

# **НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА**

**Труды XIII Международного  
симпозиума**

*11–14 марта 2019 г., Нижний Новгород*

*Том 2*

*Секция 3*

Нижний Новгород  
Издательство Нижегородского госуниверситета им. Н.И. Лобачевского  
2019

УДК 538.9  
ББК 22.37; 22.33  
Н-25

**Нанофизика и нанoeлектроника. Труды XXIII Международного симпозиума** (Нижний Новгород, 11–14 марта 2019 г.) В 2 т. Том 2. — Нижний Новгород: Изд-во Нижегородского госуниверситета, 2019. — 411 с.; илл.  
ISBN 978-5-91326-499-2

#### **Организаторы**

Отделение физических наук РАН  
Научный совет РАН по физике полупроводников  
Научный совет РАН по физике конденсированных сред  
Институт физики микроструктур РАН — филиал ФИЦ Институт прикладной физики РАН  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского  
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
В.А. Бушуев, д.ф.-м.н.	МГУ, Москва
В.А. Быков, д.т.н.	ЗАО «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, Санкт-Петербург
Е.Л. Ивченко, чл.-корр. РАН	ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
В.В. Кведер, чл.-корр. РАН	ИФТТ РАН, Черногoловка
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, Черногoловка
В.В. Рязанов, д.ф.-м.н.	ИФТТ РАН, Черногoловка
Н.Н. Салащенко, чл.-корр. РАН	ИФМ РАН, Н. Новгород
А.А. Саранин, чл.-корр. РАН	ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
В.Б. Тимофеев, академик	ИФТТ РАН, Черногoловка
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  
Е.А. Девятайкина, 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 978-5-91326-499-2

ББК 22.37; 22.33

© Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, 2019  
© Институт физики микроструктур РАН, 2019

# Симпозиум проводится при поддержке



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



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



Российского фонда  
фундаментальных исследований  
(проект № 19-02-20029)  
<http://www.rfbr.ru>



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



ООО «СПЕКС-ТиАйАй Рус»  
[www.specs-tii.ru](http://www.specs-tii.ru)



ООО «Брукер»  
<http://www.bruker.com/ru.html>



ООО «Группа Ай-Эм-Си»  
Scienta Omicron  
<https://imc-systems.ru/>



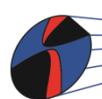
ЦТС "НАУКА"  
<http://scientific-technology.ru>

**INTERTECH Corporation**

Интертек Трейдинг Корпорейшн  
<https://www.intertech-corp.ru/>

**CRYOTRADE**  
*engineering*  
...WE MAKE IDEAS WORK

ООО «Криотрейд инжиниринг»,  
[www.cryotrade.ru](http://www.cryotrade.ru)

 **SemiTEq**

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

**ПРОТОН**  
  
**МИЭТ**

ОАО «Завод ПРОТОН-МИЭТ»  
[http:// www.z-proton.ru](http://www.z-proton.ru)

 **ostec**  
группа компаний

Ostec Corporate group  
[www.ostec-instruments.com](http://www.ostec-instruments.com)

**CZL**   
лабораторное оборудование

ООО "Промэнерголаб"  
[www.czl.ru](http://www.czl.ru)

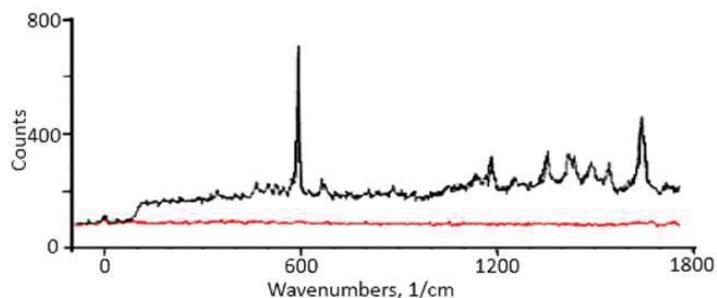
## Новые разработки

*Главное в этом мире не то, где мы стоим, а то, в каком направлении движемся.*  
Оливер Холмс

### ИНТЕГРА Спектра II



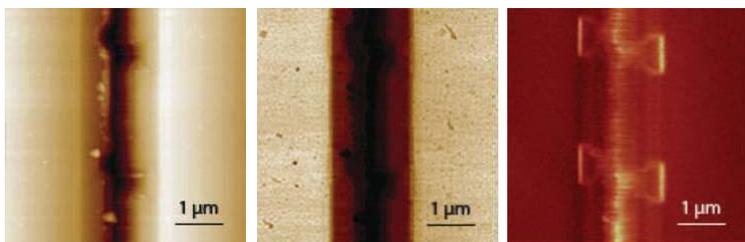
Многофункциональная автоматизированная АСМ/Раман/СБОМ/TERS система



Пример TERS-усиления в жидкости на непрозрачном образце

Инфракрасная ИК-спектроскопия с пространственным разрешением 10 нм

### ИНТЕГРА Нано ИК

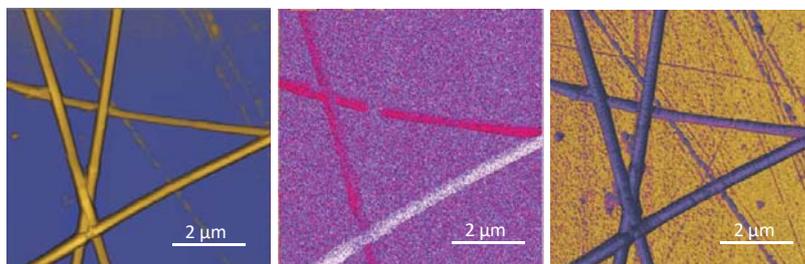


Рельеф, p-СБОМ амплитуда и фаза кремниевой микроструктуры с легированными областями



### Hybrid PFM

Комплексное исследование электромеханических свойств мягких сегнетоэлектриков



Рельеф, фаза латерального пьезоотклика и модуль Юнга пептидных нанотрубок дифенилаланина

Подробная информация на сайте [www.ntmdt-si.com](http://www.ntmdt-si.com)

Группа компаний НТ-МДТ Спектрум Инструментс. г. Москва, Зеленоград. +7 (499) 110-2050

# SPECS™

## Фотоэлектронные спектрометры

- XPS, UPS
- ARPES, APXPS, HAXPES
- PEEM (& LEEM)
- Кастомизация под задачи заказчика



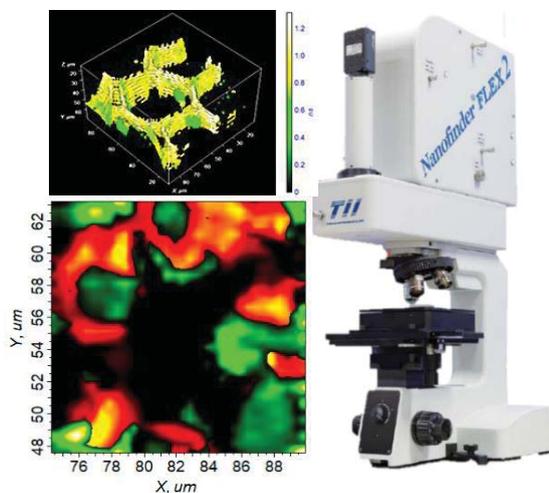
## Сканирующие зондовые микроскопы

- Рабочие температуры от 0.04 К до 400 К
- Магнитное поле с индукцией до 15 Тл
- Возможность интеграции с оптическими системами

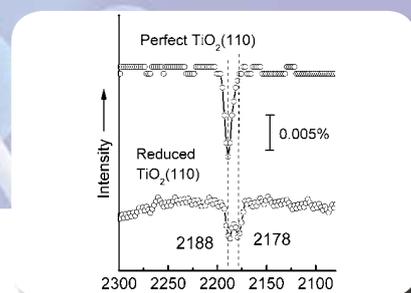
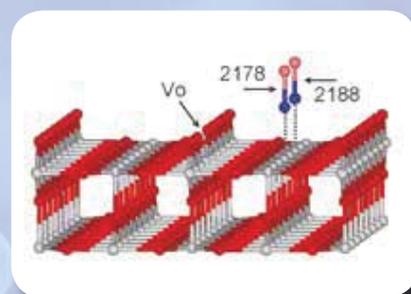


## Рамановские спектрометры

- 3D рамановская спектроскопия
- Многоточечная 21x21 конфокальная рамановская микроскопия
- Возможность комбинирования с брьюлиновским спектрометром



# VERTEX

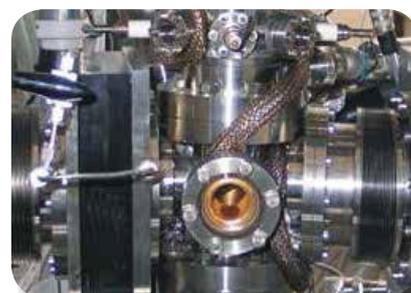


## ИК-спектрометрия при сверхвысоком вакууме

Bruker предлагает решения на базе ИК-спектрометров VERTEX со специализированными модулями для анализа различных образцов при сверхвысоком вакууме

- Атомно-слоевое осаждение
- Исследование гетерогенного катализа
- Мониторинг реакций при вариации различных условий
- Модифицирование и функционализация поверхностей на микро- и нано-уровне
- Разработка новых материалов

Наш адрес: [www.bruker.com/optics](http://www.bruker.com/optics)



ООО Брукер

Москва • Россия

Тел. +7-495-517-9284

Факс +7-495-517-9286

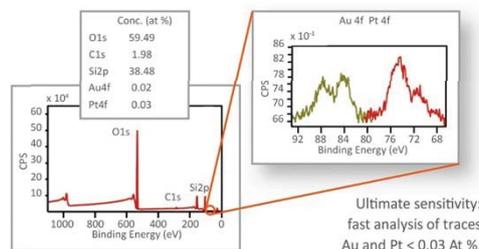
info.bopt.ru@bruker.com

## ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЕ РЕШЕНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ АТОМНОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ВЕЩЕСТВА

Компания **Scienta Omicron** — мировой лидер в области разработки технологий исследования свойств поверхности. Благодаря обладанию фундаментальными технологиями и знаниям в области электронной спектроскопии, сканирующей зондовой микроскопии в вакууме, исследованию свойств тонких пленок, компания предоставляет своим клиентам лучшее оборудование из доступного на рынке.

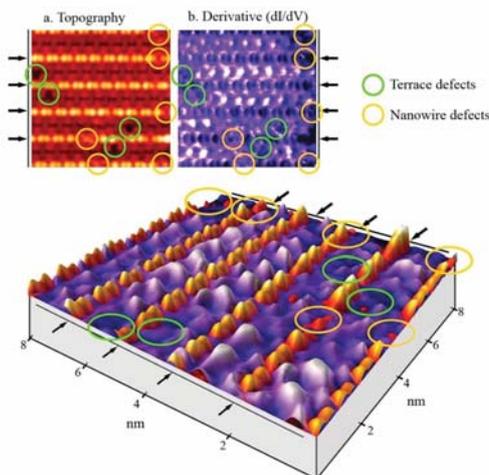
### РФЭС спектрометры ESCA 2SR

Надежные РФЭС спектрометры, позволяющие реализовывать исследования поверхности с помощью рутинной и специализированной РФЭС и ЭСХА. Удобный исследовательский инструмент, комбинирующий в себе высокую чувствительность, превосходное разрешение по энергии с высокой пропускной способностью.



### Установки молекулярно-лучевой эпитаксии LAB|EVO|PRO

Установки обладают гибкой конфигурацией, широким набором эффузионных ячеек различного объема (от 200 до 1,5 см<sup>3</sup>) для роста кристаллов и легирования, различными типами испарителей, затворов и приводов. Возможно изготовление заказных конфигураций портов (смотровые окна, симметричные порты для эллипсометрии и прочие).



### Сканирующие зондовые микроскопы QPlus

Измерения в сверхвысоком вакууме позволяют успешно реализовать методику АСМ одновременно с туннельной микроскопией без потери измерительных характеристик.

Комбинация метода QPlus АСМ и СТМ раскрывает колоссальный потенциал для целого набора направлений фундаментальных и прикладных исследований, включая манипуляции и силовое воздействие на отдельные молекулы на изолированных



ООО «Группа Ай-Эм-Си»

117638, Москва, ул. Кривокожская, д.23, кор.3

+7 (495) 374-04-01

sales@imc-systems.ru



# "НАУКА"

ЦЕНТР ТЕХНИЧЕСКОГО СОПРОВОЖДЕНИЯ

Web-sites: [www.cts-nauka.ru](http://www.cts-nauka.ru), [www.nauka-shop.ru](http://www.nauka-shop.ru) E-mail: [mail@scientific-technology.ru](mailto:mail@scientific-technology.ru)

ООО «ЦТС «НАУКА», 129626, г.  
Москва, Проспект Мира, 106.  
Тел: +7 (495) 669-39-72

Центр Технического Сопровождения «НАУКА» осуществляет подбор, поставку и обслуживание научного и аналитического оборудования для исследовательских и контролируемых лабораторий. Наша компания имеет свою сервисную и методическую службы для поддержки пользователей. Мы предлагаем к поставке следующее оборудование:

## КРИОГЕННОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

- заливные, проточные и погружные LHe и LN<sub>2</sub> криостаты
- криостаты замкнутого типа
- крио-столики и нагревательные столики для микроскопии
- криостаты и криостаты-вставки растворения
- потоковые охладители для рентгеновского оборудования
- криостаты замкнутого цикла со сверхнизкими вибрациями
- системы ожижения и реконденсации LHe и генераторы жидкого N<sub>2</sub>
- криогенные проб-станции
- криостаты растворения He<sup>3</sup>-He<sup>4</sup>
- сверхпроводящие магниты и системы на их основе
- системы для выполнения измерений в магнитном поле
- компактные азотные ловушки российского производства
- сосуды Дьюара гелиевые и азотные
- криогенные усилители СВЧ сигнала
- расходные материалы и дополнительное оборудование для криогенных установок (сенсоры, провода, контроллеры, смазки и др.).



---

## ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ МОЛЕКУЛЯРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

- ИК-Фурье спектрометры
- УФ-Вид-БЛИК спектрофотометры
- Спектрофлуориметры
- Терагерцовые спектрометры



## ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТНОГО АНАЛИЗА

- атомно-абсорбционные спектрометры производства
- атомно-эмиссионный спектрометр с микроволновой плазмой
- оптико-эмиссионный спектрометр с ИСП
- оптико-эмиссионные спектрометры с масс-детектором



## ИЗМЕРИТЕЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

- Синхронные усилители Lock-In Amplifier
- Анализаторы импеданса
- Генераторы сигналов произвольной формы



## ВАКУУМНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

- Пластинчато-роторные насосы
- Мембранные насосы
- Турбомолекулярные насосы
- Вакуумные посты
- Вакуумная арматура

## ВСПОМОГАТЕЛЬНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

- Центрифуги для нанесения тонких пленок на подложку
- Аксессуары для оптических лабораторий производства Thorlabs, Inc
- Лазеры
- Системы для резистивного термического напыления

2016 году компания ЦТС «НАУКА» открыла интернет-магазин расходных материалов для спектроскопии и несложных приборов [www.nauka-shop.ru](http://www.nauka-shop.ru). В магазине можно получить коммерческое предложение или счет на выбранные товары в автоматическом режиме.

**INTERTECH Corporation**

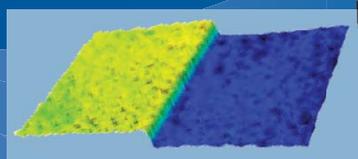
# ОБОРУДОВАНИЕ

ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТИ  
И НАНОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУР



Передовые решения  
для исследования наноматериалов,  
включая микроскопию пьезоотклика:  
сканирующие зондовые микроскопы

Оптические и стилусные  
профилометры KLA-Tencor,  
включая профилометры  
серии Zeta на основе  
уникальной технологии ZDot



Наноинденторы KLA-Tencor  
Разнообразие моделей наноинденторов:  
от компактных настольных моделей до много-  
функциональных комбинированных систем  
и приставок для СЭМ/ПЭМ.



Полнота химической  
информации  
о поверхности  
и тонких пленках:  
рентгеновские  
фотоэлектронные  
спектрометры  
Thermo Scientific

Стандарты высоты,  
топографии поверхности  
VLSI Standards (для АСМ,  
РЭМ, профилометрии)



● Поставка оборудования

● Консультации

● Сервисное обслуживание

**Россия:** 8-800-200-4225 (звонок бесплатный по РФ)  
г. Москва (495) 232-4225  
г. Екатеринбург (343) 217-3546  
г. Красноярск (391) 258-0923  
г. Новосибирск (383) 335-9635

**Украина:** г. Киев +38 (044) 230-2373  
**Беларусь:** г. Минск +375 (29) 650-5657  
**Центральная Азия:** г. Астана +7 (717) 295-5111  
г. Алматы +7 (727) 386-9129  
**США:** г. Аткинсон +1 (603) 893-9566

**Thermo**  
SCIENTIFIC

**OXFORD**  
INSTRUMENTS

ASYLUM RESEARCH

**KLA**Tencor



**VLSI** Standards  
Incorporated

[info@intertech-corp.ru](mailto:info@intertech-corp.ru)

[www.intertech-corp.ru](http://www.intertech-corp.ru)

# **INTERTECH Corporation**

**INTERTECH Corporation** - американская компания, специализирующаяся на поставках и сервисном обслуживании научного и аналитического оборудования ведущих мировых производителей для проведения элементного, молекулярного, термического анализа, исследования поверхности и наноструктур.

Уже более 30 лет поставляемое нами оборудование успешно эксплуатируется в образовательных учреждениях и академических институтах, а также предприятиях различного профиля (включая предприятия микроэлектроники и полупроводниковой промышленности). За этот период времени установлено и обслуживается более 1900 единиц крупного оборудования.

Для анализа поверхности и исследования наноструктур мы предлагаем: оптические, стилусные профилометры и наноинденторы производства KLA; атомно-силовые микроскопы Oxford Instruments Asylum Research; рентгеновские фотоэлектронные спектрометры и системы микроанализа Thermo Scientific; системы фототермического синхронного ИК-Раман Photothermal Spectroscopy Corporation.

Представительства INTERTECH Corporation расположены в Москве, Екатеринбурге, Красноярске, Новосибирске; Астане и Алматы (Казахстан), Баку (Азербайджан), Киеве (Украина), Минске (Беларуси).

Наша компания постоянно прилагает усилия для укрепления репутации надежного поставщика и ответственного представителя, оказывая пользователям качественную техническую и методическую поддержку.

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



...WE MAKE IDEAS WORK

«Криотрейд Инжиниринг» – это торгово-производственная группа компаний, 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 «Криотрейд Инжиниринг» имеет собственные производственные мощности, расположенные на площади более 700 м<sup>2</sup>, и более 25 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**);

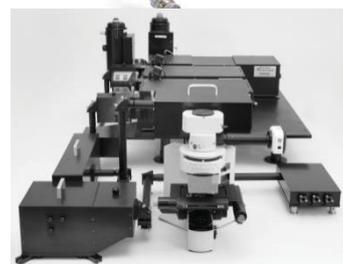
- Ожижители гелия производства Cryomech и Linde, а также системы сбора газообразного гелия;

- 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.

**Возможна работа по поставке оборудование под заказ!**

**ООО «Криотрейд инжиниринг», тел./факс: +7 (495) 374-6952, [www.cryotrade.ru](http://www.cryotrade.ru)**



# АО «Завод ПРОТОН»

124498, Москва, Зеленоград, пл.Шокина, д.1  
+7 (495) 364-60-93 b\_loginov@mail.ru metrology@z-proton.ru  
www.z-proton.ru www.microscopy.su www.микроскоп.su



## Микроскоп сканирующий зондовый «СММ-2000»

атомное разрешение в STM и AFM, неприхотливость к вибрациям и влажности, высокая надежность, применимость для учебной сборки/разборки в ВУЗ-ах, точность 1 нм выхода на ту же точку при обратной установке образца после его снятия, режимы снятия электропроводности, потенциалов, ёмкости, электро- и фото- люминесценции, фоточувствительности, эл.плотности, трения, адгезии, упругости, теплопроводности, вязкости, намагниченности, чувствительности с коэрцитивной силой, насыщением и остаточным полем по пьезо- и магнитным образцам и т.д., морфологический, фрактальный, Фурье-анализы и анализ шероховатости, регулировка температуры образца от -40°C до +150°C (опция +800°C), стоимость 590 000р., скидки от количества, срок поставки 10 дней, курсы обучения, сервис 10 лет.



UHV-cryo-STM, 5K,  $10^{-11}$  мбар



STM/AFM in-situ под магнетронами



AFM с машиной разрыва



Магнетрон МАГ-2000 с блоком управления



Меры ПРО-10  
Госреестр №66933-17  
Ra от 5нм до 80мкм



## Профилометр модели 130 <http://prof130.ru>

Измерение Ra, Rz и ещё 28 параметров шероховатости диапазон по Ra 0,012 – 50 мкм, чувствительность 0,001 мкм длина трассы до 40 мм, 1-14 класс по ГОСТ 2789  
Госреестр №33319-13, межповерочный интервал 2 года  
цена 354 000р., скидки, поставка 20 раб.дней, с обучением



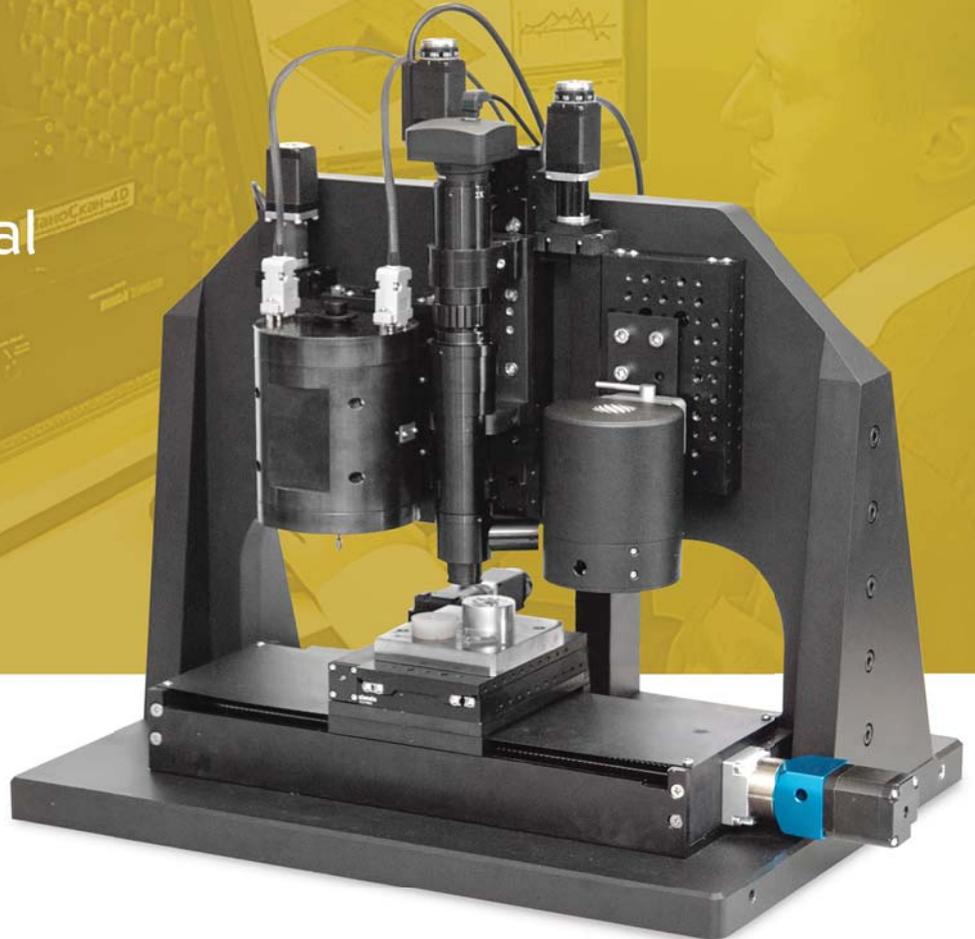
## Контурограф модели 220

Измерения длин, углов, радиусов, диаметров и шагов диапазон 220мм (опция 1000мм), чувствительность 0,1мкм погрешность длин 0,2%, углов 0,1°, радиусов 0,1%  
Госреестр №58193-14, межповерочный интервал 2 года  
цена 1,9 млн.руб, поставка 30 раб.дней, с обучением

# 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](http://www.ostec-instruments.com)



# STE35

## III-V MBE System for R&D and Small-Scale Production

precise growth process on 100mm  
or 3x2" substrates



"Semiconductor Technologies and  
Equipment" Joint Stock Company

27 Engels avenue,  
Saint-Petersburg, 194156, Russia  
Phone: +7 812 6010605  
Fax: +7 812 3204394

[sales@semiteq.ru](mailto:sales@semiteq.ru)  
[www.semiteq.org](http://www.semiteq.org)

# 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 бесконтактный режим (True Non-Contact™), и максимально автоматизированным программным обеспечением.

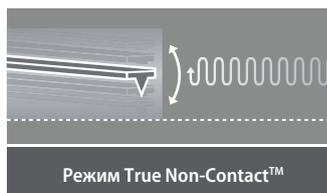
В декабре 2015 года Park System провела первую публичную продажу акций, присоединившись к биржевой торговой площадке в Южной Корее (KOSDAQ).

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



## **Секция 3**

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



# Alloy SiGe nanocrystals in SiO<sub>2</sub>: tight-binding modeling and experiment

A.V. Belolipetskiy<sup>1,\*</sup>, M.O. Nestoklon<sup>1</sup>, I.N. Yassievich<sup>1</sup>, Nguyen Huy Viet<sup>2</sup>,  
Tran Van Quang<sup>3</sup>, Ngo Ngoc Ha<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Institute, 26 Politekhnicheskaya, St Petersburg 194021, Russian Federation.

<sup>2</sup> Institute of Physics, Vietnam Academy of Science and Technology, 18 Hoang Quoc Viet, Cay Giay, Ha Noi, Vietnam.

<sup>3</sup> University of Transport and Telecommunications, No.3 Cau Giay, Dong Da, Hanoi, Vietnam.

<sup>4</sup> International Training Institute for Materials Science, Hanoi University of Science and Technology, Dai Co Viet road, Hai Ba Trung, Hanoi, Vietnam.

\*alex.belolipetskiy@mail.ioffe.ru

In the empirical tight-binding approach we study the electronic states in spherical SiGe nanocrystals embedded in SiO<sub>2</sub> matrix. The energy of space quantization levels and valley structure of the localized electron states are obtained as a function of Ge composition and nanocrystal size. The calculations show that the mixing of hot electrons in the nanocrystal with the electrons in wide band gap matrix is possible and this mixing strongly depends on the Ge composition in the alloy of nanocrystal. Thin films containing multilayer structures of Si<sub>x</sub>Ge<sub>1-x</sub>/SiO<sub>2</sub> have been prepared by co-sputtering method.

## Introduction

We present the developing of the empirical tight binding (ETB) approach for the modeling of electronic states and energy levels of SiGe nanocrystals embedded in SiO<sub>2</sub> matrix and present the results of modeling for Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> nanocrystals with germanium content  $x$  in wide region from  $x = 0$  to  $x = 1$ . The sample preparation of (SiGe+SiO<sub>2</sub>)/SiO<sub>2</sub> multilayer structures will be presented, also.

## Virtual crystal approach for SiGe alloy

To simulate the alloy in empirical tight-binding (ETB), two approaches are widely used. First, one may consider the randomly chosen atom distribution within the structure and then average over realizations. Second option is to use the virtual crystal approximation (VCA) which is the ETB parametrization of the averaged band structure of the alloy. Second approach has its limitations: it is valid only in the cases when one wants to neglect the effects due to the disorder in the alloy material.

Recently it has been shown [1] that for the VCA in ETB it is not necessary to parametrize the alloy. At least for ternary alloys in the InGaAsSb and AlGaAs family the band structure of an alloy may be constructed from the ETB parameters of basic materials. Here we adopt the same procedure for the SiGe alloy.

## Virtual crystal approach for SiO<sub>2</sub> matrix

The simulation of Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> alloy nanocrystals in SiO<sub>2</sub> by the tight-binding method is complicated by the fact

that SiO<sub>2</sub> is an amorphous material. However, at the interface between SiO<sub>2</sub> and Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> NCs, there is a large band offset for both types of carriers and, therefore, the electron and hole wave functions rapidly damp in the matrix. In this case, the role of disorder of amorphous SiO<sub>2</sub> matrix may be neglected and the most important factors are the general band structure of material surrounding nanocrystal and the boundary conditions between Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> alloy and SiO<sub>2</sub>. It opens the possibility to simulate SiO<sub>2</sub> as a virtual crystal. We construct the virtual crystal with a band structure close to the band structure of  $\beta$ -cristobalite near the band gap edges, following [2].

## Results of modeling SiGe NCs in SiO<sub>2</sub>

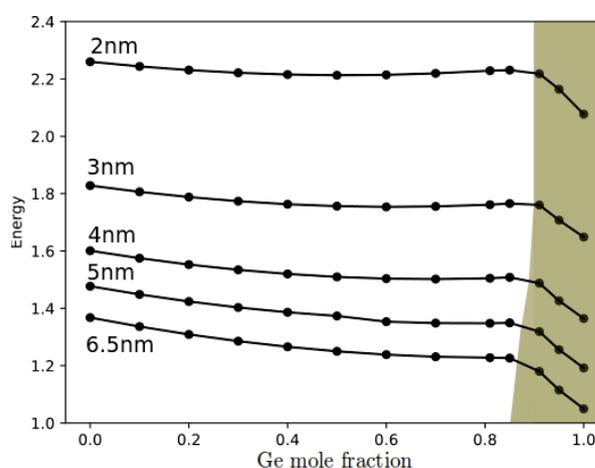
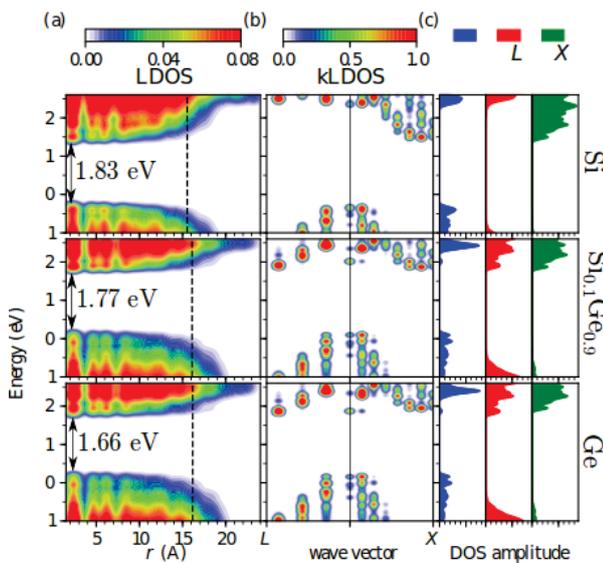


Fig. 1. Energy gap as function of Ge content

For convenience, in the calculations of electron and hole states in  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  nanocrystals embedded in the  $\text{SiO}_2$  matrix, we consider a cubic supercell of the virtual  $\text{SiO}_2$  with a  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  alloy nanocrystal in the supercell center. In calculations, we use the periodic boundary conditions to discard the effects at the surface and choose the  $\text{SiO}_2$  cell to be large enough to neglect the tunneling between neighboring NCs. The NC with diameter  $D$  is constructed by placing the SiGe “atoms” inside the sphere with diameter  $D + 0.5$  nm. Extra 0.5 nm are added to compensate for the interface effects. Results of calculation of the energy gap for  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  nanocrystals with diameters = 2, 3, 4, 5 and 6.5 nm as a function of Ge content  $x$  are presented in Fig. 1, where shaded area shows NCs with the minimum of the conduction band in L valley.

In Fig. 2 we demonstrate the local density of states (LDOS) for electron and hole states in real and  $k$ -spaces for nanocrystal with diameter 3 nm (number of atoms in the NC is 1099).



**Fig. 2.** Distribution of local electron density of state in  $r$  (a) and  $k$ -space (b) for a 3 nm size SiGe NC with the different Ge mole fraction

## Discussion

We show that the VCA description in the framework of empirical tight-binding method for SiGe alloys and  $\text{SiO}_2$  is an effective and quantitatively correct approach. The calculations of electron states in the SiGe nanocrystals in  $\text{SiO}_2$  matrix shows reach valley structure of the states. For Ge-rich NCs we demonstrate the importance of all three valleys and strong tunneling of excited electron states in the matrix. For Si-rich NCs, the states are predominantly X-valley, but the hot elec-

tron states after some threshold become delocalized and these delocalized states in the matrix and the states inside the NC are weakly mixed by the  $\Gamma$ -X mixing at the interface.

## Sample preparation: ( $\text{SiGe}+\text{SiO}_2$ )/ $\text{SiO}_2$ multilayer structures

Thin films containing multilayer structures of  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  and  $\text{SiO}_2$  were prepared by co-sputtering method. The layers of  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  (30-40 vol.%) and  $\text{SiO}_2$  (60-70 vol.%) of about 5 nm thick were sputtered on the quartz or Si substrates. These layers were separated by spacers of about 10 nm thick  $\text{SiO}_2$  layers. This process was repeated 30 times to build thin films of about 450 nm thick as depicted in Fig. 3. Samples with different Ge compositions  $x = 0.2, 0.3, 0.4, 0.5,$  and  $0.6$  were obtained. After the sputtering, the samples were annealed at 900 °C and 1000 °C in continuously-flowed  $\text{N}_2$  gas for 30 minutes.



**Fig. 3.** the schematic diagram of the multilayer structures of  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  and  $\text{SiO}_2$  were prepared by co-sputtering method on quartz substrates or Si substrates

In the following investigations, the samples were characterized by Energy-dispersive X-ray spectroscopy (EDX), photon absorption spectroscopy, Raman spectroscopy, and X-ray diffraction (XRD). Dynamics of the photo-generated carriers in the materials were examined by the femtosecond (fs) transient induced absorption (TIA) experiments.

## Acknowledgement

This study is funded by the Vietnam-Russia academic cooperation program with RFBR grant 18-52-54002 and the grant number QTRU01.01/18-19.

## References

1. M.O. Nestoklon, R. Benchamekh, and P. Voisin, J.Phys: Condensed Matter 28, 305801 (2016).
2. A. V. Belolipetskiy, M. O. Nestoklon, and I. N. Yassievich, Semiconductors 52, 1264 (2018).

# Transport evidence for a sliding two-dimensional quantum electron solid

P. Brussarski<sup>1</sup>, S. Li<sup>2</sup>, S.V. Kravchenko<sup>1,3,\*</sup>, A.A. Shashkin<sup>4,+</sup>, M.P. Sarachik<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Physics Department, Northeastern University, Boston, MA 02115, USA.

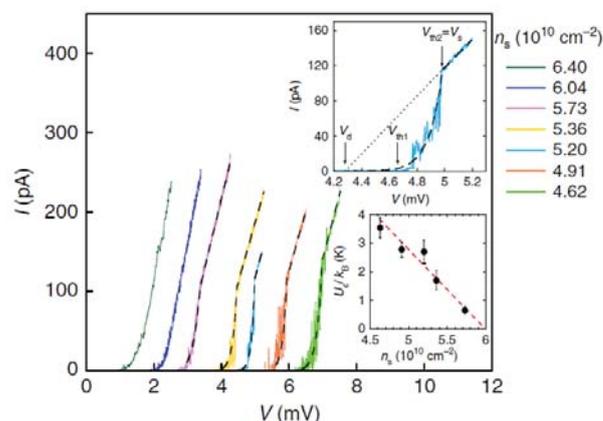
<sup>2</sup> Physics Department, City College of the City University of New York, New York, NY 10031, USA.

<sup>3</sup> Institute of Fundamental and Frontier Sciences, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, People's Republic of China.

<sup>4</sup> Institute of Solid State Physics, Chernogolovka, Moscow District 142432, Russia.

\*s.kravchenko@northeastern.edu, +shashkin@issp.ac.ru

Как было инициировано открытием перехода металл-изолятор, поведение слабо разупорядоченных двумерных (2D) электронных систем вызывает в настоящее время повышенное внимание. В пределе сильного взаимодействия, ожидается кристаллизация электронов в квантовый Вигнеровский кристалл, но никакого решающего свидетельства для этого эффекта не было получено, несмотря на большие экспериментальные усилия на протяжении ряда лет. В этой статье, исследуя изолирующее состояние 2D электронной системы в кремнии, мы обнаружили двухпороговые вольт-амперные характеристики с сильным ростом шума между двумя пороговыми напряжениями. Это поведение не может быть описано в рамках существующих традиционных моделей. С другой стороны, оно удивительно похоже на поведение, наблюдаемое для коллективного депиннинга вихревой решетки в сверхпроводниках второго рода. Адаптация модели, используемой для вихрей, на случай электронного твердого тела, дает хорошее согласие с нашими экспериментальными результатами, что свидетельствует в пользу квантового электронного твердого тела в качестве происхождения состояния при низких плотностях. [1]



**Рис. 1** Вольт-амперные характеристики для различных электронных плотностей в изолирующем состоянии в кремниевой МОП структуре при температуре 60 мК. Пунктирные линии – ожидаемые по модели аппроксимации данных. Верхняя вставка показывает  $V$ - $I$  кривую для  $n_s = 5.20 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  в увеличенном масштабе; также показаны пороговые напряжения  $V_{th1}$  и  $V_{th2}$ , статический порог  $V_s = V_{th2}$ , и динамический порог  $V_d$ , который получен экстраполяцией линейного участка  $V$ - $I$  кривой в ноль тока. Нижняя вставка: энергия активации  $U_c$  в зависимости от электронной плотности. Пунктир – линейная аппроксимация

## Литература

1. P. Brussarski, S. Li, S.V. Kravchenko, A.A. Shashkin, M.P. Sarachik, Nat. Commun. 9, 3803 (2018).

# Effective Mass and g- Factor of two-dimensional HgTe $\Gamma_8$ -band electrons: Shubnikov-de Haas oscillations

S.V. Gudina<sup>1</sup>, A.S. Bogolubskii<sup>1</sup>, V.N. Neverov<sup>1,\*</sup>, N.G. Shelushinina<sup>1</sup>, M.V. Yakunin<sup>1,2</sup>, S.M. Podgornykh<sup>1</sup>, N.N. Mikhailov<sup>3</sup>, S.A. Dvoretzky<sup>3</sup>

<sup>1</sup> M.N. Miheev Institute of Metal Physics of Ural Branch of Russian Academy of Sciences, 620108, Ekaterinburg, S. Kovalevskoy str., 18, Russia.

<sup>2</sup> Institute of Natural Sciences and Mathematics, Ural Federal University, 620002, Ekaterinburg, Russia.

<sup>3</sup> Rzhanov Institute of Semiconductor Physics Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090, Novosibirsk, Lavrentyev ave., 13, Russia.

\* neverov@imp.uran.ru

We present a study of Shubnikov - de Haas oscillations at temperatures of (2-10) K in magnetic fields up to 2.5 T. The analysis of the temperature dependence of SdH amplitude in weak fields,  $B < 0.8T$ , led us to the value  $m_c/m_0 = (0.022 \pm 0.002)$  in accordance with the results of other authors. But in a region of higher magnetic fields, at  $B > 1.4T$ , we confidently have  $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.002)$  in good agreement with results on the analysis of activation transport under quantum Hall effect.

## Introduction

A unique feature of HgTe quantum well (QW) is that for a sufficiently large width its conduction band edge is formed by the p-type states ( $\Gamma_8$  band) but not by the s-type ones ( $\Gamma_6$  band), as in conventional heterosystems [1].

We present a study of Shubnikov - de Haas (SdH) oscillations at temperatures of (2-10)K in magnetic fields up to 2.5T in a 20.3-nm-wide HgTe QW with an inverted band structure grown on the (013) GaAs substrate and symmetrically modulation doped by In.

In QW studied the conduction is carried out by the electrons of the first size-quantized subband H1 with an extremely small effective mass,  $m_c/m_0$  and a large value of g-factor [2, 3].

## Experimental results and discussion

The dependences of the longitudinal magnetoresistivity  $\rho_{xx}$  on the magnetic field  $B$  at different temperatures for the investigated sample are shown on Fig.1. The values of filling factors are indicated at  $\rho_{xx}$  peaks from temperature dependence of which amplitude the effective mass was determined. The integer filling factor values correspond to the two-fold degenerate peaks, and half-integer ones match the non-degenerate peaks.

The analysis of the temperature dependence of SdH amplitude in weak fields,  $B < 0.8T$ , led us to the value  $m_c/m_0 = (0.022 \pm 0.002)$  in accordance with the results of other authors [2, 3], but in contradiction with

theoretical estimates [4, 5] and with our experimental results on the analysis of activation transport under quantum Hall effect (QHE) regime ( $m_c/m_0 = (0.037 \pm 0.005)$  and  $g = (75 \pm 5)$ ) [6].

For the effective mass,  $m_c$ , at the bottom of H1 subband (at  $k_{||} = 0$ ) the theory in spherical approximation gives [4, 5]:

$$m_c/m_0 = \gamma_1 + \gamma,$$

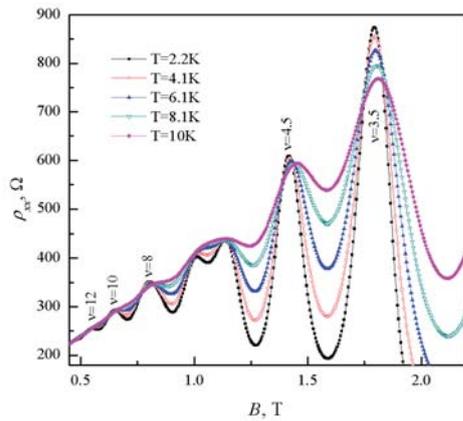
and the energy distance between two sublevels with  $J_z = \pm 3/2$  can be written in the form [4, 5, 7]:

$$\varepsilon_{3/2} - \varepsilon_{-3/2} \equiv g\mu_B B = 3\kappa\hbar\omega_0,$$

i.e. the theoretical value of effective g-factor,  $g = 6\kappa$ .

Here  $\gamma_1$ ,  $\gamma$  and  $\kappa$  are Luttinger constants,  $\omega_0 = eB/m_0$  being the free electron cyclotron frequency and  $\mu_B = e\hbar/2m_0$  is Bohr magneton. For the set of HgTe Luttinger parameters ( $\gamma_1 = 12.8$ ,  $\gamma = 8.4$  and  $\kappa = 10.5$ ) [4] we have  $3\kappa > (\gamma_1 + \gamma)$ , and thus (at least for small  $k_{||}$ ) the spin splitting is *greater* than the orbital one,  $\Delta_z > \Delta_C$ .

For SdH oscillations it means that Zeeman splitting (when  $\Delta_z$  becomes greater than Landau level width,  $\Gamma$ ) may come into sight in smaller magnetic fields than the cyclotron one (when becomes  $\Delta_C > \Gamma$ ). Therefore, we think that for the investigated HgTe QW "correct" effective mass can be obtained only in strong enough magnetic fields when the degeneracy (overlap) of Landau levels is completely lifted:  $\Delta_z > \Gamma$  and  $\Delta_C > \Gamma$ .



**Fig. 1.** The magnetic field dependences of the longitudinal magnetoresistivity at different temperatures

Really, in that region of magnetic fields, at  $B > 1.4\text{T}$ , we confidently have  $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.002)$  in good agreement with the activation analysis of QHE [6] and cyclotron resonance measurements [8]. To estimate the  $g$ -factor at the Fermi level, we use the relation of Wimbauer et al. [5] for the H1 subband:

$$g - 6\kappa = 2[m_0/m_c - (\gamma_1 + \gamma)],$$

which takes into account the mixing of light and heavy carrier states at  $k_{\parallel} = 0$ . For  $m_c/m_0 = (0.034 \pm 0.002)$  we obtain  $g = (76.7 \pm 3.5)$ , also in good agreement with Ref. [6].

Note that such a large  $g$ -factor value for HgTe QW with an inverted band structure are just due to the  $p$ -type of states at  $\Gamma_8$  size-quantized subband H1 with the total angular momentum  $J = 3/2$  and  $z$ -projections of "quasi-spin"  $J_z = \pm 3/2$ , in contrast to the standard situation with  $S_z = \pm 1/2$ .

The results were obtained within the state assignment of Russian Ministry of Science and High education of Russia (theme "Electron" No. AAAA-A18-118020190098-5) supported in part by RFBR (project No 18-02-00172).

## Литература

1. M. Konig, H. Buhmann, L. Molenkamp, and T. Hughes // *J. Phys. Soc. Japan*, V. **77**, 031007 (2008).
2. E.B. Olshanetsky et al. // *Pis'ma v JETF* V. **84**, 661 (2006); Z.D. Kvon et al. // *Low Temp. Phys.*, V. **35**, 6 (2009).
3. M.V. Yakunin, S.M. Podgornykh, N.N. Mikhailov, and S.A. Dvoretzky // *Physica E*, V. **42**, 948 (2010).
4. Y. Guldner, C. Rigaux, M. Grynberg, A. Mycielski // *Phys. Rev. B*, V. **8**, 3875 (1973).
5. T. Wimbauer, K. Oettinger, A.L. Efros, B.K. Meyer, and H. Brugger // *Phys. Rev. B*, V. **50**, 8889 (1994).
6. S.V. Gudina, V.N. Neverov, E.G. Novik et al. // *Low Temperature Physics*, V. **43**, 605 (2017).
7. M.A. Semina and R.A. Suris // *Semiconductors*, V. **49**, 797 (2015).
8. K. E. Spirin A. V. Ikonnikov A. A. Lastovkin V. I. Gavrilenko S. A. Dvoretzky N. N. Mikhailov // *JETP Letters* V. **92**, 63 (2010).

# Field Effect Transistors Based Terahertz Detectors: 25 Years History, State of the Art and Future Directions

W. Knap

Center for Terahertz Research and Applications (CENTERA), Institute for High Pressure Physics, Polish Academy of Sciences, Warsaw, Poland and Laboratory Charles Coulomb, Montpellier University & CNRS, Montpellier 34095, France

\*petrov@mail.ru, §sidoroff@mail.ru

An overview of main results concerning THz detection related to plasma nonlinearities in nanometer field effect transistors will be presented. In particular, the physical limits of the responsivity, speed and the dynamic range of these detectors will be discussed. We will also present applications of the FET THz detectors for construction of focal plane arrays and based on them nondestructive quality control and security screening scanners. Finally, some possible future developments will be discussed.

## Introduction

In the beginning of 90-ties Dyakonov and Shur proposed field effect transistors (FETs) as potential candidates for THz detectors and emitters. In their pioneering works the operation principle has been explained using physical models of plasma-waves propagating (or overdamped) in the channel of the transistors- for review see references [1,2]. Later some specific cases (room temperature overdamped plasma oscillations) has also been described as a distributed self-mixing resistive mixer [3,4] and by a lumped element approach [5]. A complete analytical expression valid in all regions of operation of the FET, including sub-threshold, linear and saturation as well as the loading effect has been proposed in references [6,7]. The theoretical predictions have been confirmed by many experimental results and the matrixes of FETs detectors were reported-for review see reference [8]. The real interest in FET based THz detection and imaging was triggered by a breakthrough discovery that standard Si-MOSFET transistors, in spite their low carrier mobility, can be very efficient detectors [9,10]. Later it has been shown that wide band – up to 4THz single pixel and focal plane arrays operating at sub-THz atmospheric windows can be achieved in Si -Technology [11,12]. Wireless communication applications with Si-CMOS based THz receivers operating at sub-THz bands have been also demonstrated [13].

## Results

We present an overview of results concerning THz detection related to plasma nonlinearities in nanometer field effect transistor. The subjects were selected in a

way to show physics related limitations and advantages rather than purely technological or engineering improvements of FETs Terahertz detectors. We address the basic physics related problems like temperature dependence of the response [14], helicity sensitive detection [15] and nonlinear/saturation response at high incident power [16]. We present also the first results on new THz detectors based on GaN/AlGaN edge gate transistors and Si junction-less FETs [17,18] showing that the signal-versus gate voltage has unusual behavior and the results cannot be interpreted using standard models. A new theoretical approach is presented. All the recent results will be discussed in view of the physical and technical limitations of FET THz detectors and their application for quality control and postal security and nondestructive quality control linear scanners [19]

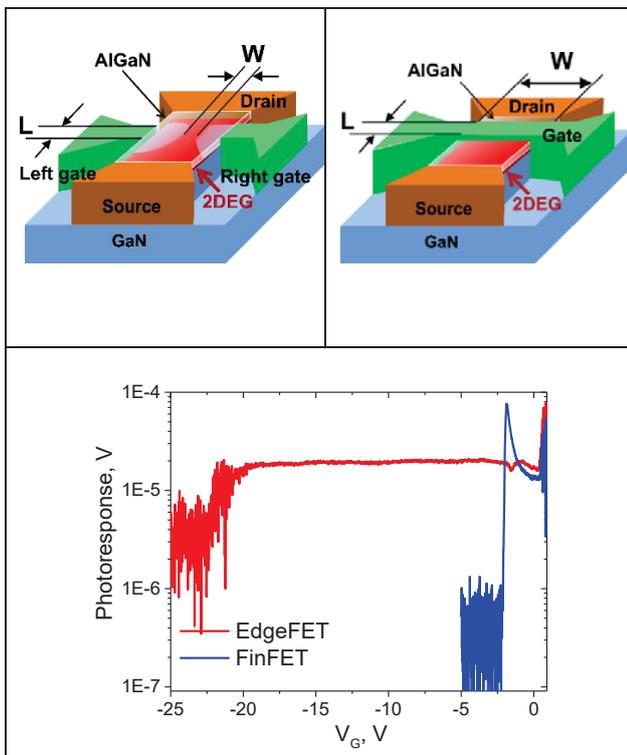
## New directions

Finally, we present possible future direction for FET-THz detectors realization: i) Silicon junction-less field effect transistors and ii) GaN- Edge FETS.

Terahertz radiation detection by junctionless metal-oxide-semiconductor field-effect transistors (JL MOSFETs) was studied and compared with THz detection using conventional MOSFETs. It has been shown that, in contrast to the behavior of standard transistors, the junctionless devices have a significant responsivity also in the open channel (low resistance) state. Working in the open channel state may be advantageous for THz wireless and imaging applications because of its low thermal noise and possible high operating speed or large bandwidth. It

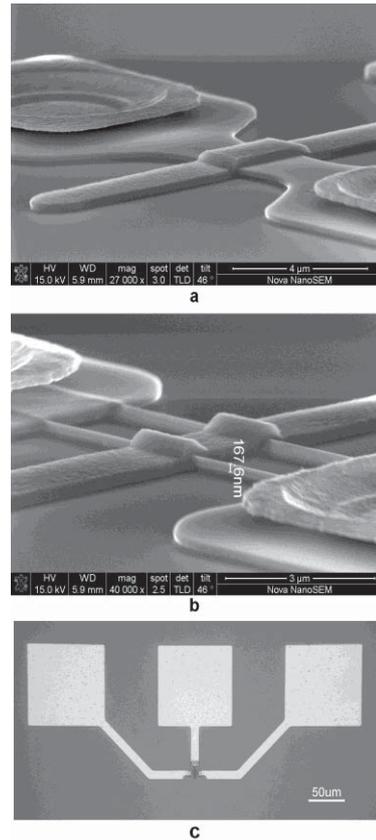
has been proven that the junctionless MOSFETs can also operate in a zero gate bias mode, which enables simplification of the THz array circuitry [23].

GaN Edge FET's are AlGaN/GaN field effect transistors with two lateral Schottky barrier gates on the sides of two dimensional electron gas – see Fig.1. This kind of “EdgeFETs” allows efficiently control the current flow in the 2DEG conduction channel and form a nanowire which is beneficial for the adjustable resonant THz detection. Our studies of DC characteristics and properties in the sub terahertz frequency range confirm the validity of the approach [20,21,22].



**Fig. 1.** Schematic views of GaN/AlGaN EdgeFET and FET (upper panel) and 140 GHz Photoresponse of both devices (lower panel) [24]

The process of detection by GaN-Edge FETS and junctionless Si devices cannot be explained within the framework of the commonly accepted models and therefore requires a new theoretical approach. We discuss physical reasons of the phenomena and demonstrate necessity of the new theoretical approach of THz detection.



**Fig. 2.** SEM micrographs of (a) the JL FET and (b) the JL FinFET. (c) Microscope picture of JL FET showing the layout of pads. The lowest panel shows comparison of the measured photoresponses of the JL MOSFET, the JL FinFET, and the classical SOI MOSFET with normalized  $\frac{\delta n(I_a)}{\delta V_{gs}}$  curves (solid lines) [23]

### Acknowledgements

This project was in part supported by the Foundation for Polish Science through grants TEAM/2016-3/25 and MAB/2018/9 - ‘International Research Agendas’ programme.

## References

- [1] W. Knap and M. Dyakonov et al in Handbook of Terahertz Technology edited by D. Saeedkia (Woodhead Publishing, Canada), pp. 121-155 (2013).
- [2] W. Knap, M. Dyakonov, et al “Field Effect Transistors for Terahertz Detection: Physics and First Imaging Applications” *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* 30, 1319 (2009)
- [3] Khmyrova and Yu. Seijyou, " Analysis of plasma oscillations in high-electron mobility transistorlike structures: Distributed circuit approach " *Appl. Phys. Lett.* 91, 143515 (2007).
- [4] Lisauskas, U. Pfeiffer, E. O. Ojefors, P. H. Bolivar, D. Glaab, H. G. Roskos, "Rational design of high-responsivity detectors of terahertz radiation based on distributed self-mixing in silicon field-effect transistors", *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 11, p. 114511 (2009).
- [5] S.Preu et al S. Kim, R. Verma, P. G. Burke, M. S. Sherwin, A. C. Gossard, " An improved model for non-resonant terahertz detection in field-effect transistors ", *Journal of Applied Physics*, vol. 111, 024502 (2012).
- [6] Knap, W., V. Kachorovskii, Y. Deng, S. Romyantsev, J.Q. Lu, R. Gaska, M.S. Shur, G. Simin, X. Hu, M.A. Khan, C.A. Saylor, and L.C. Brunel, Nonresonant detection of terahertz radiation in field effect transistors. *Journal of Applied Physics*, 91(11): p. 9346-9353 (2002).
- [7] M. Sakowicz, M.B. Lifshits, O.A. Klimenko, F. Schuster, D. Coquillat, F. Teppe, W. Knap, *J. Appl. Phys.* 110, 054512 (2011)
- [8] W. Knap, S. Romyantsev, M. Vitiello, D. Coquillat, S. Blin, N. Dyakonova, M. Shur, F. Teppe, A. Tredicucci and T. Nagatsuma, *Nanotechnology* 24 (21), 214002-214002 (2013).
- [9] Knap W, Teppe, F, Meziani, Y, Dyakonova, N, Lusakowski, et al, Plasma wave detection of sub-terahertz and terahertz radiation by silicon field-effect transistors, *Applied Physics Letters*, 85(4): p. 675-677 (2004).
- [10] R. Tauk, F. Teppe, S. Boubanga, D. Coquillat, W. Knap, et al, Plasma wave detection of terahertz radiation by silicon field effects transistors: Responsivity and noise equivalent power” *Appl.Phys.Lett.* 89, 253511 (2006)
- [11] A. Boppel, M. Lisauskas, M. Mundt, D. Seliuta, L. Minkevičius, et al "CMOS Integrated Antenna-Coupled Field-Effect Transistors for the Detection of Radiation From 0.2 to 4.3 THz", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 60, No. 12, p.3834 (2012).
- [12] R. Al Hadi et al “A 1 k-Pixel Video Camera for 0.7–1.1 Terahertz Imaging Applications in 65-nm CMOS” *IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS*, VOL. 47, NO. 12, DECEMBER ( 2012)
- [13] S. Nahar et al “Wide modulation bandwidth terahertz detection in 130 nm CMOS technology “*Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 76: 20101 (2016)
- [14] O. A. Klimenko, W. Knap, B. Iniguez, D. Coquillat, Y. A. Mityagin, F. Teppe, N. Dyakonova, H. Videlier, D. But, F. Lime, J. Marczewski and K. Kucharski, *J. Appl. Phys.* 112 (1), 014506-014505 (2012).
- [15] C. Drexler, N. Dyakonova, P. Olbrich, J. Karch, et al *J. Appl. Phys.* 111 (12), 124504-124506 (2012).
- [16] D. B. But, C. Drexler, M. V. Sakhno, N. Dyakonova, et al *J. Appl. Phys.* 115 (16), 164514 (2014).
- [17] G. Cywinski et al "Electrically Controlled Wire-Channel GaN/AlGaIn Transistor for Terahertz Plasma Applications" 112(13):133502 · *Applied Physics Letters* March 2018.
- [18] J. Marczewski, W. Knap, D. Tomaszewski, M. Zaborowski, P. Zagrajek “Silicon junction less FETs as room temperature THz detectors” *Journal of Applied Physics* 118(104502) (2015).
- [19] Mail scanner:  
<http://www.orteh.pl/page/22/research-development>
- [20] G. Cywiński, I. Yahniuk, P. Kruszewski, M. Grabowski, K. Nowakowski-Szkudlarek, P. Prystawko, P. Sai, W. Knap, G. Simin & S. Romyantsev, “Electrically controlled wire-channel GaN/AlGaIn transistor for terahertz plasma applications” *Applied Physics Letters* (2018) 112 (13), 133502.
- [21] Cywiński, G. Szkudlarek, K. Kruszewski, P.; Yahniuk, I.; Yatsunenkov, S.; Muzioł, G.; Siekacz, M.; Skierbiszewski, C.; Romyantsev, S. Knap, W., “MBE grown GaN/AlGaIn lateral Schottky barrier diodes for high frequency applications” *Journal of Vacuum Science and Technology B: Nanotechnology and Microelectronics* (2016), 34.

[22] Cywiński, G.; Szkudlarek, K.; Kruszewski, P.; Yahniuk, I.; Yatsunenko, S.; Muzioł, G.; Skierbiszewski, C.; Knap, W.; Romyantsev, S. L., “Low frequency noise in two-dimensional lateral GaN/AlGaN Schottky diodes”. *Applied Physics Letters* 2016, 109 (3).

[23] J.Marczewski, W.Knap, D. Tomaszewski, M. Zaborowski, P. Zagrajek “Silicon junction less FETs as

room temperature THz detectors” *Journal of Applied Physics* 118(104502) (2015).

[24] A. P. Sai, D. B. But, I. Yahniuk, M. Grabowski, A. Khachapuridze, M. Sakowicz “AlGaIn/GaN field effect transistors with two lateral Schottky barrier gates towards resonant detection in sub-mm range” *Semicond. Sci. Technol.* 34, 024002 (2019).

# Impact of textured structure on performance of PEDOT:PSS hybrid Si solar cells

V.H. Nguyen<sup>1,\*</sup>, Y. Ota<sup>1</sup>, A. Novikov<sup>2</sup>, M. Shaleev<sup>2</sup>, K. Gotoh<sup>1</sup>, Y. Kurokawa<sup>1</sup> and N. Usami<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Graduate School of Engineering, Nagoya University, 464-8603, Japan

<sup>2</sup> Institute for Physics of Microstructures RAS, Nizhny Novgorod 603950, Russia.

\*nguyen.van.hoang@material.nagoya-u.ac.jp

The improvement of PEDOT:PSS hybrid Si solar cells based on well-controlled morphology of Si substrate is reported. Herein, the Si surface is textured using chemical etching process via a mask of Ge islands, which is grown by gas source molecular beam epitaxy (MBE). PEDOT:PSS hybrid Si solar cells with controlled texture yielded a short circuit current density ( $J_{SC}$ ) of 31.2 mA/cm<sup>2</sup>, an open-circuit voltage ( $V_{OC}$ ) of 553 mV and efficiency of 10.14 %, which is much higher than flat Si substrate. These results demonstrated the efficiency of textured Si substrate via Ge mask on PEDOT:PSS hybrid Si solar cells.

## Introduction

The carrier-selective hybrid Si solar cells using solution-based materials is interest of researches thanks to simple fabrication and low-cost production. Poly (3,4-ethylenedioxythiophene): poly (styrenesulfonate) (PEDOT:PSS) thin film was employed as hole selective material for fabrication of solar cells thanks to high transparency, wide band gap, and relatively high work function,  $\phi_m = 5.0$  eV [1]. Till date, some strategies undertaken to promote the performance of PEDOT:PSS hybrid Si solar cells involved with introduction of specific materials at the both sides to enhance the passivation and carrier collection [3]. One possible solution to gain the performance is to enhance the light trapping of Si substrate by modifying its structural morphology. With aid of Ge mask using gas source molecular beam epitaxy (MBE), the Si substrate with a smaller etching margin of 1  $\mu\text{m}$  exhibited a significant reduction of reflection [2]. The PEDOT:PSS hybrid Si solar cells with textured morphology yielded a short circuit current density ( $J_{SC}$ ) of 31.2 mA/cm<sup>2</sup>, an open-circuit voltage ( $V_{OC}$ ) of 553 mV and efficiency of 10.14 %.

## Experiment

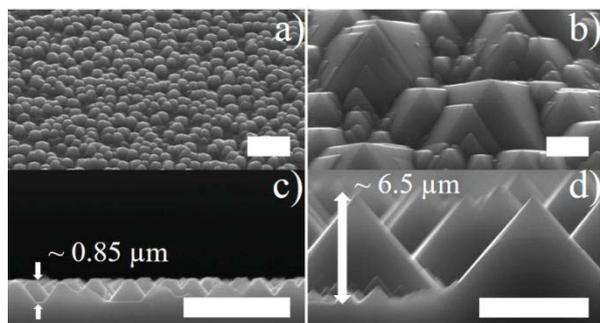
N-type Czochralski Si(100) substrates with double-side-polishing (300  $\mu\text{m}$ , 1–5  $\Omega$  cm) were used for all experiments. The fabrication of PEDOT:PSS Si solar cells were carried out with flat Si substrate (as reference sample), conventional textured Si substrate and textured Si substrate based on Ge mask. The conventional texture of Si substrate was fabricated by immersing bare Si substrate into mixing solution of potassium hydroxide (KOH) solution and isopropyl alcohol (IPA)

at 60 °C. Whereas, the textured Si substrate based on Ge islands were primarily started with an epitaxial growth of buffer Si layer and Ge island using gas source as germane (GeH<sub>4</sub>) and disilane (Si<sub>2</sub>H<sub>6</sub>) (Air-Water VCE-S2020) at grown temperature of 700 °C. The experimental details was reported in somewhere, else [2]. After the epitaxial growth, three-step chemical etching was carried out in which the first step is relevant with the selective etching by KOH and IPA at 60 °C for 105 s. The next step was to remove the remaining Ge islands using mixing solution of HF, H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>, and CH<sub>3</sub>COOH (1:2:3) at room temperature for 5 min. The remaining Si-rich SiGe was finally etched with same solution in the first step at room temperature for 20 s. The samples were then repeatedly rinsed with DI water prior to deposit the PEDOT:PSS onto Si substrate and be annealed at 150 °C for 20 min. Finally, the sample was thermally evaporated with Al/Ag for contacts at both sides. The surface morphology was observed by Scanning Electron Microscope (SEM, JEOLJSM-7001F) and the performance of hybrid solar cell was characterized by YQ-250BX under 1-sun.

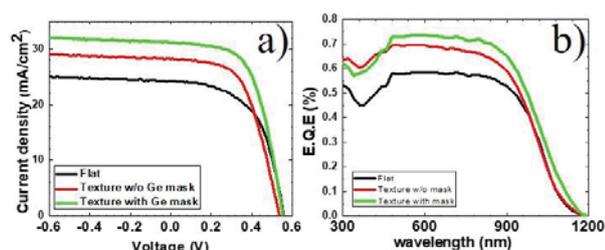
## Results & discussion

Figure 1 depicted the 45°-tilted and cross-sectional SEM images of surface morphology of Si substrate after chemical etching with/ without Ge mask. It revealed that textured Si substrate with aid of Ge mask exhibited the homogeneous etching margin of 1  $\mu\text{m}$ , which is much smaller than that of randomly conventional textured Si substrate, around 8  $\mu\text{m}$ . With such a significant reduction of etching margin, it was evidenced to decrease drastically reflection [2].

Figure 2a and 2b presented the I-V measurements and external quantum efficiency (EQE) of solar cells, which were fabricated from flat Si substrate, textured Si substrate without/ with Ge mask, respectively. Table 1 revealed the results of all samples.



**Fig. 1.** a) and b) SEM images tilted at 45° of textured Si with/ without Ge mask; c) and d) Cross-sectional SEM images of textured Si with/ without Ge mask. The scale bar is 5 μm



**Fig. 2.** a) I-V measurements, b) E.Q.E measurements of flat Si substrate, conventional textured Si substrate and textured Si based on Ge mask

The textured Si substrate based on Ge mask yielded the efficiency of 10.14 %, which is higher than that of flat of Si substrate (7.58 %) and textured Si without Ge mask (8.42 %). The EQE of textured Si substrate with Ge mask demonstrated the enhancement of light ad-

sorption, which yielded an increasing  $J_{SC}$  of 31 mA/cm<sup>2</sup>. The  $V_{OC}$  was slightly decreased due to remaining residual products after chemical etching process, which caused the high recombination at surfaces.

**Table 1.** Results of all samples.

Samples	$J_{SC}$ (mA/cm <sup>2</sup> )	$V_{OC}$ (V)	FF	Eff
Flat	24.267	0.557	0.561	7.58
W/o Ge mask	28.252	0.536	0.556	8.42
With Ge mask	<b>31.245</b>	<b>0.553</b>	<b>0.587</b>	<b>10.14</b>

## Conclusion

The textured Si substrate with aid of Ge mask promoted the performance of PEDOT:PSS Si solar cells till 10.14 %. However, the residual by-products remaining on Si substrate led to high recombination at surfaces. The future plan focuses on cleaning process after each chemical etching step.

## Acknowledgement

We acknowledge the support of Japan Society of Promotion Science (JSPS) and RFBR Grant # 18-52-50008.

## Reference

1. X. Crispin, F. L. E. Jakobsson, A. Crispin *et al.* // Chemistry of Materials, V. 18 (18), 4354 (2006).
2. Yushi Ota, Atsushi Hombe, Ryota Nezasa *et al.* // Japanese Journal of Applied Physics, V. 57, 08RB04 (2018).
3. P.Yu, C.-Y. Tsai, J.-K. Chang *et al.* // ACS Nano, V. 7, 10780 (2013).

# Aharonov-Bohm interferometer on helical edge states: Tunneling conductance and spin filtering

R.A. Niyazov<sup>1</sup>, D.N. Aristov<sup>1,2</sup>, V.Yu. Kachorovskii<sup>3\*</sup>

<sup>1</sup> NRC "Kurchatov Institute", Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina 188300, Russia

<sup>2</sup> St.Petersburg State University, 7/9 Universitetskaya nab., 199034 St. Petersburg, Russia

<sup>3</sup> A. F. Ioffe Physico-Technical Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

\*kachor.valentin@gmail.com

We discuss spin-sensitive transport through an Aharonov-Bohm interferometer formed by helical edge states tunnel-coupled to metallic leads. We focus on the experimentally relevant case of relatively high temperature as compared to the level spacing and demonstrate that tunneling conductance of the interferometer is structureless in ballistic case but shows sharp antiresonances, as a function of dimensionless magnetic flux  $\phi$  (measured in the units of flux quantum) --- with the period  $1/2$ --- in the presence of magnetic impurity. We interpret the resonance behavior as a coherent enhancement of backward scattering off magnetic impurity at integer and half-integer values of flux, which is accompanied by suppression of the effective scattering at other values of flux. We also study spin filtering properties of the interferometer. We find that unpolarized incoming electron beam entering interferometer through one of the metallic leads acquires a finite polarization after transmission through the setup provided that interferometer contains magnetic impurities. The finite polarization appears even in the fully classical regime and therefore is robust to dephasing. In case of a single strong magnetic impurity, which blocks the transmission in one shoulder of interferometer, the transmitted electrons become fully polarized. The obtained results open wide avenue for applications in the area of quantum interferometry and quantum networking.

## Introduction

The quantum interferometry is a rapidly growing area of fundamental research with a huge potential for applications in optics, electronics, and spintronics. One of the simplest realization of quantum electronic interferometer is a ring-geometry setup tunnel-coupled to metallic leads. Such a device can be controlled by magnetic field due to the Aharonov-Bohm (AB) effect. The AB interferometers formed by single or few ballistic quantum channels are very attractive as miniature and very sensitive sensors of magnetic field. However, their practical implementation faces significant difficulties due to rather stringent requirements, for example, very low temperature for interferometers based on superconducting SQUIDS or the requirement of very strong magnetic fields for interferometers based on the edge states of the QHE systems.

A promising opportunity for a technological breakthrough in this direction is associated with the discovery of topological insulators, which are materials insulating in the bulk, but exhibiting conducting channels at the surface or at the boundaries. In particular, in 2D topological insulator these states are 1D helical channels where the electron spin projection is connected with its velocity, e.g. electrons traveling in one direction are characterized by spin "up", while electrons moving in the opposite direction are characterized by spin "down". Remarkably, the electron

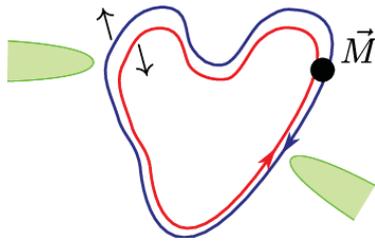
transport via helical edge states is ideal, in the sense that electrons do not experience backscattering from conventional non-magnetic impurities, similarly to what occurs in edge states of QHE systems, but without invoking high magnetic fields. Hence, spin-sensitive interferometers constructed on such states are topologically protected from external non-magnetic perturbations. Due to this key advantage the helical edge states are very promising candidates for building blocks in quantum interferometry and quantum networking.

## Key results

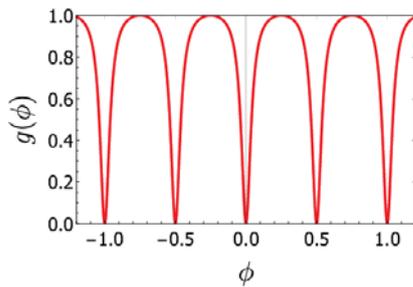
In this presentation, we discuss tunneling conductance and spin-filtering properties of an AB interferometer formed by helical-edge states of a 2D topological insulator tunnel-coupled to metallic leads. We will consider the experimentally relevant case of relatively high temperature as compared to the level spacing focusing on the effect of a single magnetic impurity placed into one of the shoulders of the interferometer (see Fig. 1).

The tunneling conductance of the setup is given by  $G = 2e^2T / h$ , where, for the case of spin-unpolarized contacts, the transmission coefficient can be represented as an average over incoming spin polarizations

$$T = (T^\uparrow + T^\downarrow) / 2$$



**Fig. 1:** Interferometer formed by helical edge states tunnel-coupled to the metallic point contacts. The upper shoulder of the interferometer contains magnetic impurity which serves as a backscattering center



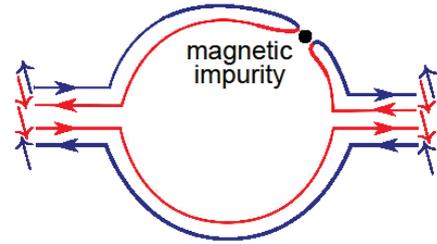
**Fig. 2:** The sharp antiresonances in the normalized conductance

We demonstrate that  $T$  is structureless in the absence of magnetic impurity,  $T = 2\gamma / (1 + \gamma^2)$ , but shows sharp antiresonances, as a function of dimensionless magnetic flux  $\phi$  (measured in the units of flux quantum) in the presence of magnetic impurity characterized by backscattering amplitude  $\theta$ :

$$T \approx 2\gamma \left[ 1 - \frac{8\gamma^2\theta^2}{1 - \cos(4\pi\phi) + 32\gamma^2} \right], \text{ for } \gamma \ll 1.$$

Here  $\gamma$  is tunneling transparency of the contact. This equation yields resonant dependence of the normalized conductance

$$g(\phi) = [G(\phi) - G(0)] / [G(1/4) - G(0)] \text{ (Fig. 2).}$$



**Fig. 3:** Strong magnetic impurity blocks transmission of one component of the electron spin

We interpret the resonance behavior of conductance on the magnetic flux as a coherent enhancement (due to the interference of processes with multiple returns to magnetic impurity) of backward scattering off magnetic impurity at integer and half-integer values of flux, which is accompanied by suppression of the effective scattering at other values of flux.

Addressing spin filtering properties of the interferometer, we find that unpolarized incoming electron beam entering interferometer through one of the metallic leads acquires a finite polarization after transmission through the setup provided that interferometer contains magnetic impurities. The finite polarization appears even in the fully classical regime and is therefore robust to dephasing. In case of a single strong magnetic impurity, which blocks the transmission in one shoulder of interferometer (see Fig. 3), the transmitted electrons become fully polarized. The obtained results open wide avenue for applications in the area of quantum interferometry and networking.

### Acknowledgements

The work was supported by the Foundation for the Advancement of Theoretical Physics and Mathematics "BASIS" and by RFBR (grant №17-02-00217).

# Doubling of gyrotron radiation frequency due to nonlinear susceptibility in A3B5 semiconductors

V.V. Rumyantsev<sup>1\*</sup>, A.A. Dubinov<sup>1</sup>, A.P. Fokin<sup>2</sup>, V.V. Utochkin<sup>1</sup>, M.Yu. Glyavin<sup>2</sup>, S.V. Morozov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Institute for Physics of Microstructures of RAS, Nizhny Novgorod, Russian Federation.

<sup>2</sup> Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod, Russian Federation.

\* rumyantsev@ipmras.ru

We investigate the possibility of obtaining THz radiation by generating the second (2nd) harmonic of the gyrotron radiation due to second-order nonlinearity in InP, GaAs, GaSb semiconductors. It is shown that 0.1% conversion efficiency is achievable in semiinsulating InP for the 2nd harmonic frequency in 0.5 -- 1.2 THz range, corresponding to the 2nd harmonic power of 60 -- 100 W/cm<sup>2</sup> for gyrotrons under consideration.

At present, there is much activity aimed for development and application of different sources of radiation with terahertz (THz) range frequency. Powerful sources of THz radiation like synchrotrons and free electron lasers (FELs) have high cost and large size limiting their use even for scientific applications. Complicated solutions are required to increase the frequency of the vacuum sources such as a backward wave oscillator up to 1 THz and higher [1]. Semiconductor quantum cascade lasers in THz range operate only at cryogenic temperatures [2]. Molecular lasers, although operating at room temperature, are available only for a fixed set of frequencies [3]. THz radiation sources based on femtosecond lasers exhibit an extremely broad spectrum (~1 THz wide), the conversion efficiency is less than 10<sup>-3</sup> even for state-of-the-art experiments [4].

Alternative way to obtain intense THz radiation is to "multiply" the frequency using nonlinear susceptibility in semiconductors. This approach requires intense sources at the fundamental 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 (cw) gyrotrons with frequencies of 263 GHz [5], 460 GHz [6] and 527 GHz [7] have been demonstrated. Frequency doubling is enough to enter the 0.5 -- 1 THz range for such sources, while previous works focused on generating the third harmonic of gyrotron radiation in n-type Ge and Si at much lower frequencies [8, 9]. Third harmonic generation was demonstrated in Ref. [8] with the effectiveness of 0.05% under gyrotron pumping with 70 GHz frequency, and in Ref. [9] 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. The frequency doubling is possible in crystals lacking the inversion centre. In this work we consider the prospects of several A3B5 semiconductors for frequency doubling due to the second order susceptibility of the crystal lattice. It should be noted that nonlinear optical properties of A3B5 materials have been quite poorly studied in far infrared region where the frequency dispersion of second order nonlinear coefficient is substantial [21 - 24]. Second-order susceptibility and corresponding frequency doubling were investigated mainly in GaAs, using CH<sub>3</sub>F laser [10] and free electron laser [11] as the radiation sources in the spectral ranges of 0.6 - 1.7 THz and 4 -- 6 THz, respectively. However, second order nonlinearity in GaAs is rather weak as can be seen from table:

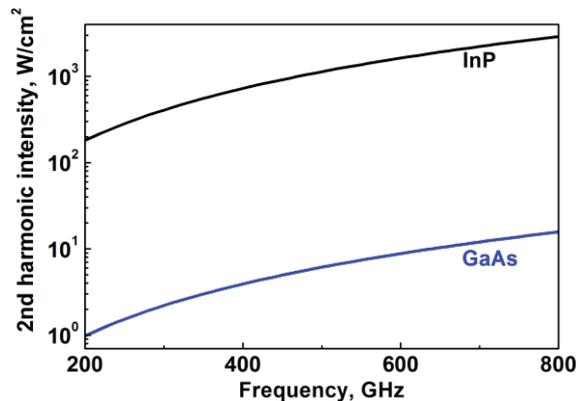
**Table 1.** Second-order susceptibility of A3B5 semiconductors

Semiconductor	Second-order susceptibility, $\chi$ [10, 12]
GaAs	$57 \cdot 10^{-10}$ cm/V
GaP	$18 \cdot 10^{-10}$ cm/V
GaSb	$150 \cdot 10^{-10}$ cm/V
InP	$345 \cdot 10^{-10}$ cm/V
InAs	$155 \cdot 10^{-10}$ cm/V
CdTe	$100 \cdot 10^{-10}$ cm/V [26]

The intensity of the second harmonic  $I_{2\nu}$  can be calculated [13] as ( $c$  -- light velocity,  $n(\nu)$  -- refractive index at the frequency  $\nu$ ,  $\Delta n = n(\nu) - n(2\nu)$ )

$$I_{2\nu} = \frac{128\pi^5 \chi^2 \nu^2 L^2}{n(\nu)^2 n(2\nu) c^3} I_\nu^2 \left( \frac{\sin 2\pi\nu\Delta nL / c}{2\pi\nu\Delta nL / c} \right)^2$$

Thus, the output intensity is proportional to the square of intensity at the fundamental frequency  $I_0$ , susceptibility  $\chi$ , fundamental frequency  $\nu$  and sample length  $L$ . As can be seen from the Table 1, the susceptibility in InP is 6 times higher than in GaAs, allowing sufficient enhancement of the second harmonic intensity. Note that maximum crystal length can be limited by refractive index dispersion and the optical losses. Typical frequencies of the lattice vibrations of optical transitions related to impurity absorption are considerably higher than 1 THz in semiconductors under consideration [12]. Therefore, the losses are mainly due to free carriers, density of which can be made negligibly low in state-of-the-art InP, reducing the absorption coefficient in the 200 -- 800 GHz region down to less than  $1 \text{ cm}^{-1}$  [14]. The refractive index change with frequency in the same range is extremely small  $\Delta n \sim 0.002$  [14]. Thus, the crystal of several cm length can be used for frequency doubling. Fig. 1 gives the comparison of estimated output power of the second harmonic for GaAs and InP with  $L = 5 \text{ cm}$  and fundamental radiation power of  $50 \text{ kW/cm}^2$ .



**Fig. 1.** The estimated second harmonic intensity vs. fundamental frequency for 5 cm long GaAs and InP crystals under fundamental radiation power of  $50 \text{ kW/cm}^2$ . Data on the refractive index for InP and GaAs is taken from Ref [26] and Ref [35], respectively

As can be seen, InP crystal is expected to provide about two-order enhancement over GaAs, studied in previous works [21-23]. We conclude that employing high-resistivity InP crystals is a promising route to obtain THz radiation by doubling the frequency of intense gyrotron

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

## References

1. Xiong Xu, Yanyu Wei, Fei Shen, Hairong Yin, Jin Xu et al. // *Phys. Plasmas*. 2012. 19, 013113.
2. Williams B.S. // *Nat. Photonics*. 2007. V.1. P.517.
3. Dodel G. // *Infrared Phys. Technol.* 1999. 40 127–39
4. Sergey B. Bodrov, Aleksey A. Murzanev, Yury A. Sergeev, Yury A. Malkov, and Andrey N. Stepanov // *Applied Physics Letters*. 2013. 103. 251103
5. Glyavin M. Yu., Chirkov A.V., Denisov G.G., et al. // *Review of Scientific Instruments*. 2015. 86. 054705.
6. Torrezan A.C., Han S.T., Mastovsky I., Shapiro M.A., Sirigiri J.R., Temkin R.J., Griffin R.G., Barnes A.B. // *IEEE Trans.* 2010. V.PS-38. №6.P.1150
7. Jawla S., Nanni E., Shapiro M. et al. // 36th IEEE, 2011. DOI 10.1109. IRMMWTHz.2011.61 05096
8. Keilmann F., Brazis R., Barkley H., Kasperek W., Thumm M. and Erckmann V. *Millimeter-* // *EPL (Europhysics Letters)*, Volume 11, Number 4, p. 337
9. Narkowicz R., Siegrist M.R., Moreau Ph., Hogge J.P., Raguotis R. and Brazis R. // *Acta Physica Polonica A*. 2011. V. 119, No. 4, p. 509
10. Mayer A. and Keilmann F., // *Phys. Rev. B*. 1986. 33, 6954-6961.
11. Dekorsy T., Yakovlev V.A., Seidel W., Helm M., and Keilmann F., // *Phys. Rev. Lett.* 2003. 90, 055508-1/4.
12. Madelung, *Semiconductors: Data Handbook* (Springer-Verlag, New York, 2003).
13. Frits Zernike & John E. Midwinter *Applied Nonlinear Optics* John Wiley & Sons Inc. 1973
14. Alyabyeva L.N., Zhukova E.S., Belkin M.A., and Gorshunov B.P. // *Scientific Reports*. 2017. 7. 7360.

# Millimeter-Wave Photonic Double-Mixing by InGaAs-HEMTs for Optical to Wireless Carrier Frequency Down-Conversion

A. Satou<sup>1,2</sup> §, Y. Omori<sup>1,2</sup>, S. Manabe<sup>1,2</sup>, T. Hosotani<sup>1,2</sup>, K. Iwatsuki<sup>2</sup>, and T. Otsuji<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Research Institute of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

<sup>2</sup> Research Organization of Electrical Communication, Tohoku University, 2-1-1 Katahira, Aoba-ku, Sendai 980-8577, Japan

§a-satou@riec.tohoku.ac.jp

We developed an InGaAs-channel high-electron-mobility transistor (HEMT) integrated with a uni-traveling-carrier photodiode (UTC-PD) structure as a carrier frequency down-converter from optical signals to millimeter-wave signals. It was demonstrated that the output intensity of the down-converted signal is significantly enhanced by 34 dB compared with a standard HEMT, owing to the integration of the UTC-PD structure.

## Introduction

To realize future ultra-broadband ubiquitous, resilient communication networks, the seamless convergence of optical and wireless networks (full-coherent networks) is required (Fig. 1) [1]. For this purpose, a carrier frequency down-converter from optical data signals to wireless data signals with the preservation of their data modulation format is needed. We have studied the so-called photonic double-mixing functionality of graphene-channel FETs and InGaAs high-electron-mobility transistors (InGaAs-HEMTs) to perform the conversion of the 1.5- $\mu\text{m}$  bands to the millimeter-wave (MMW) bands [2,3]. The photonic double-mixing in transistors is realized by the following two consecutive processes: (1) photomixing of an optical carrier signal and an optical subcarrier signal, generating the difference-frequency beat-note signal in the channel either by direct photo-absorption or by photocurrent injection from a certain absorption layer into the channel; (2) RF mixing of the beat-note signal and an RF signal impinged into the gate, generating an IF signal. However, the double-mixing efficiency of the InGaAs-HEMT is limited by its very thin channel layer working as an absorption layer and by the low-mobility photogenerated holes in the channel.

In this work, we examine the integration of a uni-traveling-carrier photodiode (UTC-PD) structure in an InGaAs-HEMT for improvement of photo-absorption efficiency and for fast extraction of photogenerated holes. We fabricated a UTC-PD-integrated HEMT, measured its double-mixing performance, and demonstrated that the output intensity is enhanced significantly by the integration of the UTC-PD structure.

## Experiment and Result

Figure 1 shows a cross-sectional schematic view of a fabricated UTC-PD-integrated InGaAs-HEMT structure. In this structure, the input optical signals are mainly absorbed in the p-In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As absorption layer and only photogenerated electrons are injected into the i-InP carrier-collection layer and photogenerated holes are extracted very quickly to the source contact, as in standard UTC-PDs [4]. The layer thicknesses were designed by referring to [5] so that the frequency bandwidth of 150 GHz is expected. Then, those electrons are injected into the source side of the In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As channel layer of the HEMT. Measured cutoff frequency of a HEMT without the UTC-PD integration was 113 GHz. The double-mixing measurement was conducted as follows. A pair of two optical signals with the difference frequency 112.5 GHz were generated from a set of a 1.58- $\mu\text{m}$  tunable CW fiber laser source, a frequency comb generator, and an arrayed waveguide grating filter (details are found in [3]). Then, those optical signals were irradiated onto the absorption layer in the UTC-PD structure from the backside via a focusing lens. Their total power was 5.3 dBm. We focused the optical beam and aligned its position so that the maximum DC photocurrent is obtained. An RF signal with the frequency 90 GHz and the power 7.7 dBm was impinged to the gate. The HEMT was biased in a common-source configuration with a DC gate bias  $V_{GS}$  varied from -1.0 to 0.6 V and a DC drain bias  $V_{DS}$  varied from 0 to 0.8 V. The drain output at 22.5 GHz was measured by an RF spectrum analyzer.

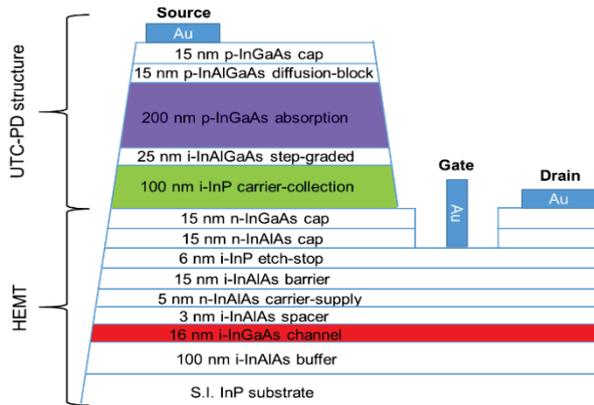


Fig. 1. A cross sectional schematic view of a UTC-PD-integrated HEMT

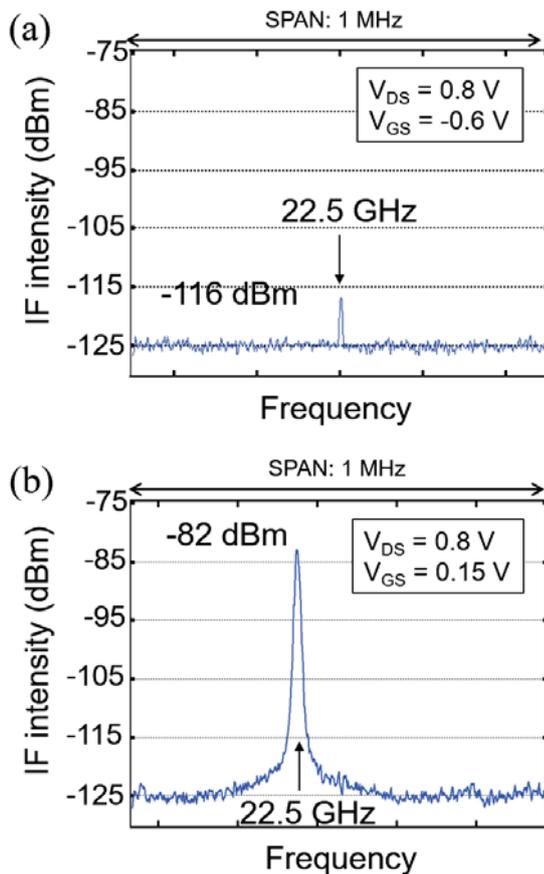


Fig. 2. Measured IF intensities of the photonic double-mixing by (a) a standard HEMT and (b) a UTC-PC-integrated HEMT

Figure 2 shows IF intensities of the photonic double-mixing measurement by (a) a standard HEMT and (b) a UTC-PD-integrated HEMT, both of which were fabricated on the same wafer. Bias voltages applied to each device were chosen such that they give the maximum output intensity. As seen in Fig. 2, a significant enhancement of the intensity, over 34 dB, was achieved

by the integration of the UTC-PD structure. The 10-dB enhancement is due to the increase in the absorption layer thickness, while the remaining 24-dB enhancement should be attributed to the fast extraction of photoholes.

By further improving the photomixing efficiency up to the level of commercially available UTC-PDs and by incorporating a transimpedance amplifier to amplify the IF signal, the UTC-PD-integrated HEMT can be used in high-speed, full-coherent networks.

## Conclusion

We examined the integration of the UTC-PD structure into an InGaAs-HEMT for the photonic double-mixing, that can be utilized for the carrier frequency down-conversion from optical to MMW data signals. The photonic double-mixing measurement was conducted, and the output IF intensity of the UTC-PD-integrated HEMT was significantly enhanced, over 34 dB, compared with a standard InGaAs-HEMT, which can be attributed not only to the increase in the absorption layer by factor of 10 but also to the fast extraction of photoholes.

## Acknowledgments

This work was financially supported by “R&D project on carrier-conversion technology with high environmental tolerance Research and System demonstration on high capacity O/E and E/O carrier-conversion technology for next generation wireless and wired networks,” NICT, Japan. We thank Drs. J. Terada and J. Kani, NTT Access Network Service System Labs., Japan, for the use of their equipment and valuable discussions about the measurement system.

## References

1. K. Iwatsuki and K. Tsukamoto // Proc. SPIE, V. 9387, 9387 (2015).
2. K. Sugawara *et al.* // J. Lightwave Technol., V. 34, 2011 (2016).
3. A. Satou and T. Otsuji // Proc. SPIE, V. 10403, 104030S (2017).
4. T. Ishibashi *et al.* // OSA Trends in Optics and Photonic Series, Ultrafast Electronics and Optoelectronics, V. 13, 83 (1997).
5. N. Shimizu, N. Watanabe, T. Furuta, and T. Ishibashi // Jpn. J. Appl. Phys., V. 37, 1424 (1998).

# Investigations of transport of nonthermalized quasi-ballistic electrons in InAs nanowire by scanning gate microscopy

A.A. Zhukov<sup>1,\*</sup>, Ch. Volk<sup>2,3</sup>, A. Winden<sup>2,3</sup>, H. Hardtdegen<sup>2,4</sup>, Th.Schaepers<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Institute of Solid State Physics, RAS, Academician Ossipyan 2, Chernogolovka, 142432.

<sup>2</sup> Peter Gruenberg Institut (PGI-9), Forschungszentrum, Juelich, 52425.

<sup>3</sup> JARA-Fundamentals of Future Information Technology, Forschungszentrum, Juelich, 52425.

<sup>4</sup> Ernst Ruska-Center for Microscopy and Spectroscopy with Electrons (ER-C), Forschungszentrum, Juelich, 52425.

\*azhukov@issp.ac.ru

We perform magnetotransport measurements on an InAs nanowire at  $T=4.2$  K in presence of a charged atomic-force microscope tip. Non-thermalized electrons passed under narrow metallic contact are visualized. Strong difference in magnetotransport data for non-thermalized electrons and for the whole system is demonstrated.

## Introduction

The theoretical dependencies of magnetoresistance for weak localization and antilocalization quantum corrections were derived for infinite systems. Thus, to measure them correctly in case of one-dimensional or quasi-one-dimensional cases the phase coherence length must be low less than the wire length. In opposite regime the experimentally measured magnetoresistance depends strongly on shape and size of contact pads and the wire to the contacts coupling, or, formally speaking, on boundary conditions for conductive channels.

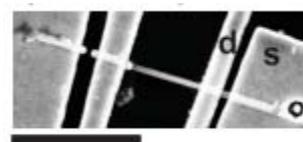
It is worth noting that observation of the non-local electronic transport in one-dimensional system such as carbon nanotubes was quite a surprise because metal contacts usually separate the nanotube into segments and electrons fully equilibrate under metal upon leaving each segment. This is not the case if contacts are narrow. It was found that an essential part of the electrons even in single-wall carbon nanotubes may propagate up to tens of nanometers under metal contacts without thermalization.

The influence of the boundary conditions in non-local geometry has been studied previously in metallic wires.

In the current paper we present two-probe magnetotransport measurements done on a high-quality InAs nanowire using SGM technique. We visualize for the first time electrons passing under a narrow metal contact without thermalization in InAs nanowire. For such kind of electrons a deviation in the magnetoresistance behavior in comparison to the one of the whole electronic system of the wire is demonstrated.

## Experimental data and discussion

In our experiment we study a nominally undoped InAs nanowire grown by selective-area metal-organic vapor-phase epitaxy [1]. The investigated wire has a diameter of 100 nm. The wire was placed on an  $n$ -type doped Si (100) substrate covered by a 100 nm thick  $\text{SiO}_2$  insulating layer. The evaporated Ti/Au contacts to the wire as well as the markers of the search pattern were defined by electron-beam lithography. The distance between the contacts is 140 nm, and the width of the narrow contact is 270 nm. A scanning electron microscope image of the sample is shown in the Fig. 1. The source and drain metallic electrodes connected to the wire are marked by 's' and 'd'. The electrodes not marked are kept floating.

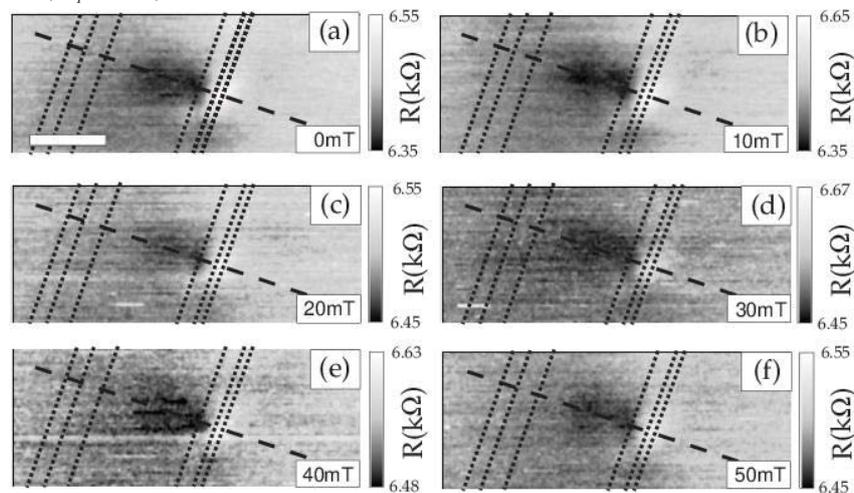


**Fig. 1.** The scanning electron microscopy image of the measured structure. Source and drain electrodes are marked with "s" and "d", respectively

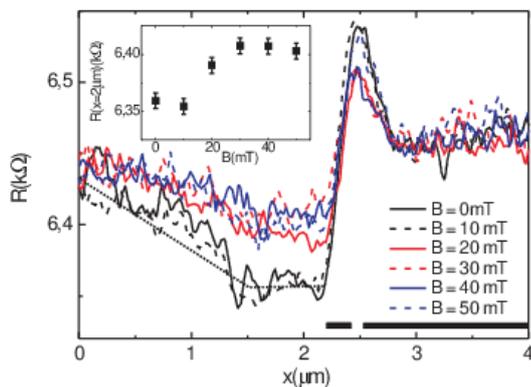
All measurements are performed at a temperature of  $T=4.2$  K. The charged tip of a home-built scanning probe microscope is used as a mobile gate during scanning gate imaging measurements [2]. All scanning gate measurements are performed by keeping the potential of the scanning probe microscope tip ( $V_{tip}$ ) as well as the back-gate voltage ( $V_{BG}$ ) constant. The differential resistance of the wire during the scan is measured in a two-terminal circuit.

We use a standard lock-in technique with driving AC current with an amplitude of  $I_{AC} = 20$  nA at a frequency of 231 Hz is applied, while the voltage is measured by a differential amplifier. A typical tip to  $\text{SiO}_2$  surface distance of 300 nm was chosen for the scanning process. The external magnetic field was applied perpendicularly to the wire axis and  $\text{SiO}_2$  surface.

Six scanning gate microscopy measurements are presented in Figs. 2(a) - (f). All scans are done at  $V_{BG} = 8.1$  V. The magnetic field is increased in steps of 10 mT from scan to scan starting at  $B = 0$  mT for the first scan (Fig. 2(a)). The last scan (Fig. 2(f)) is done at  $B = 50$  mT. The conductive AFM tip is grounded during scanning procedure ( $V_{tip} = 0$  V).



**Fig. 2.** Scanning gate microscopy measurements at back gate voltage of  $V_{BG} = 8.1$  V and magnetic fields  $B = 0$  mT, 10 mT, 20 mT, 30 mT, 40 mT and 50 mT for figures (a) to (f), respectively. The horizontal white scale bars in Fig. (a) corresponds to 1  $\mu\text{m}$ . The essential decrease of the wire resistance when the AFM tip is positioned well beyond segment of the wire in between source and drain electrodes is clearly visible



**Fig. 3.** Crosscuts of the scans of figure 2 taken along the wire axis are presented. Black solid line, black dashed line, red solid line, red dashed line, blue solid line and blue dashed line are related to SGM scans Figs. 2(a) to 2(f), respectively. The inset shows the value of the wire resistance at  $x = 2 \mu\text{m}$

The brightness of each point in the scans of the wire denotes the differential resistance on the position of the atomic-force microscope tip. The dashed line in each scan denotes the position of the axis of the InAs nanowire and the dotted lines mark the boundaries of metallic contacts.

The influence of the charged AFM tip besides intercontact region is clearly visible. This effect comes from non-thermalized electrons passed beneath the narrow electrode. The crosscuts (see Fig. 3) show the critical field erasing weak antilocalization correction is 3 times smaller for non-thermalized electrons in comparison with the whole electronic system.

## Conclusion

In conclusion, we performed the magnetoresistance measurements of the high-quality InAs nanowire in presence of the conductive atomic-force microscope tip at  $T = 4.2$  K. We demonstrate the visualization of electrons that passed under a narrow metallic contact without thermalization. For non-thermalized electrons suppression of the weak antilocalization quantum correction occurs at  $B_c = 30$  mT. This value is at least 3 times smaller than the corresponding field of  $B = 100$ -150 mT measured for the whole electronic system of the wire.

## References

1. M. Akabori, K. Sladek, H. Hardtdegen *et al.* // J. Cryst. Growth, V 311, 3813 (2009).
2. A.A. Zhukov // Instrum. Exp. Tech., V. 51, 130 (2008).

# GaAs/GaP гетероструктуры, выращенные на Si подложках

Д.С. Абрамкин<sup>\*1,2</sup>, М.О. Петрушков<sup>1</sup>, М.А. Путьто<sup>1</sup>, Б.Р. Семягин<sup>1</sup>,  
Е.А. Емельянов<sup>1</sup>, Д.Б. Богомолов<sup>1</sup>, Т.С. Шамирзаев<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

\*demid@isp.nsc.ru

Сообщается о получении гибридных GaAs/GaP/Si гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Полученные гетероструктуры характеризуются эффективностью и температурной стабильностью люминесценции, сравнимыми с аналогичными КЯ, выращенными на согласованной подложке GaP.

## Введение

Интеграция высокоэффективных светоизлучающих приборов, созданных на основе АЗВ5 гетероструктур, с кремниевой технологией открывает перспективу значительного ускорения обработки информации за счёт передачи данных по оптическому каналу как в пределах одного процессора, так и между различными устройствами. Перспективным с точки зрения интеграции в кремниевую технологию материалом АЗВ5 является GaP, практически согласованный с Si по параметру решётки. Формирование гетероструктур из узкозонных материалов, таких как GaAs, в широкозонной матрице GaP даёт преимущества сильной локализации носителей заряда, которая обеспечивает высокую температурную стабильность, а также возможность варьирования рабочей длины волны излучения в широких пределах за счёт эффектов размерного квантования. В докладе сообщается о получении GaAs/GaP гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ), выращенных на Si подложках, и о результатах исследования их оптических свойств.

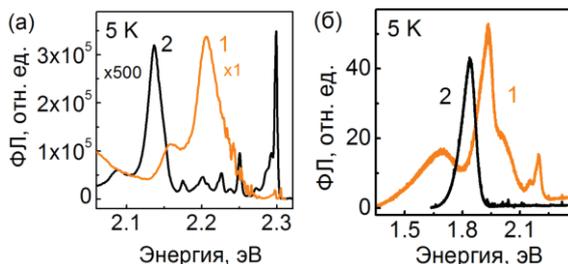
## Формирование гетероструктур

Эпитаксиальные слои GaP/Si выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). В целях подавления формирования антифазных дефектов были использованы подложки Si ориентации (001), отклонённые на  $6^\circ$  в направлении [110] [1]. Рост структур начинался с формирования переходной области посредством осаждения слоя GaP, толщиной 6 монослоёв (МС) при температуре подложки ( $T_s$ )  $300^\circ\text{C}$  в режиме атомно-слоевой эпитаксии, после чего  $T_s$  повышалась до  $380^\circ\text{C}$ . В слабом потоке фосфора (отношение V/III < 1) высажива-

лось 4 МС атомов Ga, а затем поверхность выдерживалась в потоке фосфора в течении 20 сек. Эта процедура повторялась 50 раз, пока общая толщина пленки не составила 55 нм. Затем,  $T_s$  повышалась до  $500^\circ\text{C}$ , и в таком же режиме выращивалось слой GaP толщиной 150 нм. Далее, в традиционном режиме МЛЭ при одновременном осаждении материалов III и V групп, выращивалось 300 нм GaP со скоростью 1 МС/с при отношении потоков V/III > 2. Квантовая яма GaAs формировалась путём осаждения 3 МС GaAs при  $T_s = 500^\circ\text{C}$ . Гетероструктуры зарацивалились слоем GaP толщиной 50 нм при той же  $T_s$ . Для сравнения, в аналогичных условиях были выращены слои GaP и GaAs/GaP гетероструктуры с КЯ на согласованных GaP подложках ориентации (001).

## Фотолуминесцентные свойства гетероструктур

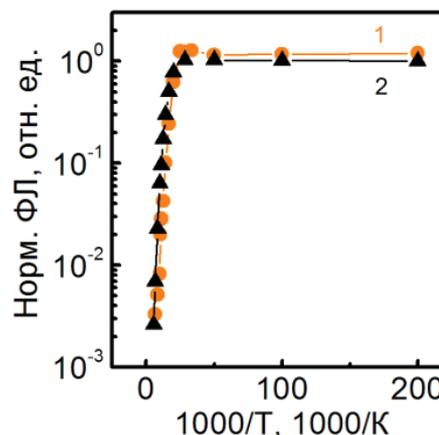
Низкотемпературные спектры стационарной фотолуминесценции (ФЛ) слоев GaP, выращенных на подложках GaP (обозначен как «1») и Si (обозначен как «2»), измеренные при возбуждении GaN лазерным диодом с энергией кванта 3,06 эВ и плотностью мощности возбуждения  $25 \text{ Вт/см}^2$ , представлены на рисунке 1 (а). В спектрах обоих слоев доминируют полосы донорно-акцепторной рекомбинации [2]. Следует отметить, что интегральная интенсивность ФЛ в слое GaP/Si почти в 500 раз ниже, чем для слоя GaP/GaP. Это свидетельствует о том, что при формировании гибридной гетероструктуры GaP/Si образуется высокая концентрация точечных дефектов, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации.



**Рис. 1.** Спектры низкотемпературной (5K) стационарной ФЛ: (а) слоев GaP выращенных на подложках GaP - «1» и Si - «2», измеренные при  $P_{ex}=25$  Вт/см<sup>2</sup>; (б) GaAs/GaP гетероструктуры с КЯ, выращенной на согласованной подложке GaP - «1», и на гибридной подложке GaP/Si - «2», измеренные при  $P_{ex}=2$  мВт/см<sup>2</sup>

Спектры ФЛ гетероструктур с GaAs/GaP квантовой ямой, выращенных на согласованной GaP и гибридной GaP/Si подложках, представлены на рисунке 1 (б). В спектрах доминируют полосы ФЛ с максимумами на 1.935 и 1.839 эВ, соответственно, связанные с рекомбинацией экситонов в КЯ. В спектре структуры, выращенной на GaP подложке, также видны полосы, обусловленные донорно-акцепторной рекомбинацией (2.207 эВ) и рекомбинацией на глубоких примесях (1.69 эВ). Несмотря на высокую концентрацию центров безызлучательной рекомбинации в гибридной GaP/Si подложке интенсивность ФЛ выращенной на ней GaAs/GaP КЯ, всего на 20 % ниже, чем интенсивность ФЛ аналогичной КЯ, выращенной на совершенной согласованной подложке. Высокая эффективность ФЛ в GaAs/GaP/Si гибридных гетероструктурах обусловлена сильной пространственной локализацией носителей заряда в КЯ, которая препятствует захвату носителей заряда из КЯ на центры безызлучательной рекомбинации в GaP матрице. Дополнительное подтверждение пренебрежимо малой вероятности захвата локализованных в КЯ GaAs/GaP/Si носителей заряда центрами безызлучательной рекомбинации получено в результате измерения температурных зависимостей интенсивности стационарной ФЛ, приведенных на рисунке 2. Видно, что эти зависимости для КЯ, выращенных на согласованной и гибридной подложках практически совпадают, свидетельствуя об отсутствии дополнительных ка-

налов безызлучательной рекомбинации в GaAs/GaP/Si гетероструктуре.



**Рис. 2.** Зависимость интегральной интенсивности ФЛ GaAs/GaP КЯ, «1» выращенных на согласованной подложке и «2» - на гибридной GaP/Si подложке, от обратной температуры

## Заключение

Получены гибридные GaP/Si гетероструктуры, пригодные для формирования на них высокоэффективных светоизлучающих GaAs/GaP гетероструктур. Несмотря на относительно высокую концентрацию центров безызлучательной рекомбинации в слоях GaP/Si, гетероструктуры с GaAs/GaP КЯ, выращенные на таких гибридных подложках, характеризуются эффективностью и температурной стабильностью ФЛ, сравнимой с гетероструктурами, выращенными на согласованных GaP подложках. Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 17-72-10038).

## Литература

1. Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, УФН **178**, 459 (2008).
2. A.T. Vink, A.J. Bosman, J.A. van der Does de Bye, R. C. Peters, Solid State Commun. **7**, 1475 (1969).

# Рекомбинация и энергетическая релаксация экситонов в InSb/AlAs гетероструктурах с квантовыми ямами

Д.С. Абрамкин<sup>\*1,2</sup>, Т.С. Шамирзаев<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090

\*demid@isp.nsc.ru

Динамика рекомбинации экситонов в InSb/AlAs квантовых ямах (КЯ) с непрямой запрещённой зоной исследована методом спектроскопии время-разрешённой и стационарной фотолюминесценции (ФЛ). Длительное затухание ФЛ, вплоть до 100 мкс, вызвано разделением носителей заряда в пространстве квазиимпульсов. В течение всего затухания ФЛ происходит спектральное смещение полосы ФЛ в область низких энергий. Показано, что это смещение связано с энергетической релаксацией экситонов по локализованным состояниям «хвоста» плотности состояний.

## Введение

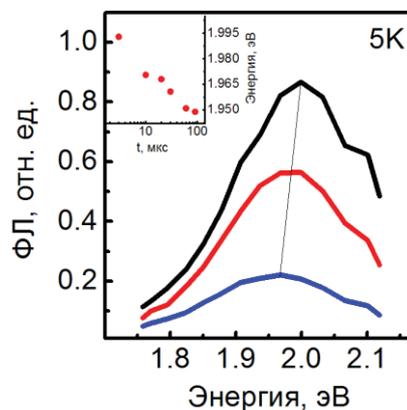
Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) InSb/AlAs относятся к новому классу полупроводниковых систем с энергетическим спектром первого рода и непрямой запрещённой зоной [1,2]. Разделение носителей заряда в пространстве квазиимпульсов в таких структурах приводит к увеличению времени излучательной рекомбинации экситонов до сотен микросекунд [3,4], что почти на 5 порядков величины превосходит время жизни экситонов в прямозонных системах [5]. Длительная рекомбинация экситонов в непрямозонных гетероструктурах делает возможным экспериментальное изучение динамики локализованных экситонов в микросекундном диапазоне времён, в частности спиновой релаксации экситонов [6].

Ранее нами были изучены особенности формирования [2,7] и энергетического строения [1,2] InSb/AlAs гетероструктур. Показано, что при осаждении InSb происходит перемешивание материалов и формирование InAlSbAs/AlAs КЯ. Сегрегация атомов при зарастивании КЯ AlAs приводит к диффузионному размытию гетерограницы КЯ и образованию, за счёт флуктуаций толщины и состава КЯ, «хвостов» плотности локализованных состояний [8]. В докладе сообщаются результаты исследования динамики рекомбинации и энергетической релаксации экситонов в InAlSbAs/AlAs КЯ.

## Результаты и обсуждение

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) InAlSbAs/AlAs КЯ, измеренные в режиме нерезонансного возбуж-

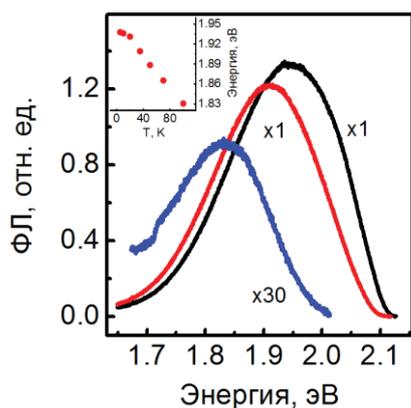
дения с различной временной задержкой после прекращения возбуждающего лазерного импульса, представлены на рисунке 1. Видно, что ФЛ КЯ наблюдается даже при задержках порядка 100 мкс, что вызвано разделением носителей заряда в пространстве квазиимпульсов. С течением времени полоса ФЛ КЯ смещается в низкоэнергетическую область спектра. За 100 мкс полоса ФЛ смещается почти на 50 мэВ, как это показано на вставке к рисунку 1.



**Рис. 1.** Спектры время-разрешённой ФЛ, измеренные через (сверху вниз) 1, 10 и 100 мкс после окончания возбуждающего лазерного импульса при температуре 5К. На вставке представлена зависимость энергии максимума полосы ФЛ от времени после окончания импульса возбуждения

Смещение спектров ФЛ в сторону меньших энергий с течением времени после прекращения возбуждающего лазерного импульса может объясняться как энергетической релаксацией экситонов по локализованным состояниям в квантовой яме [9],

так и спектральной зависимостью времени излучательной рекомбинации экситонов [10].



**Рис. 2.** Спектры стационарной ФЛ измеренные при температурах (сверху вниз) 5, 35 и 100 К. На вставке приведена зависимость положения максимума полосы ФЛ от температуры

Дополнительные эксперименты по измерению температурной зависимости спектров стационарной ФЛ (рис. 2) показали наличие аномального смещения полосы ФЛ с ростом температуры в низкоэнергетическую область спектра, заметно превосходящее температурное уменьшение ширины запрещенной зоны материалов АЗВ5. При повышении температуры с 5 до 100 К смещение полосы ФЛ составляет почти 100 мэВ, как видно из вставки к рисунку 2. В соответствии с [9], подобное температурное смещение полосы ФЛ указывает на энергетическую релаксацию экситонов по локализованным состояниям в квантовой яме. Наблюдаемое в InAlSbAs/AlAs КЯ энергетическое смещение полосы ФЛ почти на порядок величины превосходит смещение экситонной ФЛ в типичных GaAs/AlGaAs КЯ с прямой запрещенной зоной [11]. Эффект обусловлен возрастанием времени жизни экситона на несколько порядков величины при переходе от прямозонной к непрямозонной гетероструктуре.

## Заключение

Изучена динамика рекомбинации экситонов в InAlSbAs/AlAs КЯ после импульсного возбуждения. Обнаружено, что полоса экситонной рекомбинации смещается в низкоэнергетическую часть спектра в

течение всего времени затухания ФЛ (вплоть до 100 мкс). Показано, что смещение полосы вызвано энергетической релаксацией экситонов по локализованным состояниям «хвостов» плотности состояний, образующихся за счёт флуктуаций толщины и состава квантовой ямы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты № 19-02-00098, 19-52-120001 и 16-32-60015).

## Литература

1. Д.С. Абрамкин, К.М. Румынин, А.К. Бакаров, Д.А. Колотовкина, А.К. Гутаковский, Т.С. Шамирзаев, Письма в ЖЭТФ 103, 785 (2016).
2. Д.С. Абрамкин, А.К. Бакаров, А.К. Гутаковский, Т.С. Шамирзаев, ФТП 52, 1280 (2018).
3. T. S. Shamirzaev, J. Debus, D. S. Abramkin, D. Dunker, D. R. Yakovlev, D. V. Dmitriev, A. K. Gutakovskii, L. S. Braginsky, K. S. Zhuravlev, and M. Bayer Phys. Rev. B 84, 155318 (2011).
4. T. S. Shamirzaev, J. Debus, D. R. Yakovlev, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, and M. Bayer, Phys. Rev. B 94, 045411 (2016).
5. W. Tomm, T. Elsaesser, Yu. I. Mazur, H. Kissel, G. G. Tarasov, Z. Ya. Zhuchenko, W. T. Masselink, Phys. Rev. B 67, 045326 (2003).
6. T. S. Shamirzaev, J. Rautert, D. R. Yakovlev, J. Debus, A. Yu. Gornov, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, and M. Bayer, Phys. Rev. B 96, 035302 (2017).
7. Д.С. Абрамкин, А.К. Бакаров, М.А. Путьто, Е.А. Емельянов, Д.А. Колотовкина, А.К. Гутаковский, Т.С. Шамирзаев, ФТП 51, 1282 (2017).
8. D.S. Abramkin, A.K. Gutakovskii, T.S. Shamirzaev, J. Appl. Phys. 123, 115701 (2018).
9. E.L. Ivchenko «Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures», Springer 2004.
10. Э.И. Рашба, ФТП 8, 1241 (1974).
11. M. Gurioli, A. Vinattieri, J. Martinez-Pastor, and M. Colocci, Phys. Rev. B 50, 11817 (1994).

# Динамика поверхностной проводимости в пленках кристаллического топологического изолятора PbSnTe:In

А.Н. Акимов<sup>1</sup>, В.А. Голяшов<sup>1,3</sup>, А.Э. Климов<sup>1,2\*</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1,3</sup>, В.С. Эпов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр-т Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, пр-т К. Маркса, 20, Новосибирск, 630073.

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

\*klimov@isp.nsc.ru

При гелиевых температурах рассмотрены особенности переходных процессов в эффекте поля без и при освещении в пленках PbSnTe:In с изменением тока до  $10^5$  раз, качественно соответствующие модели, в которой на свободной поверхности PbSnTe:In или вблизи нее имеется большая концентрация ловушек с различными параметрами.

## Введение

Узкозонный твердый раствор PbSnTe с составом, при котором зоны проводимости и валентная зона инвертированы (содержание SnTe более 30-35%), является топологическим кристаллическим изолятором (ТКИ) [1,2]. Особый интерес представляют собой транспортные свойства ТКИ, обусловленные поверхностными дираковскими состояниями. Однако данные по исследованию поверхностного транспорта с помощью эффекта поля (ЭП) практически отсутствуют как для ТКИ-составов, так и для PbSnTe с нормальным энергетическим спектром. Использование ЭП существенно затруднено из-за большой статической диэлектрической проницаемости PbSnTe. Для указанных составов при низких температурах  $\epsilon_{\text{PbSnTe}} > 2000$  [3]. По сравнению с другими полупроводниками такая величина  $\epsilon$  ведет как к уменьшению напряженности внешнего электрического поля  $E$  на границе с PbSnTe до ста и более раз, так и к соответствующему уменьшению экранирующей  $E$  поверхностной плотности носителей заряда  $\Delta n_s$ . Так, например, для  $E = 1.5 \cdot 10^6$  В/см при  $\epsilon_{\text{PbSnTe}}/\epsilon_3 > 1000$ , где  $\epsilon_3$  – диэлектрическая проницаемость подзатворного диэлектрика в МДП-структуре,  $\Delta n_s < 8.3 \cdot 10^8$  см<sup>-2</sup>. Даже если плотность локализованных поверхностных состояний будет пренебрежимо мала по сравнению  $\Delta n_s$ , изменение полной проводимости образцов микронной толщины окажется всего около 1% при концентрации  $n_0 \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Однако известно, что в силу особенностей фазовых диаграмм, электрической активности и свойств собственных дефектов кристаллической решетки такие значения  $n_0(p_0)$  практически не реализуемы ни для каких составов PbSnTe.

Ситуация меняется с добавлением индия в PbSnTe определенного состава, вследствие чего при гелиевых температурах может быть реализовано даже изолирующее состояние PbSnTe:In [4]. Однако и в этом случае проблемой для ЭП остается характерная для PbSnTe:In высокая концентрация сравнительно «медленных» ловушек, в том числе вблизи или на поверхности. В принципе, снижение влияния таких ловушек на величину ЭП может быть достигнуто как разработкой соответствующей технологии подготовки и пассивации поверхности, так и за счет достаточно высокой скорости изменения  $E$ , при которой значительная часть ловушек не будет успевать перезарядиться. Исследование ЭП в PbSnTe:In в таких условиях и являлось целью настоящей работы.

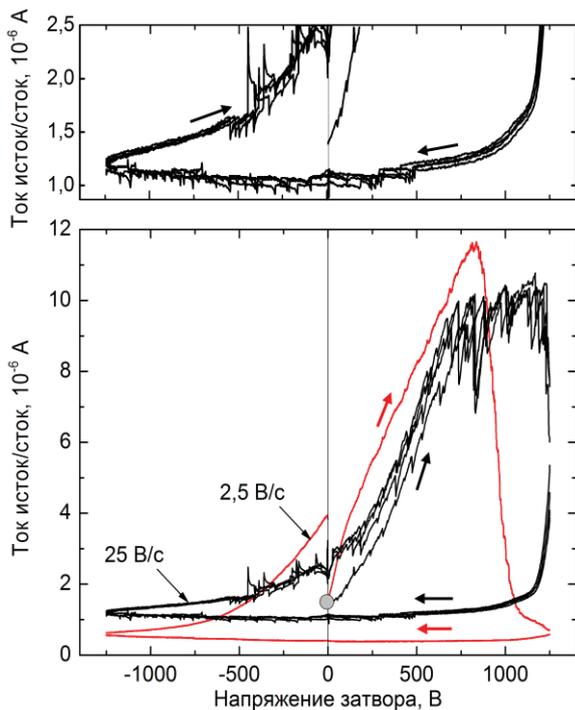
## Образцы и методика эксперимента

При  $T = 4.2$  К исследованы образцы на основе пленки PbSnTe:In толщиной 1.7 мкм, полученной методом МЛЭ на подложках (111)BaF<sub>2</sub>. В пленке с содержанием SnTe около 29% концентрация  $n_0 < 10^{13}$  см<sup>-3</sup> при  $T < 20$  К, максимальная подвижность  $\mu \approx 3 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>В<sup>-1</sup>с<sup>-1</sup> вблизи  $T \approx 40$  К. Две контактных области (исток и сток)  $n^+$ -типа проводимости к высокоомной области  $i$ -типа были сформированы напылением в вакууме слоя In толщиной ~ 200 нм с последующим диффузионным отжигом. Расстояние между контактами составило 50 мкм, длина зазора 0.1 см. В качестве изолятора в МДП-структуре была использована полипропиленовая пленка толщиной 8 мкм. На расположенный над  $i$ -областью затвор подавалось напряжение – 1250 В  $< U_3 <$

+1250 В (электрическое поле  $1.56 \cdot 10^6$  В/см  $< E < +1.56 \cdot 10^6$  В/см).

### Результаты и обсуждение

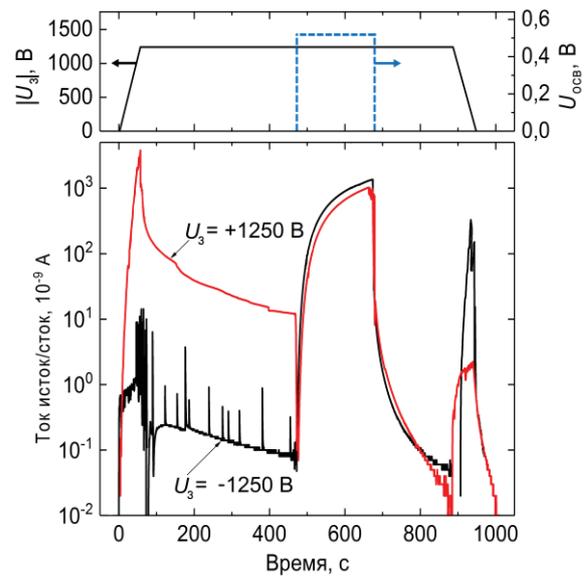
В области  $U_{w/c} = 0.02 - 3.0$  В ток исток/сток меняется в диапазоне  $I_{w/c} = 10^{-11} - 10^{-3}$  А. Зависимости  $I_{w/c} = f(U_{w/c})$  соответствовали режиму токов, ограниченных пространственным зарядом. На рис. 1 в качестве примера влияния на  $I_{w/c}$  скорости изменения  $U_3(t)$  показаны затворные характеристики  $I_{w/c} = f(U_3)$  для 2-х значений  $dU_3/dt$ . Помимо сильно отличающейся формы гистерезисных петель, для  $dU_3/dt = 25$  В/с наблюдаются особенности типа «переключений», начинающиеся (конец стрелок на верхнем рисунке) при  $U_3 \approx -500$  В и  $U_3 \approx +500$  В. Наблюдавшиеся трансформации ЭП с ростом  $T$  дают основания предполагать, что при  $T = 4.2$  К образцы находятся в сегнетоэлектрическом состоянии, которое может быть причиной таких «переключений».



**Рис. 1.** Внизу: зависимость тока исток/сток от затворного напряжения для  $dU_3/dt = 2,5$  В/с и 25 В/с (четыре «прохода»). Вверху: та же зависимость для  $dU_3/dt = 25$  В/с в увеличенном масштабе. Направление изменения  $U_3$  показано стрелками. Напряжение исток/сток  $U_{w/c} = 0,72$  В

На рис. 2 показаны зависимости  $I_{w/c}(t)$  для разных полярностей  $U_3$ , но одинаковых  $|U_3(t)|$  и  $U_{осв}(t)$ . Видно, что зависимости отличаются кардинально. Например, в момент «включения» освещения вли-

зи  $t = 470$  с на верхней кривой наблюдается «отрицательная фотопроводимость», при уменьшении  $|U_3|$  в области  $t > 880$  с «всплеск» тока для  $U_3 < 0$  примерно в сто раз больше, чем для  $U_3 > 0$ . На качественном уровне это соответствует модели, в которой внешнее поле  $E$  экранируется как подвижными носителями заряда в объеме, так и носителями, локализованными на поверхности PbSnTe:In на ловушках с разными параметрами. Зависящее от условий измерения ЭП заполнение таких ловушек и определяет сложную динамику наблюдаемых эффектов.



**Рис. 2.** Зависимость тока исток/сток от времени (внизу) при положительном и отрицательном затворном напряжении  $U_3$  и  $U_{w/c} = 0.091$  В. Вверху показаны временные зависимости абсолютного значения  $U_3$  (левая шкала) и напряжения на источнике освещения образца (правая шкала)

### Заключение

В пленках топологического кристаллического изолятора PbSnTe:In под действием эффекта поля впервые наблюдалось гигантское (до  $10^5$  раз) изменение проводимости в режиме ТОПЗ со сложной динамикой, определяемой сложным спектром локализованных поверхностных состояний.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, грант №17-02-00575а.

### Литература

1. R. Zhong, X. He, J. A. Schneeloch *et al.* // Physical Review B, V. 91, 195321 (2015).
2. V.V. Volobuev, P.S. Mandal, M. Galicka *et al.* // Advanced Materials, V. 29, 1604185 (2017).

3. А.Е. Klimov, V.N. Sherstyakova, V. N. Shumsky  
// *Ferroelectrics*, V. 378, 101 (2009).

4. Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов // *УФН*,  
Т. 172, 875 (2002).

# Использование многослойного графена для формирования контактного слоя к светоизлучающим GaAs структурам

А.В. Алафердов<sup>1, 3</sup>, О.В. Вихрова<sup>2</sup>, Ю.А. Данилов<sup>2, \*</sup>, П.Б. Демина<sup>2</sup>, М.В. Дорохин<sup>2</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>, А.В. Кудрин<sup>2</sup>, С.А. Мошкалев<sup>1</sup>

1 Center for Semiconductor Components and Nanotechnologies, University of Campinas, Campinas, SP, 13083-870, Brazil.

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

3 The "Gleb Wataghin" Institute of Physics, University of Campinas, Campinas, SP, 13083-859, Brazil.

\*danilov@nifti.unn.ru

Экспериментально обнаружено существенное (почти на два порядка величины) увеличение интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) диодной структуры с квантовой ямой InGaAs/GaAsSb/GaAs при нанесении слоя GaMnAs в качестве спинового инжектора и верхнего контактного покрытия из многослойного графена (МСГ). Результат объясняется вероятным образованием гибридной системы МСГ и полупроводника под воздействием излучения He-Ne лазера, приводящим к изменению зонной диаграммы гетероструктуры.

## Введение

Графен – двумерный материал, который может рассматриваться как строительный блок для  $sp^2$ -гибридизированных аллотропных форм углерода любой другой размерности. Так, он может быть собран в трехмерный графит, закручен в одномерные нанотрубки или свернут в нуль-мерные фуллерены. Почти баллистический транспорт зарядов и их высокая подвижность делают графен идеальным материалом для нанозлектроники. Наряду с однослойным графеном, многослойный графен (МСГ), иногда называемый сверхтонким графитом, тоже привлекает достаточно много внимания. Многослойный графен не сильно уступает по своим электрическим, оптическим и термическим свойствам однослойному графену, методы его получения являются достаточно простыми и масштабируемыми, и поэтому он представляет собой перспективный материал для электроники будущего.

В данной работе пленки многослойного графена использовались в качестве проводящего покрытия светоизлучающих структур на основе GaAs с квантовой ямой, изготовленных методом МОС-гидридной эпитаксии.

## Методика эксперимента

В качестве подложек использовались пластины  $n^+$ GaAs(100), легированные Te. Сначала при температуре  $T_g = 650^\circ\text{C}$  формировался буферный слой GaAs толщиной 0.3 - 0.4 мкм, легированный Si с

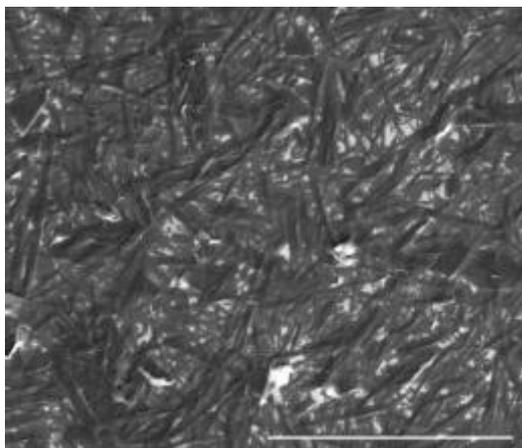
концентрацией  $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Далее  $T_g$  понижалась до  $550^\circ\text{C}$  и выращивалась двухслойная квантовая яма  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}_{1-y}\text{Sb}_y$  (с толщинами слоев 6 и 8 нм, соответственно, и составом  $x = 0.1 - 0.12$ ;  $y = 0.15 - 0.17$ ). В аналогичных условиях формировался спейсерный слой GaAs толщиной 8 – 20 нм. После этого температура выращивания уменьшалась до  $350^\circ\text{C}$ , давление в реакторе понижалось до 25 - 50 Торр, и поочередным распылением импульсным лазером металлической (Mn) и полупроводниковой (GaAs) мишеней в потоке водорода формировались нанометровые слои GaMnAs (выполняющие роль спинового инжектора), а эпитаксиальный рост завершался созданием покровного слоя GaAs толщиной около 10 нм.

Для получения МСГ использовался метод расслаивания графита в жидкой фазе под действием ультразвуковой обработки. Процесс состоял из последовательных этапов: 1 – смешивание пластин природного графита (со средним размером кристаллитов 1 – 3 мм) с растворителем (как правило, с N,N-диметилформамидом); 2 – обработка суспензии в УЗ-ванне; 3 - центрифугирование суспензии и отбор верхней части суспензии (наиболее легкая фракция) микрошприцем для дальнейшего использования. Было установлено, что процесс получения пластин МСГ при ультразвуковой обработке происходит в два этапа: I – образование первичных пластин графита субмиллиметровых размеров, II – образование вторичных пластин микронных размеров и постепенное их утонение.

Для формирования пленок МСГ на поверхности покровного слоя GaAs использован модифицированный метод Ленгмюра-Блоджетт. Были получены образцы с различным числом нанесений.

## Результаты и обсуждение

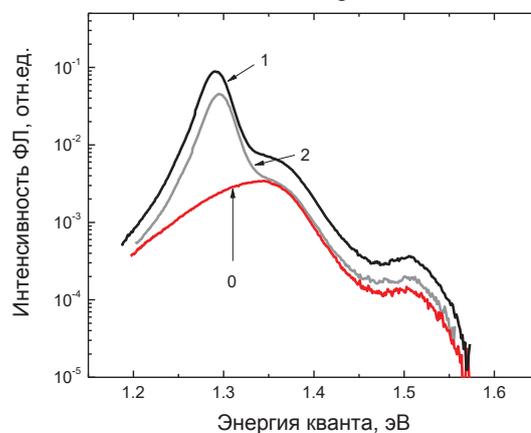
Число нанесений МСГ составляло одно или три. Из анализа изображений, полученных на растровом электронном микроскопе (РЭМ) было установлено, что после разового нанесения плотность покрытия подложки пленкой составляет  $\sim 50\%$ , а после тройного нанесения  $\sim 95\%$ . При этом слои сопротивление графена уменьшается от 1600 Ом/кв. (одинарное нанесение) до 150 Ом/кв. (тройное нанесение). Т.е., при тройном нанесении пленка является практически сплошной (рис.1) с приемлемым для приборных применений сопротивлением.



**Рис. 1.** РЭМ-изображение пленки из многослойного графена, нанесенной трехкратно методом Ленгмюра-Блоджетт. Масштабная линейка = 40 мкм

Были проведены исследования фотолюминесценции при температуре 77 К исходных образцов структур (не содержащих слоев МСГ на поверхности) и образцов, на поверхности которых было нанесено 1 или 3 слоя многослойного графена. Для возбуждения фотолюминесценции использовался He-Ne лазер мощностью 30 мВт с длиной волны излучения 0.6325 мкм. Результаты исследований гетероструктур представлены на рис. 2. Видно, что для образцов с 1 или 3 слоями МСГ на поверхности наблюдается значительное увеличение (более чем на порядок величины) интенсивности пика ФЛ в области квантовой ямы ( $\sim 1.3$  эВ), обусловленного непрямыми излучательными переходами между

зоной проводимости слоя InGaAs и валентной зоной слоя GaAsSb, по отношению к спектру исходного образца. При этом интенсивность пика, отвечающего межзонным переходам в GaAs (1.508 эВ), увеличивается не более чем в 2 раза.



**Рис. 2.** Спектры ФЛ структур исходных (0) и покрытых пленкой из многослойного графена: (1) – одно нанесение; (2) нанесенной трехкратно.  $T = 77$  К

Мы полагаем, что в случае измерения ФЛ воздействие He-Ne лазера с плотностью энергии  $\sim 12$  Вт/см<sup>2</sup> в течение нескольких секунд на поверхность структур, покрытых пленкой графена, приводит, вероятно, к модифицированию контакта МСГ/GaAs и образованию гибридной структуры многослойного графена и нижележащих слоев полупроводника. Наиболее вероятной, на наш взгляд, причиной усиления излучения может быть изменение положения уровня Ферми и модификация зонной структуры в области двухслойной квантовой ямы вследствие появления на поверхности тонкого слоя (может быть, сильнолегированного углеродом покровного слоя GaAs) с повышенной концентрацией дырок. Отметим, что в [1] наблюдалось улучшение электрического и термического контакта между многослойным графеном и металлом в результате воздействия непрерывного лазера.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 18-29-19137\_мк) и проектной части госзадания (№ 8.1751.2017/ПЧ) Министерства науки и высшего образования РФ.

## Литература

1. V. A. Ermakov, A. A. Alaferdov, A. R. Vaz *et al.* // Nanotechnology, V. 24, 155301 (2013).

# Времена жизни неравновесных носителей в квантовых ямах HgTe с нормальной зонной структурой

В.Я. Алешкин<sup>1,\*</sup>, А.А. Дубинов<sup>1</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1</sup>, Д.В. Козлов<sup>1</sup>, С.В. Морозов<sup>1</sup>, В.В. Румянцев<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>, С. Sirtori<sup>3</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, ул. ак. Лаврентьева, д.13, Новосибирск, 630090.

<sup>3</sup> Laboratory of Materials and Quantum Phenomena, University Paris-Diderot, Paris, France

\*aleshkin@ipmras.ru

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование времени рекомбинации в 3.2 нм HgTe квантовой яме. Показано, что основным механизмом рекомбинации при T=77K является излучательная рекомбинация. Вычислена зависимость излучательной рекомбинации от концентрации фотоносителей. Найдена зависимость пороговой энергии оже-рекомбинации от температуры.

## Введение

В связи с освоением технологии роста высококачественных гетероструктур  $CdHgTe/HgTe$  с квантовыми ямами в последние годы появились возможности создания на их основе нового поколения фотоприемников, светодиодов и лазеров [1-3]. Замечательной особенностью таких структур является подавление оже-рекомбинации в структурах с узкими (< 10 нм) квантовыми ямами по сравнению с объемными и квазиобъемными слоями, что было показано экспериментально [4]. Эта особенность вкпе с возможностью изменять ширину запрещенной зоны от 0 до 1.5 эВ открывает перспективы создания светодиодов и лазеров среднего и дальнего ИК диапазонов на основе подобных структур. Принципиально важным вопросом для возможности создания приборов на основе таких структур является вопрос о доминирующем механизме рекомбинации в них. Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению процессов рекомбинации в HgTe квантовой яме.

## Излучательная рекомбинация и пороговые энергии оже-рекомбинации

Возможными процессами рекомбинации неравновесных носителей в квантовых ямах  $HgTe$  являются рекомбинация Шокли-Рида-Холла, излучательная рекомбинация и оже-рекомбинация. В условиях сильного возбуждения, когда концентрация неравновесных носителей превосходит  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ , в неле-

гированных квантовых ямах с небольшой концентрацией центров захвата, рекомбинация Шокли-Рида-Холла мала по сравнению с излучательной и оже-рекомбинацией. Поэтому мы не будем её рассматривать.

Для нахождения темпа излучательной рекомбинации и пороговых энергий для оже-рекомбинации были рассчитаны электронный спектр и матричные элементы оператора скорости электрона в 3.2 нм  $HgTe$  квантовой яме, окруженной барьерами  $Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te$ , которая изучалась экспериментально. Расчет проводился в рамках модели Кейна с учетом деформационных эффектов и понижения симметрии на гетерограницах. На рис.1 представлены рассчитанные спектр и зависимость времени излучательной рекомбинации от концентрации неравновесных носителей в этой структуре.

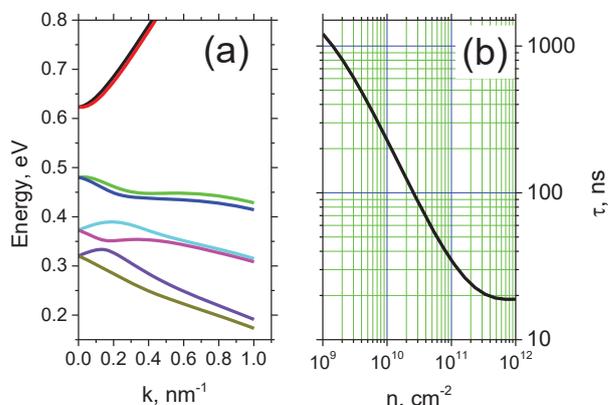


Рис. 1. Электронный спектр и зависимость излучательного времени от концентрации фотоносителей

На рис.2. представлен результат расчета зависимости наименьших пороговых энергий от температуры для этой структуры. Наименьшими пороговыми энергиями обладают следующие процессы СНСС (энергия уносится электроном), СНН31, СНН32 (энергия уносится дыркой при переходе в верхнюю и нижнюю подзону третьей дырочной подзоны соответственно). Из рисунка хорошо видны, области, где пороговая энергия обращается в нуль для СНН31 и СНН32 процессов. В этих областях ширина запрещенной зоны совпадает с расстоянием между первой и третьей дырочными подзонами.

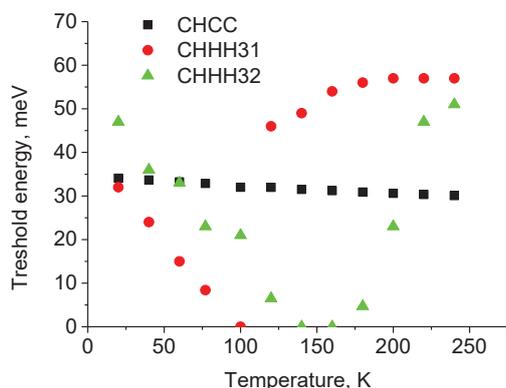


Рис. 2. Зависимость пороговых энергий оже-рекомбинации от температуры в 3.2 нм HgTe квантовой яме

## Эксперимент

Для экспериментального изучения кинетики спада неравновесной концентрации носителей использовалась прямая методика исследования релаксации сигнала межзонной фотопроводимости (ФП) при возбуждении импульсами узкополосного излучения с длительностью 7 нс и возможностью выбора длины волны в широком диапазоне от 6 до 17 мкм. Для исследований использовалась импульсы с энергией 10 мкДж в пятне диаметром 7 мм. В таких условиях максимальная концентрация неравновесных носителей определялась длиной волны возбуждения. Экспериментально исследованный образец содержал 5 HgTe квантовых ям, окруженных  $Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te$  барьерами. Остаточная концентрация носителей в КЯ, определенная по холловским измерениям, при  $T = 77 K$  составляла  $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$  (электроны).

На рис. 3 приведены экспериментально измеренная и рассчитанная зависимости фотосопротивления от времени при температуре 77К. Начальная концен-

трация фотоносителей составляла  $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . При расчете полагалось, что основным механизмом рекомбинации является излучательная рекомбинация. Из рисунка видно хорошее согласие теории и эксперимента в интервале, когда концентрация фотоносителей уменьшается на два порядка по сравнению с первоначальной (сразу после импульса возбуждения).

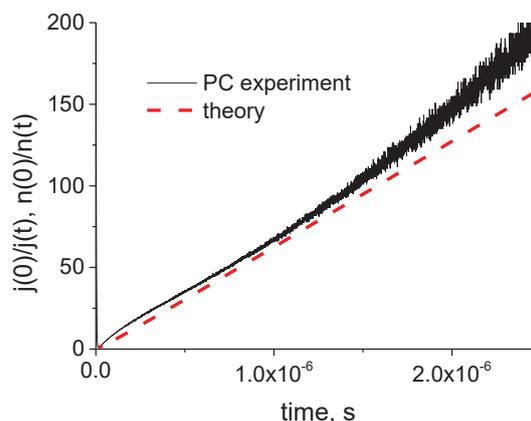


Рис. 3. Зависимость фотосопротивления от времени

Таким образом, можно сделать заключение, что для исследованной структуры основным механизмом рекомбинации в интервале концентрации неравновесных носителей  $2 \cdot 10^9 - 1.5 \cdot 10^{11}$  является излучательная рекомбинация при  $T=77 K$ . Причинами этого являются высокая пороговая энергия для оже-рекомбинации в этой структуре и малая концентрация центров безызлучательной рекомбинации.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-02-00362, №18-52-16013).

## Литература

1. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov *et al.*, Journal of Electronic Materials. V. **39**, 918 (2010).
2. М.А. Fadeev, V.V. Rumyantsev, А.М. Kadykov *et al.* // Optics Express. V. **26**, 12755 (2018).
3. S. Ruffenach, A. Kadykov, V.V. Rumyantsev *et al.* // Appl. Phys. Lett. Materials. V. **5**, 035503 (2017).
4. Румянцев В.В., Кадыков А.М., Фадеев М.А. *и др.* // Физика и техника полупроводников. **51**(12), p. 1616 (2017).

# Электрические домены в сверхрешетках GaAs/AlAs при комнатной температуре

И.В. Алтухов<sup>1</sup>, М.С. Каган<sup>1\*</sup>, С.К. Папроцкий<sup>1</sup>, Н.А. Хвальковский<sup>1</sup>, И.С. Васильевский<sup>2</sup>, А.Н. Виниченко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009.

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

\*kagan@cplire.ru

При комнатной температуре исследовались короткопериодные сверхрешетки GaAs / AlAs в условиях образования электрических доменов. На вольтамперных характеристиках наблюдались: (1) гистерезис при прямой и обратной развертке напряжения и (2) серия максимумов, почти эквидистантных по напряжению. Гистерезис связывается с переходом между режимами с движущимся и статическим доменом. Обнаружена сильная асимметрия времен перестройки доменных режимов. Максимумы на ВАХ объясняются туннельными переходами между квантовыми ямами в треугольном домене, сопровождающимися испусканием оптических фононов. Обнаружено сильное влияние довольно слабого межзонного освещения, также сопровождающееся перестройкой доменных режимов.

Исследование электронного транспорта в полупроводниковых сверхрешетках (СР) вызывает большой интерес в течение последних десятилетий [1], в основном, в связи с предсказанным усилением блоховских волн, перспективным для реализации перестраиваемых источников генерации ТГц диапазона. Однако образование электрических доменов из-за статической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), возникающей в СР при резонансном туннелировании между квантово-размерными состояниями в соседних квантовых ямах, препятствует усилению блоховских волн. С другой стороны, образцы с доменами могут обладать динамической ОДП на высоких частотах [2 - 4] и могут быть использованы для ТГц генерации. В настоящей работе исследовалась туннельная проводимость в сверхрешетках (СР) GaAs/AlAs при комнатной температуре.

## Образцы и измерения

Исследовались СР, содержавшие 100 периодов 4 нм GaAs/2 нм AlAs, расположенных между сильно легированными ( $n=1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) покровным слоем  $n^+$ -GaAs и подложкой  $n^+$ -GaAs. Концентрация мелких доноров в СР составляла  $\sim 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Перед нанесением металла (золота) пластинка с вытравленными мезами покрывалась диэлектриком (нитрид кремния).

К образцам прикладывались треугольные импульсы напряжения с временем нарастания 0.5-1  $\mu\text{s}$ . Из зависимостей напряжения и тока от времени восстанавливались вольтамперные характеристики (ВАХ) при прямой и обратной развертке напряжения.

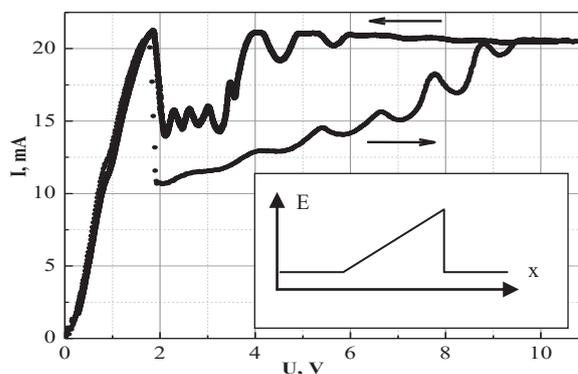


Рис. 1. ВАХ СР GaAs/AlAs при прямой и обратной развертке напряжения. На вставке – форма домена

## Результаты и обсуждение

На ВАХ СР (рис. 1) при некотором пороговом напряжении наблюдалось резкое падение тока (до 50%), вызванное образованием движущихся доменов. Рост тока (в среднем), наблюдаемый при напряжениях выше порогового, свидетельствует о треугольной форме дипольного домена. Линейный участок зависимости поля от координаты появляется из-за полного опустошения доноров.

Гистерезис тока при прямой и обратной развертке напряжения связывается с переходом между режимами со статическим и движущимся доменом. При образовании статического домена на ВАХ появляется участок с насыщением тока.

Обнаружена большая асимметрия времен перестройки доменных режимов: переход от движущегося к статическому домену происходит за время короче 50 нс, а обратный переход  $\sim 100$  мс (рис. 2).

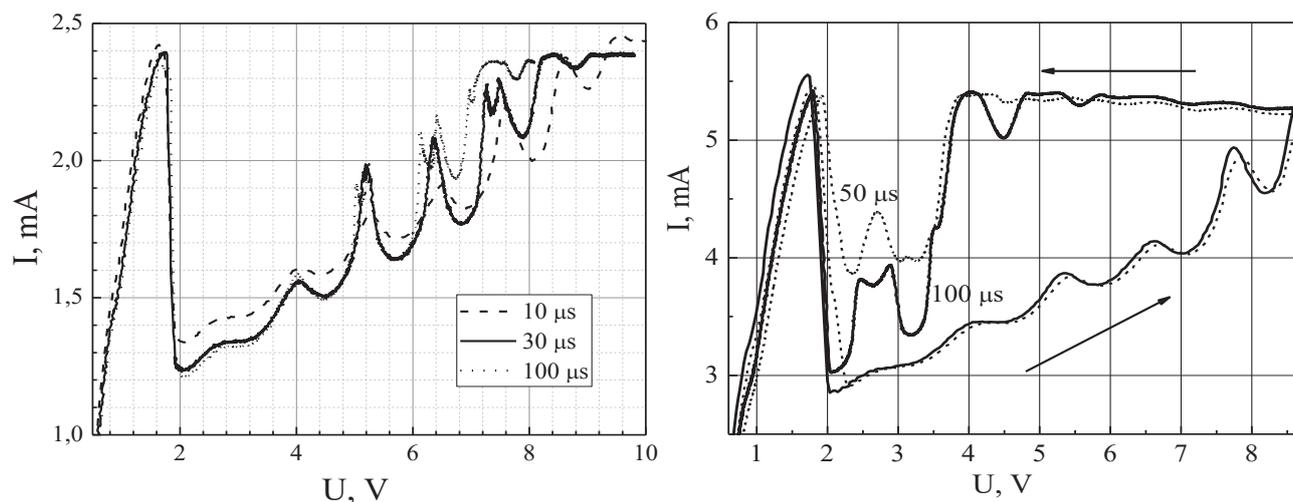


Рис. 2. ВАХ СР GaAs/AlAs при различном времени прямой (слева) и обратной (справа) развертки напряжения

Серия максимумов на ВАХ СР, почти эквидистантных по напряжению, связывается с туннельными переходами между квантовыми ямами в треугольном домене, сопровождающимися испусканием оптических фононов.

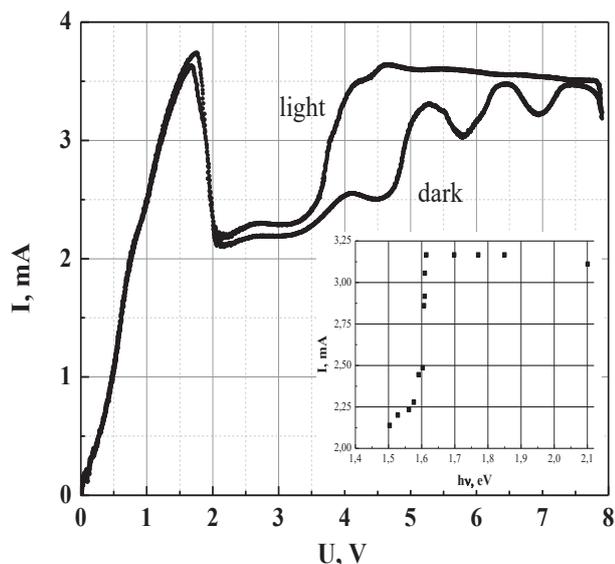


Рис. 3. ВАХ СР GaAs/AlAs в темноте и при подсветке

Обнаружено влияние довольно слабого освещения (светодиод или лампа накаливания) на туннельный ток в сильно легированной ( $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) СР GaAs/AlAs в присутствии доменов; фототок мог достигать 50 % от темнового тока (рис. 3). При напряжениях ниже порогового фототок на порядки меньше. Спектр фототока (вставка к рис. 3) указывает на межзонное возбуждение квантовой ямы

GaAs. По красной границе спектра можно оценить ширину запрещенной зоны и энергию первого уровня размерного квантования; эти энергии совпадают с известными из литературы.

Большой фототок также связывается с треугольной формой домена с протяженной областью полного опустошения доноров, где концентрация свободных носителей крайне мала. Дополнительная концентрация, созданная межзонной подсветкой, существенно меняет пространственный заряд на границах домена, что в свою очередь приводит к изменению доменного режима. При большой интенсивности подсветки может наблюдаться переход от режима движущегося домена к статическому, что видно по появлению участка насыщения тока на ВАХ (рис. 3).

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-29-03135 и 16-29-09626) и программы РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

## Литература

1. A. Wacker // *Physics Reports*, V.357, 1 (2002).
2. H.W. Thim // *IEEE Trans. El. Dev.*, V. 14, 517 (1967).
3. B.W. Hakki // *J. Appl. Phys.*, V. 38, 808 (1967).
4. Н.Г. Жданова, М.С. Каган, С.Г. Калашников // *ФТП*, Т. 8, 1121; 1126 (1974).

# Ионизация бора в монокристаллическом алмазе в сильном электрическом поле

И.В. Алтухов<sup>1</sup>, М.С. Каган<sup>1</sup>, С.К. Папроцкий<sup>1\*</sup>, Н.А. Хвальковский<sup>1</sup>, Н.Б. Родионов<sup>2</sup>,  
А.П. Большаков<sup>3</sup>, В.Г. Ральченко<sup>3</sup>, Р.А. Хмельницкий<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009

<sup>2</sup> Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований «ТРИНИТИ», Москва, Троицк, 142191

<sup>3</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, 119991

<sup>4</sup> Физический институт им. П.Н.Лебедева, Москва, 119333

\*s.paprotskiy@gmail.com

При комнатной температуре исследовалась проводимость эпитаксиальных алмазных плёнок, легированных бором, с контактами Шоттки и омическими в сильном электрическом поле вплоть до  $\sim 5 \times 10^5$  В/см. Установлено, что в случае малой концентрации свободных дырок и большой энергии связи бора в алмазе ионизация происходит за счет эффекта Френкеля-Пула – понижения кулоновского барьера примеси в электрическом поле. Проанализировано влияние этого эффекта на зависимость коэффициента ионизации примеси от поля.

## Введение

Алмаз обладает комплексом свойств, делающим его перспективным широкозонным полупроводниковым материалом [1]. К ним относятся высокая подвижность носителей заряда, высокое поле электрического пробоя, рекордная теплопроводность, радиационная и термическая стойкость. Но несмотря на то, что попытки создания алмазных приборов проводятся уже в течение более 25 лет, промышленной производством алмазных приборов отсутствует. Основные причины: отсутствие монокристаллических пластин большой площади; очень плохо удаётся легирование материала донорными примесями (энергия активации донорной примеси фосфора 0,6 эВ); слишком велика энергия активации акцепторной примеси бора – 0,36 эВ; не решена проблема медленных состояний на границах раздела металл/алмаз (барьер Шоттки) и диэлектрик/алмаз. В настоящей работе исследуется проводимость эпитаксиальных алмазных плёнок, легированных бором, в сильном электрическом поле вплоть до  $\sim 5 \times 10^5$  В/см.

## Образцы и измерения

Исследовались номинально нелегированные (i-тип) эпитаксиальные алмазные плёнки толщиной 10-12 мкм, выращенные методом парофазного химического осаждения на подложках с ориентацией (100), сильно легированных бором ( $\sim 2 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>). Подложки вырезаны из кристаллов алмаза (p+-тип), синтезированных методом высокого давле-

ния / высокой температуры (НРНТ). Контакты толщиной  $\sim 35$  нм наносились с обеих сторон пластин методом магнетронного напыления. В качестве материала контактов использовалась либо Pt, образующая барьер Шоттки к материалу p-типа, или же сплав Ni-W, дающий омический контакт. К образцам прикладывались импульсы напряжения (0.5- 100 мкс), либо постоянное напряжение. Исследовались вольтамперные характеристики при комнатной температуре.

## Результаты и обсуждение

Статические вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов с контактом Шоттки резко асимметричны при разных полярностях приложенного напряжения, что связано с асимметрией структуры. Суперлинейность импульсных ВАХ с контактом Шоттки связывается с монополярной инжекцией [2].

На рис. 1 приведена ВАХ образца с омическими контактами в дважды логарифмическом масштабе. В слабых полях ВАХ линейна, что позволяет оценить концентрацию  $p$  свободных носителей в этом слое и, соответственно, концентрацию  $N_B$  нейтральных атомов акцепторной примеси бора:  $p \sim 10^8$  см<sup>-3</sup> и  $N_B \sim 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Начиная с полей  $\sim 3$  кВ/см наблюдается квадратичная зависимость тока от напряжения, которую мы связываем с линейной зависимостью коэффициента захвата дырок на притягивающие ионы бора от электрического поля [3]. Экспериментально аналогичная зависи-

мость наблюдалась, например, при захвате дырок на ионы бора в кремнии [4].

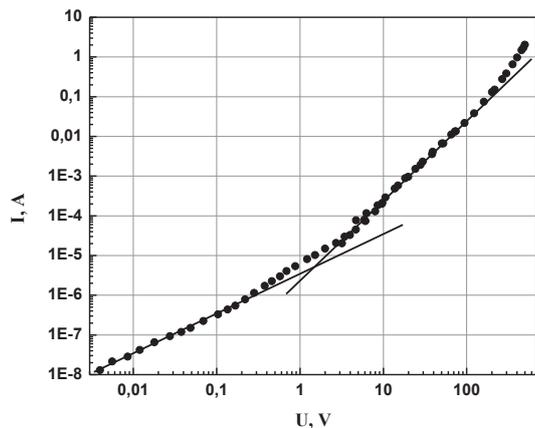


Рис. 1. Импульсная ВАХ алмаза с бором.  $T=300\text{ K}$

При полях выше  $\sim 30\text{ В/см}$  ВАХ становится существенно суперлинейной. В случае ударной ионизации ожидается появление на ВАХ S-образного участка (см., например, [5]). Обычно S-образность при ударной ионизации водородоподобной примеси связывают с возбужденными состояниями, по которым происходит каскадный захват носителей, ионизованных полем с основного состояния, а поле их ионизации существенно меньше, чем для основного. Основная особенность ВАХ в нашем случае – отсутствие S-образности. Мы связываем ионизацию примеси в сильном поле с эффектом Френкеля-Пула – понижением кулоновского потенциала примеси внешним электрическим полем (вставка на рис. 2). При этом зависимость концентрации носителей  $p$  от поля дается формулой

$$p \sim \exp[(e^3 E/\epsilon)^{1/2}/kT].$$

На рис. 2 приведена зависимость проводимости образца алмаза в координатах  $\lg \sigma \sim E^{1/2}$ . Видно, что в большом интервале напряжений ВАХ хорошо соответствует этому закону.

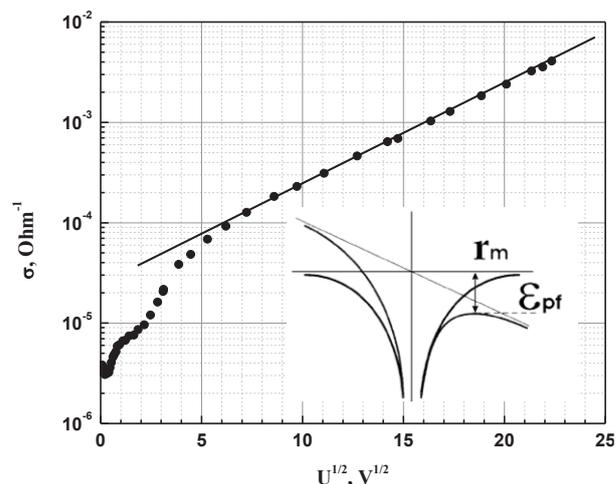


Рис. 2. Зависимость проводимости от  $U^{1/2}$ , демонстрирующая ионизацию бора за счет эффекта Френкеля-Пула. На вставке – схема этого эффекта

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 18-02-01079).

## Литература

1. R.S. Balmer *et al.* // *Phil. Trans. R. Soc. A*, V. 366, 251 (2008).
2. И.В. Алтухов, М.С. Каган, С.К. Папроцкий и др. // *Труды XXII Межд. симп. «Нанозфизика и нанозлектроника»*, Н. Новгород, Т.2, 536 (2018).
3. В.Н. Абакумов, И.Н. Крещук, И.Н. Ясиевич // *ФТП*, Т. 12, 264 (1978); В.Н. Абакумов, В. Карпус, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич // *ФТП*, Т. 22, 264 (1988).
4. Э.Э. Годик, Ю.А. Курицын, В.П. Синис // *ФТП*, Т. 12, 351 (1978).
5. V. Mortet, D. Tremouilles, J. Bulir, P. Hubik, L. Heller // *Appl. Phys. Lett.*, V. 108, 152106 (2016).

# Излучательные свойства эпитаксиальных структур нитрида индия

Б.А. Андреев<sup>1,\*</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1,2</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, Д.Н. Лобанов<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>1,2</sup>, П.А. Бушуйкин<sup>1,2</sup>, Л.В. Красильникова<sup>1,2</sup>, В.Ю. Давыдов<sup>3</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

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

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

\*boris@ipmras.ru

Исследованы зависимости спектров спонтанной и стимулированной эмиссии от электрофизических параметров планарных структур с активным слоем InN. Для образцов с концентрацией свободных носителей от  $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  до  $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  оценены концентрационные зависимости положения уровня Ферми, ширины запрещенной зоны и длины волны стимулированного излучения в вырожденном InN.

## Введение

Перспективы приборных применений структур с нитридом индия в качестве активной среды определяются свойствами этого материала, важными для развития электроники, фотовольтаики и оптоэлектроники в оптимальном для телекоммуникаций ближнем ИК диапазоне: шириной прямой запрещенной зоны  $< 0.7 \text{ эВ}$ , высокой эффективностью излучательной релаксации, малой эффективной массой и высокой подвижностью электронов [1].

Несмотря на отсутствие согласованных по решетке подложек, трудности получения слоев *n*-InN с низкой ( $< 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) концентрацией равновесных электронов и формирования *p-n*-переходов, в последнее время были продемонстрированы ИК фотоприемники [2], транзисторы [3] и фотовольтаические преобразователи на основе InN. Прогресс к практическому применению InN в коммуникационных технологиях связано с разработкой лазеров, оптических усилителей и светодиодов для спектрального диапазона 1,5–2 мкм. Важными результатами в этом направлении являются реализация электролюминесценции диодных гетероструктур *n*-InN/*p*-GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и *n*-InN/*p*-NiO/*p*-Si, в диапазоне  $\lambda = 1,55\text{--}1,6 \text{ мкм}$  [4,5] и получение стимулированного излучения из волноведущих структур *n*-InN/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на межзонных переходах в InN [6]. В данной работе приведены результаты исследования спонтанной и стимулированной эмиссии в зависимости от электрофизических параметров планарных структур с активным слоем InN.

## Эксперимент

Исследуемые монокристаллические слои InN толщиной от 0.5 до 12 мкм, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) с плазменной активацией азота на подложках Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(0001) с буферными слоями AlN и GaN, представляли собой вырожденный полупроводник с равновесной концентрацией электронов от  $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$  до  $2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и плотностью дислокаций  $10^{10}\text{--}10^{11} \text{ см}^{-2}$  [6]. Волноводные свойства структур обеспечивались разностью показателей преломления активного слоя InN и буферного слоя GaN  $\Delta n = 0.6$ .

Оптическая накачка производилась непрерывным лазером ( $\lambda_{\text{EX}} = 0.8 \text{ мкм}$ , мощность до 500 мВт) или импульсным оптическим параметрическим генератором, перестраиваемым в диапазоне  $\lambda = 0,45\text{--}2,3 \text{ мкм}$  с энергией до 3 мДж в импульсе длительностью 10 нс при частоте повторения 10 Гц. Возбуждающее излучение фокусировалось на поверхности образца в полосу шириной 200 мкм и длиной до 10 мм. Эмиссия регистрировалась с поверхности образца при непрерывной накачке или от края образца при импульсном возбуждении с помощью монохроматора Acton 2300i, с многоэлементным диодным детектором OMA-V (0.8–2.1 мкм).

## Результаты и обсуждение

В большинстве исследованных структур наряду с интенсивной спонтанной люминесценцией InN при импульсной оптической накачке наблюдалась стимулированная эмиссия, возникновение которой характеризовалось резким обужением и сверхли-

нейным ростом интенсивности линии эмиссии с увеличением плотности мощности накачки выше некоторого порога (см. рис.1). Ранее мы сообщали о наблюдении стимулированного излучения из InN при температурах до  $T_{\max}=215$  К. Порог возникновения стимулированной эмиссии снижался с уменьшением концентрации равновесных электронов и температуры до плотности мощности накачки  $<1\text{кВт/см}^2$  при  $T=8\text{К}$  в слоях InN с  $n \sim 10^{17}\text{см}^{-3}$  [6].

На рис.1 приведены спектры спонтанной и стимулированной эмиссии для структур n-InN/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с концентрацией электронов  $3.6 \cdot 10^{17}$ ,  $7 \cdot 10^{17}$  и  $1 \cdot 10^{19}\text{см}^{-3}$ . Различия формы спектров спонтанной люминесценции определяются вкладами конкурирующих излучательных переходов [1]: переходов «зона-зона» и переходов в локализованные состояния («зона проводимости–хвост валентной зоны» и «зона-акцептор»). Два первых типа переходов близки по энергии и сливаются в общую полосу люминесценции (полоса 1 на рис.1 а, б и в), в то время как полоса, соответствующая переходам «зона-акцептор» (полоса 2 на рис. а и б), отщеплена по энергии и сдвинута в низкоэнергетическую часть спектра на величину  $\sim 50$  мэВ. Анализ полученных спектров в области полосы 1 в рамках модели [1] позволил оценить концентрационные зави-

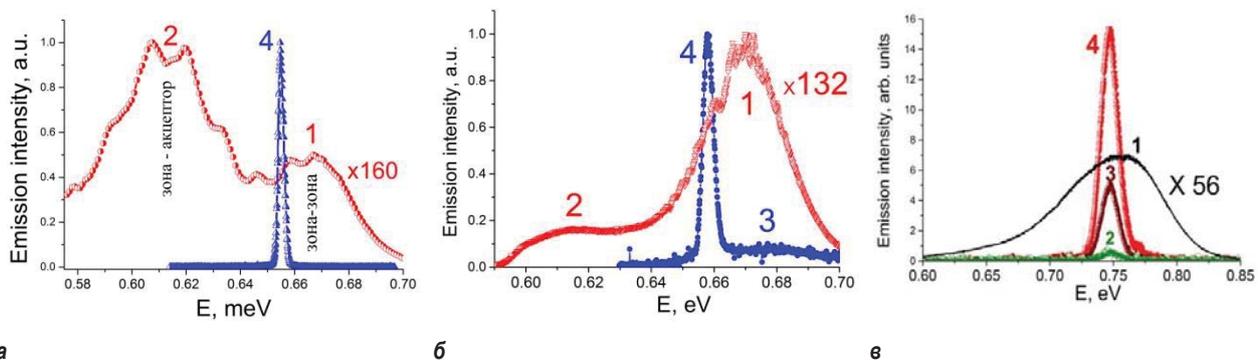
симости ширины запрещенной зоны и энергии Ферми для вырожденных слоев n-InN.

Положение линий стимулированной эмиссии  $h\nu$  (4 на рис.1 а, б и в) «отслеживает» прямые переходы «зона-зона» в полосе 1 и связано с концентрацией носителей известным соотношением

$$E_g^*(n) < h\nu < E_{Fn} - E_{Fp}$$

где  $E_g^*(n, T)$ -эффективная ширина запрещенной зоны,  $E_{Fn}$  и  $E_{Fp}$  - квазиуровни Ферми для электронов и дырок, соответственно. Сопоставление положения линий стимулированной эмиссии (4 на рис.1) показывает, что увеличение концентрации электронов от  $3.6 \cdot 10^{17}$  до  $1 \cdot 10^{19}\text{см}^{-3}$  приводит к синему сдвигу  $\sim 100$  мэВ, который определяется конкуренцией противоположных эффектов сужения запрещенной зоны вследствие хартри-фокковского взаимодействия и поднятия уровня Ферми. Наблюдаемый сдвиг отражает возможные изменения рабочего диапазона лазеров на объемных слоях монокристаллического InN при легировании.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 16-29-03374\_офи-м, № 18-02-00711) с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".



**Рис. 1.** Спектры спонтанной (1,2) и стимулированной (4) эмиссии при  $T=78$  К для структур с активным слоем n-InN, содержащим  $3.6 \cdot 10^{17}$  (а),  $7 \cdot 10^{17}$  (б) и  $1 \cdot 10^{19}$  (в) свободных носителей в  $\text{см}^{-3}$ . Линии стимулированной эмиссии 2,3, 4 на рис.1 в показывают увеличение интенсивности с ростом плотности мощности оптической накачки

## Литература

1. A.A. Klochikhin, et al.// Phys. Rev. B, V.71, 195207 (2005).
2. L.H. Hsu, et al.// Opt. Express, V.23, 31150 (2015).
3. K.S. Lye et al.// Appl. Phys. Lett. V. 109, 032106 (2016).
4. Wu, G.-G. et al.//Appl. Phys. Lett. V. **100**, 103504 (2012).
5. Zhao, Y. et al. // J. Lumin. V. **173**, 1 (2016).
6. B. A. Andreev, et al. // Scientific Reports **8**:9454 (2018)

# Коллективные и одночастичные возбуждения в двумерных электронных системах

И.В. Андреев\*, В.М. Муравьев, П.А. Гусихин, И.В. Кукушкин

<sup>1</sup> Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Академика Осипяна, д. 2, Черноголовка Московской обл., 142432.

\*andreev@jissp.ac.ru

При помощи ближнеполевых методик микроволнового возбуждения экспериментально исследованы свойства одночастичных и коллективных возбуждений двумерной плазмы в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Одновременно с коллективными магнитоплазменными модами был обнаружен новый тип одночастичного резонанса, сходный с циклотронным резонансом Азбеля-Канера в трёхмерных металлах. Его положение точно соответствует одночастичному циклотронному резонансу, и не содержит плазменного сдвига. Установлено, что данный резонанс локализован вблизи возбуждающего затвора в области сильной неоднородности возбуждающего микроволнового поля. Также обнаружено семейство новых низкочастотных коллективных интерфейсных магнитоплазменных мод, распространяющихся вдоль границы экранирующего затвора.

Взаимосвязь между коллективными и одночастичными возбуждениями является важной областью физики конденсированного состояния в целом и физики двумерных электронных систем (ДЭС) в частности. Например, одним из важных проявлений эффектов электрон-электронного взаимодействия в ДЭС является невозможность наблюдения чистого одночастичного циклотронного резонанса двумерных электронов в образцах конечного размера при возбуждении в дальнем поле в геометрии Фарадея: вследствие деполаризационного плазменного сдвига частота резонанса оказывается смещена:  $\omega^2 = \omega_p^2 + \omega_c^2$  ( $\omega_p$  — плазменная частота,  $\omega_c = eV/m^*$  — циклотронная частота), что отвечает возникновению в образце коллективных магнитоплазменных возбуждений [1].

Вместе с тем, имеются основания полагать, что существование вблизи границ металлизации образца (затворов, омических контактов) областей сильной неоднородности электрического поля может приводить к возбуждению новых типов как коллективных (плазменных и магнитоплазменных), так и одночастичных возбуждений.

Нами были экспериментально исследованы возбуждения двумерных электронных систем, возникающие при наличии области сильной неоднородности электрического поля вблизи края металлического затвора. При использовании ближнеполевого возбуждения в геометрии Корбино удалось пронаблюдать как неизвестный ранее одночастичный циклотронный резонанс в ДЭС, так и новый тип магнитоплазменных волн, распространяющихся

вдоль края экранирующего затвора. Также в геометрии копланарного микрорезонатора был реализован режим ультрасильной связи обнаруженных мод с фотонными модами микрорезонатора.

Для возбуждения ДЭС использовалась ближнеполевая методика, в которой двумерная система заземляется при помощи латерального омического контакта, а возбуждающий сигнал от генератора СВЧ подаётся на затвор, расположенный на малом расстоянии от плоскости ДЭС. В такой методике СВЧ электромагнитное поле вблизи края возбуждающего затвора является сильно неоднородным на масштабах циклотронной орбиты. Основные эксперименты были выполнены в геометрии Корбино, когда образец имеет форму диска, по периметру которого был изготовлен омический контакт, а в центре располагался соосный возбуждающий затвор. Для детектирования возбуждений в ДЭС использовалась оптическая методика детектирования микроволнового поглощения, основанная на очень высокой чувствительности спектра рекомбинантной фотолюминесценции двумерных электронов к температуре системы [2, 3]. Важным преимуществом данной методики является её неинвазивный характер: не требуется создание дополнительных затворов/контактов к ДЭС, искажающих пространственное распределение возбуждающего СВЧ электрического поля.

Благодаря использованию ближнеполевой методики возбуждения был обнаружен принципиально новый тип одночастичного резонанса в ДЭС, аналогичный циклотронному резонансу Азбеля-

Канера [4] в объёмных металлах. Частота данного резонанса точно соответствует частоте одночастичного циклотронного резонанса  $\omega_c = eB/m^*$ , а плазменный сдвиг не наблюдается. В экспериментах по затворному обеднению удалось показать, что данный резонанс связан с электронами, находящимися в узкой полосе вдоль границы возбуждающего затвора, где СВЧ электрическое поле сильно неоднородно на масштабах циклотронной орбиты. В последующих экспериментах удалось пронаблюдать до трёх гармоник указанного резонанса, что является важным подтверждением его сходства с резонансом Азбеля-Канера. Принципиальный интерес представляет также и то, что в экспериментах одновременно с одночастичным циклотронным резонансом Азбеля-Канера удалось пронаблюдать и различные типы коллективных магнитоплазменных возбуждений (осесимметричный магнитоплазмон, экранированный «объёмный» (bulk) магнитоплазмон в подзатворной области).

Кроме того, в аналогичных экспериментах был обнаружен и исследован новый тип коллективных магнитоплазменных возбуждений, распространяющихся вдоль границы экранирующего металлического затвора, расположенного над ДЭС – интерфейсный магнитоплазмон, возникающий на границе раздела областей с различными условиями экра-

нирования. Плазменная частота такой моды в нулевом магнитном поле значительно (в ~6-7 раз) смягчена по сравнению с частотой фундаментальной плазменной моды для того же значения волнового вектора, даже если для последней принять во внимание латеральное экранирование возбуждающим затвором. Свойства данной моды качественно согласуются с недавно предсказанным теоретически одномерным экранированным плазмоном, распространяющимся вдоль узкого полоскового затвора над неограниченной ДЭС [5].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-72-10072).

## Литература

1. А. В. Чаплик, ЖЭТФ, Т. 62, 746 (1972).
2. B. M. Ashkinadze, E. Linder, E. Cohen, and Arza Ron, Phys. Stat. Sol., V. 164, 231 (1997).
3. I. V. Kukushkin, J. H. Smet, K. von Klitzing, W. Wegscheider, Nature (London), V. 415, 409 (2002).
4. М. Я. Азбель и Э. А. Канер, ЖЭТФ, Т. 30, 811 (1956).
5. A. A. Zabolotnykh and V. A. Volkov, to be published.

# Терагерцовая фотолюминесценция в полупроводниках

А.В. Андрианов\*, А.О. Захарьин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

\*alex.andrianov@mail.ioffe.ru

Доклад посвящен экспериментальному обнаружению и исследованию нового явления – терагерцовому (ТГц) излучению при стационарном, межзонном фотовозбуждении полупроводниковых структур – ТГц ФЛ.

## Введение

В последние два десятка лет интенсивно исследуется терагерцовый (ТГц) диапазон электромагнитных волн (с частотами от 0.1 до 15 ТГц), что обусловлено перспективами применения ТГц излучения в самых различных областях науки и технологии. Ведутся интенсивные исследования, направленные на поиск путей создания источников ТГц излучения различного типа. Один из вариантов относительно простого ТГц эмиттера может быть создан с использованием оптических переходов между уровнями мелких примесей в полупроводниках. Внутрицентровые ТГц излучательные переходы возникают при энергетической релаксации неравновесных носителей, созданных в разрешенной зоне в результате ударной ионизации примесей в электрическом поле или при фотоионизации примесей, например излучением CO<sub>2</sub>-лазера. На внутрицентровых переходах в Ge и Si была продемонстрирована ТГц лазерная генерация [1, 2]. В работе [3] было впервые показано, что внутрицентровые ТГц излучательные переходы могут возбуждаться и в условиях межзонного фотовозбуждения полупроводников, легированных мелкими примесями. К настоящему времени такая примесная ТГц фотолюминесценция (ФЛ) наблюдалась в целом ряде объемных полупроводников и полупроводниковых структур, легированных мелкими примесями. Примесная ТГц ФЛ может быть довольно интенсивной, и такое явление может найти применения в ТГц технологиях. Природа примесной ТГц ФЛ (такой тип ТГц излучения можно назвать несобственной ТГц ФЛ) тесно связана с процессами рекомбинации неравновесных электронов и дырок с участием примесных центров. Такая рекомбинация приводит к образованию системы заряженных примесных центров и свободных носителей, последующий захват которых на заряженные примеси сопровожда-

ется ТГц излучением. Было обнаружено также родственное явление — индуцированная током инжекции примесная ТГц электролюминесценция в р-п-структурах [4]. Необходимо отметить, что процессы энергетической релаксации неравновесных электронов и дырок при связывании их в свободные экситоны и при захвате неравновесных носителей на притягивающие мелкие примесные центры имеют много общего. Поэтому при захвате неравновесных носителей в экситоны должны иметь место ТГц излучательные переходы между уровнями состояний свободного экситона, аналогично внутрицентровым оптическим переходам в мелких примесных центрах. Недавно внутриэкситонное ТГц излучение было экспериментально обнаружено в условиях межзонного фотовозбуждения в кристаллах Si при гелиевых температурах [5]. Такой тип ТГц излучения в полупроводниках следует отнести к собственной ТГц ФЛ. В докладе будут обсуждаться характерные свойства собственной и несобственной ТГц ФЛ в полупроводниках.

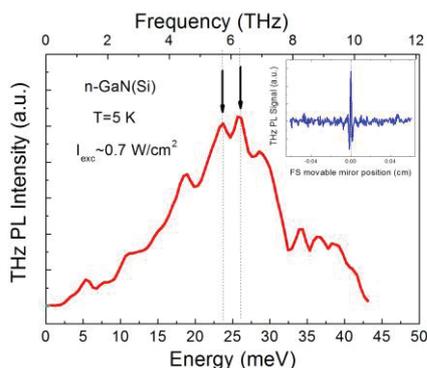
## Экспериментальные детали

Для межзонного фотовозбуждения использовались непрерывные газовые или полупроводниковые лазеры. Лазерное излучение после прохождения серии малых диафрагм и фильтров, предотвращающих проникновение в измерительную часть установки теплового фона лазера, фокусировалось на поверхность исследуемого образца. Исследуемый образец размещался в гелиевом оптическом криостате, оптимизированном для ТГц области спектра. Основные измерения ТГц фотолюминесценции проводились в геометрии «на проход», но контрольные эксперименты проводились также и в геометрии «обратного рассеяния». Спектральные измерения проводились с использованием step-scan Фурье-спектрометра на область спектра 5-350 см<sup>-1</sup>

(см., например, [3] и другие ссылки там). Сигнал ТГц излучения измерялся с помощью охлаждаемого жидким гелием кремниевого болометра методом синхронного детектирования.

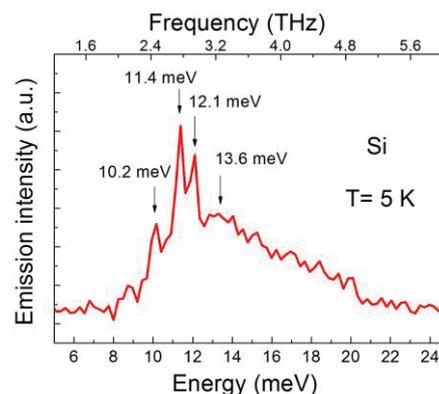
## Результаты

На Рис. 1 приведен характерный спектр ТГц ФЛ, наблюдаемой в эпитаксиальных слоях GaN, легированных кремнием до уровня  $4 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , выращенных МВЕ методом на сапфире.



**Рис. 1.** Спектр ТГц ФЛ слоя n-GaN при возбуждении линией 325 нм He-Cd лазера. На вставке приведен вид характерной интерферограммы ТГц сигнала

Максимумы в спектре ТГц ФЛ при энергиях порядка 23 и 26 мэВ (см. Рис. 1) соответствуют  $2P \rightarrow 1S$  переходам в донорных центрах, обусловленных кремнием и кислородом, соответственно. Добавим, что близкие по энергии линии наблюдались также в спектрах примесного поглощения в n-GaN. Более слабые особенности в спектре ТГц ФЛ при энергиях  $\sim 18.8$  и  $28.7$  мэВ (см. Рис. 1) возможно обусловлены вкладом внутрицентровых переходов в менее распространенных донорах с другими энергиями связи (порядка 25 и 38 мэВ, соответственно). С ростом температуры интенсивность ТГц ФЛ существенно падает и при температуре выше 140 К ТГц сигнал уверенно измерить не удавалось. Анализ температурной зависимости ТГц ФЛ дает энергию температурного тушения ТГц ФЛ порядка 33.5 мэВ, что хорошо согласуется с энергией связи мелких доноров в GaN. Наблюдаемые закономерности свидетельствуют в пользу того, что ТГц ФЛ возникает в результате захвата свободных электронов из зоны проводимости на заряженные донорные центры, которые в свою очередь образуются в результате рекомбинации свободных дырок с электронами на нейтральных донорах ( $h-D^0$  рекомбинация). На Рис. 2 показан спектр ТГц ФЛ высокочистых ( $\rho=12 \text{ k}\Omega \text{ cm}$ ) кристаллов Si при  $T=5 \text{ K}$ .



**Рис. 2.** Характерный спектр ТГц ФЛ высокочистого кремния при возбуждении линией 660 нм полупроводникового лазера. Плотность фотовозбуждения  $0.1 \text{ Вт/см}^2$

Узкие линии излучения с максимумами при 10.2, 11.4 и 12.1 мэВ соответствуют оптическим переходам между подуровнями  $2P$  и  $1S$  состояний свободного экситона в кремнии. Линия излучения при 13.6 мэВ обусловлена оптическими переходами из высоко лежащих возбужденных состояний на основное состояние экситона. Практически бесструктурный плавный фон, наблюдаемый в спектре при энергиях больших 15 мэВ, скорее всего, обусловлен излучательными переходами из состояний континуума в основное экситонное состояние. Важно добавить, что внутриэкситонная ТГц ФЛ демонстрирует линейную зависимость от интенсивности накачки. Внутрицентровая же ТГц ФЛ имеет сублинейную зависимость от интенсивности накачки, что является отражением эффекта насыщения примесных фотопреходов с ростом интенсивности фотовозбуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 18-02-00002).

## Литература

1. Yu.P. Gousev *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 75, 759 (1999).
2. S.G. Pavlov *et al.* // *Phys. Rev. Lett.*, V. 84, 5220 (2000).
3. A.O. Zakhar'in *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 96, 211118 (2010).
4. A.V. Andrianov *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 103, 221101 (2013).
5. A.V. Andrianov *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 112, 041101 (2018).

# Исследование характеристик ТГц квантовых каскадных лазеров с помощью открытого оптического резонатора

В.А. Анфертьев<sup>1§</sup>, В.Л. Вакс<sup>1,2</sup>, А.И. Реутов<sup>2</sup>, А.Н. Баранов<sup>3</sup>, R. Teissier<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ИФМ РАН, ФИЦ ИПФ РАН, ул. Академическая, д. 7, д. Афоино, Нижегородская обл., 607680.

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

<sup>3</sup> Institute of Electronics and Systems, University of Montpellier, France.

§anfertev@ipmras.ru

В работе изучены частотные характеристики импульсных ТГц квантовых каскадных лазеров на основе материалов GaAlAs/GaAs с резонансно-фононным дизайном на основе трех квантовых ям с поверхностно плазмонным волноводом с помощью приемника на диоде Шоттки и открытого оптического резонатора. Определен оптимальный режим питания (длина импульса и ток) для получения одномодового режима. Показано, что с помощью открытого резонатора можно оценить частоту лазера, а также определить скорость, направление и величину перестройки по частоте. Определение этих характеристик квантового каскадного лазера необходимо для построения импульсного источника с частотной гребенкой и для применения лазера для спектроскопических исследований.

## Введение

В настоящее время одной из актуальных задач, как для фундаментальных, так и для прикладных исследований является освоение терагерцового (ТГц) частотного диапазона, разработка ТГц источников и приемников, улучшение их характеристик. В этом диапазоне новые возможности появились с разработкой и созданием семейства источников когерентного излучения на основе квантовых каскадных лазеров (ККЛ) [1]. Представляют интерес такие характеристики ККЛ, как перестройка по частоте, мощность, работа в пределах одной моды, возможность работы в непрерывном режиме генерации. ТГц ККЛ могут быть использованы в ряде задач, однако изучение их частотных характеристик, как правило, затруднено из-за быстрой перестройки по широкому диапазону частот. В работе проведено изучение ТГц квантовых каскадных лазеров в импульсном режиме работы с оценкой несущей частоты и перестройки лазера с помощью открытого резонатора.

## Описание эксперимента

Используемый в эксперименте ККЛ изготовлен группой А.Н. Баранова (Institute of Electronics and Systems, University of Montpellier, France). ККЛ имеет структуру с периодом, состоящим из трех квантовых ям, с резонансно-фононной схемой, аналогичной той, что использовалась в [2]. Активная зона на основе материалов GaAlAs / GaAs прибора

состоит из 300 периодов. Структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии с помощью установки RIBER 412 на нелегированной (100) подложке GaAs. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Чип ККЛ устанавливается на медный держатель, который устанавливается на медную охлаждаемую плиту вместе с коллимирующим внеосевым параболическим зеркалом, которое формирует параллельный пучок. Питание образцов ККЛ осуществляется с помощью импульсного источника напряжения. Излучение лазера принимается на детектор на диоде Шоттки. На частоте генерации ККЛ детектор имеет чувствительность порядка десятков В/Ватт, и имеет достаточное быстродействие для временного разрешения быстрых изменений мощности генерации ККЛ как вследствие его собственного разогрева, так и вследствие пропускания излучения через резонатор. Усиленный сигнал с детектора регистрируется осциллографом, также на осциллограф поступают импульсы напряжения с измерительного токового шунта формирователя импульсов, по которым можно измерять мгновенный импульсный ток через образец. Между окном криостата замкнутого цикла и детектором помещается оптический резонатор типа Фабри-Перо, состоящий из двух зеркал. Одно зеркало можно перемещать с помощью микрометрического винта. Возбуждение резонатора осуществляется с помощью делителя луча, расположенного между зеркалами. В такой конфигурации резонатор поглощает проходящее через делитель

луча излучение на резонансных частотах. Спектр резонансов эквидистантен, расстояние между резонансами составляет порядка 530 МГц и может немного варьироваться перемещением подвижного зеркала.

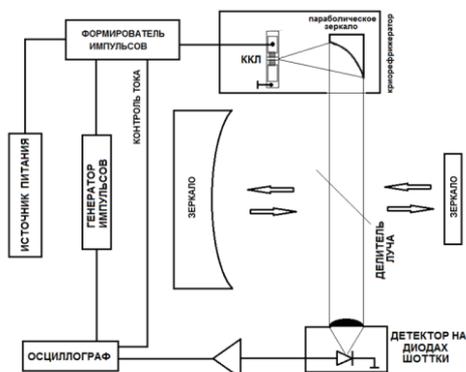


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

## Результаты и обсуждение

У исследуемого ККЛ нет механизмов селекции определенной моды, т.е. это лазер с резонатором Фабри-Перо, зеркалами для которого являются сколы структуры с торцов. Это значит, что в процессе работы в течение импульса при разогреве структуры может меняться не только частота и мощность для одной моды, но и возможно переключение на другую моду. Поэтому предварительно для исследуемых образцов проверяется наличие одномодового режима генерации (в течение импульса) и условия, при которых он может быть.

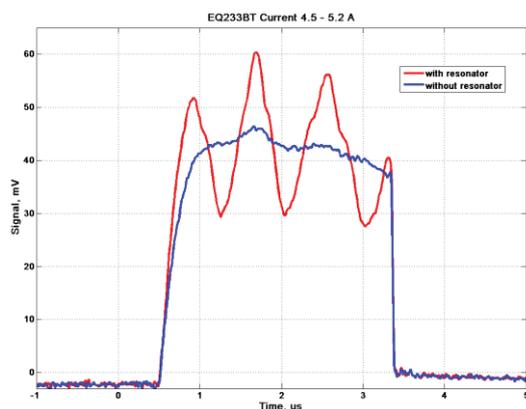


Рис. 2. Осциллограмма сигнала ККЛ без резонатора (синяя кривая) и с резонатором

Типичный вид отклика для исследуемого ККЛ представлен на рис. 2. На рисунке видны резонансные провалы при перестройке по частоте ККЛ в

течение импульса питания. Также для сравнения приведен сигнал без резонансов, при этом одно зеркало закрывалось поглотителем. При наблюдении резонансных провалов мощности излучения можно определить диапазон перестройки лазера и его скорость. Перемещая подвижное зеркало и наблюдая изменения осциллограммы, можно также сказать о направлении перестройки ККЛ, она происходит с уменьшением частоты. Оценить центральную частоту генерации ККЛ можно, изменяя расстояние между зеркалами резонатора и определяя смещение зеркала, при котором картинка резонансных откликов повторяется. Далее, приравнивая частоты на одном из выбранных провалов

$f_q(d) = f_{q-1}(d - \xi)$ , где  $f_q$  мода резонатора Фабри-Перо с номером  $q$ ,  $d$  – расстояние между зеркалами,  $\xi$  – смещение зеркала, мы можем получить  $q$  и оценить частоту лазера. Измеренная таким образом частота ККЛ составила 3.77 ТГц, с погрешностью порядка 10 ГГц (0.3 см<sup>-1</sup>). При этом значение крайней моды, измеренное с помощью Фурье спектрометра, составила примерно 3.78 ТГц. Частотная перестройка ККЛ составила порядка 1.5 ГГц, со скоростью 500 МГц/мкс с перестройкой вниз.

## Заключение

Показана возможность изучения особенностей поведения и частотных характеристик ККЛ с помощью открытого резонатора. Для исследуемого образца оценена центральная частота, диапазон частотной перестройки за счет нагрева, скорость и направление перестройки частоты ККЛ. В дальнейшем это позволит упростить процедуру гетеродинирования (за счет известных частотных характеристик) излучения ККЛ с опорным генератором для построения стабилизированного источника излучения для различных приложений.

## Благодарности

Работа выполнена в рамках выполнения госзадания по теме 0035-2014-0206 и при финансовой поддержке РФФИ (грант 18-52-16017 НЦНИЛ\_а).

## Литература

1. Вакс В.Л., Домрачева Е.Г., Собакинская Е.А. и др. // УФН. Т.184, № 7. С. 739 (2014).
2. S. Kumar, Q. Hu, and J.L. Reno, Appl. Phys. Lett. 94, 131105 (2009).

# Омические контакты Au/Mo/Ti с пониженным сопротивлением к алмазу p-типа

Е.А. Архипова<sup>1</sup>, Е.В. Демидов<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>1,\*</sup>, Ю.Н. Дроздов<sup>1</sup>, С.А. Краев<sup>1</sup>,  
В.И. Шашкин<sup>1</sup>, С.А. Богданов<sup>2</sup>, А.Л. Вихарев<sup>2</sup>, А.М. Горбачев<sup>2</sup>, В.А. Исаев<sup>2</sup>,  
М.А. Лобаев<sup>2</sup>, Д.Б. Радищев<sup>2</sup>

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

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

\*drm@ipmras.ru

Изучается формирование омических контактов Au/Mo/Ti к эпитаксиальным пленкам алмаза p-типа. Сопоставляется роль различных факторов в снижении контактного сопротивления: отжига для формирования карбида титана, сильного легирования алмаза атомами бора и кристаллического совершенства эпитаксиальных подложек алмаза.

## Введение

Исследования формирования омических контактов к алмазу начаты более 30 лет назад, однако до сих пор эта задача остается актуальной для применения алмаза в полупроводниковой электронике [1]. В литературе до сих пор имеется ряд спорных вопросов об условиях и процессе возникновения карбидов между слоями металла и алмазом в ходе реакции в твердой фазе. Еще одним источником неопределенности во многих работах является неконтролируемое проникновение кислорода к границе алмаза в процессе отжига. В настоящей работе с использованием метода вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) исследуется распределение по глубине элементов контактов и примеси кислорода в контактной системе Au/Mo/Ti и его изменение при быстром термическом отжиге. Анализируется влияние отжига на контактное сопротивление и морфологию поверхности контактов. Исследуется роль различных факторов в достижении предельного значения контактного сопротивления лучше  $10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ : отжига, сильного легирования и кристаллического совершенства эпитаксиальных слоев алмаза.

## Методика эксперимента

В работе изучается формирование омических контактов к эпитаксиальным алмазным пленкам, выращенным на монокристаллических подложках алмаза фирмы «NDT» (г. Сестрорецк). Рост пленок проводился в оригинальном CVD реакторе. Для легирования атомами бора использовалась газовая

смесь водорода с дибораном [2]. Изучались три структуры с разной концентрацией атомов бора ( $N_B$ ): S04 ( $N_B=3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ), S09 ( $N_B=5 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ) и SS1 ( $N_B=2 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ), толщина легированных областей составляла около 5 нм. Структуры S04 и S09 выращивались на стандартных монокристаллических подложках алмаза, имеющих несколько секторов роста. Структура SS1 выращивалась на подложке качества “single sector” с одним сектором роста.

Исследовались контакты Au/Mo/Ti/алмаз, толщина слоя Au составляла 100 нм, толщина слоев Mo и Ti варьировалась от 20 до 50 нм. Осаждение металлических слоев проводилось методом электронно-лучевого испарения, отжиг контактов проводился в установке быстрого термического отжига в атмосфере высокочистого аргона Ar. Контактное сопротивление измерялось методом длинной линии TLM.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена зависимость контактного сопротивления в образце S04 от температуры отжига. Видно, что после отжига при 450°C контактное сопротивление  $R_C$  снижается более чем на порядок. После отжига при 850°C  $R_C$  продолжает снижаться, достигается значение  $4,9 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$ . До отжига ВИМС регистрирует отдельные слои Au, Mo и Ti. На рис. 2 приведены нормированные профили основных элементов Au, Mo, Ti и C после отжига при 850°C. Эти профили получены при распылении ионами Cs и регистрации положительных вторичных ионов CsTi, CsMo, CsAu и Cs<sub>2</sub>C.

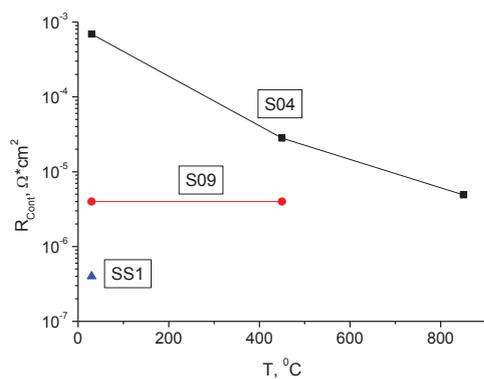


Рис. 1. Контактные сопротивления структур до и после термического отжига

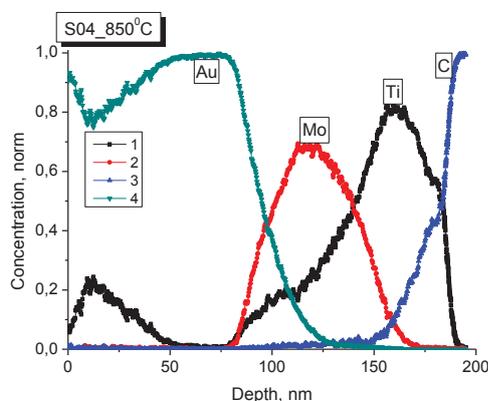


Рис. 2. Профили нормированных интенсивностей элементов в образце S04 после отжига при 850°C

После отжига при 450°C происходит диффузия Ti в слой Mo, слой Au при этом практически не изменяется. Происходит перераспределение кислорода из слоя Mo и переходной области Ti/C в слой Ti, который является, таким образом, внутренним геттером. Полный интеграл концентрации кислорода в контактной области глубже 50 нм сохраняется. Видно, что диффузия Ti усиливается и распространяется до слоя Au. Перераспределение Ti в слой Au происходит в результате сочетания процессов диффузии и сегрегации титана к поверхности слоя Au, при этом вблизи поверхности возникает слой с составом близким к  $Au_{0.8}Ti_{0.2}$  толщиной около 30 нм. Анализ профилей кислорода показал, что в исходной структуре кислород присутствует в слоях Mo и Ti в концентрации нескольких атомных процентов. После отжига при 850°C наблюдается заметная диффузия кислорода в слой золота на глубину 30 нм от поверхности. Дальнейшая диффузия кислорода в область контакта и к границе перехода

Ti/C блокируется слоем Au. Из литературных данных известно, что при отжиге контактов Au/Ti к алмазу при 750°C происходит очень сильная взаимная диффузия Au и Ti – титан с большой концентрацией регистрируется в слое Au, золото проникает вплоть до перехода Ti/C. Во всем контактном слое регистрируется фаза оксида титана, концентрация кислорода возрастает не только у поверхности, но и вблизи контакта с алмазом. Таким образом, для контактов Au/Ti к алмазу в отсутствие дополнительного слоя Mo (или Pt), эффективная диффузия титана в слой золота снижает его защитные свойства, и ускоряет процесс диффузии кислорода и окисление контактной области Ti/C.

В структуре S09 до отжига контактное сопротивление составляет  $R_C=4\cdot 10^{-6} \Omega\cdot cm^2$  и после отжига  $R_C$  не изменяется. В структуре SS1 исходное контактное сопротивление еще меньше –  $4\cdot 10^{-7} \Omega\cdot cm^2$ . Отметим, что подобные измерения проводились еще для нескольких эпитаксиальных структур, выращенных на моносекториальных подложках алмаза. Эти структуры легировались в диапазоне концентраций  $N_B$  от  $1\cdot 10^{21}$  до  $1,5\cdot 10^{21} cm^{-3}$ , более низком, чем в SS1. Тем не менее, для всех этих структур  $R_C$  оказалось ниже  $10^{-6} \Omega\cdot cm^2$ .

Полученное значение  $R_C$  является рекордным среди неплавных омических контактов к алмазу. Оно близко к лучшим значениям контактного сопротивления к пленкам монокристаллического алмаза, известным на сегодняшний день. Это показывает роль дополнительного фактора – кристаллического совершенства подложки в снижении контактного сопротивления, ранее о такой возможности не сообщалось.

Работа поддерживалась проектами РФФИ №18-02-00565 и РНФ №17-19-01580. В работе использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

## Литература

1. H. Umezawa//Power Electronics Device Applications of Diamond Semiconductors. Elsevier, 2018.
2. A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev et al.//Phys. Stat. Sol. RRL, V.10, 324, 2016.

# Омические контакты к эпитаксиальным структурам алмаза с дельта-слоями бора

Е.А. Архипова<sup>1,\*</sup>, Е.В. Демидов<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>1</sup>, С.А. Краев<sup>1</sup>, В.И. Шашкин<sup>1</sup>,  
С.А. Богданов<sup>2</sup>, А.Л. Вихарев<sup>2</sup>, А.М. Горбачев<sup>2</sup>, М.А. Лобаев<sup>2</sup>

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

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

\*suroveginaka@ipmras.ru

Предложено и исследовано два новых варианта для формирования омических контактов к дельта-слоям ( $\delta$ -слоям) бора в алмазе. Эти варианты отличаются трудоемкостью технологии изготовления и величиной контактного сопротивления и могут быть изготовлены в структурах с различной глубиной залегания  $\delta$ -слоя.

## Введение

Большой интерес вызывает развитие технологии изготовления монокристаллических пленок алмаза с  $\delta$ -слоями бора [1]. Такие структуры рассматриваются как перспективный полупроводниковый материал с новыми транспортными свойствами. Получение омического контакта к таким структурам является важной задачей. В настоящее время основными методами создания омических контактов к объемному алмазу р-типа являются сильное легирование контактной области атомами бора с концентрацией выше  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> и использование карбидообразующих металлов. А вот ясности в получении омического контакта к  $\delta$ -легированным структурам на сегодняшний день пока не достигнуто. Поэтому в данной работе предложено и исследовано два новых варианта формирования омических контактов к  $\delta$ -легированным алмазным структурам.

## Методика эксперимента

Эпитаксиальные слои алмаза выращивались методом осаждения из газовой фазы - (CVD) методом на подложках НРНТ (high pressure high temperature) алмаза с ориентацией (100) в новом типе CVD реактора [2]. Основными особенностями реактора являются: использование ламинарного без вихревого потока газа и системы быстрой смены состава газовой смеси.

Для формирования омических контактов использовались известные из литературы данные по материалу контактов, был выбран состав Ti/Mo/Au с толщинами слоев Ti – 20 нм, Mo – 30 нм, Au – 100 нм. Напыление отдельных металлических слоев прово-

дилось методом электроннолучевого испарения на установке AMOD. Измерялись вольтамперные характеристики (ВАХ) (система Keithley SCS 4200); удельные и контактные сопротивления – методом длинной линии (TLM).

Были выращены различные структуры с  $\delta$ -слоями бора на разной глубине от поверхности и тонким поверхностным р<sup>+</sup>-слоем различной толщины. На рис. 1 приведены полученные методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) профили концентрации атомов бора в структурах S09, S10, SS1-3 и S45.

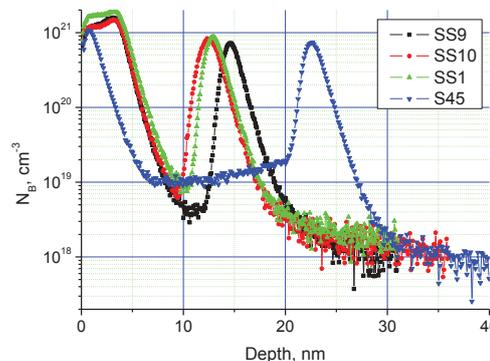


Рис. 1. Профили концентрации атомов бора в структурах S09, S10, SS1-3 и S45

## Результаты и обсуждение

### Использование поверхностного слоя для формирования омического контакта

Омический контакт формировался к р<sup>+</sup>-слою, выращенному на поверхности алмаза. Поверхностный р<sup>+</sup>-слой между контактными площадками стравливался, поэтому протекание тока в структуре происходило только по заглубленному  $\delta$ -слою.

Контакты получились омическими без дополнительного термического отжига.

Контактное сопротивление для образцов SS10, SS1-3, SS9 и S45 составило  $\rho_c = 1,1 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{см}^2$ ,  $4,8 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{см}^2$ ,  $5 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{см}^2$  и  $2,3 \cdot 10^{-1} \Omega \cdot \text{см}^2$  соответственно. Ясно, что наиболее критическим параметром здесь является глубина залегания  $\delta$ -слоя: чем глубже  $\delta$ -слой, тем больше сопротивление.

По технологии изготовления контактов данный метод является довольно простым. Однако существенным недостатком является сильная зависимость сопротивления контактов от глубины залегания  $\delta$ -слоя. Если она превышает 15-20 нм, контактное сопротивление сильно возрастает.

### Селективный рост сильнолегированного алмаза в контактных окнах

В отличие от предыдущего этот метод позволяет получить хороший омический контакт в  $\delta$ -легированных структурах независимо от того, на какой глубине расположен  $\delta$ -слой.

В структуре, где по данным ВИМС  $\delta$ -слой расположен на глубине 43 нм, проводилось травление алмаза в контактных окнах на глубину 50 нм, что немного превышает глубину залегания  $\delta$ -слоя. По выбранному фотошаблону формировалась маска из Мо для травления контактных окон в кислородной плазме. Эта же самая маска использовалась и для дальнейшего выращивания сильнолегированного слоя алмаза в контактных окнах.

На рис. 2 показано изображение края контактной области после высокотемпературного роста в контактных окнах, полученное методом сканирующей электронной микроскопии. Видно, что защитная маска из Мо не деградировала при высокой температуре роста алмаза в химической активной плазменной среде и сохранила свою целостность. Материал алмаза на маску Мо не осаждается, либо осаждается в виде отдельных включений поликристаллического алмаза, которые удаляются при последующих процессах литографии вместе с маской Мо. Также можно оценить шероховатость поверхности эпитаксиального алмаза в контактных окнах. Поверхность достаточно гладкая,  $S_q < 1$  нм.

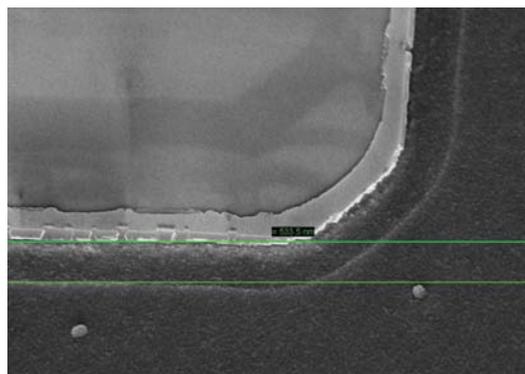


Рис. 2. Изображение края контактной области в сканирующем электронном микроскопе после высокотемпературного роста алмаза в окне маски Мо

После роста  $p^+$ -слоя алмаза в контактных окнах материал маски удалялся, проводилось травление меза-структуры и формирование контактного металлического слоя Ti/Mo/Au. При этом сильнолегированный  $p^+$ -слой обеспечивает торцевой контакт к  $\delta$ -слою.

Вольт-амперная характеристика омического контакта на этом образце имеет линейный характер в широком диапазоне приложенных напряжений. С использованием методики TLM для этого образца было получено контактное сопротивление  $R_{\text{кон}} = 312 \text{ Ом} \cdot \text{мм}$ . Поскольку омический контакт к  $\delta$ -слою является торцевым, мы приводим результаты измерений в  $\text{Ом} \cdot \text{мм}$ .

Данный вариант формирования омического контакта является более сложным в сравнении с предыдущим, поскольку требует второго этапа роста сильнолегированного алмаза в контактных окнах, однако является более универсальным и подходит для  $\delta$ -легированных структур с различной глубиной залегания  $\delta$ -слоя.

Работа поддерживалась проектами РФФИ №18-02-00565 и РНФ №17-19-01580. В работе использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

### Литература

1. G. Chicot, A. Fiori et. al. // J. Appl. Phys. 116, 083702 (2014).
2. A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev, M.A. Lobaev et. al. // Phys. Stat. Sol. RRL, V.10, 324 (2016).

# Моделирование инжекционных лазеров на основе CdHgTe

А.А. Афоненко<sup>1,\*</sup>, Д.В. Ушаков<sup>1</sup>, В.Я. Алешкин<sup>2</sup>, А.А. Дубинов<sup>2</sup>, С.В. Морозов<sup>2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*afonenko@bsu.by

На основе модели, включающей решения уравнения Пуассона и уравнений непрерывности для электронного и дырочного токов с учетом неоднородного возбуждения эмиттерных областей и квантовых ям (КЯ), проведено численное моделирование зонных диаграмм инжекционных лазеров основе CdHgTe и получены распределения неравновесных носителей заряда в структурах со ступенчатым и градиентным профилем волноводных слоев. Показано, что внутренние оптические потери ниже в структурах градиентным составом.

## Введение

Генерация излучения среднего ИК диапазона в лазерных диодах на основе CdHgTe продемонстрирована более 50 лет назад [1]. Однако до настоящего времени не создано инжекционных лазеров основе CdHgTe, работающих при комнатной температуре. Вместе с тем в технологии роста структур основе CdHgTe в последнее время достигнут значительный прогресс. Например, толщина слоев может контролироваться вплоть до одного монослоя. Это открывает новые возможности для проектирования лазерных диодов.

В работе анализируются структуры с КЯ, у которых толщина и состав КЯ подобраны для получения генерации в диапазоне 2–4 мкм при температурах 100–300 К.

## Теоретическая модель

Расчеты зонных диаграмм проводились на основе модели, включающей решения уравнения Пуассона и уравнений непрерывности для электронного и дырочного токов с учетом неоднородного возбуждения эмиттерных областей и квантовых ям [2]. Скорость межзонной рекомбинации дополнительно к излучательным переходам учитывала Оже рекомбинацию. В узкозонных материалах CdHgTe доминирующим механизмом рекомбинации является СССН процесс [3]. В приближении эффективных масс коэффициент Оже рекомбинации для системы электронов и дырок в глубокой КЯ может быть записан как

$$C_{mp}^{(2D)} = K_{2D/3D}^2 F_{cc\,cv}^2 \left( \frac{2\pi e^2}{\epsilon\epsilon_0} \right)^2 \frac{\pi\hbar}{4(2m_c + m_v) E_g^* kT} \times \exp\left( -\frac{m_c}{m_c + m_v} \frac{E_g^*}{kT} \right). \quad (1)$$

Здесь  $m_c$  и  $m_v$  – эффективные массы электронов и тяжелых дырок,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала,  $E_g^*$  – эффективная запрещенная зона в КЯ (энергетический зазор между уровнями подзон электронов и тяжелых дырок),  $T$  – температура,  $F_{cc\,cv}$  – матричный элемент перекрытия блоховских функций,  $K_{2D/3D}$  учитывает квазидвухмерный характер волновых функций в КЯ:

$$K_{2D/3D} = \frac{1}{1 + \frac{qd}{2}}. \quad (2)$$

Здесь  $d$  – ширина КЯ,  $q$  – изменение волнового вектора частиц при рассеянии. Для переходов, дающих наибольший вклад в Оже рекомбинацию,

$$q^2 = \frac{2m_c(m_c + m_v)}{\hbar^2(2m_c + m_v)} E_g^*. \quad (3)$$

Например, для КЯ Cd<sub>0.75</sub>Hg<sub>0.25</sub>Te/Cd<sub>0.25</sub>Hg<sub>0.75</sub>Te/Cd<sub>0.75</sub>Hg<sub>0.25</sub>Te шириной 10 нм при  $T = 300$  К коэффициент Оже рекомбинации в пересчете на объемную концентрацию носителей заряда  $C_{mp}^{(3D)} = 2C_{mp}^{(2D)} d^2/5$  составил  $10^{-25}$  см<sup>6</sup>/с.

## Результаты расчетов

Одним из факторов, препятствующих достижению порога генерации в лазерах среднего ИК диапазона

является внутризонное поглощение излучения. На длине волны около 4 мкм сечение поглощения свободными носителями составляет  $10^{-15}$  см<sup>-1</sup>. Поэтому концентрация носителей в волноводной части лазера не должна превышать  $10^{-16}$  см<sup>-3</sup>. Как показали расчёты зонных диаграмм, в структурах с постоянным составом волноводной области из-за малой концентрации дырок и их малой подвижности вблизи *p*-эмиттера образуется область с концентрацией дырок и электронов, которые более чем на порядок превышает исходный уровень легирования (рис. 1, а). При использовании градиентного волноводного слоя со стороны *p*-эмиттера значительного накопления неравновесных носителей заряда не происходит (рис. 1, б). Это согласуется с экспериментальными данными [4], где порог генерации в структурах с градиентным составом волноводных слоев был ниже, чем в структурах со ступенчатым профилем зон.

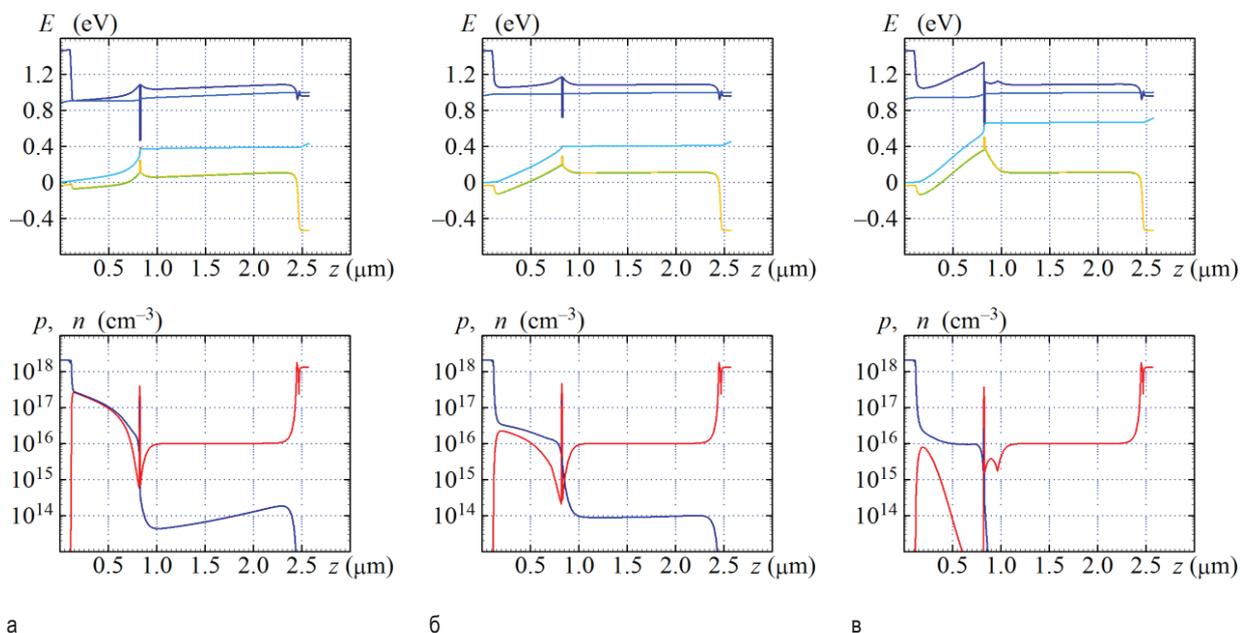
Другим отрицательным фактором, который возникает из-за слабого легирования волноводных слоев

и потенциальных барьеров вблизи КЯ, является малая скорость захвата электронов на уровни КЯ. Для повышения концентрации электронов в барьере вблизи КЯ в работе предлагается выполнять градиентный барьер КЯ со стороны *n*-эмиттера (рис. 1 в). Также для увеличения усиления вместо одиночной КЯ целесообразно использовать несколько одинаковых КЯ.

## Заключение

Проведено численное моделирование зонных диаграмм инжекционных лазеров основе CdHgTe. Показано, что в структурах со ступенчатым профилем зон вблизи *p*-эмиттера образуется область с концентрацией дырок и электронов, которые более чем на порядок превышает исходный уровень легирования. Для снижения внутренних потерь целесообразно использовать структуры с градиентным составом волноводных слоев.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 19-02-00827, № 18-02-00362).



**Рис. 1.** Зонные диаграммы и распределение концентрации носителей в структурах с постоянным (а) и градиентным составом (б) волноводного слоя со стороны *p*-эмиттера и градиентным барьером квантовой ямы (в)

## Литература

1. I. Vurgaftman, J. R. Meyer // *Optics Express*, V. 2, No. 4. 137 (1998).
2. А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков // *ФТП*, 48, 88 (2014).
3. Y. Jiang, M. C. Teich, W. I. Wang // *J. Appl. Phys.* V. 69, No 10. 6869 (1991).
4. J. Bleuse, J. Bonnet-Gamard, G. Mula, *et al.* // *J. Crystal Growth*, V. 197. 529 (1999).

# Терагерцовый квантово-каскадный лазер на основе узкозонных квантовых ям HgCdTe

А.А. Афоненко<sup>1</sup>, Д.В. Ушаков<sup>1</sup>, А.А. Дубинов<sup>2, §</sup>, В.Я. Алешкин<sup>2</sup>, Р.А. Хабибуллин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>3</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

§sanya@ipmgras.ru

В работе проведены моделирование и оптимизация терагерцового квантово-каскадного лазера на основе узкозонных квантовых ям HgCdTe. Показано, что для структуры с двумя квантовыми ямами Hg<sub>0.8</sub>Cd<sub>0.2</sub>Te толщиной 11 и 5.8 нм и с двумя барьерами Hg<sub>0.4</sub>Cd<sub>0.6</sub>Te толщиной 1.9 и 1.3 нм в электрическом поле 28.5 кВ/см достигается усиление 25 см<sup>-1</sup> на частоте 8.7 ТГц при температуре 250 К.

## Введение

В настоящее время очень 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]. Однако генерация излучения в области частот 7–9 ТГц в ККЛ на их основе невозможна из-за резонансного поглощения на оптических фонах в этом диапазоне частот.

В гетероструктурах HgCdTe частота оптических фононов почти в два раза меньше (3.6–5 ТГц). Поэтому создание ККЛ на основе HgCdTe открывает перспективы для освоения диапазона 7–9 ТГц. Кроме того, в узкозонном материале HgCdTe эффективная масса электрона в 2–3 раза меньше, чем в гетеросистеме на основе GaAs/AlGaAs, что может благоприятно сказаться на увеличении дипольного матричного элемента для лазерных уровней [2].

В настоящей работе проведено моделирование терагерцового ККЛ на основе узкозонных квантовых ям (КЯ) HgCdTe и вычислены его характеристики.

## Моделирование ККЛ на основе HgCdTe

В работе проведена численная оптимизация ККЛ на основе HgCdTe с каскадом из двух КЯ. Из-за малой ширины запрещенной зоны существенно влияние непараболичности зон. Поэтому расчеты волновых функций, матричных элементов дипольных переходов и энергий состояний проводились с использованием 3-х зонного k-p – метода [3]. Степень заполнения уровней энергий находились путем чис-

ленного решения системы балансных уравнений [4]. Коэффициент усиления для внутривозонных переходов в зависимости от частоты излучения находился в многоуровневом приближении согласно [5-6]. Расчеты ВАХ и ВтАХ проводились на основе распределенной модели для локализованных состояний и состояний континуума [7-8].

Основной задачей проектирования ККЛ является получение усиления структуры на возрастающем участке вольт-амперной характеристики (ВАХ). Для этого в работе исследована схема с фоновым резонансом, когда рабочее напряжение на одном каскаде близко к сумме энергий излучения и энергии продольного оптического фонона. При этом в структуре для пары уровней реализуется фоновый резонанс. Снижение напряжения ниже рабочего приводит к сближению уровней, удалению от резонанса и уменьшению скорости переходов. Это должно обеспечивать возрастающую ветвь ВАХ (Рис. 1).

Для выбора структуры с максимальным усилением были перебраны толщины барьерных слоев Hg<sub>0.4</sub>Cd<sub>0.6</sub>Te в диапазоне 1.3–3.9 нм и КЯ Hg<sub>0.8</sub>Cd<sub>0.2</sub>Te в диапазоне 5.2–14.9 нм. На рисунке 2 приведены расчеты уровней и волновых функций для одной из оптимальных структур, слои которой составляют 1.9/11.0/1.3/5.8 нм при температуре 250 К. Подчеркнутым шрифтом обозначены толщины слоев КЯ. Верхним лазерным выступает основной уровень структуры. Нижним лазерным уровнем является второй уровень структуры через два периода решетки.

На рисунке 3 изображен соответствующий спектр усиления в электрическом поле 28.5 кВ/см. Усиле-

ние в максимуме составляет  $25 \text{ см}^{-1}$  на частоте 8.7 ТГц.

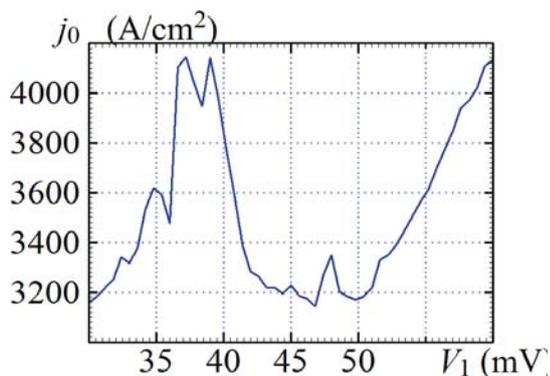


Рис. 1. ВАХ оптимальной структуры ККЛ

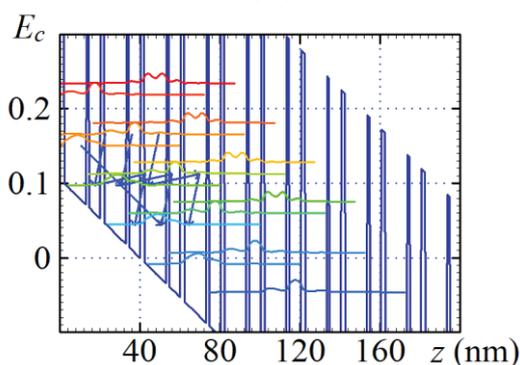


Рис. 2. Диаграмма зоны проводимости  $E_c$ , уровни энергии и квадраты модулей волновых функций электронов оптимальной структуры в электрическом поле 28.5 кВ/см

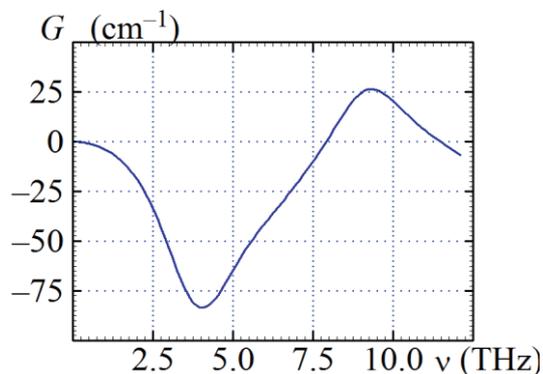


Рис. 3. Спектр усиления  $G$  оптимальной структуры ККЛ

## Заключение

Проведенное моделирование показало, что усиление оптимизированной структуры терагерцового ККЛ на основе узкозонных КЯ HgCdTe достигает  $25 \text{ см}^{-1}$  на частоте 8.7 ТГц при температуре 250 К, при которой возможно использование элемента Пельтье для охлаждения. Отметим, что вычисленная величина усиления достаточна для преодоления потерь в двойном металлическом волноводе, обычно используемом для терагерцовых ККЛ [9].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 18 – 19 – 00493.

## Литература

1. M.S. Vitiello *et al.* // *Opt. Exp.*, V. 23, 5167 (2015).
2. E. Benveniste *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 93, 131108 (2008).
3. C. Sirtori *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 50 (12), (1994)
4. Д.В. Ушаков, И.С. Манаков // *ЖПС*, Т. 74 (6), 801 (2007).
5. V.B. Gorfinkel *et al.* // *IEEE J. Quantum Electron.*, V. 32 (11). 1995 (1996).
6. Д.В. Ушаков и др. // *Квант. электрон.*, Т. 40 (3), 195 (2010).
7. Д.В. Ушаков и др., Труды XXII Междунар. симп. «Нанофизика и нанoeлектроника», Т. 2, 783 (2018).
8. А.А. Афоненко и др. // Программа и тезисы докл. 6-го Российского симп. "Полупроводниковые лазеры: физика и технология", 24 (2018).
9. Д.В. Ушаков и др. // *Квант. электрон.*, Т. 48 (11), 1005 (2018).

# Вольт-амперные и мощностные характеристики квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона на основе GaAs/AlGaAs

А.А. Афоненко<sup>1</sup>, Д.В. Ушаков<sup>1\*</sup>, Н.В. Щаврук<sup>2</sup>, Д.С. Пономарев<sup>2</sup>, Р.А. Хабибуллин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

<sup>2</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

\*ushakovdву@gmail.com

Развита модель расчета вольт-амперных и мощностных характеристик квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона. С учетом процедуры дефазировки рассчитаны скорости безызлучательных и излучательных переходов между состояниями и построена система балансных уравнений для расчета переноса носителей заряда по локализованным состояниям и состояниям континуума.

## Введение

В настоящее время наиболее перспективными источниками ТГц излучения считаются квантово-каскадные лазеры (ККЛ) с двойным металлическим волноводом [1]. Рабочие характеристики ТГц ККЛ непрерывно улучшались и в структуре на основе GaAs/AlGaAs с 3-я квантовыми ямами в одном каскаде достигнута рабочая температура  $T_{max} \approx 200$  К в импульсном режиме [2]. Проблемы увеличения  $T_{max}$ , помимо технологических факторов, связаны со сложностью проектирования активной области, высокими потерями, которые для комнатной температуры превышают  $30 \text{ см}^{-1}$  [3], а также с неполным пониманием процессов транспорта электронов в ТГц ККЛ. Резонансное туннелирование является критическим транспортным механизмом и является предметом активных теоретических и экспериментальных исследований [4–7]. Эффекты резонансного туннелирования и локализации волновых функций вследствие дефазного рассеяния (дефазировки) наиболее важны при описании переноса между двумя слабо связанными энергетическими состояниями, возникающими в ККЛ при туннелировании через барьер инжектора. Для описания когерентного электронного транспорта при моделировании оптических и электронных переходов в ТГц ККЛ широко используются 2 подхода: анализ с использованием неравновесной функции Грина [8] и расчеты на основе формализма матрицы плотности с использованием метода Монте-Карло [9]. Однако сложность реализации и огромная вычислительная

нагрузка ограничивают применимость данных методов. С другой стороны, расчеты усиления, основанные на использовании собственных состояний уравнения Шредингера дают завышенные значения коэффициента усиления и многочисленные резонансы ВАХ, что плохо согласуется с экспериментальными данными.

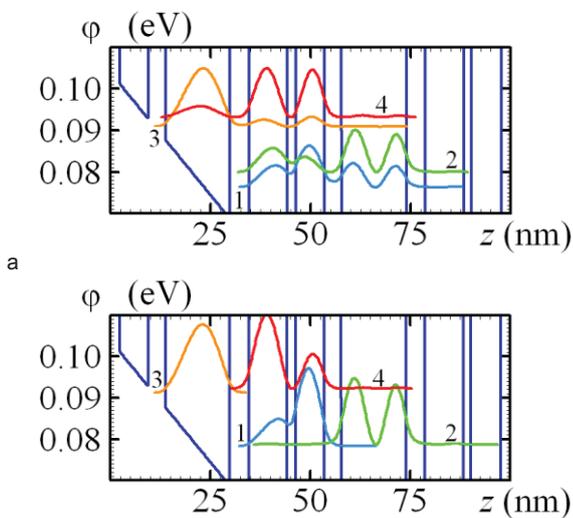
В настоящей работе применен специальный алгоритм преобразования базисных состояний уравнения Шредингера, который позволяет провести процедуру дефазировки и пространственно разнести волновые функции с близкими энергиями.

## Моделирование ККЛ

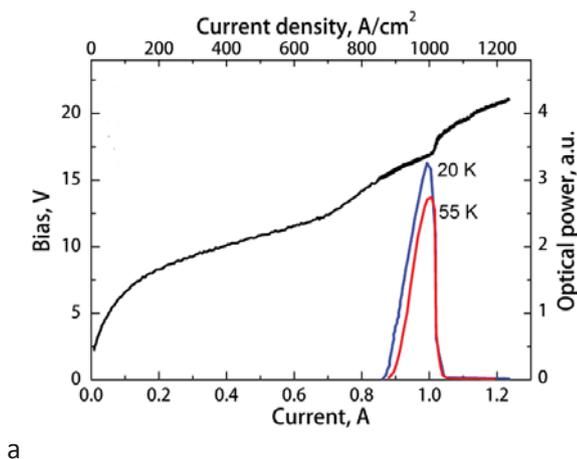
На первом этапе проведено численное решение уравнения Шредингера и определены уровни энергии и волновые функции (рис. 1). Далее проводилась процедура локализации, позволившая пространственно разнести волновые функции с близкими энергиями (рис. 1).

В отличие от работы [10], где проводилась локализация волновых функций для пары состояний, в настоящей работе проведена локализация для полного набора базисных состояний с параметром локализации 1-3 мэВ [9] (рис. 1). Далее процедура расчета включала в себя следующие этапы: расчет матричных элементов дипольных переходов, скорости рассеяния на оптических фононах, численное решение системы балансных уравнений для одного каскада структуры для определения тока через каскад и тока утечки, расчет спектров усиления и ко-

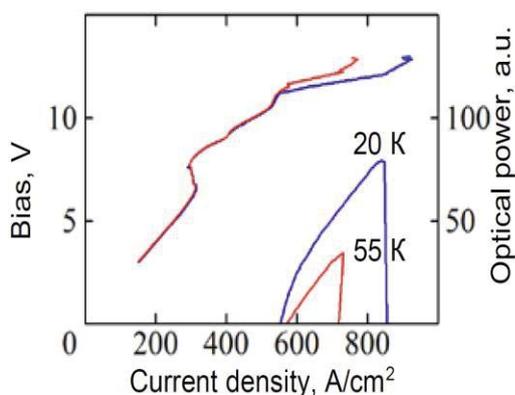
эффицента потерь, решение на основе распределенной модели системы уравнений для локализованных состояний и состояний континуума, расчет ВАХ и ВтАХ.



б  
Рис. 1. Профиль энергии и волновые функции для нелокализованных (а) и локализованных (б) состояний



а



б

Рис. 2. Экспериментальные (а) и расчетные (б) вольт-амперные и мощностные характеристики ТГц ККЛ

## Обсуждение результатов и выводы

Использование разработанной методики позволило качественно описать экспериментальные вольт-амперные и ватт-амперные характеристики квантово-каскадного лазера [11] (рис. 2). Экспериментальные исследования ТГц ККЛ проводились в диапазоне температур от 4.2 до 78 К в импульсном режиме с длительностью импульсов  $\sim 1$  мкс и частотой повторения 1 кГц. Лазерное излучение детектировалось охлаждаемым (4.2 К) кремниевым болометром. Как видно, расчетные и экспериментальные кривые имеют единственный участок генерации. В допорогового режиме дифференциальное сопротивление лазера больше, чем в режиме генерации, при этом электрическое поле практически однородно по всей структуре. Расчеты показывают, что после срыва генерации в структуре возникают домены электрического поля.

Таким образом, разработанная распределенная модель ККЛ позволяет качественно описать экспериментальные ВАХ и ВтАХ и показывает возникновение доменов в областях отрицательного дифференциального сопротивления.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ № 18-19-00493, № 18-52-00011\_Бел и гранта БРФФИ № Ф18Р-107.

## Литература

1. K. Unterrainer *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, V. 80, 3060 (2002).
2. S. Fatholouloumi *et al.*, *Optics Express.*, V. 20, 3866 (2012).
3. Д.В. Ушаков и др., *Квант. электрон.*, Т. 48, 1005 (2018).
4. Р.А. Казаринов, Р.А. Сурис, *ФТП*, Т. 5, 797 (1971).
5. Р.А. Казаринов, Р.А. Сурис, *ФТП*, Т. 6, 148 (1972).
6. R. Köhler *et al.*, *Nature*, V. 415, 156 (2002).
7. J.R. Gao *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, V. 86, 244104 (2005).
8. S.C. Lee and A. Wacker, *Appl. Phys. Lett.* V. 83, 2506 (2003)
9. H. Callebaut and Q. Hu, *J. Appl. Phys.* V. 98, 104505 (2005).
10. Д.В. Ушаков и др., *Труды XXII Междунар. симп. «Нанофизика и нанoeлектроника»*, Т. 2, 783 (2018).
11. Р.А. Хабибуллин *et al.*, *ФТП*, Т. 52, 1268 (2018).

# Люминесценция экситонов вблизи $E_1'$ межзонного перехода в InSe при инфракрасном лазерном возбуждении

В.С. Багаев<sup>1</sup>, В.С. Кривобок<sup>1</sup>, С.Н. Николаев<sup>1,\*</sup>, М.А. Чернопицкий<sup>1</sup>

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

\*nikolaev-s@yandex.ru

Исследована низкотемпературная фотолюминесценция объемного InSe в ИК и видимой области света. При фотовозбуждении образца лазерным излучением с длиной волны 790 нм обнаружено антистоксово излучение InSe в области 2,54 эВ, которое близко по энергии к экситонной особенности вблизи межзонного перехода  $E_1$ . Показана сверхлинейная зависимость интенсивности этой линии от плотности мощности лазерного возбуждения.

## Введение

В настоящее время наблюдается резкий рост интереса к исследованию слоистых полупроводников. В первую очередь это связано с драматическим изменением их свойств при переходе к атомарно тонким пленкам. Так, например, при уменьшении толщины пленок дихалькогенидов переходных металлов (ДХПМ) ( $\text{MoS}_2$ ,  $\text{WS}_2$ ,  $\text{MoSe}_2$ ,  $\text{WSe}_2$  и др.) до 1 монослоя их зонная структура демонстрирует переход к прямому краю собственного поглощения. Уже продемонстрирована как высокая эффективность фотолюминесценции, так и возможность создания различных электронных устройств (полевые транзисторы, фотодетекторы) на основе монослоев ДХПМ.

## Оптическая характеристика образцов InSe

Класс слоистых полупроводников не ограничивается ДХПМ, а также включает соединения  $A_3B_6$  ( $\text{GaSe}$ ,  $\text{InSe}$ ,  $\text{GaS}$  ...) и  $A_4B_6$  ( $\text{GeSe}$ ,  $\text{SnSe}$ ...). В данной работе исследовалась низкотемпературная (5 К) фотолюминесценция InSe. На рисунке 1 приведены спектры фотолюминесценции образца при возбуждении люминесценции лазером с длиной волны 405 нм и лазером с длиной волны 790 нм.

В районе энергии 1.335 эВ были обнаружены достаточно узкие пики, характерные для спектров низкотемпературной люминесценции InSe, связанные с излучением свободных и связанных на доноре экситонов. Наличие экситонных линий в ИК-спектре InSe указывает на хорошее качество материала, что

подтверждается также и измерениями комбинационного рассеяния света.

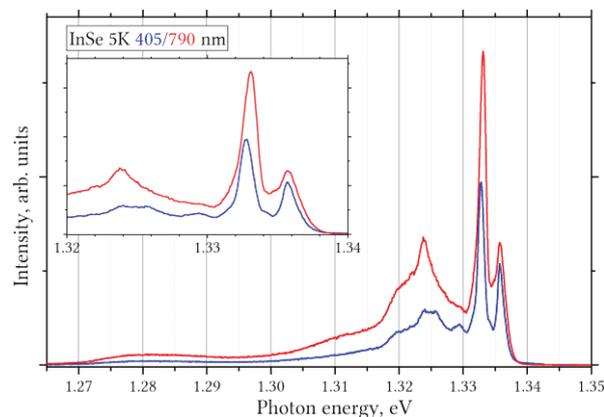
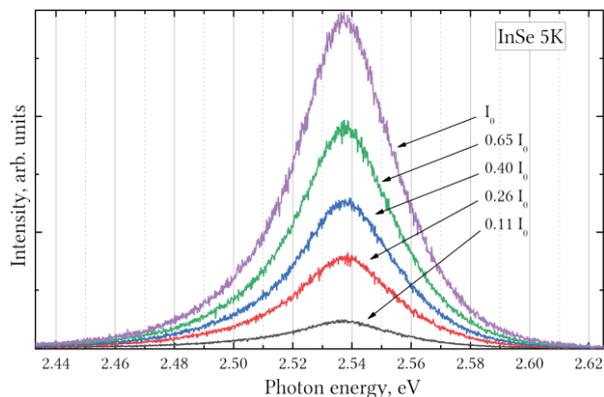


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции InSe в ИК-области спектра при возбуждении лазерами с длиной волны 405 нм (синие кривые) и 790 нм (красные кривые) при температуре 5 К

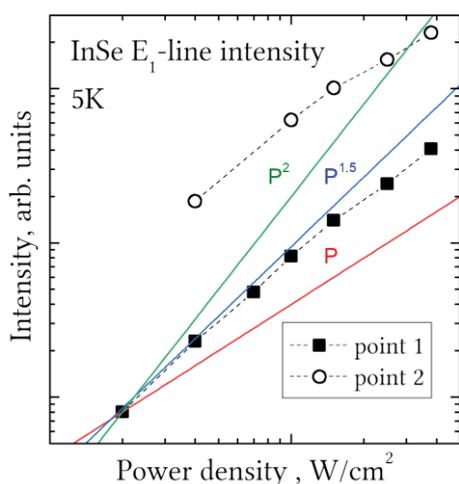
## Фотолюминесценция InSe в видимой области спектра

Анализ люминесценции в области, близкой к удвоенному значению ширины запрещенной зоны  $E_g$  при возбуждении люминесценции лазером с длиной волны 790 нм ( $\sim 1.57$  эВ) показал следующие особенности. В спектре видимой люминесценции образца доминирует линия излучения вблизи энергии 2.54 эВ (см. рис. 2). Это значение достаточно сильно отличается от удвоенной энергии ИК-люминесценции InSe, что было характерно для  $2E_g$ -люминесценции многочастичных состояний в SiGe-гетероструктурах (см., например [1, 2]). В то же время, в этой области расположен экситонный

пик поглощения InSe, который связывают с межзонным переходом  $E_1'$  (2.547 эВ) с участием дырок на  $p_{xy}$ -орбиталях [3].



**Рис. 2.** Спектр видимой люминесценции InSe при различной плотности мощности лазерного возбуждения



**Рис. 3.** Зависимость максимума интенсивности линии  $E_1'$  от интенсивности накачки в логарифмическом масштабе для двух пространственных точек. Цветными линиями для сравнения показаны степенные зависимости с показателем степени 1, 1.5 и 2

Для прояснения механизма описанного излучения была измерена зависимость его интенсивности от

плотности мощности оптического возбуждения. Было обнаружено, что спектральная форма линии видимой люминесценции InSe практически не меняется, а интенсивность полосы растет сверхлинейно и близка к степенной зависимости с показателем степени 1.5. Отметим, что полоса фотолюминесценции InSe вблизи 1.32 эВ претерпевает изменения как при изменении плотности мощности возбуждения, так и с ростом температуры. Это является признаком появления многочастичных состояний и противоречит обычной интерпретации этой линии, как полосы излучения  $hD$ -перехода. Объяснить наблюдаемое антистоксовое видимое излучение InSe можно как за счет  $2E_g$ -люминесценции многочастичных состояний (биэкситоны), так и горячей люминесценции носителей заряда из отщепленной дырочной подзоны, заброшенных туда процессами оже-рекомбинации.

## Выводы

При фотовозбуждении образца InSe лазерным излучением с длиной волны 790 нм обнаружена полоса люминесценции с длиной волны 488 нм (2,54 эВ). Это излучение объясняется возбуждением высокоэнергетичных экситонов при Оже-рекомбинацией и последующей их рекомбинацией в области межзонного экситонного перехода  $E_1'$ .

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

## Литература

1. В.С. Багаев и др., ЖЭТФ, Т. 148, В. 6, 1198-1214 (2015).
2. С.Н. Николаев и др., Письма в ЖЭТФ, Т. 104, В. 3, 161-166 (2016).
3. Kuroda, N., Munataka, I., Nishina, Y., Solid State Commun., V. 33, 687 (1980).

# Резонансная рамановская спектроскопия 4ML-пленки MoS<sub>2</sub>

В.С. Багаев<sup>1</sup>, В.С. Кривобок<sup>1</sup>, С.Н. Николаев<sup>1,\*</sup>, М.А. Чернопицкий<sup>1</sup>

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

\*nikolaev-s@yandex.ru

Исследовано влияние резонансного возбуждения на вид спектров комбинационного рассеяния света пленок MoS<sub>2</sub> толщиной 4 монослоя. Показано, что при квазирезонансном возбуждении А-экситона у линии A<sub>1g</sub> регистрируется тонкая структура, которую можно интерпретировать, как возбуждение двух различных колебательных мод, аналогичных A<sub>1g</sub> («акустической» и «оптической»).

## Введение

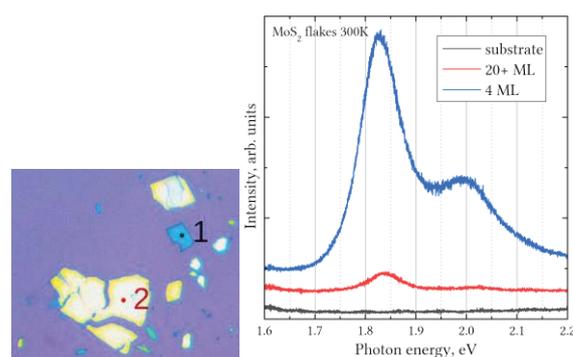
Слоистые полупроводники, в особенности дихалькогениды переходных металлов (ДХПМ), являются объектом интенсивных исследований. Интерес к этим материалам определяется возможностью получения истинно двумерных полупроводниковых систем, а также их необычными свойствами. Так, зонная структура большинства ДХКП претерпевает существенные изменения при уменьшении толщины до 1 монослоя. При этом энергия связи экситонов в таких материалах составляет сотни мэВ, что позволяет исследовать экситонные эффекты в них при комнатной температуре. В данной работе исследовалось взаимодействие различных экситонных состояний в атомарно тонких слоях MoS<sub>2</sub> с фононами при помощи резонансного комбинационного рассеяния света (КРС).

## Образец

Исследуемый образец был получен расщеплением объемного кристалла MoS<sub>2</sub> с последующим нанесением на подложку SiO<sub>2</sub>/Si с толщиной оксидного слоя 300 нм. Поиск и предварительная характеристика таких чешуек осуществлялась при помощи оптического микроскопа, что позволило оценить толщину наблюдаемых слоев, их размеры и положение на подложке.

Возможность данной экспресс-характеризации определяется тем, что тонкие пленки слоистых материалов расположенные на специально подготовленных SiO<sub>2</sub>/Si подложках демонстрируют заметное изменение коэффициента отражения белого света за счет интерференционных эффектов. Это обеспечивает надежное определение толщины по контрасту изображения ультратонких пленки и

подложки в трех цветовых каналах (RGB) [1]. Для дальнейшей работы была выбрана чешуйка MoS<sub>2</sub> толщиной 4 монослоя (ML). На рисунке 1 приведен снимок образца MoS<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si в оптический микроскоп. Цифрами обозначены области, в которых проводилось измерение спектров комбинационного рассеяния: 1 — толщина MoS<sub>2</sub> 4 монослоя, 2 — больше 20 монослоев.



**Рис. 1.** Оптическое изображение образца MoS<sub>2</sub>/SiO<sub>2</sub>/Si (слева) и спектры фотолюминесценции чешуек MoS<sub>2</sub> в области А- и В-экситонов при температуре 300 К (справа). Цифрами обозначены области, в которых проводилось измерение спектров комбинационного рассеяния и фотолюминесценции: 1 — толщина MoS<sub>2</sub> 4 монослоя, 2 — больше 20 монослоев

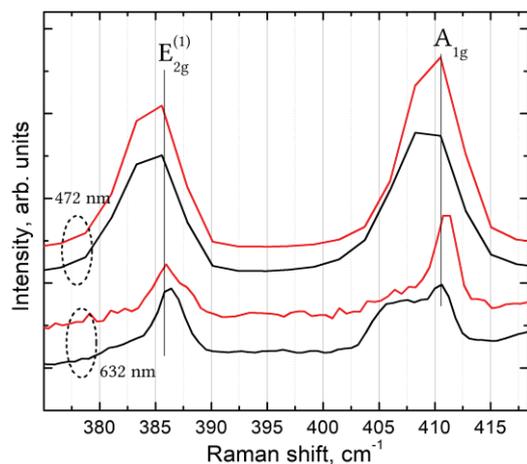
## Эксперимент

Экситонные состояния прямого края собственного поглощения в таком слое должны лежать в области 1.9 эВ (А-экситон), 2.1 эВ (В-экситон) и 2.5 эВ (С-экситон). На рис. 1 справа приведены спектры фотолюминесценции образца в точках 1 и 2 при температуре 300 К. Для квазирезонансного возбуждения А- и В-экситонов использовался He-Ne лазер с

длиной волны 632.8 нм, а С-экситона - твердотельный лазер (Nd:YAG) с длиной волны 472 нм.

## Комбинационное рассеяние света

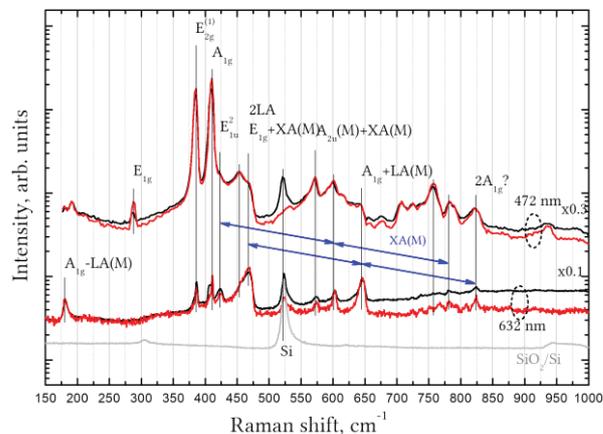
Анализ спектров КРС вблизи  $400 \text{ см}^{-1}$  показал, что разница в спектральном положении линий  $E_{2g}^{(1)}$  и  $A_{1g}$  в точках 1 и 2 составила  $24.3 \pm 0.2 \text{ см}^{-1}$  и  $25.0 \pm 0.2 \text{ см}^{-1}$  соответственно, что подтверждает выводы о толщине слоя  $\text{MoS}_2$ , полученные по оптическим измерениям [2] (см. рис. 2).



**Рис. 2.** Спектры комбинационного рассеяния в точках 1 (черные кривые) и 2 (красные кривые) вблизи линий  $E_{2g}^{(1)}$  и  $A_{1g}$

На рисунке 3 представлены спектры резонансного КРС в широком спектральном диапазоне. Видно, что общий вид спектра  $\text{MoS}_2$  толщиной 4 монослоя практически полностью повторяет спектр объемного материала при одной длине волны возбуждения, превосходя его в интенсивности в 3-10 раз. В то же время, изменение длины волны лазера достаточно сильно меняет спектр комбинационного рассеяния. Можно отметить, что А- и В-экситоны существенно сильнее взаимодействуют с акустическими фононами LA и ХА (ТА или ЗА), а относительная интенсивность линии  $E_{2g}^{(1)}$  выше на порядок. С другой стороны при энергии кванта лазерного излучения 2,63 эВ в процессе комбинационного рассеяния участвует С-экситон, что приводит к более богатой структуре рамановских пиков, особенно в области  $650-850 \text{ см}^{-1}$ . Необычной особенностью этих спектров также является линия  $E_{1g}$ -фонона. Кроме того, при возбуждении красным лазером у линии  $A_{1g}$  наблюдается тонкая структура, которую можно интерпретировать, как проявление тонкой структу-

ры колебаний, соответствующих моде  $A_{1g}$  объемных колебаний на две моды при толщине слоя  $\text{MoS}_2$  3-4 монослоя. По всей видимости, «оптическая мода» заметно сильнее взаимодействует с А- и В-экситонами, что может быть связано с их локализацией в слое  $\text{MoS}_2$ .



**Рис. 3.** Спектры резонансного комбинационного рассеяния  $\text{MoS}_2$ , полученные при возбуждении лазерами с длинами волн 632 нм и 472 нм. Черные линии соответствуют спектрам  $\text{MoS}_2$  толщиной 4 монослоя (точка 1 на рис. 1), красные — объемному материалу (точка 2). Синими стрелками показаны ХА фоннные повторения связанные с испусканием ТА или ЗА фононов вблизи М точки зоны Бриллюэна

## Выводы

Исследованы оптические свойства, в том числе комбинационное рассеяние пленок  $\text{MoS}_2$  толщиной 4 монослоя при их квазирезонансном возбуждении. Продемонстрировано различие во взаимодействии фононов с различными экситонными состояниями, в том числе обнаружена тонкая структура фонной линии  $A_{1g}$  в пленке толщиной 4 монослоя при возбуждении А- и В-экситонов, локализованных в одном монослое.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФ № 18-72-00235 (2, 3 раздел) и РФФИ а 18-02-01129 (4 раздел).

## Литература

1. H. Li, J. Wu, X. Huang *et al.* ACS Nano, V.7(11), 10344 (2013).
2. C. Lee, H. Yan, L.E. Brus *et al.* ACS Nano, V. 4(5), 2695 (2010).

# Выращивание квантовых точек InGaAs/GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии

Н.В. Байдусь<sup>1,\*</sup>, В.Я. Алешкин<sup>2</sup>, А.А. Дубинов<sup>2</sup>, А.В. Круглов<sup>1</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>2</sup>,  
С.М. Некоркин<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>2</sup>, Д.Г. Реунов<sup>1</sup>, Д.В. Юрасов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

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

\*bnv@nifti.unn.ru

Работа посвящена разработке технологии роста методом МОС-гидридной эпитаксии лазерных структур с квантовыми точками на сингулярных и вицинальных подложках GaAs. Было показано, что в структурах, выращенных при температуре 420°C, плотность квантовых точек достигает  $(3 - 4) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , как на точно ориентированной, так и на отклоненной на 2° подложке. В волноводной структуре с 7 слоями квантовых точек достигнута генерация стимулированного излучения на длине волны 1.07 мкм при температуре жидкого азота.

## Введение

Замечательным свойством лазеров на квантовых точках (КТ) является низкая чувствительность к дефектам по сравнению с лазерами на квантовых ямах. Это позволяет выращивать лазеры с КТ на метаморфных буферах, с характеристиками близкими к характеристикам лазеров на GaAs. Так, например, лазер с КТ на буфере GaAs, выращенном на подложке Si обладает плотностью порогового тока  $62.5 \text{ А/см}^2$  при  $T=300 \text{ К}$  [1].

В настоящее время хорошо отработана технология создания лазеров на InAs/GaAs КТ методом молекулярно пучковой эпитаксии, которые работают в широком диапазоне длин волн 1.1 – 1.5 мкм. Работ по лазерам с КТ, выращенным по МОС-гидридной эпитаксии сравнительно мало [2, 3]. Это связано с трудностями роста данным методом КТ, излучающих на длине волны свыше 1.1 мкм. Данная работа посвящена поиску оптимальных условий роста методом МОС-гидридной эпитаксии структур с КТ для лазерных применений в диапазоне длин волн 1.1 – 1.5 мкм.

## Особенности технологии роста структур

Гетероструктуры (ГС) выращивали методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF на подложках GaAs (100) с точной ориентацией и отклонением 2° в направлении [110]. Источниками элементов являлись триметилгаллий (ТМГ), триметилиндий (ТМИ) и триметилалюминий (ТМА) и арсин. Сначала выращивался буферный слой GaAs толщиной 0.5 мкм, ограни-

чивающий слой AlGaAs толщиной 0.5 мкм и слой GaAs толщиной 0.5 мкм при температуре 650°C. Затем температура снижалась до температуры роста КТ, которая лежала в интервале 480 – 520°C для разных структур. Покровный слой GaAs толщиной 20 – 200 нм для разных структур выращивали при температуре роста КТ (для пробных структур) или при повышенной до 650°C температуре (для лазерных гетероструктур). При выращивании поверхностных КТ (для АСМ измерений) покровный слой составлял 2°нм, после чего структура охлаждалась.

Были изучены три режима роста КТ и найден оптимальный среди них. При оптимальном режиме роста КТ производится последовательное осаждение 0.25 монослоя индия, 0.25 монослоя галлия, затем включается поток арсина и делается пауза на 5 секунд. Таким образом, осаждаются около пяти монослоев InGaAs (1.5 нм) с содержанием индия примерно 50 %. Для повышения плотности КТ были проведены опыты по выращиванию при пониженной температуре формирования КТ, вариации числа циклов осаждения и применения разориентированных подложек. На рис. 1 представлен снимок АСМ структуры с выращенной при пониженной температуре роста КТ 480°C на точно ориентированной подложке. Из рисунка можно оценить плотность квантовых точек:  $(3 - 4) \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Похожая картина наблюдается и для отклоненной на 2° подложки. Несмотря на то, что АСМ измерения не выявили существенного различия в размерах КТ, выращенных на разных подложках, максимумы интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) различаются примерно на 100 нм для сингулярной и вицинальной поверхностей (см. рис. 2).

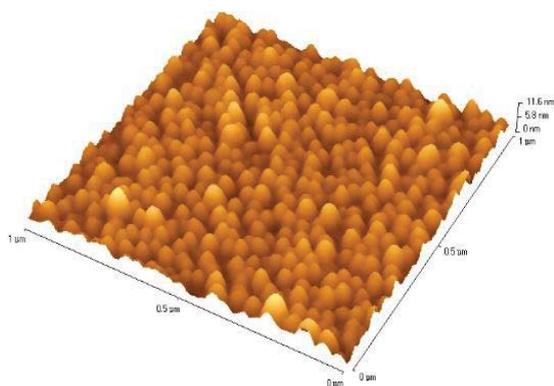


Рис. 1. АСМ изображение поверхности с квантовыми точками

На рис. 2 представлены спектры ФЛ структур a1462, выращенных на сингулярной и вицинальной ( $2^\circ$ ) поверхностях.

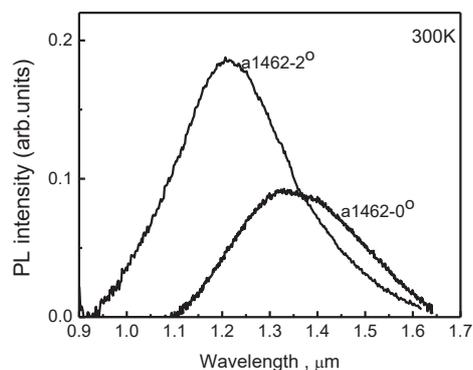


Рис. 2. Спектры ФЛ структур a1462- $0^\circ$  и a1462- $2^\circ$

Для изучения стимулированного излучения использовались слои с волноводом GaAs толщиной 200 нм, первым слоем оптического ограничения являлся широкозонный слой  $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$  толщиной 1000 нм, а вторым - воздух. Для уменьшения поверхностной рекомбинации у поверхности также помещали тонкий слой  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  (50 нм). В центре волновода располагали от 3 до 7 слоев КТ с расстоянием между слоями 12 нм. Одной из основных особенностей выращивания лазерных гетероструктур состоит в необходимости выращивать покровный слой, содержащий ограничивающий слой AlGaAs при повышенной (600 – 650°C) температуре для обеспечения необходимого структурного и оптического качества. Это приводит к диффу-

зии In из КТ и смещению пика ФЛ из области 1.3 мкм в область 1.12 мкм при комнатной температуре.

На рис. 3 приведены спектры фотолуминесценции при непрерывной (CW) и мощной импульсной накачке (OPO) лазерной структуры.

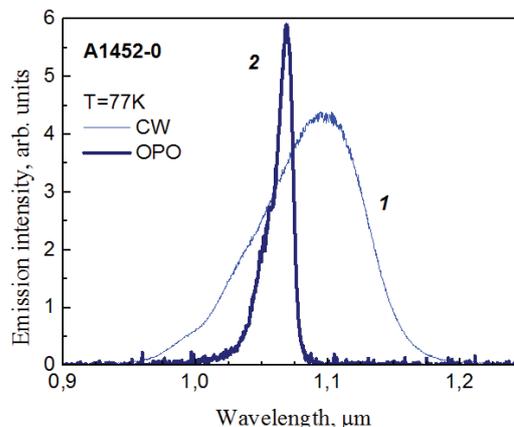


Рис. 3. Спектры ФЛ лазерной гетероструктуры под действием непрерывного (1) и импульсного (2) возбуждения при 77 К

Из рисунка видно возникновение стимулированного излучения при импульсной накачке при 77 К. Смещение пика стимулированного излучения в коротковолновую область по сравнению с пиком ФЛ свидетельствует о недостаточном усилении на переходах электронов между основными состояниями электронов и дырок. При 300 К стимулированное излучение не возникает, что также свидетельствует о недостаточном усилении. Вероятной причиной этого является большой разброс по размерам КТ, о чем свидетельствует большая ширина пиков ФЛ.

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

## Литература

1. S. Chen *et al.* // Nat. Photonics, V. 10, 307 (2016).
2. F. Heinrichsdorff *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 76, 556 (2000).
3. R.L. Sellin *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 78, 1207 (2001).

# Синхронизация полупроводниковых лазерных решеток за счет использования двумерных брэгговских структур

В.Р. Барышев, Н.С. Гинзбург

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

vrbaryshev@gmail.com

Предложена схема многоканального полупроводникового лазера с двумерной распределенной обратной связью (РОС), в котором синхронизация излучения отдельных лазерных каналов реализуется за счет двумерно-периодических брэгговских структур. На основе полуклассической системы уравнений Максвелла-Блоха показана возможность реализации стационарных одночастотных режимов генерации нескольких десятков лазерных каналов. Одновременно происходит поперечная синхронизация излучения внутри отдельных каналов, что позволяет обеспечить реализацию одночастотных режимов генерации при ширине каналов, значительно превышающей длину волны.

## Введение

Одним из способов увеличения мощности излучения полупроводниковых лазеров является применение многоканальных лазерных структур. В таких структурах активная область большой суммарной площади разделена на некоторое количество отдельных каналов, что упрощает задачу охлаждения структуры и обеспечивает более равномерное распределение тока накачки внутри активной области [1]. При этом компактность системы обеспечивается за счет реализации всего массива лазерных каналов на одной подложке. Однако, для достижения когерентности генерируемого излучения в таких структурах необходимо обеспечить синхронизацию излучения лазерных каналов. Среди известных методов, можно выделить использование внешних резонаторов [2], взаимную синхронизацию каналов за счет эффекта Тальбота, а также различные способы попарной связи каналов [1,3]. В настоящей работе применительно к планарным массивам полупроводниковых гетеролазеров предлагается вариант синхронизации за счет использования двумерных брэгговских зеркал, представляющих собой расположенные в торцах лазерных каналов области с двумерно-периодической гофрировкой поверхности волноведущей структуры.

## Схема многоканального гетеролазера с двумерной РОС

Предлагаемая схема многоканального инжекционного гетеролазера представлена на Рис.1. Отдель-

ные каналы в количестве  $n$ , длины  $l_z$  и ширины  $l_k$  отстоят

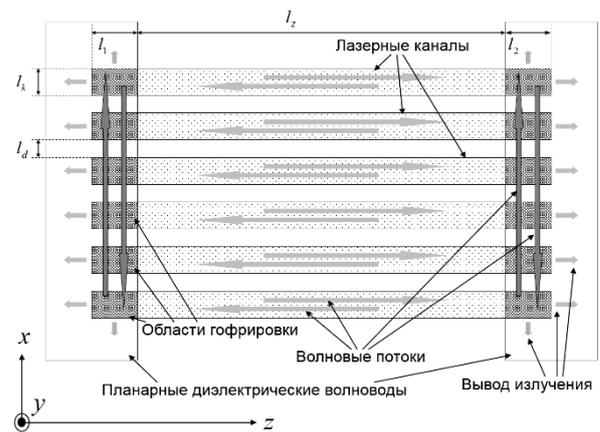


Рис. 1. Схема многоканального гетеролазера с двумерной РОС

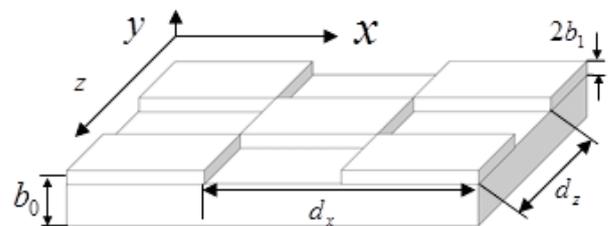


Рис. 2. Двумерно-периодическая «шахматная» гофрировка поверхности волновода

друг от друга на расстоянии  $l_d$ . Каналы связаны через специальные зеркала, представляющие собой планарные диэлектрические волноводы, на которые на определенных участках нанесена двумерно-периодическая «шахматная» гофрировка поверхности (Рис. 2). Отличительной особенностью таких

структур является обеспечение связи между продольными (ось  $Z$ ) и поперечными (ось  $X$ ) потоками энергии [4]. В результате удается осуществить взаимную синхронизацию излучения отдельных лазерных каналов, в том числе и имеющих различные в некоторых пределах собственные частоты. Заметим, что в направлении  $Y$  используется типичное для РОС лазеров предположение, что толщина каналов  $b_0$  ограничена условием распространения единственной моды планарного диэлектрического волновода.

### Моделирование процесса возбуждения многоканального лазера

Моделирование динамики на основе полуклассической нестационарной системы уравнений Максвелла-Блоха предложенной схемы производилось для случая 20 лазерных каналов. Показано, что в значительном диапазоне токов накачки, превышающих пороговое значение, реализуются стационарные одночастотные режимы генерации (Рис. 3).

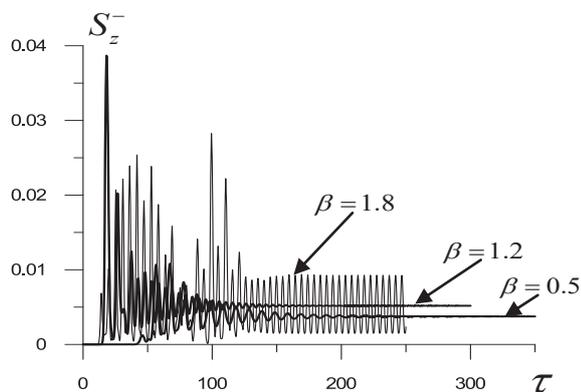


Рис. 3. Зависимость мгновенной мощности лазера от времени при различных токах накачки

При дальнейшем увеличении накачки спектр генерируемого излучения усложняется за счет возбуждения нескольких продольных мод, аналогичных модам резонатора Фабри-Перо. Также показано, что синхронизация всего лазерного массива и эффективная генерация излучения возможны также при некотором разбросе центральных частот активной среды в различных лазерных каналах (Рис. 4)

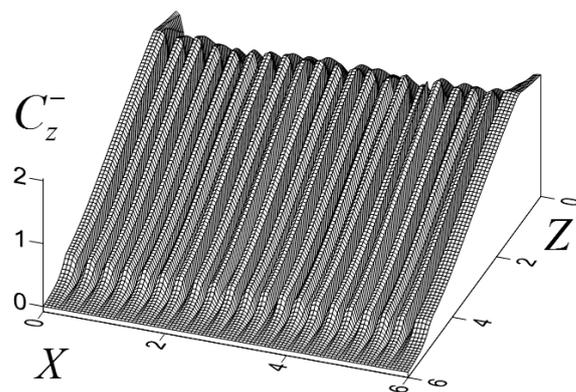


Рис. 4. Стационарное распределение поля основной парциальной волны  $S_z^-$  в лазерных каналах и зеркалах при значительном случайном разбросе центральных частот каналов

Отметим, что коэффициенты отражения правого и левого (Рис.1) двумерных брэгговских зеркал предполагается делать существенно различными за счет различной амплитуды брэгговской модуляции, что позволяет реализовать практически однонаправленный вывод генерируемого излучения.

### Заключение

Двумерные брэгговские структуры позволяют обеспечить синхронизацию излучения многоканального полупроводниковых лазеров при использовании их в качестве внешних зеркал. Заметим, что исследованный метод синхронизации может быть использован и для других типов лазеров планарной геометрии, в частности, для квантово-каскадных лазеров.

### Литература

1. И.С. Голдобин, Н.Н. Евтихийев, А.Г. Плявенек *et al.* // Квантовая электроника, V. 16:10, 1957 (1989).
2. B. Lui, Y. Braiman, N. Nair *et al.* // Optics Communications, V. 324, 301 (2014).
3. S. Peleš, J.L. Rogers, K. Wiesenfeld // Phys. Rev. E V. 73, 026212 (2006).
4. N.S. Ginzburg, V.R. Baryshev, A.S. Sergeev *et al.* // Phys. Rev. A, V. 91, 053806 (2015).

# Двухфононная внутрицентровая релаксация акцепторов бора в алмазе

Н.А. Бекин<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*nbekin@ipmras.ru

Теоретически исследуется релаксация возбуждённых состояний акцепторов бора в алмазе. Расчёты производились в адиабатическом приближении. Для описания дырок использовался простой электроноподобный гамильтониан с изотропной эффективной массой. Предполагалось, что релаксация происходит в основном на LO фононах и что их закон дисперсии параболический и изотропный. По оценкам, дырка из возбуждённого состояния акцептора бора, энергия которого выше энергии основного состояния на ~304 мэВ, релаксирует на основное состояние с испусканием двух оптических фононов с темпом ~  $10^{11}$  с<sup>-1</sup>.

## Введение

Энергия связи акцептора бора составляет ~370 мэВ. При этом разность энергий возбуждённых состояний и основного состояния превышает энергию оптического фонона (~ 165 мэВ), поэтому релаксация этих состояний может сопровождаться испусканием до двух оптических фононов. В работе рассмотрен пример такого состояния, энергия которого выше основного состояния на 304 мэВ. В низкотемпературном пределе вычислена вероятность релаксации этого состояния при испускании двух продольных оптических фононов, при этом релаксационные процессы другого типа, включая каскадные процессы, игнорировались.

## Метод расчета

Для расчёта вероятностей переходов электронов (дырок) с испусканием фононов использовался подход [1], основанный на адиабатическом приближении. В качестве стационарных состояний в этом подходе рассматриваются состояния электрон-фононной системы, в которой взаимодействие между кристаллической решёткой и электроном, локализованным на примеси, является адиабатическим. Волновые функции стационарных состояний удовлетворяют при этом уравнениям Борна – Оппенгеймера. Неадиабатическая часть взаимодействия решётки и электрона рассматривается как возмущение, которое вызывает переходы между этими состояниями, сопровождающиеся испусканием или поглощением одного или нескольких фононов. При этом вероятности таких процессов, в том числе многофононных, рассчитываются в первом порядке теории возмущений, в которой роль возмущения играет

оператор неадиабатичности. Для матричных элементов этого оператора использовалось выражение из работы [2], полученное в некондоновском приближении.

Для расчётов электронных (дырочных) волновых функций использовался простой электроноподобный гамильтониан с изотропной эффективной массой. Химический сдвиг учитывался только для основного состояния, волновая функция которого рассчитывалась методом квантового дефекта. Была сделана оценка вероятности перехода дырки из состояния, энергия которого выше энергии основного состояния на 304 мэВ. Величина эффективной массы была выбрана, чтобы водородоподобные состояния с главным квантовым числом  $n = 2$  имели эту энергию. Это даёт  $m = 0.63m_0$ ,  $m_0$  — масса свободного электрона. (Для сравнения, из транспортных измерений [3] для масс тяжёлых и лёгких дырок, получены, соответственно, следующие величины:  $m_h = 1.1m_0$ ,  $m_l = 0.3m_0$ . При этом данные в литературе для эффективных масс и параметров Латтинжера имеют существенный разброс.) Для моделирования возбуждённого состояния выбрана волновая функция состояния  $2p_0$ .

Предполагалось, что взаимодействие с фононами осуществляется по деформационному механизму с доминирующим вкладом в релаксацию продольных оптических фононов. Закон дисперсии фононов полагался изотропным и параболическим с максимальной энергией фононов в центре зоны Бриллюэна 165 мэВ и минимальной 147 мэВ на границе зоны Бриллюэна, которая полагалась сферически симметричной.

## Результаты

В расчётах использовалось значение деформационного потенциала  $D = 1.4 \cdot 10^9$  эВ/см. Эта величина получена путём подгонки теоретического значения фактора Хуанга-Риса,  $S$ , для рассматриваемого перехода к экспериментальной величине  $S = 0.18 \pm 0.02$  [4], пользуясь тем обстоятельством, что  $S$  пропорционален квадрату  $D$ . Для сравнения, деформационный потенциал для оптических фононов, полученный из транспортных измерений в алмазе р-типа,  $D = 2.1 \cdot 10^9$  эВ/см [3]. Используемая процедура подгонки подразумевает введение эффективной константы электрон-фононной связи, усредненной по зоне Бриллюэна. Это важно при рассмотрении релаксации дырок, локализованных на глубокой примеси: радиус локализации основного состояния акцептора бора 0.4 нм, что сопоставимо с постоянной решётки алмаза 0.357 нм. Строго говоря, адекватность приближения эффективной массы даже в скорректированном варианте метода квантового дефекта, находится под вопросом. Однако использованная полуэмпирическая процедура подгонки позволяет расчётам в большей степени

опираться на эксперимент. В итоге получаем темп двухфононной релаксации порядка  $10^{11}$  с<sup>-1</sup>.

Ранее были сделаны расчёты вероятности этого же перехода в модели бездисперсных фононов [5], которые дают тот же порядок величины. Таким образом, оценки показывают, что двухфононная релаксация состояний акцепторов бора является довольно быстрым процессом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №17-02-01325).

## Литература

1. K. Huang, A. Rhys. // Proc. Roy. Soc. A, V. 204, 406 (1950).
2. K. Huang. // Scientia Sinica, V. 24, 27 (1981).
3. L. Reggiani, S. Bosi, C. Canali, F. Nava, S. F. Kozlov. // Phys. Rev. B, V. 23, 3050 (1981).
4. G. Davies, R. Stedman. // J. Phys. C: Solid State Phys., V. 20, 2119 (1987).
5. Н. А. Бекин. // ФТП, т. 52, 1390 (2018).

# Эффекты электронного храповика в двумерной системе

В.В. Бельков<sup>1\*</sup>, Г.В. Будкин<sup>1</sup>, Л.Е. Голуб<sup>1</sup>, Е.Л. Ивченко<sup>1</sup>, Д.А. Козлов<sup>2</sup>,  
В.В. Попов<sup>3</sup>, Д.В. Фатеев<sup>3</sup>, P. Faltermeier<sup>4</sup>, S.D. Ganichev<sup>4</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия, 194021.

<sup>2</sup> ИФП СО РАН, Новосибирск, Россия, 630090.

<sup>3</sup> СФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Саратов, Россия, 410019.

<sup>4</sup> Terahertz Center, University of Regensburg, Regensburg, Germany, 93040.

\* bel@epi.ioffe.ru

В работе сообщается о результатах экспериментального исследования генерации фототока в двумерном электронном храповике. Эффект наблюдался в квантово-размерных структурах  $(\text{Cd},\text{Mn})\text{Te}/\text{CdMgTe}$  с асимметричными латеральными сверхрешетками при воздействии терагерцового излучения. Предложена микроскопическая модель данного эффекта.

В работе сообщается об обнаружении и результатах изучения эффекта квантового храповика (ratchet effect) в  $(\text{Cd},\text{Mn})\text{Te}/\text{CdMgTe}$  и  $\text{CdTe}/\text{CdMgTe}$  квантово-размерных структурах с асимметричной двойной затворной сверхрешеткой, к которым приложено внешнее магнитное поле, перпендикулярное к плоскости квантовой ямы. Эффект наблюдался в структурах с различными составами квантовых ям и параметрами затворной сверхрешетки (с периодом порядка  $15 \mu\text{m}$ ) в условиях возбуждения излучением непрерывного терагерцового лазера ( $f = 2.54 \text{ THz}$ ,  $\lambda = 118 \mu\text{m}$ ) при гелиевой температуре. Амплитуда и направление генерируемого фототока варьируются при изменении величины и полярности напряжений, приложенных к затворным подрешеткам. При варьировании напряженности магнитного поля  $B$  фототок демонстрирует периодические по  $1/B$  знакопеременные осцилляции, амплитуда которых значительно превышает величину фототока в нулевом магнитном поле. Такое поведение наблюдается как для поляризационно-независимой компоненты фотоотклика, так и для фототоков, чувствительных к состоянию поляризации (линейной и циркулярной) возбуждающего терагерцового излучения.

Экспериментальные результаты хорошо описываются в рамках проведенного квазиклассического анализа эффекта. Показано, что генерация фототока вызвана совместным действием пространственно-периодического потенциала в плоскости структуры и обусловленной эффектом ближнего поля пространственной модуляции терагерцового излучения. Величина фототока, вызванного пространственно-неоднородным разогревом электронного газа (Seebeck ratchet effect), в присутствии квантующего магнитного поля следует за осцилляциями продольного сопротивления  $R_{xx}(B)$ , что и определяет возникновение  $1/B$ -периодических колебаний фотоотклика. В сильных магнитных полях в  $(\text{Cd},\text{Mn})\text{Te}/\text{CdMgTe}$  структурах обнаруживается влияние усиления зеемановского расщепления, вызванного обменным взаимодействием электронов с ионами марганца.

## Литература

1. P. Faltermeier *et al.* // Phys. Rev. B, V. 95, 155442 (2017).
2. P. Faltermeier *et al.* // Physica E, V. 101, 178 (2018).

# p-i-n диоды на основе (In,Mn)As квантовых точек

А. Буравлев<sup>1,4,\*</sup>, Г. Цырлин<sup>1,3</sup>, В. Сапега<sup>2</sup>, Н. Малеев<sup>2</sup>, Ю. Самсоненко<sup>1,3</sup>, А. Хребтов<sup>1</sup>

1 Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8-3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 102, Санкт-Петербург, 194021.

3 Институт Аналитического Приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, д. 31-33, Санкт-Петербург, 190103.

4 Санкт-Петербургский Электротехнический университет, ул. Проф. Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376.

\*bour@mail.ioffe.ru

С помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии были синтезированы p-i-n структуры с активной областью на основе (In,Mn)As квантовых точек. Исследование оптических свойств диодных структур показало, что они работают на длине волны в районе 1.41 eV, как при оптической, так и электрической накачке. При этом наблюдается насыщение поляризации излучения в приложенном магнитном поле, что открывает широкие перспективы по созданию светоизлучающих структур с управляемой циркулярной поляризацией света.

## Введение

Очевидно, что возможность модуляции оптической поляризации излучения может иметь важное значение для создания новых оптических систем связи с расширенной пропускной способностью, а также систем безопасности. Подобные устройства могут быть использованы в криптографии, а также для создания реконфигурируемых оптических межсоединений, усовершенствованных оптических переключателей и модуляторов. Поэтому, в последнее время, разработке спиновых светодиодов уделяется достаточно пристальное внимание [1]. При этом чаще всего для их создания в качестве спинового инжектора используют слои ферромагнитных металлов. Одним из альтернативных путей для реализации подобных приборов является использование слоев разбавленных магнитных полупроводников (РМП) таких, как, например, (In,Mn)As. Известно, что обычно тонкие пленки РМП синтезируют при относительно низких ростовых температурах для того, чтобы избежать, в первую очередь, образования вторичных фаз, при повышении степени легирования редкоземельными элементами. Однако зачастую рост при пониженных температурах также влечет за собой формирование нежелательных дефектов. Одним из способов решения данной проблемы может являться переход к использованию наноструктур на основе РМП, например, (In,Mn)As квантовых точек (КТ). Было показано, что для их синтеза могут быть использованы различные технологические подходы [2-6]. Среди них, на наш взгляд, наиболее многообещающим является метод, предложенный в работах [6-9]. Он базируется на

селективном легировании Mn центральных частей InAs квантовых точек при повышенных температурах роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). Изучение структурных свойств, полученных с помощью данного метода образцов показало, что несмотря на относительно высокую температуру роста, образцы с (In,Mn)As квантовыми точками обладают достаточно высоким кристаллическим и оптическим качеством.

В настоящей работе этот метод был использован для формирования p-i-n структур с активной областью на основе (In,Mn)As квантовых точек.

## Результаты и обсуждение

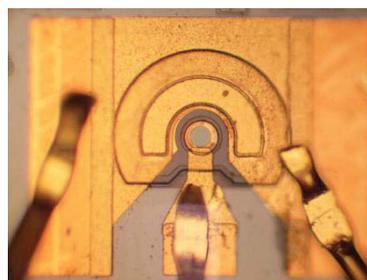


Рис. 1. Изображение p-i-n структуры на основе (In,Mn)As квантовых точек

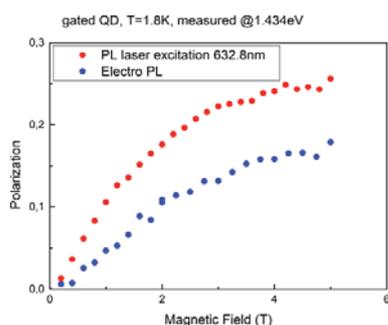
Ростовые эксперименты по росту p-i-n структур с внедренными квантовыми точками производились на МПЭ установке ЭП1203. Рост осуществлялся на GaAs подложках n-типа с кристаллографической ориентацией (100). Легирование GaAs слоев n-типа производилось с помощью источника кремния, в то время, как p-GaAs слои были получены легирова-

нием атомами Ве. Как уже было отмечено выше, формирование (In,Mn)As квантовых точек было сделано путем селективного легирования Mn только центральных частей InAs квантовых точек. (In,Mn)As квантовые точки были внедрены в центр i-GaAs слоя. Далее с помощью различных процедур пост-ростовой обработки синтезированных структур были созданы мезы с различными диаметрами в диапазоне 20 – 40 мкм и произведено формирование электрических контактов. Изображение одной из таких мез представлено на Рисунке 1.

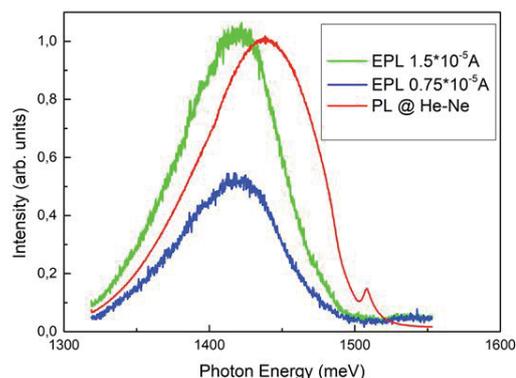
Исследование оптических свойств полученных p-i-n диодов производилось с помощью DILOR XY800 спектрометра при низких температурах и магнитных полях до 5Т.

Результаты, полученные при изучение фото- и электролюминесценции структур представлены на Рисунке 2. Видно, что спектральный максимум лежит в диапазоне около 1.41 eV, который может быть обусловлен рекомбинацией электрона с дыркой, связанной с акцептором Mn. Вероятнее всего, при формировании структур часть атомов Mn продифундировала из активного слоя или же часть атомов Ga, занимающих катионные позиции в решетке были замещены атомами Mn, что и позволило наблюдать эффективную накачку уровней, связанных с ними.

При этом в приложенном магнитном поле наблюдалось насыщение поляризации (см. Рисунок 3).



**Рис. 2.** Спектры фото- и электролюминесценции, при разных токах накачки, p-i-n диодов на основе (In,Mn)As квантовых точек, измеренные при T=20K



**Рис. 3.** Зависимость поляризации излучения от приложенного внешнего магнитного поля (красные точки – при фотолюминесценции, синие – при электролюминесценции)

Работа была выполнена при поддержке Минобрнауки (№16.9789.2017/БЧ).

## Литература

1. N. Nishizawa *et al.*// Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A. 114, 1783 (2017).
2. H. C. Jeon *et al.*// Adv. Mater. 14, 1725 (2002).
3. Y. F. Chen *et al.*// Appl. Phys. Lett. 90, 022505 (2007).
4. M. Holub *et al.*// Appl. Phys. Lett. 85, 973–975 (2004).
5. М. В. Дорохин *et al.*// ЖТФ 87, 1539-1544 (2017).
6. А.Д. Буравлев *et al.*// ФТП 47, 1033-1036 (2013).
7. A. Bouravleuv *et al.*// Appl. Phys. Lett., 105, 232101 (2014).
8. A. Bouravleuv *et al.*// Nanotechnology, 27 425706 (2016).
9. A. Bouravleuv *et al.*// J. Cryst. Growth, 468, 680–682 (2017).

# Люминесцентные свойства и получение диодов (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs

М.В. Ведь\*, М.В. Дорохин, В.П. Лесников, П.Б. Дёмина, А.В. Здравейцев, Ю.А. Данилов, А.В. Кудрин

Научно-исследовательский физико-технический институт ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

\*mikhail28ved@gmail.com

Исследованы электрические и люминесцентные характеристики спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs с инжектором на основе (In,Fe)Sb. Установлено, что нанесение слоя (In,Fe)Sb не вносит каких-либо дополнительных дефектов в область приповерхностных квантовых ям, но влияет непосредственно на интерфейс (In,Fe)Sb/GaAs. Было установлено, что нанесение тонкого защитного слоя MgO между ферромагнитным инжектором (In,Fe)Sb и светоизлучающей структурой минимизирует это влияние.

## Введение

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) – материалы, легированные атомами переходных элементов и обладающие одновременно ферромагнитными и полупроводниковыми свойствами. Такие материалы могут быть использованы в элементах приборов спинтроники, например, в спиновых светоизлучающих диодах (ССИД) [1]. На сегодняшний день перспективными считаются РМП  $(A_3,Fe)B_5$  и, в частности, (In,Fe)Sb, так как его температура Кюри превышает 300К [2]. На текущем этапе развития технологии  $(A_3,Fe)B_5$ , важнейшей задачей является их эффективная интеграция в приборы на основе наиболее распространённого GaAs. В данной работе исследовалось влияние нанесения слоя (In,Fe)Sb методом импульсного лазерного осаждения (ИЛО) на свойства спинового светодиода (In,Fe)Sb/InGaAs/GaAs, и предпринята попытка уменьшить это влияние.

## Методика эксперимента

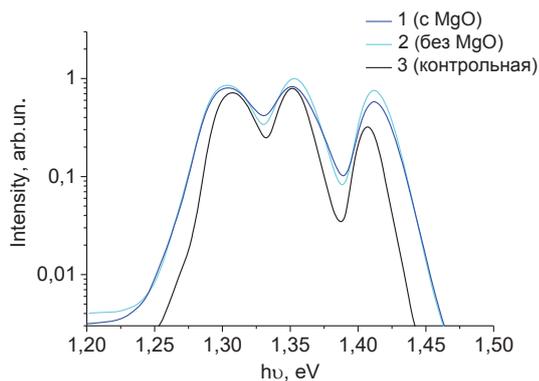
Исследуемые образцы были выращены в несколько этапов. На первом этапе, методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре 600°C на подложке n-GaAs была выращена полупроводниковая гетероструктура с тремя квантовыми ямами  $In_xGa_{1-x}As$  с разным содержанием индия ( $x_1=0.12$ ;  $x_2=0.15$ ;  $x_3=0.2$ ) и на разном расстоянии от поверхности структуры (30 нм, 70 нм и 110 нм). На втором этапе на часть структуры был нанесён защитный слой MgO толщиной 1нм для предотвращения воздействия лазерной плазмы при осаждении слоя (In,Fe)Sb методом ИЛО, а также предотвращения диффузии атомов Fe, In или Sb в светоизлучающую структуру. На третьем этапе на образцы с защит-

ным слоем MgO и на исходный был осаждён слой (In,Fe)Sb толщиной 40 нм при температуре 250°C методом ИЛО. На последнем этапе формирования диодов на оба образца с инжектором (In,Fe)Sb были нанесены Au контакты методом электронно-лучевого испарения в вакууме, изготовлены мезоструктуры диаметром 500 мкм методами фотолитографии и химического травления и сформирован базовый омический контакт. Таким образом, было сформировано три образца: 1 – ССИД с инжектором (In,Fe)Sb и защитным слоем MgO; 2 – ССИД с инжектором (In,Fe)Sb без защитного слоя; 3 – исходная светоизлучающая структура свободная от контактов.

Для определения влияния слоя (In,Fe)Sb на излучательные характеристики светодиодов были измерены спектры фотолюминесценции всех образцов, и электролюминесценция (ЭЛ) диодов с инжектором (In,Fe)Sb (образцы № 1 и 2). Для возбуждения фотолюминесценции использовался He-Ne лазер с длиной волны 632 нм. Для исследований электролюминесценции на образцы подавалось прямое смещение (на Au контакт подавался положительный потенциал по отношению к потенциалу подложки). Возбуждаемое ЭЛ излучение регистрировалось со стороны подложки. Температура измерений – 77К. Было проведено измерение магнитопольной зависимости степени циркулярной поляризации ( $P_{EL}$ ) образцов № 1 и 2 при температуре 10 К в криостате замкнутого цикла.

## Результаты и обсуждение

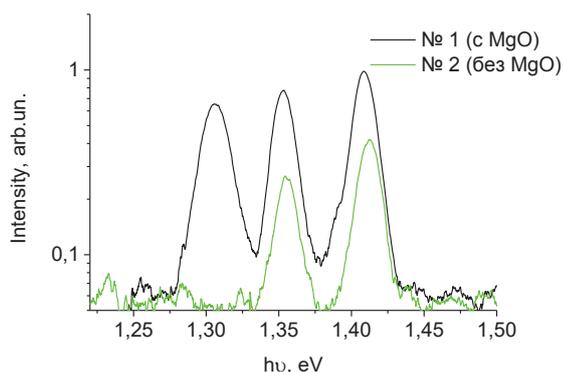
Спектры фотолюминесценции представлены на рисунке 1.



**Рис. 1.** Спектры фотолюминесценции исследуемых структур

На спектрах наблюдаются 3 пика, соответствующих излучательным переходам в квантовых ямах с соответствующим содержанием In. Видно, что в результате нанесения слоя (In,Fe)Sb, как в случае наличия на поверхности защитного покрытия MgO, так и без данного покрытия, соотношение интенсивностей пиков не изменилось по сравнению с исходной структурой № 3. Это свидетельствует о том, что концентрация дефектов в области квантовых ям осталась на том же уровне, что и до нанесения слоёв. Следовательно, нанесение слоя (In,Fe)Sb не внесло каких-либо дополнительных дефектов в область приповерхностных квантовых ям.

Спектры электролюминесценции образцов № 1 и 2 представлены на рисунке 2.



**Рис. 2.** Спектры электролюминесценции диодов № 1 и № 2. Температура измерений – 77К. Ток через структуры – 100 мА

Как видно из представленных спектров, при нанесении слоя (In,Fe)Sb методом ИЛО без защитного слоя MgO имеет место полное гашение пика от ближайшей к поверхности КЯ с самым большим содержанием In. При нанесении защитного слоя MgO между ферромагнитным инжектором и свето-

излучающей частью ССИД указанный выше пик сохраняется, а также в несколько раз повышается интегральная интенсивность электролюминесценции. Предположительно, гашение электролюминесценции от ближайшей к поверхности квантовой ямы связано с формированием зарядовых состояний в приповерхностной области GaAs, которые создают сильное электрическое поле в области первой КЯ даже в режиме прямого смещения. В структурах со слоем MgO количество зарядовых центров и величина встроенного поля уменьшаются, что существенно снижает выброс носителей из первой КЯ и позволяет зарегистрировать ЭЛ излучение.

При внесении структур в магнитное поле, направленное перпендикулярно поверхности, излучение становится частично циркулярно-поляризованным. Значение степени поляризации было измерено для 3-й КЯ, для которой характерна наибольшая интенсивность ЭЛ. Данные по наибольшему зарегистрированному значению  $P_{EL}$ , а также по интенсивности ФЛ и ЭЛ исследуемых образцов представлены в таблице 1.

**Таблица 1.** Данные по исследуемым образцам.

№	$I_{\text{ФЛ}}$ (1 КЯ; 2 КЯ; 3 КЯ), отн. ед	$I_{\text{ЭЛ}}$ (1 КЯ; 2 КЯ; 3 КЯ), отн. ед	$P_{EL}$ для 3 КЯ, %
1	0.8; 0.8; 0.6	0.65; 0.75; 1	1% $\pm$ 0.5%
2	0.85; 1; 0.75	0; 0.25; 0.4	–
3	0.7; 0.8; 0.35	–	–

Таким образом, в работе сформированы и исследованы спиновые светоизлучающие диоды (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs, а также рассмотрены методы повышения интенсивности и степени циркулярной поляризации ЭЛ за счёт модификации границы раздела ферромагнетик/полупроводник.

Авторы выражают благодарность Б.Н. Звонкову за выращивание структур для исследования.

Работа выполнена в рамках реализации гос. задания Минобрнауки РФ (№ 8.1751.2017/ПЧ), при поддержке РФФИ (№ 18-37-00358 – выращивание образцов) и стипендии президента РФ (СП-2450.2018.5).

## Литература

1. M. Holub, P. Bhattacharya // J. Phys. D: Appl. Phys., **40**, P.R179–R203 (2007).
2. A. V. Kudrin, *et al.* // Journal of Appl. Phys., **122**, 183901 (2017).

# Исследование осаждения легированных эпитаксиальных слоев на полдьюмовых подложках алмаза

А.Л. Вихарев<sup>1,\*</sup>, М.А. Лобаев<sup>1</sup>, Д.Б. Радищев<sup>1</sup>, А.М. Горбачев<sup>1</sup>, В.А. Исаев<sup>1</sup>,  
С.А. Богданов<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>2</sup>, П.А. Юнин<sup>2</sup>, С.А. Королев<sup>2</sup>, А.В. Колядин<sup>3</sup>

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

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

3 Нью Даймонд Технолоджи, ул. Воскова, д. 2, лит. Ю, Сестрорецк, Санкт-Петербург, 197706.

\*val@appl.sci-nnov.ru

Исследовано осаждение легированных фосфором эпитаксиальных слоев на алмазных HPHT подложках диаметром 12,5 мм. Найдены параметры CVD синтеза, при которых фосфор эффективно встраивается в алмаз. Получен однородный слой легированный фосфором с концентрацией  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 1,1 мкм.

## Введение

Алмаз является перспективным материалом для мощных и высокочастотных полупроводниковых приборов следующего поколения. По совокупности своих физических свойств: высокой скорости насыщения носителей заряда ( $2,7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ ), высокой подвижности электронов и дырок при слабом легировании, и рекордной теплопроводности алмаз существенно превосходит другие полупроводниковые материалы. Алмаз является широкозонным полупроводником с большой глубиной энергетических уровней легирующей примеси - 0,37 эВ для легирования бором (р-тип проводимости) и 0,6 эВ для легирования фосфором (n-тип проводимости). Из отмеченных примесей бор наиболее легко встраивается в алмаз, поэтому легирование бором в процессе CVD синтеза успешно исследуется и применяется для получения полупроводникового алмаза. Легирование алмаза фосфором также реализовано как на подложках с ориентацией (111), так и (100). Однако процесс выращивания CVD алмаза n-типа проводимости еще далек от совершенства. В данной работе представлены результаты легирования фосфором эпитаксиальных слоев, выращиваемых в CVD реакторе на алмазных HPHT подложках диаметром 12,5 мм и толщиной 0,5 мм. Получен однородный слой легированный фосфором с концентрацией  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 1,1 мкм.

## Эксперимент

Легированные фосфором слои выращивались в CVD реакторе, представляющем собой цилиндри-

ческий резонатор с размещенной на его оси кварцевой трубой, через которую прокачивается рабочая газовая смесь [1]. Внутри трубы расположен держатель подложки, над которым с помощью магнетрона на частоте 2.45 ГГц создается плазма. Внутри кварцевой трубы поддерживается давление газа 25 Тор и ламинарный безвихревой газовый поток равный 900 стандартных кубических сантиметров в минуту. Нелегированный алмаз выращивался в газовой смеси  $\text{H}_2 + \text{CH}_4$  ( $\text{CH}_4/\text{H}_2 = 0,4\%$ ). Для выращивания легированного эпитаксиального слоя эта смесь менялась на газовую смесь, содержащую фосфин  $\text{H}_2 + \text{CH}_4 + \text{PH}_3$  ( $\text{PH}_3/\text{CH}_4 = 12\%$ ) с помощью газового переключателя. Для выращивания легированного фосфором слоя CVD алмаза использовалась подложка ориентации (100) из Па типа HPHT алмаза, рис. 1.

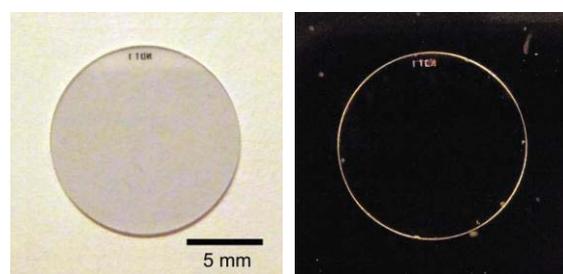
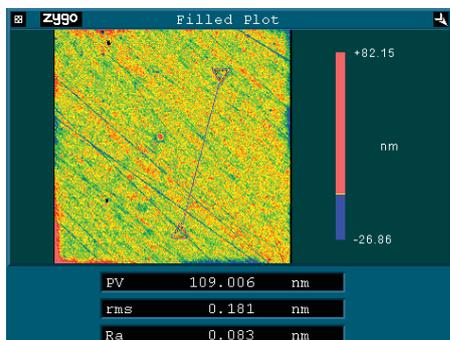


Рис. 1. Фотография подложки в проходящем свете и скрещенных поляризаторах

Подложка механически шлифовалась до шероховатости поверхности 0,2 нм, измеряемой с помощью интерферометра белого света Zygo NewView 7300 на площади  $0,22 \times 0,22 \text{ мм}^2$ . Для удаления дефектов внесенных шлифовкой с подложки стравливался

слой 4–5 мкм в ICP плазме (Oxford Instruments, Plasmalab 80). В результате для выращивания эпитаксиального слоя использовалась бездефектная подложка с атомно гладкой поверхностью, шероховатость rms равнялась 0,18 нм, рис.2.

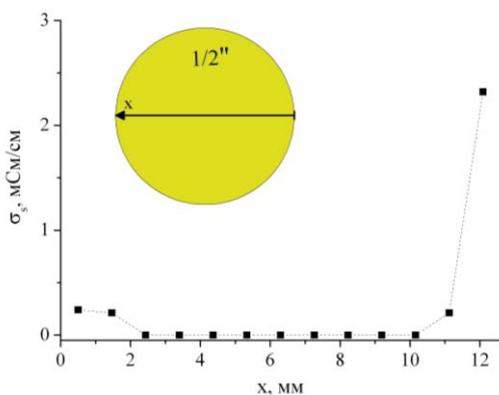


**Рис. 2.** Шероховатость поверхности подложки до осаждения CVD алмаза

Измерение концентрации фосфора в выращенных образцах проводилось методом ВИМС с помощью прибора TOF.SIMS-5 (IONTOF). Измерения глубины кратеров травления для пересчета времени травления в глубину анализа проводились на интерференционных микроскопах белого света Talysurf CCI 2000 и Zygo NewView 7300. Количественная калибровка масс-спектрометра проводилась по тестовому НРНТ кристаллу, имплантированному ионами фосфора.

## Результаты

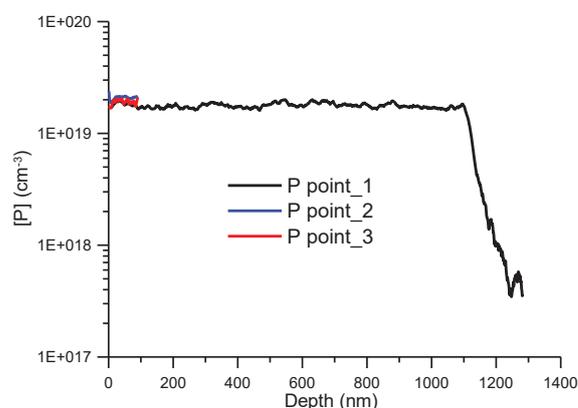
Для измерения электрических характеристик полупроводникового алмаза (подвижности электронов) важным является использование непроводящих НРНТ подложек. Поэтому нами до осаждения CVD слоя проводились измерения проводимости подложки методом микроволновой микроскопии [2], рис.3.



**Рис. 3.** Результаты измерения проводимости подложки NDT1 до осаждения CVD алмаза

Как видно из рисунка, проводимость поверхностного слоя подложки отсутствовала на всей площади кроме кромки.

При описанных условиях синтеза в CVD реакторе легированный слой выращивался со скоростью 550 нанометров в час. На рис. 4 показан профиль концентрации фосфора в выращенной структуре, полученный с помощью ВИМС. Измерения проводились в трех разных точках по поверхности подложки. Как видно из рисунка, получен однородный слой легированный фосфором с концентрацией  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и толщиной 1,1 мкм.



**Рис. 4.** Профиль концентрации фосфора в эпитаксиальном слое

В результате проведенных исследований найдены параметры процесса CVD синтеза, при которых фосфор встраивается в эпитаксиальные слои алмаза оптимальным образом. Получена структура с однородно легированным слоем алмаза n-типа проводимости.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01580). 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. Status Solidi RRL, V.10, 324 (2016).
2. A.N. Reznik, S.A. Korolyov, M.N. Drozdov // Journal of Applied Physics, V. 121, 164503 (2017).

# 2D плазмоны вблизи конечного затвора

В.А. Волков<sup>1\*</sup>, А.А. Заболотных<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники РАН, Моховая ул., 11-7, Москва, 125009.

\*volkov.v.a@gmail.com

Свойства 2D плазмонов изучаются по 2-м причинам: 1) интересно (не очень похоже на 3D плазмоны), 2) полезно (для формирующейся на наших глазах «2D плазмоники»). В бесконечной 2D системе спектр плазмонов вычислен много лет назад, как в незранированном случае (F. Stern, 1967), так и экранированном (электронами затвора) случае (А.В. Чаплик, 1972). В конечной системе основная проблема для теории таких плазмонов связана с нелокальным характером кулоновского взаимодействия 2D электронов. В результате уже в простейшей конечной геометрии (система в форме полосы) плазмоны описываются не дифференциальным, а интегральным 1D уравнением с сингулярным ядром. В работе предложено аналитическое решение этого уравнения в системе, состоящей из бесконечного 2D электронного газа и управляющего металлического электрода (затвора) в форме полосы, параллельной плоскости, заселенной 2D электронами. Это один из немногих случаев аналитического решения (с контролируемыми приближениями) задачи о плазмонах в ограниченной (в указанном смысле) 2D системе. Показано, что уже само наличие затвора (при нулевом напряжении на нем) приводит к появлению серии бегущих вдоль полосы плазменных мод, причем фундаментальная мода очень не похожа на остальные. Она сильно вытекает из-под затвора, является гибридом экранированных и незранированных плазмонов и не проявлялась ранее в численных расчетах отклика подобных систем на внешнее излучение.

## Введение

Двумерные (2D) электронные системы (ЭС) хорошо известны и исследуются уже на протяжении нескольких десятков лет. Такие системы образуются, например, в структурах металл-диэлектрик-полупроводник, на гетерограницах, в полупроводниковых квантовых ямах, в двумерных материалах (графен и др.), а также в зоне топологических поверхностных состояний кристаллов с объемным электронным спектром типа дираковского и т.д. В таких ЭС возможны коллективные колебания плазмы, образованной электронами проводимости на фоне компенсирующего положительного заряда ионов. Это может приводить к появлению бегущих волн заряда. Такие плазменными колебания и волны, как и в случае трехмерных систем, условно называют плазмонами. Частота 2D плазменных колебаний (в отличие от 3D колебаний) существенно зависит от 2D волнового вектора и плотности электронов, что позволяет управлять ею (частотой) с помощью изменения, соответственно, латеральных размеров образца или напряжения на затворе. Интерес к плазмонам в 2D ЭС связан с созданием компактных быстродействующих приемников и источников терагерцового и субтерагерцового излучения, а также линий передачи информации. Конечно же, для создания таких приборов необходимо знать, как свойства плазмонов зависят от размеров ЭС. Скорость плазмонов сильно превышает скорость электронов, поэтому в типичных случаях длина свободного пробега плазмонов превышает

размеры образца на микрометровых (или даже сантиметровых) масштабах. Это приводит к необходимости учитывать эффекты «размерного квантования» волнового вектора и частоты плазмонов. Теоретическому исследованию этого эффекта и посвящена данная работа, см. препринт [1].

## Метод расчета

Рассмотрена задача о спектре плазменных колебаний в системе, состоящей из однородного бесконечного 2D электронного газа и идеально проводящего металлического затвора в форме тонкой длинной полосы конечной ширины. Подобные задачи ранее решались либо аналитически с помощью неконтролируемых приближений (типа замены логарифмического ядра интегрального уравнения на гораздо более простое, см. Fetter, 1986), либо, что встречается гораздо чаще, численными методами. Нам удалось решить указанное уравнение аналитически, не травмируя интегральное ядро, но используя контролируемые малые параметры.

Идея такова. Предположено, что в данном случае, не затвор экранирует кулоновское взаимодействие между 2D электронами, как обычно подразумевается в случае бесконечного затвора. Удобнее считать, что межэлектронное взаимодействие в конечном затворе экранируется 2D электронами, заселяющими бесконечную плоскость. После исключения из самосогласованной системы уравнений переменных, связанных с 2D электронной плазмой, задача сводится к интегральному уравнению для амплитуды

ды заряда плазмонов на затворе (сделанного, напомним, из идеально проводящего металла). Это уравнение решено в нижнем порядке по двум малым параметрам, основным из которых является малость частоты искомого возбуждения по сравнению с частотой незранированного плазмона в неограниченной ЭС. Вторым параметром является малость толщины подзатворного диэлектрика по сравнению с остальными длинами задачи.

Решение содержит два этапа. Сначала исходное интегральное уравнение удается контролируемым способом (с использованием вышеуказанных малых параметров) свести к более простому интегральному уравнению. Оказалось, что последнее имеет точное решение. А именно, решение полученного интегрального уравнения, как следует из современного справочника, эквивалентно решению простого дифференциального уравнения 2-го порядка с некоторыми (не вполне очевидными) граничными условиями на краях затвора.

## Результаты и обсуждение

Решения указанного дифференциального уравнения имеют вид синусов или косинусов с квантованными значениями поперечного волнового вектора, зависящими от продольного волнового вектора. Обезразмеренное правило квантования имеет универсальный для данной геометрии характер, т.е. не зависит от параметров образца.

Таким образом, в работе показано, что наличие металлического затвора (даже при нулевом напряжении на нем) приводит к появлению серии бегущих вдоль полосы плазменных мод, нумеруемых числом полуволн ( $N$ ), укладываемых поперек нее, но не равных этому числу. Возбужденные моды ( $N=1, 2, \dots$ ), захваченные зарядами изображения под затвор, имеют щели в спектре, обусловленные размерным квантованием волнового вектора экра-

нированных плазмонов поперек полосы. Их частоты качественно согласуются с частотами резонансов, получаемых в литературе при численных расчетах отклика ЭС на терагерцовое излучение.

Аналитический подход, развиваемый в работе, позволил получить не только количественно, но и качественно новые результаты, в частности, найти "пропущенную" ранее в литературе фундаментальную моду  $N=0$ . Дело в том, что при численных расчетах отклика 2D системы с затвором в форме бесконечно длинной полосы на электромагнитное излучение обычно используется «естественная» поляризация электрического поля падающей на образец волны - поперек полосы. Однако из-за бесщелевого характера своего спектра обсуждаемая мода при такой поляризации не возбуждается. Наконец, отметим еще одну важную особенность: в отличие от возбужденных мод фундаментальная мода сильно вытекает из-под затвора. Ее закон дисперсии является гибридом дисперсии экранированных и незранированных плазмонов.

Результаты тривиально обобщаются на случай включения перпендикулярного магнитного поля, которое не влияет на (бесконечную) проводимость затвора. Фундаментальная мода при этом приобретает щель, равную циклотронной частоте 2D электронов, но решения, связанные с краевыми магнитоплазмонами, вопреки ожиданиям, не появляются.

## Благодарности

Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-01226.

## Литература

1. A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov. «Interaction of gated and ungated plasmons in two-dimensional electron systems» <https://arxiv.org/pdf/1812.10693>

# Метод создания волоконно-оптического датчика температуры с использованием технологий формирования полупроводниковых микроструктур

П.В. Волков\*, Е.А. Вopilкин, А.В. Горюнов, С.А. Краев, А.Ю. Лукьянов, Д.А. Семиков, А.Д. Тертышник

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

\*volkov@ipmras.ru

Показана возможность изготовления миниатюрного датчика температуры с использованием стандартных технологий микроэлектроники. Предложена схема регистрации, позволяющая получать абсолютные значения температуры без априорной информации о длине датчика

## Введение

Разработка волоконно-оптических датчиков (ВОД) различных физических величин в настоящий момент является одним из наиболее перспективных направлений развития измерительной техники. Данной тематике посвящено большое количество публикаций в реферируемых журналах и патентов на изобретение, есть примеры успешного внедрения таких разработок в промышленности. Основным достоинством применения ВОД является их устойчивость к экстремальным условиям окружающей среды: высокие температуры, радиация, мощные электромагнитные поля, влажность, давление. Они нечувствительны к электромагнитным полям, кроме того взрыво- и пожаробезопасны.

Одним из вариантов построения ВОД температуры является схема с использованием интерферометра Фабри-Перо в качестве чувствительного элемента. Основными недостатками такого подхода являются: 1) сложность в изготовлении компактных интерферометров, 2) относительность измерений, т.е. текущее значение температуры отсчитывается от некоторого заранее известного. Последнее, в свою очередь, требует наличия априорной информации о длине резонатора Фабри-Перо при этой, заранее известной температуре.

В работе предложен метод создания компактного ВОД температуры с использованием технологий формирования полупроводниковых микроструктур.

## Конструкция и метод изготовления датчика

Схема датчика приведена на рисунке 1. Он представляет собой микроцилиндр из кремния, прикрепленный к торцу оптического волокна. Диаметр цилиндра выполнен равным диаметру оптического волокна (125 мкм). Длина равна толщине подложки Si (350 мкм).

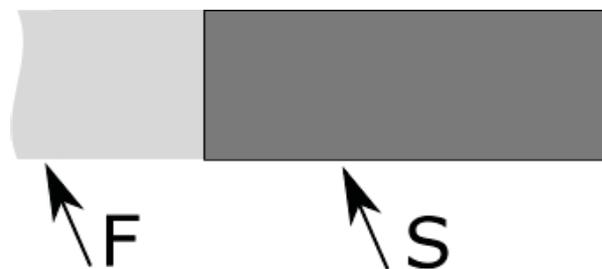


Рис. 1. Схема ВОД. F – оптоволокно, S – кремниевый микроцилиндр

На рисунке 2 приведена фотография готового датчика.

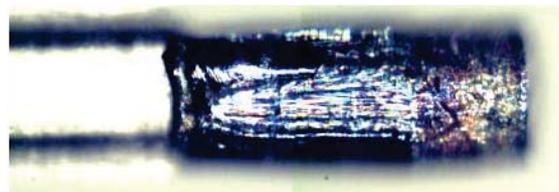


Рис. 2. Фотография ВОД

Процесс изготовления ВОД состоял из трех этапов.

Этап 1. На поверхности кремниевой подложки с помощью взрывной фотолитографии формировалась маска, задающая поперечную геометрию ВОД.

Этап 2. Подложка с маской помещалась в установку плазхимического травления, где осуществлялось ее травление на всю глубину (насквозь). При этом использовался Бош–процесс, позволяющий получить вертикальные стенки.

Этап 3. Полученный на первых двух этапах цилиндр приваривался к оптическому волокну с помощью сварочного аппарата Fujicuga FSM-100M с тщательно подобранным режимом сварки.

## Методика регистрации

Для регистрации сигнала использовалась методика тандемной низкокогерентной интерферометрии (ТНКИ), позволяющей производить дистанционные абсолютные измерения толщины плоскопараллельных объектов с высокой точностью. Подробнее методика описана в работах [1, 2]. Измеряемой величиной в ТНКИ является оптическая толщина, определяемая как  $D(T) = n(T)d(T)$ . При этом, как правило, точная информация о толщине подложки отсутствует. В результате возникает неопределенность в измерениях, которая приводит к тому, что в обычной схеме ТНКИ можно измерить только отклонение температуры от некоторой исходной. Однако для материалов с заметной дисперсией показателя преломления можно построить схему, лишенную данного недостатка. Для этого измерение толщины проводится сразу на двух длинах волн, сдвинутых относительно друг друга  $D1(T)/D2(T) = n1(T)/n2(T)$ . В этом случае, как можно видеть, отношение толщин зависит только от температуры и не зависит от толщины образца.

На рисунке 3 приведена зависимость отношения длин разработанного датчика, полученных на двух указанных длинах волн. В эксперименте использовалась пара суперлюминесцентных диодов с центральными длинами волн 1310 и 1550 нм (ширина спектра каждого составляет около 40 нм). Датчик помещался в термостат, температура в котором изменялась от 30 °С до 270 °С с шагом 20 градусов.

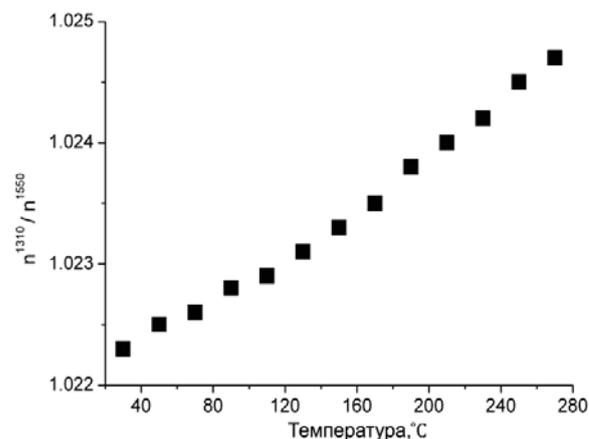


Рис. 3. Отношение оптических толщин датчика температуры в зависимости от температуры, полученное для длины волны 1310 нм и 1550 нм

На рисунке 4 приведены результаты измерений температуры термостата, выполненные с помощью разработанного датчика. Среднеквадратичное отклонение составило 3 °С.

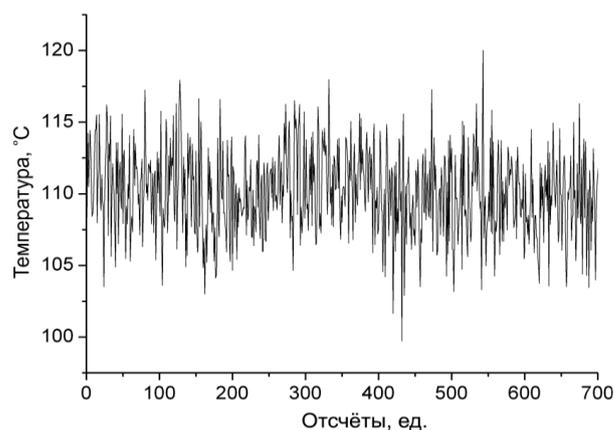


Рис. 4. Шумовая дорожка при измерениях температуры

Таким образом, в работе показана возможность изготовления миниатюрного датчика температуры с использованием стандартных технологий микроэлектроники, а также предложена схема регистрации, позволяющая получить абсолютные измерения температуры без априорной информации о длине датчика.

## Литература

1. P.V. Volkov et.al. // Appl. Phys. Lett. V. 107, 111601 (2015)
2. P.V. Volkov et.al. // Optik. - 2013. V.124. – P. 1982–1985.

# Исследование дефектообразования в структурах с квантовыми точками InAs/GaAs методами фотоэлектрической и фотолюминесцентной спектроскопии

Н.С. Волкова<sup>1,\*</sup>, А.П. Горшков<sup>2</sup>, Д.С. Абрамкин<sup>3</sup>, Н.В. Байдусь<sup>4</sup>,  
Н.В. Лебединский<sup>2</sup>, Л.А. Истомин<sup>1</sup>, С.Б. Левичев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИИ химии ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

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

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>4</sup> НИФИ ННГУ им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

\*volkovans88@mail.ru

Совместное исследование температурных зависимостей фоточувствительности и фотолюминесценции с применением теоретического моделирования этих процессов позволило определить степень влияния анодного окисления на рекомбинационные характеристики структур с квантовыми точками InAs/GaAs.

## Введение

При создании приборов на основе квантово-размерных гетеронаноструктур проводятся различные технологические операции (анодное окисление, травление, нанесение металлов, ионная имплантация и др.), при которых возможно образование в структуре дефектов. Процессы генерации, миграции и комплексообразования дефектов при различных физико-химических обработках поверхности гетеронаноструктур с квантовыми точками (КТ) InAs/GaAs и их влияние на оптоэлектронные свойства структур еще мало изучены. Точечные дефекты, являющиеся центрами безызлучательной рекомбинации, могут образовываться как непосредственно в КТ, так и в окружающей их матрице. В зависимости от своего расположения дефекты влияют на фотолюминесценцию (ФЛ) и на фотоэлектрические явления по-разному. Величина фототока, возникающего при межзонном оптическом возбуждении КТ, практически не зависит от концентрации дефектов в матрице полупроводника, если слой КТ находится в достаточно сильном электрическом поле барьера, поскольку в данном случае эмитированные из КТ электронно-дырочные пары пролетают область пространственного заряда без рекомбинации. ФЛ чувствительна и к дефектам, расположенным в матрице полупроводника. Таким образом, для комплексного исследования дефектообразования необходимо совместное применение этих двух методов.

## Методика эксперимента

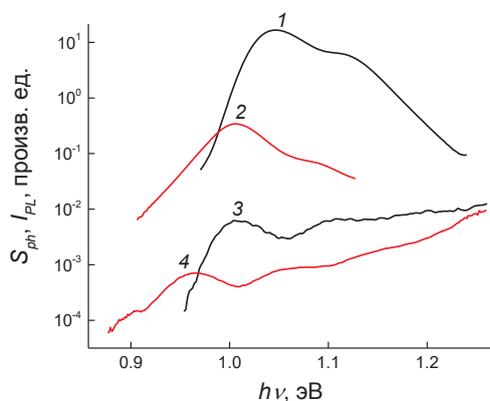
В данной работе исследована структура с КТ InAs/GaAs, выращенными методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений при атмосферном давлении водорода. На поверхности (100) подложки  $n^+$ -GaAs последовательно выращивались буферный слой  $n$ -GaAs толщиной 0.6 мкм, слой КТ InAs и покровный слой GaAs 30 нм. Для введения дефектов применялось анодное окисление. Исследовались спектры фотоэдс ( $S_{ph}$ ) и ФЛ ( $I_{PL}$ ) в диапазоне температур 77 – 350 К. Для возбуждения ФЛ использовался полупроводниковый лазер с длиной волны 462 нм и мощностью излучения 1.5 Вт. Теоретический расчет интенсивности ФЛ основывался на модели, изложенной в [1].

## Результаты и обсуждение

Спектральные зависимости фотоэдс в области поглощения КТ, измеренные в системе полупроводник/электролит при 300 К, приведены на рис. 1.

Температурная зависимость фотоэдс в неокисленной структуре, измеренная по «soft-contact» методике с прижимным металлическим контактом, приведена на рис. 2 (кривая 1). К сожалению, этот метод обладает низкой чувствительностью, что не позволило измерить фотоэдс на окисленной структуре в широком диапазоне температур. Поэтому для оценки уменьшения результирующего рекомбинационного времени жизни в КТ после окисле-

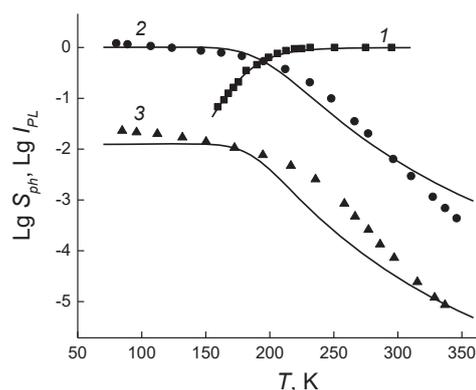
ния использовалось только сравнение величин фоточувствительности в области основного оптического перехода в КТ при 300 К до и после окисления.



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

Следующие параметры КТ: рекомбинационное время жизни электронно-дырочной пары в основном состоянии – 0.6 нс; расстояние от уровня размерного квантования основного состояния электрона в КТ до дна зоны проводимости матрицы – 220 мэВ; высота КТ – 6 нм; сечение захвата электронов и дырок КТ –  $5 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ ; энергия дна нижней электронной подзоны размерного квантования в смачивающем слое относительно *c*-зоны GaAs – 25 мэВ, – определялись из наилучшего согласия экспериментальных данных с теоретическим расчетом по модели, описанной в [2] (рис. 2, кривая 1). По расчетам при 300 К доминирующим механизмом эмиссии является термическая надбарьерная эмиссия электрона. Время этого процесса составляет  $10^{-11}$  с. После окисления фотосигнал падает в 8 раз (рис. 1), это означает, что результирующее время жизни носителей в КТ окисленной структуры, определяемое безызлучательной рекомбинацией, составляет  $1.25 \cdot 10^{-12}$  с. Это время, а также приведенные выше параметры КТ, использовались при теоретическом расчете температурных зависимостей ФЛ (рис. 2, кривые 2, 3). Удовлетворительное согласие с теорией удалось получить при следующих значениях параметров рекомбинационных центров в матрице полупроводника: сечение захва-

та глубоких центров –  $3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ , их концентрация до окисления –  $2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , а после окисления –  $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Такая высокая эффективная концентрация центров рекомбинации в казалось бы бездефектной неокисленной структуре вероятно обусловлена близостью поверхностных центров рекомбинации. Концентрация центров рекомбинации после окисления находится в хорошем согласии с ранее проведенными исследованиями, в которых концентрация дефектов определялась по абсолютной величине поглощения дефектного слоя [3].



**Рис. 2.** Температурные зависимости фоточувствительности (1) и ФЛ (2, 3) в области основного перехода в КТ. 1, 2 – до окисления; 3 – после окисления. Сплошные кривые – теоретический расчет, точки – экспериментальные значения

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

Работа выполнена при поддержке государственного задания Министерства образования и науки РФ (4.8337.2017/БЧ).

## Литература

1. A. Chahboun, M.I. Vasilevskiy, N.V. Baidus *et al.* // *J. Appl. Phys.*, 103, 083548 (2008).
2. Н.С. Волкова, А.П. Горшков, Д.О. Филатов, Д.С. Абрамкин // *Письма в ЖЭТФ*, 100, 175 (2014).
3. И.А. Карпович, А.В. Аншон, Н.В. Байдусь *и др.* // *ФТП*, 28, 104 (1994).

# Вертикальный полевой транзистор с управляющим р-п переходом на основе GaAs

Н.В. Востоков<sup>1,\*</sup>, В.М. Данильцев<sup>1</sup>, С.А. Краев<sup>1</sup>, В.Л. Крюков<sup>2</sup>, С.С. Стрельченко<sup>2</sup>, В.И. Шашкин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> ООО «МеГа Эпитех», 2-й Академический проезд, д. 25, Калуга, 248033.

\*vostokov@ipm.sci-nnov.ru

Приводятся первые результаты по созданию оригинального силового GaAs полевого транзистора с вертикальным каналом, управляемым р-п переходом. Главной технологической особенностью является использование двух отдельных процессов эпитаксиального роста при формировании транзисторной структуры. Часть транзистора, содержащая области стока и затвора, выращивается методом жидкофазной эпитаксии. Для формирования областей канала и истока применяется технология металлоорганической газофазной эпитаксии.

## Введение

Преобразователи мощных электрических сигналов на основе полупроводниковых элементов — диодов и транзисторов используются в самых различных областях техники. Это направление электроники стремительно развивается благодаря успехам в совершенствовании технологии изготовления и значительному улучшению параметров силовых полупроводниковых приборов. В настоящее время параметры приборов силовой электроники на основе кремния почти достигли теоретических пределов. В последние годы ведутся исследования новых материалов для силовых приборов — более широкозонных GaAs, SiC, III-нитридов. Наиболее перспективными, с точки зрения электрофизических характеристик, представляются SiC и GaN. Тем не менее, существует целый ряд физических и технологических проблем, которые необходимо решить в процессе создания приборов на основе этих полупроводников. Исследования в этом направлении интенсивно проводятся [1 – 4]. Перспективность GaAs связана, в частности, с его прямозонной структурой и высокой подвижностью электронов. Другим преимуществом GaAs является возможность формирования методом жидкофазной эпитаксии структур с толстой (> 100 мкм) высокоомной областью и высоким совершенством кристаллической структуры [5]. Эти факторы обеспечивают высокие быстродействие и показатели надёжности работы приборов при больших температурах, плотностях тока и напряжениях. Настоящая работа направлена на создание нового силового полевого транзистора с

вертикальным каналом, управляемым р-п переходом, на основе GaAs.

## Изготовление транзисторов

На рис. 1 показан один из возможных вариантов изготовления транзистора. Главной технологической особенностью является использование двух отдельных процессов эпитаксиального роста. Часть транзистора, содержащая области стока (слой  $n^+$ ) и затвора (слой  $p^+$ ), показанная на рис. 1а, выращивается методом жидкофазной эпитаксии. На поверхности выращенной структуры методом жидкостного анизотропного травления вытравливается v-образная канавка в слой  $n^-$  (рис. 1б). Изготовленная структура зарастается методом металлоорганической газофазной эпитаксии (рис. 1в) для формирования областей канала (верхний слой  $n^-$ ) и истока (верхний слой  $n^+$ ). После этого формируются мезаструктура и омические контакты истока, затвора и стока (рис. 1г).

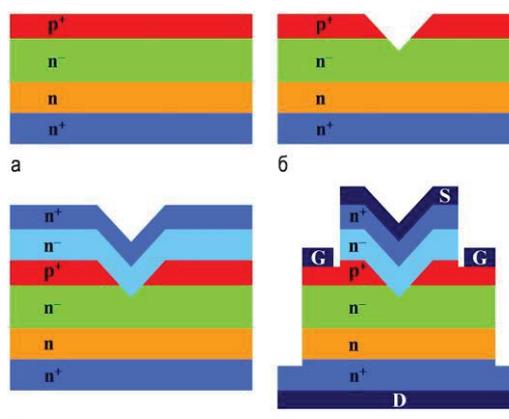
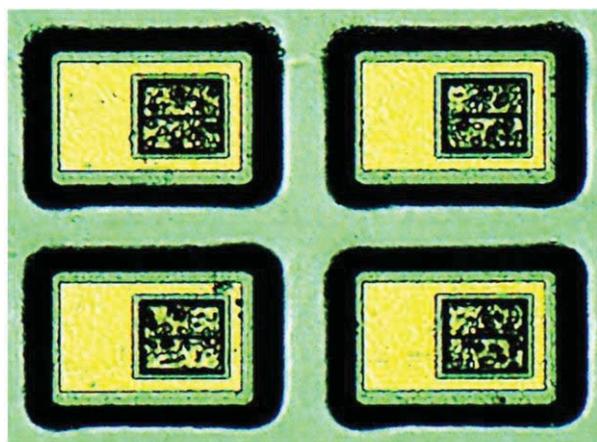
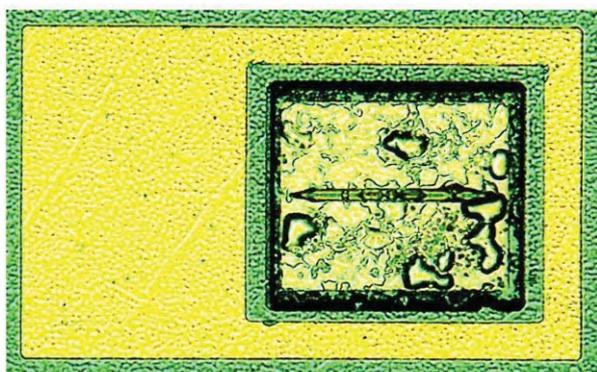


Рис. 1. Технологический маршрут изготовления транзистора

На рис. 2а приведены фотографии нескольких транзисторов, изготовленных по описанному технологическому маршруту. Длина v-образной канавки во всех транзисторах составляла 100 мкм, ширина канавки варьировалась в диапазоне 2 – 9 мкм. С сильным увеличением на рис. 2б показан транзистор с шириной канавки 3 мкм.



а



б

Рис. 2. Фотографии изготовленных транзисторов

### Транспортные характеристики транзисторов

Исследуемые транзисторы имели следующие основные параметры полупроводниковой структуры: концентрация легирующей примеси в нижнем слое  $n^-$   $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , его толщина 7.5 мкм; концентрация легирующей примеси в верхнем слое  $n^-$   $6 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , его толщина 3 мкм; толщина слоя  $p^+$  1 мкм. Измерения показали, что наилучшими транспортными характеристиками обладают транзисторы с шириной канавки 3 мкм. Напряжения пробоя стока транзисторов составляют 60 – 70 В. Наилучшее управление током стока достигается до напряжений стока  $\sim 10$  В. При этом максимальный ток стока  $\sim 10$  мА/мм. В качестве примера на рис. 3 показаны зависимости тока стока от напряжения стока при

различных напряжениях на затворе для одного из транзисторов с шириной канавки 3 мкм.

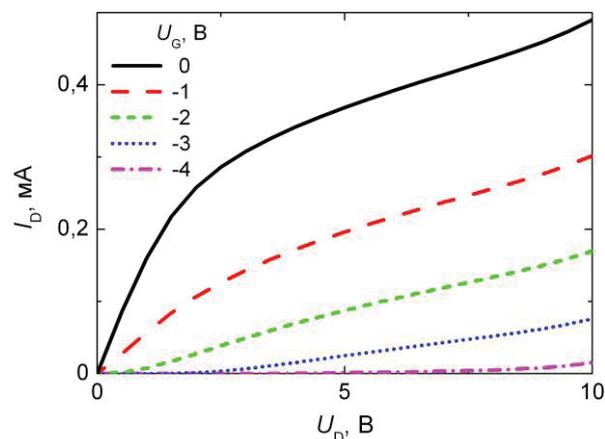


Рис. 3. Выходные характеристики транзистора

Очевидны пути улучшения транспортных характеристик. Увеличение пробойного напряжения стока может быть достигнуто за счет увеличения толщины нижнего слоя  $n^-$ . Увеличение тока возможно при оптимизации формы канала и распределения легирующей примеси в активной области транзистора.

Исследования проведены в рамках выполнения государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0205). В работе использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Авторы выражают благодарность Е. В. Скороходову за помощь в исследовании структур методом СЭМ.

### Литература

1. F. Roccaforte, P. Fiorenza, G. Greco, R. L. Nigro, F. Giannazzo, F. Iucolano, M. Saggio. // *Microelectronic Engineering*, V. 187-188, 66 (2018).
2. T. Paul Chow. // *Proceedings of the 3rd IEEE Workshop on Wide Bandgap Power Devices and Applications (WiPDA 2015)*, Blacksburg, Virginia, USA, 2-4 Nov. 2015, pp. 402-405.
3. Y. Zhang, A. Dadgar and T. Palacios. // *Journal of Physics D: Applied Physics*, V. 51, 273001 (2018).
4. D. Ji, A. Agarwal, H. Li, W. Li, S. Keller, S. Chowdhury. // *IEEE Electron Device Letters*, V. 39, 863 (2018).
5. В.Л. Крюков, Е.В. Крюков, Л.А. Меерович, С.С. Стрельченко, К.А. Титивкин. // *Наукоемкие технологии*, Т. 15, № 2, 42 (2014).

# Использование собственной электрической поляризации в диодной гетероструктуре металл/AlGaIn/GaN для снижения эффективной высоты барьера

Н.В. Востоков\*, М.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин, П.А. Юнин

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

\*vostokov@ipm.sci-nnov.ru

Впервые экспериментально показана возможность снижения эффективной высоты барьера Шоттки (Мотта) к гетероструктуре AlGaIn/GaN (Ga-полярность) за счет поляризационного легирования гетероперехода.

## Введение

Поляризационные свойства широкозонных нитридов могут быть использованы в качестве дополнительной степени свободы при разработке приборных гетероструктур на основе этих материалов. Например, в работе [1] дырочная область р-п перехода создается без легирования акцепторами, за счет поляризационного поля варизонного слоя InGaIn. В работе [2] поляризационный заряд на гетерогранице GaN/AlGaIn используется для создания объемного барьера в диодной гетероструктуре. Работа [3] посвящена варакторному диоду Шоттки на основе гетероструктуры InGaIn/GaN. Отрицательный поляризационный заряд гетероперехода приводит к увеличению эффективной высоты барьера и уменьшает приповерхностное электрическое поле в полупроводнике, что снижает ток утечки и увеличивает пробойное напряжение диода.

В настоящей работе впервые экспериментально показана возможность снижения эффективной высоты барьера Шоттки (Мотта) на основе GaN за счет поляризационного эффекта. Идея состоит в формировании диодной гетероструктуры металл/AlGaIn/GaN (Ga-полярность) с тонким (единицы нанометров) слоем AlGaIn. Положительный поляризационный заряд на гетерогранице AlGaIn/GaN формирует потенциальный рельеф с туннельно-прозрачным барьером на границе с металлом, что уменьшает эффективную высоту барьера диода.

## Методика эксперимента

Рост полупроводниковых слоев осуществлялся в установке металлоорганической газофазной эпи-

таксии пониженного давления на подложках с-среза сапфира. Источниками галлия, алюминия и азота служили триметилгаллий, триметилалюминий и аммиак. Моносилан, разбавленный водородом, обеспечивал донорное легирование GaN.

Диодные гетероструктуры содержали низкотемпературный зародышевый слой GaN. Далее выращивались: сильно легированный  $n^+$ -слой GaN толщиной  $d \approx 2$  мкм; нелегированный  $i$ -слой GaN,  $d \approx 120$  нм; нелегированный слой AlGaIn,  $d \sim 3$  нм. Исследовались две гетероструктуры с большим (структура А) и меньшим (структура В) содержанием Al, а также структура без слоя AlGaIn.

Анализ химического состава гетероструктур проводился методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) на установке TOF.SIMS-5. Для количественного анализа распределения Al в тонких слоях AlGaIn использовалась методика обработки профилей ВИМС, описанная в работе [4].

Для измерения вольт-амперных характеристик (ВАХ) на поверхности гетероструктур изготавливались барьерные контакты Au/Ni диаметром 5 мкм. Омические контакты к сильно легированному слою GaN формировались методом вжигания In.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены распределения Al по глубине в структурах А и В полученные методом ВИМС. Методика коррекции искажений профилей, вызванных конечным разрешением метода ВИМС, дает следующие параметры слоев  $Al_xGa_{1-x}N$ :  $d \approx 3$  нм;  $x \approx 0.4$  для структуры А,  $x \approx 0.2$  для структуры В.

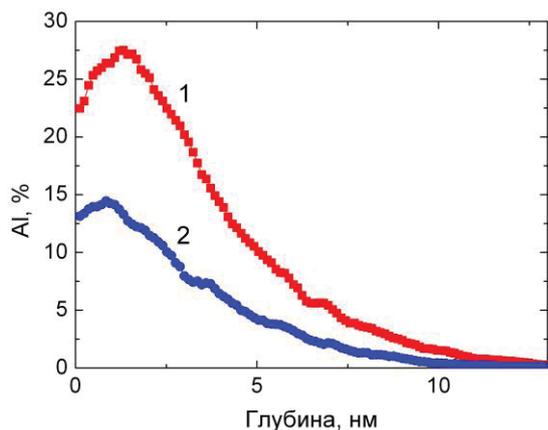


Рис. 1. Профили концентрации Al (ВИМС) в гетероструктурах AlGaN/GaN: 1 — структура А; 2 — структура В

Эффект снижения эффективной высоты барьера демонстрируется на рис. 2. Линией 3 показана прямая ветвь ВАХ диода Мотта Ni/*i*-GaN/*n*<sup>+</sup>-GaN. Определенная по ВАХ высота барьера составляет 0.99 эВ. Добавление в гетероструктуру тонкого слоя AlGaN на границе с металлом привело к увеличению прямого тока диода на много порядков величины — линия 1 (диод на основе структуры А). Определенная в простейшей термоэмиссионной модели эффективная высота барьера диода  $\Delta = 0.45$  эВ. Линией 2 показана ВАХ диода на основе структуры В ( $\Delta = 0.64$  эВ).

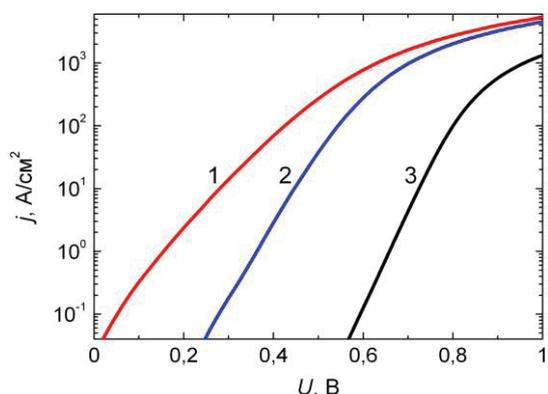


Рис. 2. Прямые ветви ВАХ диодов Мотта: 1 — Ni/AlGaN/GaN с большим количеством Al; 2 — Ni/AlGaN/GaN с меньшим количеством Al; 3 — Ni/GaN

На рис. 3 показаны результаты численного расчета положения дна зоны проводимости в диодных гетероструктурах. Энергия отсчитывается от уровня Ферми. Использованы значения параметров материалов из [5]. Кривые 1 и 2 рассчитаны для значений  $x$ , соответствующих структурам А и В. Толщины слоев AlGaN подобраны так, чтобы расчетные значения  $\Delta$  (положение дна зоны проводимости в GaN на границе с AlGaN) соответствовали значени-

ям  $\Delta$ , определенным по ВАХ. Подобранные значения толщин — 1.5 и 1.9 нм меньше значения, следующего из данных ВИМС (3 нм). Главная причина этого несоответствия, вероятно, связана с окислением поверхности полупроводника, что приводит к уменьшению толщины слоя AlGaN.

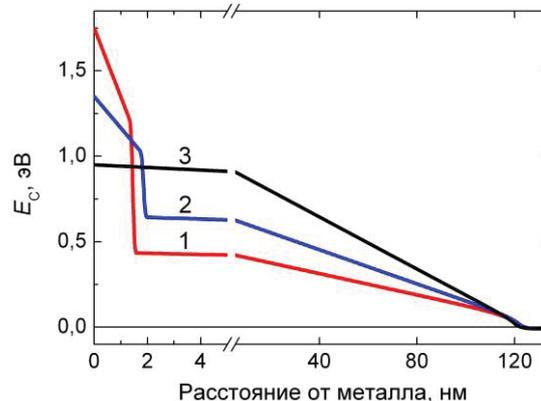


Рис. 3. Положение дна зоны проводимости в диодных гетероструктурах: 1 — Ni/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN,  $d = 1.5$  нм,  $x = 0.4$ ; 2 — Ni/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN,  $d = 1.9$  нм,  $x = 0.2$ ; 3 — Ni/GaN

Таким образом, продемонстрирована возможность снижения эффективной высоты барьера в диодной гетероструктуре металл/AlGaN/GaN. Управление высотой барьера может осуществляться за счет изменения толщины и химического состава слоя AlGaN. Такие низкобарьерные диоды могут быть использованы для построения устройств детектирования, смещения и выпрямления СВЧ сигналов.

Исследования проведены в рамках выполнения государственного задания ИФМ РАН (тема № 0035-2014-0205). В работе использовалось оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур».

## Литература

1. Y. Enatsu, C. Gupta, S. Keller *et al.* // *Semiconductor Sci. Technol.*, V. 32, 105013 (2017).
2. P. Zhao, A. Verma, J. Verma *et al.* // *IEEE Electron Device Lett.*, V. 35, 615 (2014).
3. W. Lu, L. Wang, S. Gu *et al.* // *IEEE Electron Device Lett.*, V. 31, 1119 (2010).
4. P. A. Yunin, Y. N. Drozdov, M. N. Drozdov *et al.* // *Surf. Interface Anal.*, V. 49, 117 (2017).
5. H. Morkoc. // *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*, V. 1, Weinheim: Wiley-VCH, 2008.

# Исследование фотоэлектромагнитного эффекта в топологических изоляторах $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$

А.В. Галеева<sup>1</sup>, М.А. Гоманько<sup>1</sup>, М.Е. Тамм<sup>2</sup>, Л.В. Яшина<sup>2,3</sup>, С.Н. Данилов<sup>3</sup>,  
Л.И. Рябова<sup>2</sup>, Д.Р. Хохлов<sup>1,4</sup>

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

<sup>2</sup> Химический факультет МГУ имени М.В. Ломоносова, Ленинские горы, д. 1, стр.3, Москва, 119991, Россия.

<sup>3</sup> Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия.

<sup>4</sup> Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия

\*galeeva@physics.msu.ru

В работе представлены экспериментальные результаты изучения фотоэлектромагнитного эффекта, возбужденного терагерцевым излучением, в 3D топологических изоляторах  $(\text{Bi,Sb})_2\text{Te}_3$ . Анализ неравновесных процессов, обусловленных разогревом носителей в условиях их сильного вырождения, позволил оценить подвижность поверхностных носителей заряда.

## Введение

Узкозонные полупроводники  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ,  $\text{Sb}_2\text{Te}_3$  и их твердые растворы  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$  относятся к классу 3D топологических изоляторов [1]. Формирование топологического слоя в них экспериментально подтверждено при исследовании фотоэлектронных спектров (ARPES) [2].

Исследование ключевого для приложений вопроса о влиянии топологических состояний на процессы транспорта в рассматриваемых материалах осложнено высокой степенью вырождения носителей заряда в объеме. Одним из эффективных подходов, позволяющих обнаружить проявление вклада топологического слоя в транспорт в условиях сильного вырождения носителей в объеме, является оптоэлектронное зондирование. Особый интерес представляют исследования фотоэлектромагнитного (ФЭМ) эффекта, заключающегося в появлении фотоэдс, индуцированной комбинированным воздействием магнитного поля и излучения [3, 4].

В работе приведены результаты исследования ФЭМ эффекта для серии монокристаллических образцов, в которых подвижность носителей в объеме варьируется в широких пределах [5]. Полученные данные позволили оценить подвижности поверхностных и объемных носителей в топологических изоляторах

$(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$ .

## Исследованные образцы и методика эксперимента

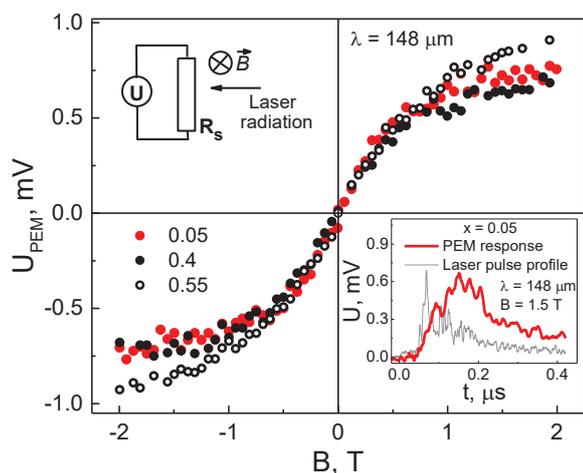
Монокристаллы  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$  ( $0 \leq x \leq 0.55$ ) были синтезированы методом Бриджмена. Состав твердых растворов  $x$  определяли с помощью рентгенофлуоресцентного анализа. Гальваномагнитные измерения проведены в температурном интервале 4.2 – 300 К в магнитных полях до 4 Тл. Тип проводимости определялся с помощью термозонда, а также по знаку эдс Холла. Образцы  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  обладали электронной проводимостью, все твердые растворы  $(\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x)_2\text{Te}_3$  – дырочной.

Все исследованные образцы характеризуются высокой степенью вырождения носителей. Концентрация свободных носителей составляет  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и демонстрирует тенденцию к росту с увеличением  $x$ . Выраженной зависимости удельного сопротивления и подвижности от состава не наблюдается. Важно отметить, что в образце  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  подвижность при  $T = 4.2 \text{ К}$  составляет  $\sim 10^5 \text{ см}^2\text{В}^{-1}\text{с}^{-1}$ , что на два порядка величины превышает подвижность носителей в твердых растворах.

ФЭМ эффект возбуждался импульсным излучением с длиной волны  $\lambda = 90; 148; 280 \text{ мкм}$ . Измерения фотоэдс проведены в диапазоне температур 4.2 – 20 К в условиях нормального падения излучения на образец. Магнитное поле было направлено перпендикулярно падающему излучению. Схема измерений представлена на верхней вставке на рис. 1.

## Результаты и обсуждение

ФЭМ эффект зарегистрирован во всех исследованных образцах кроме  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ , причем свойства ФЭМ эффекта во всех твердых растворах аналогичны. Типичная кинетика эдс ФЭМ эффекта при  $\lambda = 148 \text{ мкм}$  представлена на нижней вставке на рис. 1. При изменении длины волны возбуждающего излучения фотоотклик качественно не изменяется.



**Рис. 1.** Зависимость амплитуды ФЭМ эффекта, индуцированного излучением с длиной волны 148 мкм, от магнитного поля в твердых растворах состава  $x = 0.05; 0.4; 0.55$ . На вставке внизу представлена кинетика эдс ФЭМ эффекта в образце с  $x = 0.05$  в условиях возбуждения излучением с  $\lambda = 148 \text{ мкм}$  в магнитном поле 1.5 Тл. Профиль лазерного импульса показан тонкой линией. На вставке сверху представлена схема измерений

На рис. 1 представлены зависимости амплитуды (максимальной фотоэдс) ФЭМ эффекта  $U_{\text{PEM}}$  от магнитного поля для составов  $x = 0.05; 0.4; 0.55$  в условиях возбуждения излучением с длиной волны 148 мкм. Линейный рост величины  $U_{\text{PEM}}$  в слабых полях сменяется тенденцией к насыщению с ростом  $B$ . При смене полярности магнитного поля эффект меняет знак на противоположный. С ростом температуры амплитуда ФЭМ эффекта уменьшается, и при  $T \sim 15 \text{ К}$  фотоэдс перестает регистрироваться. Фотоотклик не зависит от поляризации падающего излучения. Описанные свойства ФЭМ эффекта ранее наблюдались в объектах различного типа [4, 6].

ФЭМ эффект обусловлен диффузией неравновесных носителей в приповерхностной области в магнитном поле, причем направление результирующего потока неравновесных носителей определяет знак фотоэдс [3]. Сочетание сильного вырождения

носителей и малой энергии возбуждающего кванта излучения (по сравнению с шириной запрещенной зоны и энергией Ферми) позволяет практически исключить процессы генерации. Неравновесное состояние возникает вследствие теплового разогрева носителей. В этом случае эдс ФЭМ эффекта определяется градиентом подвижности в приповерхностном слое [3, 4]. В исследованных образцах ( $\text{Bi}_{1-x}\text{Sb}_x$ ) $_2\text{Te}_3$  ( $x > 0$ ) знак фотоэдс соответствует потоку носителей в направлении от поверхности в объем образца, что свидетельствует о более высокой подвижности поверхностных носителей.

Во всех твердых растворах величины  $U_{\text{PEM}}$  практически совпадают, несмотря на различие подвижностей в объеме в несколько раз [5]. В то же время повышение подвижности почти на два порядка (в  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ ) сопровождается исчезновением сигнала ФЭМ эффекта. Можно предположить, что в этом случае результирующий поток возбужденных носителей становится неизмеримо малым вследствие малости градиента подвижности в приповерхностной области. Отсутствие результирующего потока в противоположном направлении указывает на то, что подвижность на поверхности не становится выше, чем в объеме. Приведенные рассуждения позволяют оценить подвижность поверхностных носителей как  $\sim 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Нельзя исключить, что высокие подвижности на поверхности могут быть обусловлены наличием топологического слоя.

Можно отметить, что отсутствие поляризационной зависимости и сильная температурная зависимость фотоэдс указывают на различные механизмы описанного выше ФЭМ эффекта и фотогальванических эффектов, наблюдавшихся ранее в эпитаксиальных пленках ( $\text{Bi,Sb}$ ) $_2\text{Te}_3$  [7].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №17-72-10064.

## Литература

1. M.Z. Hasan, C.L. Kane // *Rev. Mod. Phys.* 82, 3045 (2010).
2. J. Zhang et al. // *Nat. Commun.* 2, 574 (2011).
3. И.К. Кикоин, С.Д. Лазарев. *УФН* 124, 597 (1978).
4. S.G. Egorova et al. // *Sci. Rep.*, V 5, 11540 (2015).
5. А.В. Галеева и др. // *ФТП* 53, 41 (2019).
6. A.V. Galeeva et al. // *Semicond. Sci. Technol.* 31, 095010 (2016).
7. H. Plank // *Phys. Rev. Mat.*, 2, 024202 (2018).

# РТ-симметрия терагерцовой фотопроводимости $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

А.В. Галеева<sup>1</sup>, А.С. Казаков<sup>1</sup>, А.И. Артамкин<sup>1</sup>, Л.И. Рябова<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, М.И. Банников<sup>4</sup>, С.Н. Данилов<sup>5</sup>, С.Д. Ганичев<sup>5</sup>, Д.Р. Хохлов<sup>1,4\*</sup>

<sup>1</sup> Физический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 2, Москва, 119991, Россия.

<sup>2</sup> Химический факультет, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Ленинские горы, 1, стр. 3, Москва, 119991, Россия.

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия.

<sup>4</sup> Физический институт имени П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, Москва, 119991, Россия.

<sup>5</sup> University of Regensburg, Universitaetstrasse 31, Regensburg, D-93053, Germany.

\*khokhlov@mig.phys.msu.ru

В работе исследована терагерцовая фотопроводимость в пленках на основе  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с инверсной (топологическая фаза) и прямой (тривиальная фаза) структурой зонного спектра, при приложении магнитного поля в фарадеевской геометрии. Показано, что сигнал фотопроводимости асимметричен по магнитному полю, что можно рассматривать как нарушение Т-симметрии. Кроме того, фотопроводимость оказывается несимметричной для двух зеркально расположенных пар потенциальных контактов, что можно трактовать как нарушение Р-симметрии. В то же время фотоотклик не изменяется при одновременной инверсии магнитного поля и замене пары потенциальных контактов на зеркально расположенную, демонстрируя РТ-инвариантность.

## Введение

Физика неэрмитовых систем является предметом интенсивных теоретических и экспериментальных исследований в последнее время. Неэрмитовы системы не являются замкнутыми, что приводит к возможности появления целого ряда эффектов, к которым, относится РТ (parity-time)-симметрия. Как правило, РТ – симметрия проявляется в оптических экспериментах. В то же время, насколько нам известно, о проявлениях РТ – симметрии в фотоэлектрических эффектах ранее не сообщалось. В настоящей работе сообщается об обнаружении РТ-симметричной терагерцовой фотопроводимости в структурах на основе полупроводниковых твердых растворов  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с инверсной структурой энергетического спектра.

## Образцы и методика эксперимента

Образцы были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs в направлении (013) с последовательными слоями: буферные слои ZnTe, CdTe, широкозонный полупроводник  $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ , рабочий слой  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  толщиной ~4–5 мкм и верхний барьерный слой – широкозонный  $\text{Hg}_{1-y}\text{Cd}_y\text{Te}$ . Исследованные образцы, отвечающие как инверсному энергетическому спектру ( $x=0.13$ ;  $0.15$ ), так и прямому ( $x=0.175$ ), имели n-тип проводимости.

Фотопроводимость в магнитных полях до 3 Тл исследовались при  $T=4.2$  К в условиях воздействия импульсным лазерным излучением с длиной волны 280 мкм. Длительность импульса составляла ~100 нс. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости образца параллельно потоку падающего излучения.

## Экспериментальные результаты

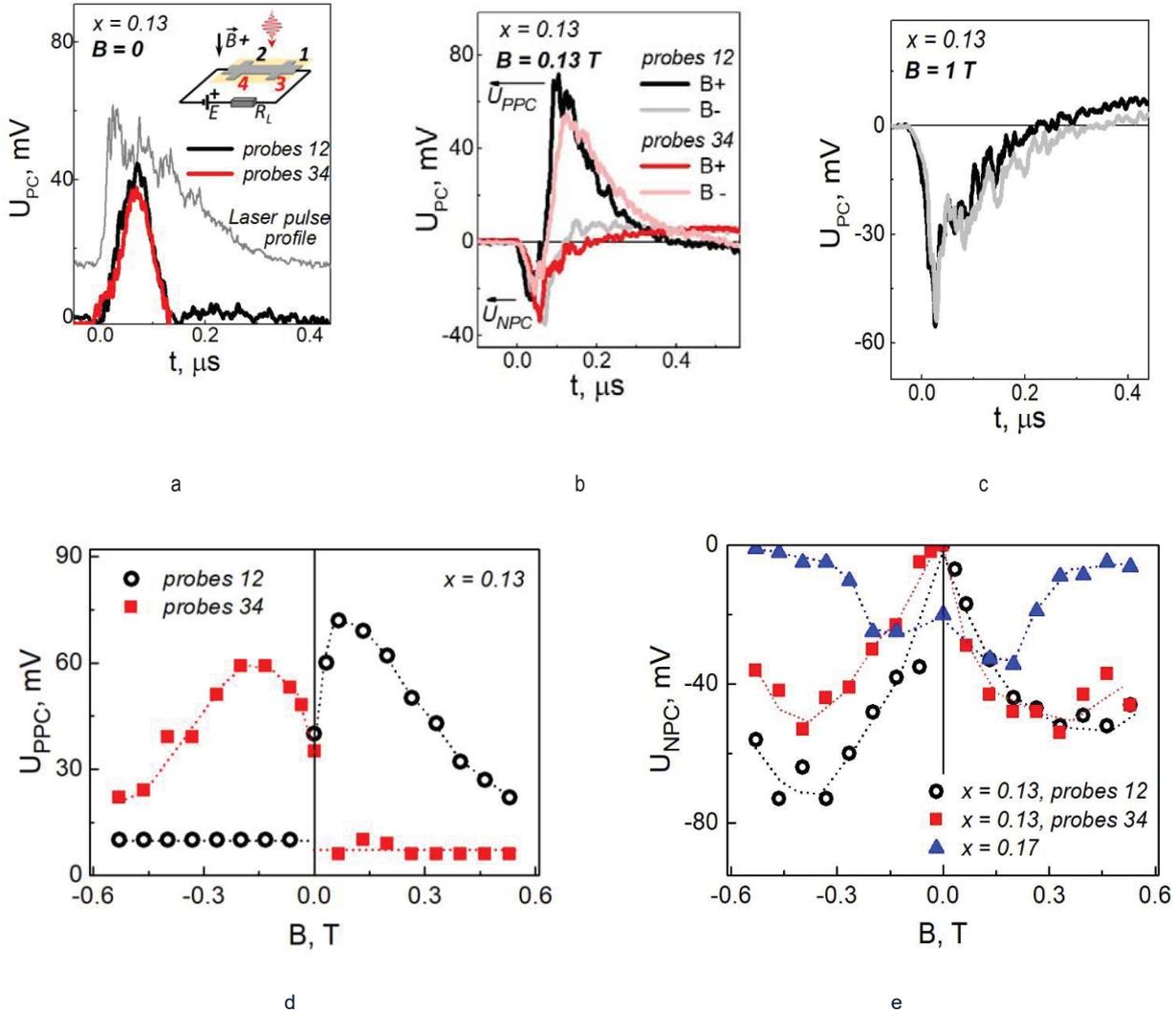
Для образцов с  $x=0.13$  и  $0.15$  с инверсным спектром (топологическая фаза) фотопроводимость положительна в нулевом поле  $B=0$ , а ее кинетика несколько запаздывает по отношению к лазерному импульсу (рис.1, панель (а)). В ненулевом магнитном поле кинетика фотопроводимости и даже ее знак зависят как от направления поля, так и от выбора пары потенциальных контактов на краях образца (обозначения показаны на вставке к панели (а) рис.1). Особенности кинетики фотопроводимости в ненулевом магнитном поле показаны на вставках (b,c) рис.1.

Амплитуда положительного сигнала фотопроводимости, регистрируемая для противоположных пар потенциальных контактов и для противоположных направлений поля, показана на панели (d) рис.1. Положительный вклад в фотопроводимость явно асимметричен в магнитном поле. Инвертирование направления магнитного поля эквивалентно операции обращения времени, поэтому положительная

фотопроводимость не Т-симметрична. Она не является также Р-симметричной, так как симметрия фотопроводимости нарушена для зеркально расположенных контактов. В тоже время при одновременном изменении пары потенциальных контактов

и направления магнитного поля фотопроводимость не изменяется, проявляя, таким образом, РТ-симметрию.

Особенности положительной фотопроводимости не зависят от длины волны лазера и состава сплава.



**Рис. 1.** Кинетика фотопроводимости, измеренная на разных парах потенциальных контактов для образца топологической фазы в разных магнитных полях. Черные и серые кривые измерены с зондов 1-2 в направлениях магнитного поля В + и В- соответственно. Красные и розовые кривые измерены с зондов 3-4, в магнитных полях В + и В-, соответственно. Панель (d) демонстрирует зависимость положительных сигналов фотопроводимости (определение см. Стрелки на панели 2) в зависимости от амплитуды и направления приложенного магнитного поля, взятого с зондов 1-2 (черные точки) и 3. -4 (красные точки). Панель (e) показывает зависимость отрицательной фотопроводимости как функции магнитного поля, для образцов топологической фазы ( $x = 0,13$  и  $0,15$ , черные и красные символы соответственно) и для образца тривиальной фазы с  $x = 0,17$

При перевороте образца на 180 градусов особенности положительной фотопроводимости в магнитном поле не меняют своего расположения, т.е. они не «привязаны» к ориентации образца. Таким образом, появление РТ-симметричной терагерцовой

фотопроводимости обусловлено внешним фактором, нарушающим симметрию эксперимента в плоскости образца.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 17-72-10064.

# Спектр боковых экстремумов валентной зоны в квантовых ямах HgTe

А.В. Германенко<sup>1,\*</sup>, Г.М. Миньков<sup>1,2,§</sup>, О.Э. Рут<sup>1</sup>, А.А. Шерстобитов<sup>1,2</sup>,  
С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3,4</sup>

1 Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, пр. Ленина, 51, Екатеринбург, 620000.

2 Институт физики металлов УрО РАН, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

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

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

\*alexander.germanenko@urfu.ru, §grigori.minkov@imp.uran.ru

Приведены результаты исследования осцилляций Шубникова-де Гааза и эффекта Холла в узких квантовых ямах HgTe, где потолком валентной зоны являются дырочные состояния при  $k=0$ , тогда как боковые максимумы расположены ниже по энергии. Совместный анализ зависимости холловской концентрации дырок от напряжения на полевом электроде и эффективной массы дырок в центральном максимуме, определенной из осцилляций Шубникова – де Гааза, позволил найти величину эффективной массы плотности состояний в боковых экстремумах валентной зоны. Полученное значение оказалось в несколько раз больше эффективной массы, найденной экспериментально в широких квантовых ямах, где боковые экстремумы являются главными, то есть состояния при  $k=0$  расположены ниже по энергии.

## Введение

В работе [1] нами были представлены результаты экспериментального исследования осцилляций Шубникова-де Гааза и эффекта Холла в гетероструктурах с квантовой ямой HgTe шириной  $d=(8.3-20.4)$  нм, в которых потолком валентной зоны являются боковые экстремумы, расположенные при  $k \neq 0$ . Было показано, что эффективная масса дырок в боковых экстремумах лежит в интервале  $(0.25-0.30)m_0$  в широком интервале концентраций дырок  $p=(1-5) \times 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. При этом кратность вырождения равна двум. Полученные результаты невозможно описать в модели кольца экстремумов (рис. 1а). Количественное согласие достигается в четырехзонной модели Кейна, учитывающей гофрировку спектра и инверсионную асимметрию интерфейсов квантовой ямы. Показано, что учет этих эффектов является принципиально важным, поскольку качественно меняет вид дисперсионной зависимости валентной зоны (рис. 1б). К сожалению, использованные в [1] подходы неприменимы для исследования спектра боковых экстремумов в более узких квантовых ямах, когда они располагаются ниже потолка валентной зоны, поскольку шубниковские осцилляции от этих состояний экспериментально не наблюдаются.

## Эксперимент

В работе приведены результаты экспериментального исследования спектра валентной зоны в гетеро-

структурах (013)-HgTe/Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te ( $x=0.55-0.65$ ) с номинальной шириной квантовой ямы 5.6 нм и 6.5 нм, что соответствует нормальному и инверсному расположению подзон размерного квантования и ситуации, когда потолок валентной зоны расположен при  $k=0$ , а боковые максимумы расположены ниже по энергии. Измерения проводились на образцах в форме холловских мостиков, на основе которых были изготовлены полевые транзисторы. В качестве подзатворного диэлектрика использовался парилен, полевой электрод изготовлен из алюминия.

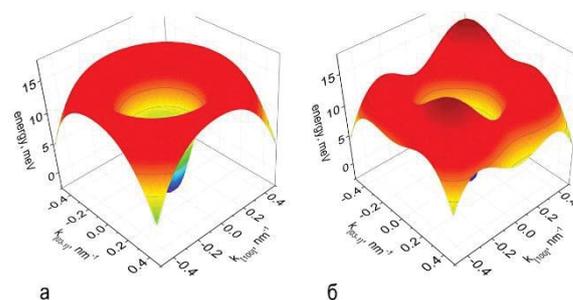
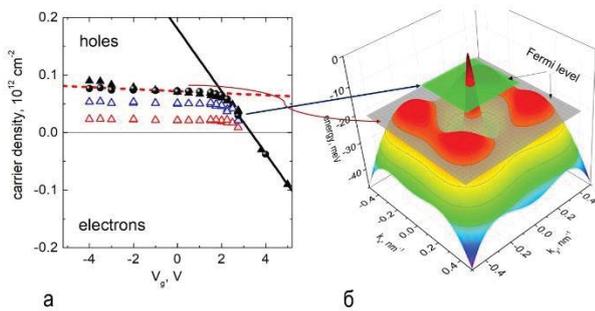


Рис. 1. Спектр валентной зоны прямоугольной квантовой ямы (013)-HgTe/CdTe шириной 8.3 нм, рассчитанный в аксиальном приближении (а) и с учетом гофрировки спектра и инверсионной асимметрии интерфейсов (б)

## Результаты и обсуждение

Для определения эффективной массы дырок в боковых экстремумах мы воспользовались тем обстоятельством, что зависимость концентрации дырок в

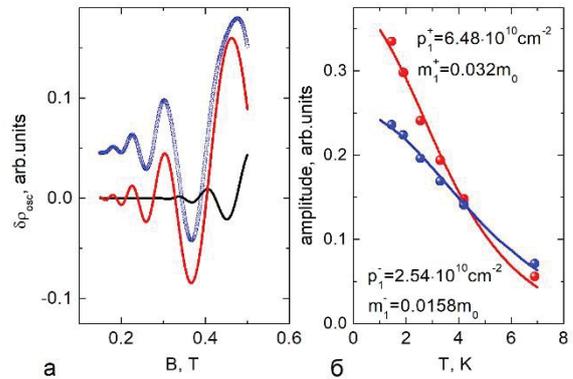
центрального максимуме от напряжения на полевом электроде ( $V_g$ ) имеет излом при напряжении, соответствующем попаданию уровня Ферми в боковые экстремумы (рис. 2). Легко показать, что отношение тангенсов угла наклона справа и слева от излома (в данном случае равное примерно 33) определяется отношением плотностей состояний в центральном максимуме и боковых экстремумах  $v_1$  и  $v_2$ , соответственно:  $(1+v_2/v_1)$ . Величины  $v_1$  и  $v_2$ , в свою очередь, определяются эффективными массами ( $m_1$  и  $m_2$ ) и кратностью вырождения соответствующих состояний.



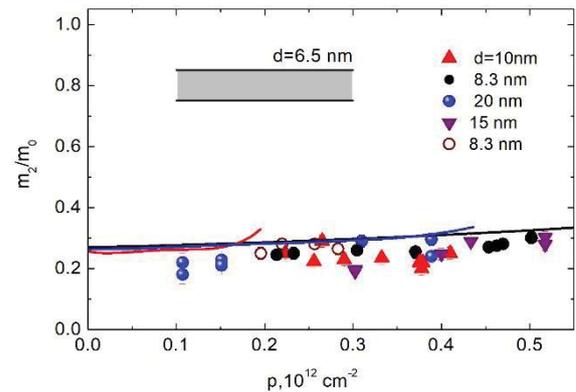
**Рис. 2.** (а) Зависимость концентрации электронов и дырок в центральном максимуме от напряжения на полевом электроде в квантовой яме (013)-HgTe/CdTe шириной 6.5 нм. Сферы — холловские данные. Пустые и сплошные треугольники — концентрации дырок в каждой спиновой подзоне и общая концентрация, соответственно, полученные из анализа осцилляций. (б) Спектр валентной зоны (без учета учёта асимметрии квантовой ямы) и положение уровня Ферми по разные стороны от точки излома

На рис. 3а показаны осцилляции поперечного магнитосопротивления, связанные с квантованием спектра центрального максимума. Как показывает анализ, они являются суперпозицией осцилляций двух разных частот и амплитуд, соответствующих двум ветвям спектра, расщепленного спин-орбитальным взаимодействием. Анализ температурных зависимостей амплитуд осцилляций (рис. 3б) позволил определить эффективные массы дырок и таким образом эффективную массу плотности состояний дырок в центральном максимуме:  $m_1 = (m_1^+ + m_1^-)/2 = 0.024 m_0$ , что при указанном выше отношении тангенсов углов наклона и кратности вырождения каждого бокового максимума равно единице [1] дает эффективную массу дырок в боковых максимумах  $m_2$  равную примерно  $0.8 m_0$ . Как видно из рис. 4, полученное значение более чем в два раза превосходит как экспериментальную величину эффективной массы, полученную в [1], так и

теоретическое значение, рассчитанное в рамках модели Кейна. Аналогичные результаты были получены для квантовой ямы шириной 5.6 нм.



**Рис. 3.** (а) Экспериментально измеренные осцилляции сопротивления и их разложение по вкладам от расщепленных спиновых подзон. (б) Пример определения эффективной массы дырок в расщепленных спиновых подзонах центрального максимума валентной зоны



**Рис. 4.** Зависимость эффективной массы дырок в боковых максимумах от концентрации дырок в квантовых ямах различной ширины. Символы — результаты [1], линии — результат теоретического расчета. Заштрихованная область — результат данной работы

Работа выполнена в рамках госзадания по теме по теме «Электрон» (№ АААА-А18-118020190098-5) при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-02-00050), Минобрнауки (проект № 3.9534.2017/8.9) и Программы повышения конкурентоспособности УрФУ (соглашение № 02. А03.21.0006).

**Литература**

1. V.L. Minkov, V. A. Aleshkin, O. E. Rut *et al.* // Physical Review B, V. 96, 035310 (2017).

# Спиновая поляризация и спин-зависимые эффекты в кристаллическом топологическом изоляторе PbSnTe

В.А. Голяшов<sup>1</sup>, А.Э. Климов<sup>1,2</sup>, А.Н. Акимов<sup>1</sup>, А.С. Тарасов<sup>1</sup>, Д.В. Ищенко<sup>1</sup>, С.П. Супрун<sup>1</sup>, А.К. Кавеев<sup>3</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1\*</sup>

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

2 Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, г.Новосибирск, 630092.

3 ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, С. Петербург, Политехническая, 26.

\*teresh@isp.nsc.ru

Получены результаты по инжекции и детектированию спин-поляризованных электронов в PbSnTe:In с использованием ферромагнитных контактов Co и Co<sub>40</sub>Fe<sub>40</sub>B<sub>20</sub>. Обнаружен спин-вентильный эффект при измерении магнетосопротивления в локальной геометрии на удалении ферромагнитных контактов более 50 мкм. Методом фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением показано наличие поверхностного спин-поляризованного состояния с линейным законом дисперсии.

## Введение

Кристаллические топологические изоляторы расширяют класс трехмерных топологических изоляторов, чьи экзотические поверхностные состояния защищены кристаллической симметрией, а не симметрией обращения времени. Такие материалы характеризуются уникальной электронной и спиновой структурой: одновременным наличием объемной запрещенной зоны и Дираковским конусом спин-поляризованных поверхностных состояний проводимости, формируемых вследствие сильного спин-орбитального взаимодействия. Для выделения поверхностного транспорта и, как следствие, потенциального применения ТИ в спинтронике важно иметь суммарное удельное сопротивление, величину которого преимущественно определяют топологически защищенные поверхностные состояния. Несмотря на большие усилия сделать ТИ материал на основе Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> и его сплавов с низкой концентрацией объемных носителей заряда, не удаётся повысить его объемное удельное сопротивление выше нескольких Ом·см. Твердый раствор Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te открывает новые возможности для изучения проявления топологических свойств поверхностного состояния в транспортных измерениях. PbTe (x=0) является тривиальным изолятором, при x~0.30-0.35 происходит топологический квантовый фазовый переход, связанный с инверсией зон, и появляется нетривиальное поверхностное состояние.

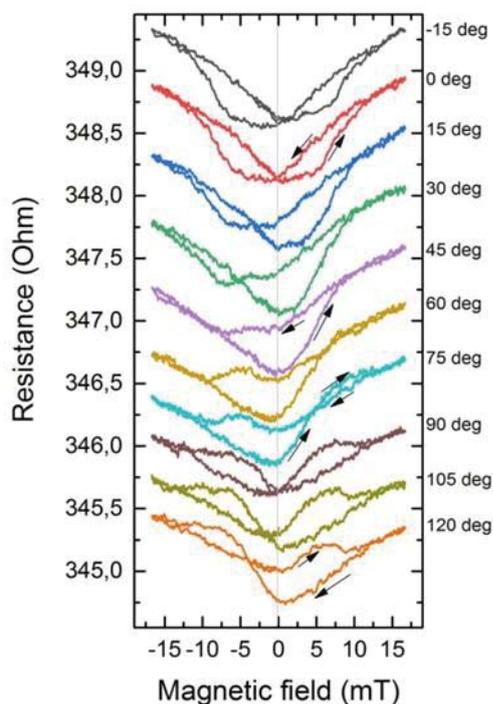
В качестве образцов в настоящей работе использовались пленки Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te состава «x»~0.3, выра-

щенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках BaF<sub>2</sub>. В настоящее время нами создаётся двухкамерная установка молекулярно-лучевой эпитаксии на базе камер «Катунь», позволяющая в первой камере растить буферные слои CaF<sub>2</sub>/BaF<sub>2</sub> на подложках Si, а во второй камере – растить на них эпитаксиальные слои Pb<sub>1-x</sub>Sn<sub>x</sub>Te. Кроме того, проводятся работы по созданию сверхвысоковакуумной установки молекулярно-лучевой эпитаксии как пленок буферных слоев, так и пленок топологических изоляторов в одной камере. Выращивание ферромагнитных слоёв (Co, и CoFeB) проводилось методом лазерной молекулярно-лучевой эпитаксии на основе эксимерного лазера COMPEX 201 (λ=248 nm). Намагниченность тонких ферромагнитных пленок измерялась с помощью магнитооптического эффекта Керра (МОЭК). Измерения магнетосопротивления проводились четырехконтактным методом на переменном токе 10 мкА с частотой 1 кГц при T=4,2 К.

## Результаты и обсуждение

Измерения, проведенные методом фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением, показали наличие поверхностного состояния с линейным законом дисперсии дираковского типа, при этом уровень Ферми находится в запрещенной зоне и пересекает поверхностное состояние в точке Дирака. Измерение спиновой поляризации фотоэлектронов, эмитированных из конуса Дирака, показало наличие геликоидальной спиновой текстуры и значение поляризации свыше 30%. Более того, состояния в зоне

Бриллюэна с большей энергией связи также являются поляризованными по спину.



**Рис. 1.** Зависимость сопротивления между ферромагнитными контактами от магнитного поля при вращении  $\mathbf{B}$  в плоскости образца. Ноль градусов соответствует параллельному направлению поля  $\mathbf{B}$  и тока.

Для изучения спин-зависимого транспорта были изготовлены структуры с парой ферромагнитных контактов Co и  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ , осажденными через маски на поверхность пленок  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$  на различном расстоянии друг от друга, что соответствует геометрии измерения локального спин-вентильного эффекта. Методом МОЭК было установлено, что легкая ось намагниченности контактов лежит в плоскости поверхности, магнитные свойства изотропны в ней, а коэрцитивные поля составляют 10 мТ и 5 мТ для контактов Co и CoFeB соответственно. На рис.1 показана зависимость магнитосопротивления планарной структуры Co/30 мкм  $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}/\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  для различных направлений магнитного поля  $\mathbf{B}$  в плоскости образца. Для всех ориентаций магнитного поля при его развертке в магнитосопротивлении наблюдается гистерезис в области полей, которая согласуется с коэрцитив-

ными полями ферромагнитных контактов. Направление «90°» соответствует перпендикулярной ориентации поля  $\mathbf{B}$  относительно направления тока между контактами. В такой геометрии наблюдается классический спин-вентильный эффект. Разница значений сопротивлений при параллельном ( $R_{\text{пар}}$ ) и антипараллельном ( $R_{\text{анти}}$ ) направлениях намагниченности инжекционного и детектирующего контактов  $\Delta R/R_{\text{пар}}$  составляет около 0.15 %. Величина спин-вентильного эффекта зависит от соотношения межконтактного расстояния и длины спиновой релаксации. Так, например, величина спин-вентильного эффекта  $\Delta R/R_{\text{пар}}$  в хорошо изученных InAs квантовых ямах составляет менее 0.029% при межконтактном расстоянии около 2 мкм [1]. В образцах  $\text{Pb}_{0.72}\text{Sn}_{0.28}\text{Te}$  отношение  $\Delta R/R_{\text{пар}}$  достигло 0.15 % при расстоянии между контактами 30 мкм и уменьшалось только в два раза при разнесении контактов на расстояние до 100 мкм, что указывает на наличие значительной длины спиновой релаксации, оценочно превышающей несколько десятков микрометров. Возможным объяснением столь значительной длины спиновой релаксации является наличие спин-поляризованных поверхностных состояний, обнаруженных нами с помощью метода фотоэмиссии с угловым и спиновым разрешением. В геометрии, когда магнитное поле направлено вдоль направления тока «90°», знак эффекта меняется на противоположный, тогда как при промежуточных направлениях магнитного поля получилась смешанная зависимость магнитосопротивления. Таким образом, показано, что в кристаллическом ТИ PbSnTe проявляется спин-вентильный эффект в локальной геометрии на удалении ферромагнитных контактов более 50 мкм. Ожидается проявление спин-зависимого транспорта в PbSnTe вплоть до комнатной температуры.

Работа частично поддержана проектами РФФИ 17-02-00575 и 17-02-00729.

## Литература

Н.С. Кoo *et al.* // Applied Physics Letters V. 90, 022101 (2007).

# Формирование буферных слоев с помощью анодного оксида алюминия на Si для эпитаксиального роста тринитридов

Г.Г. Горох\*, П.В. Деминский, А.А. Лозовенко, А.И. Захлебаева

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

\*gorokh@bsuir.by

Предложено две модели формирования темплетно-буферной системы для последующего синтеза на ней низкодефектных эпитаксиальных слоев тринитридов. Первая представляет модифицированную матрицу анодного оксида алюминия (АОА) с синтезированными в порах три нитридными наноструктурами заданного размера. Другая — систему регулярных нанотверстий на поверхности кремниевых подложек, создаваемых травлением через тонкие маски из АОА, в которых синтезируется наноструктуры нитрида галлия. Определены оптимальные геометрические параметры матричных слоев (радиус и высота пор) для формирования нового бездислокационного эпитаксиального слоя, оптимальные условия селективного эпитаксиального синтеза наночастиц GaN. Исследованы морфология и микроструктура буферных слоев, а также спектры люминесценции эпитаксиального слоя.

## Введение

Большое различие постоянных решетки (17%) и коэффициентов термического расширения (33%) нитрида галлия и кремния являются причиной возникновения высокой плотности дефектов различной природы в эпитаксиальном слое нитрида галлия при непосредственном выращивании его на кремнии [1,2]. Ключ находится в разработке буферов, которые обеспечивают разделение эпитаксиального слоя на границе с подложкой, не нарушая его и не приводя к растрескиванию пластин [3]. В настоящей работе предлагается в качестве буфера применять модифицированные матрицы анодного оксида алюминия (АОА) с синтезированными в порах полупроводниковыми соединениями  $A^{III}B^V$ , на поверхности которых выращены однотипные эпитаксиальные слои.

## Буферные слои на основе матриц АОА с синтезированными в порах тринитридами

Последовательность технологических операций формирования темплетно-буферных слоев на основе матриц АОА на поверхности кремниевых пластин схематически представлена на рисунке 1. Процесс состоит из операций нанесения слоя алюминия на поверхность пластины, двухстадийного электрохимического анодирования его при условиях, обеспечивающих формирование нанопористой матрицы из АОА заданной толщины, с размерами пор менее 50 нм и удаленным барьерным слоем, заполнения пор матрицы АОА нитридом галлия

методом гидридной газофазной эпитаксии. После формирования наноструктур GaN в порах АОА с его поверхности удаляют внешний слой GaN методом плазмохимического травления, и проводят повторный двухстадийный синтез нитрида галлия на сглаженной поверхности.

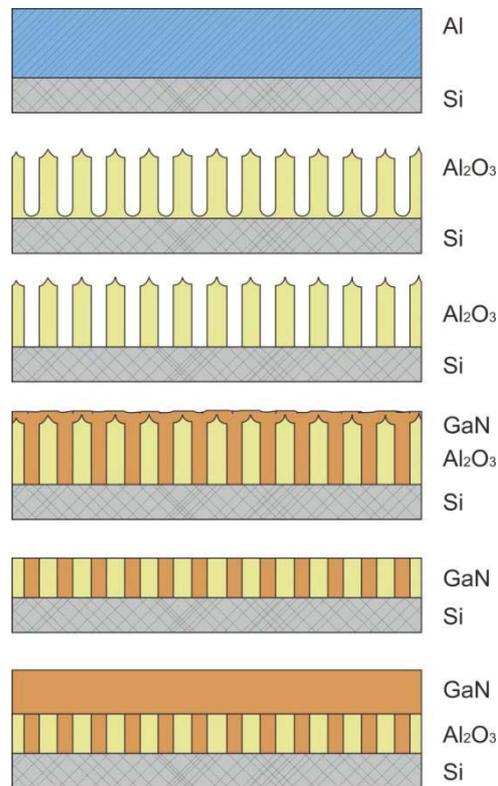


Рис. 1. Схематическое изображение последовательности процесса формирования буферного слоя на кремниевой пластине на основе матрицы АОА

Определены оптимальные геометрические параметры матричных слоев (радиус и высота пор) для формирования нового бездислокационного эпитаксиального слоя III-нитридов на кремнии. Эти параметры определены для степени несогласования решеток ( $\Delta\varepsilon = 1.69\%$ ) исходя из рассчитанных с помощью трехмерного моделирования кривых условно бездислокационного рельефа. Оптимальным диаметром пор АОА при  $\Delta\varepsilon = 1.69\%$  является 49,1 нм при высоте от 50 до 300 нм.

Определены оптимальные условия селективного эпитаксиального синтеза наночастиц GaN методом гидридной газовой эпитаксии в двухстадийном режиме. Сначала на подложке при температуре 550°C создавали тонкий зародышевый слой из GaN толщиной ~ 30 нм, после чего резко поднимали температуру до 1000°C и проводили отжиг зародышевого слоя. Затем в потоке чистого аммиака при температуре около 1050°C проводили высокотемпературный синтез наноструктур GaN в порах АОА. Скорость потока газа-носителя (азота) составляла 1000 см<sup>3</sup>/мин, а потока HCl через источник галлия – 17 см<sup>3</sup>/мин. Время процесса эпитаксии варьировали от 30 до 120 мин. Путем подбора соотношения этих скоростей, при которых происходило равномерное и последовательное зарастание пор от кремния на дне до поверхности оксида, были определены оптимальные режимы синтеза наноструктур GaN в матрицах АОА. Определена оптимальная морфология и микроструктура буферных слоев.

### Буферные слои на основе матриц регулярных нанотверстий на поверхности кремниевых подложек

Вторая модель темплетно-буферных слоев (рисунок 2) представляет собой массив регулярных нанопор на поверхности кремния, сформированный методом ПХТ через маски из модифицированного АОА. Основная задача состояла в подборе маски с требуемой микрогеометрией, обеспечивающей формирование в SiO<sub>2</sub> на поверхности кремния нанопор с заданным размером пор и требуемой глубиной. Формирование три нитридных наноструктур осуществляли методом селективного атомного наслаивания GaN в отверстиях в SiO<sub>2</sub> и кремнии. Затем проводили ПХТ GaN до поверхности SiO<sub>2</sub>, формируя планаризованную поверхность, на которой выращивали эпитаксиальный слой GaN. Полученные матрицы отверстий были использованы для последующего эпитаксиального роста нитрида галлия.

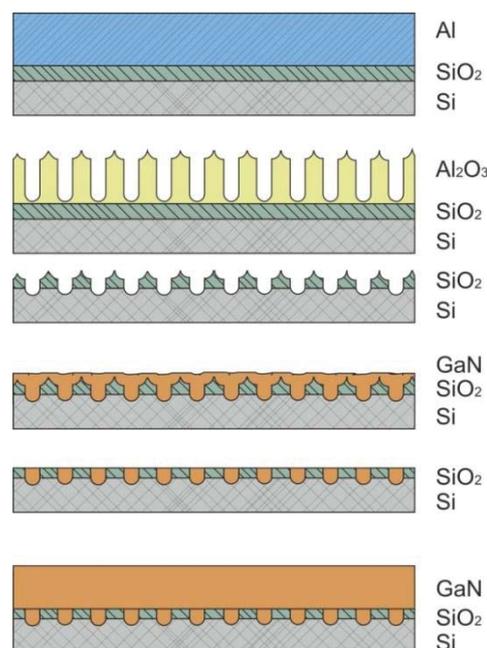


Рис. 2. Схематическое изображение последовательности процесса формирования буферного слоя на основе матриц регулярных нанотверстий на кремниевой пластине

Низкая размерность наноструктур и использование низкотемпературного буферного слоя GaN позволило минимизировать плотность структурных дефектов. Рентгеноструктурный анализ показал, что полученные эпитаксиальные слои GaN, являются монокристаллическими с неполярной *a*-ориентацией, на дифрактограммах обнаружен единственный рефлекс при  $2\theta = 57,77^\circ$ , что очень близко к рефлексу от кристаллографических плоскостей. Полуширина двукристаллической рентгеновской линии составила ~ 450 arcsec, что свидетельствует об относительно низкой плотности дефектов кристаллической структуры и связанных с ними дислокаций. Такие темплетно-буферные системы способны обеспечить согласование решеток и способствуют формированию низкодефектных эпитаксиальных слоев на кремниевых подложках.

### Литература

1. A.Y. Polyakov, A.V. Markov, G.G. Gorokh, *et al.* // Applied Physics Letters, 94(2), 022114 (2009).
2. G.G. Gorokh, D.V. Solovei, V.A. Labunov *et al.* // Nanosystems, Nanomaterials, Nanotechnologies, V. 9, Iss. 4, 913 (2011).
3. G. Gorokh, V. Osinsky, D. Solovey *et al.* // Proc. of 20th Int. "Microwave & Telecommunication Technology". – V.2, 789 (2010)

# Вертикально-излучающие CdHgTe/HgTe гетероструктуры с распределенной обратной связью

Д.А. Громыко<sup>1,2</sup>, С.Г. Тиходеев<sup>1,2</sup>, С.В. Морозов<sup>3</sup>, В.В. Румянцев<sup>3</sup>

1 Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, ул. Ленинские горы, д. 1, г. Москва, 119991.

2 Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, г. Москва, 119991.

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

\*tikh@gpi.ru

Теоретически показано, что с помощью металлических или диэлектрических решеток, изготовленных на поверхности HgTe/CdHgTe гетероструктур с квантовыми ямами, можно создавать условия для эффективного вывода излучения в вертикальном направлении.

Благодаря возможности изготовления высококачественных гетероструктур HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в последние годы появились перспективы по созданию на их основе длинноволновых фотоприемников, светодиодов и лазеров [1, 2]. В частности, в работе [2] было продемонстрировано стимулированное излучение из волноводных гетероструктур HgTe/CdHgTe с несколькими квантовыми ямами (КЯ) в диапазоне длин волн в районе 10 мкм с возможностью температурной перестройки в широком интервале длин волн. Однако все структуры были выращены на GaAs подложке с кристаллографической ориентацией (013), что не позволяет получить плоскопараллельные грани скола для создания зеркал в случае торцевого (традиционного вывода излучения) из таких структур. В таком случае можно использовать вывод излучения с поверхности структур за счет создания специальной электродинамической конструкции.

Данная работа посвящена теоретическому изучению возможности создания на основе таких структур вертикально-излучающих источников с распределенной обратной связью путем изготовления на их поверхности металлических или модулированных решеток. Схематическое изображение структуры, предложенной в работе [2], приведено на Рис. 1. Для локализации излучаемого электромагнитного поля в области HgTe в такой структуре создается несимметричный планарный CdHgTe волновод на буферном слое CdTe [2]. Покажем, что изготовление на его поверхности (поверх верхнего слоя CdHgTe) плазмонной или диэлектрической решетки позволяет управлять эффективностью излучения

из квантовых ям HgTe/CdHgTe в вертикальном направлении (перпендикулярно квантовым ямам).

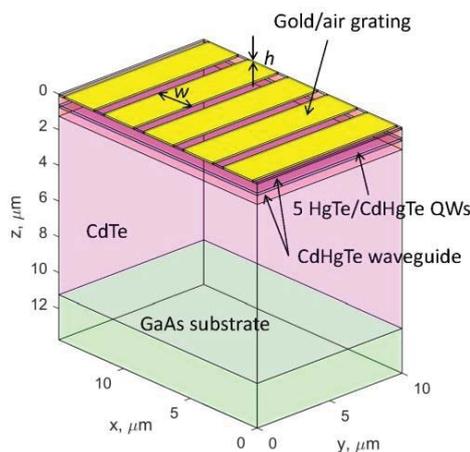
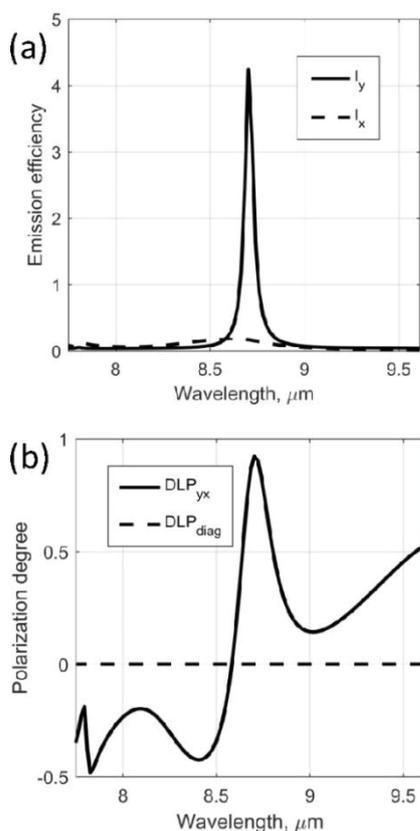


Рис. 1. Схематический разрез гетероструктуры HgTe/CdHgTe с несколькими HgTe КЯ [2] и изготовленной на ее поверхности металлической решеткой

С помощью метода оптической матрицы рассеяния и Фурье-разложения по плоским волнам [3] вычислим спектральную зависимость эффективности спонтанного излучения и степени поляризации излучения из структур с металлической (золотой) и полупроводниковой (CdHgTe) решетками, результаты показаны на Рис. 2 и 3, соответственно.

Структура, характеристики спонтанного излучения которой изображены на Рис. 2, представляет собой решетку (с периодом  $p = 2.97$  мкм) золотых полос на поверхности HgTe/CdHgTe гетероструктуры. Толщина полос  $h = 10$  нм и ширина  $w = 3p/4 \sim 2.22$  мкм.

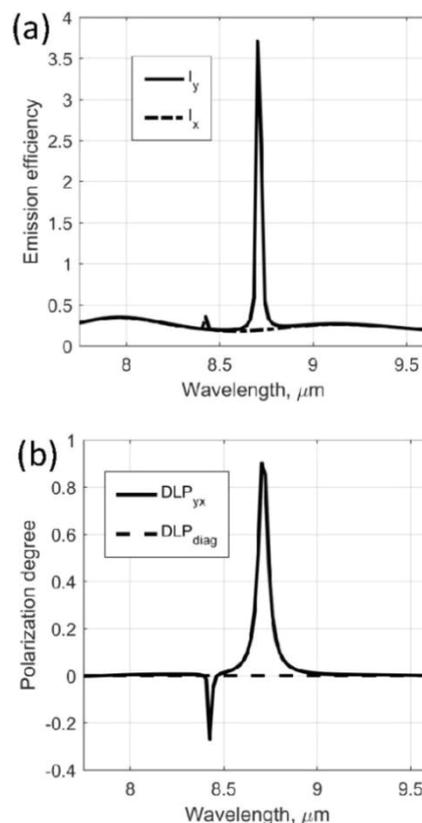
Результаты на Рис. 3 рассчитаны для решетки (с периодом  $p = 2.91$  мкм) канавок прямоугольного сечения, вытравленных непосредственно в верхнем слое CdHgTe. Глубина канавок  $h = 100$  нм и ширина  $w = p/2 \sim 1.45$  мкм. Параметры решеток подобраны таким образом, чтобы максимум излучательной эффективности структур соответствовал длине волны 8.7 мкм. Эффективности излучения с линейной поляризацией вдоль и поперек полос ( $I_y$  и  $I_x$ , соответственно) нормированы на эффективность спонтанного излучения без решеток на поверхности структуры. Показанные на панелях (b) величины являются степенями линейной поляризации по направлениям  $y$  и  $x$ ,  $DLP_{yx} = (I_y - I_x)/(I_y + I_x)$ , и под углом  $45^\circ$  к  $y$  и  $x$ ,  $DLP_{diag}$ . (Последняя в таких структурах отсутствует.)



**Рис. 2.** Рассчитанные спектры эффективности спонтанного излучения (a) и степени его линейной поляризации (b) для гетероструктуры HgTe/CdHgTe с изготовленной на ее поверхности решеткой золотых полос прямоугольного сечения (см. Рис. 1)

Физическая причина резонансного усиления эффективности спонтанного излучения структур – т.н. квазиволноводные резонансы [4], возникающие в

волноводной структуре при создании решетки на ее поверхности.



**Рисунок 3.** То же, что и на Рис. 2, но для решетки воздушных канавок прямоугольного сечения

Таким образом, с помощью решеток, изготовленных на поверхности HgTe/CdHgTe гетероструктур, можно создавать условия для эффективного вывода излучения в вертикальном направлении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 16-29-03283 и 18-02-00362) и проекта РНФ № 17-12-01360.

## Литература

1. S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Y. Sidorov *et al.*, Journal of Electronic Materials. V. **39**, 918 (2010).
2. S.V. Morozov, V.V. Rummyantsev, A. M. Kadykov, *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. **108**, 092104 (2016).
3. S.V. Lobanov, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, *et al.* // Phys. Rev. B **92**, 205309 (2015).
4. S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, *et al.* // Phys. Rev. B **66**, 045102 (2002).

# Об экспериментальном определении спинового расщепления Рашбы в асимметричных и симметричных квантовых ямах HgTe с инвертированным зонным спектром

С.В. Гудина<sup>1\*</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>, М.Р. Попов<sup>1</sup>, С.М. Подгорных<sup>1</sup>, Н.Г. Шелушинина<sup>1</sup>,  
М.В. Якунин<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

\*svropova@imp.uran.ru

Исследовано продольное  $\rho_{xx}$  сопротивление серии образцов HgTe/CdHgTe с шириной квантовой ямы 8 – 15 нм, симметрично и асимметрично легированных в барьере  $n \approx 1.2 - 4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup> в магнитных полях до 13 Тл и при температуре  $T = 1.8$  К. Из анализа осцилляций магнитосопротивления были определены значения константы спин-орбитального взаимодействия Рашбы и значения спин-орбитального расщепления. Найденное нами большое значение расщепления Рашбы столь велико благодаря сочетанию сильной асимметрии квантовой ямы HgTe и высокой концентрации электронов.

Снятие спинового вырождения в отсутствии магнитного поля (эффект Рашбы [1]) является темой постоянного интереса при исследовании гетероструктур на основе узкощелевых полупроводников.

Для возможных применений в спинтронике эффект Рашбы был исследован в квантовых ямах II-VI HgTe, в которых типичные значения энергии расщепления Рашбы, составляют от 17 мэВ [2] до 30 мэВ [3,4], что заметно больше, чем для узкощелевых систем III-V (3-5 мэВ).

В дополнение к малой энергетической щели в квантовых ямах HgTe, еще одним важным фактором, способствующим большой величине спин-орбитальной связи Рашбы, является инвертированный тип зонной структуры КЯ HgTe с шириной слоя больше 6 нм, когда край зоны проводимости формируется  $s$ -состояниями зоны  $\Gamma_8$ , а не  $s$ -состояниями зоны  $\Gamma_6$ , как в традиционных гетеросистемах.

Для определения параметров спин-орбитального расщепления Рашбы квантовых ямах наиболее интенсивно применяется исследование области квантовых осцилляций Шубникова-де Гааза (ШдГ).

Слагаемое, ответственное за спин-орбитальное расщепление Рашбы в законе дисперсии двумерной

подзоны, в низшем порядке по  $k_{\parallel}$  ( $k_x, k_y, 0$ ) для зоны  $p$ - типа (зона  $\Gamma_8$ ) получено в виде [5]:

$$\mathcal{E}_{\Gamma_8}^{SO} = \pm \langle \beta E_z \rangle k_{\parallel}^3 \quad (1)$$

где  $\beta$  - коэффициент спин-орбитальной связи,  $E_z$  - эффективное электрическое поле в направлении  $z$ . Исходя из разницы концентраций носителей,  $\Delta n$ , в спиновых подзонах, найденной из Фурье-спектров осцилляций ШдГ, имеется возможность экспериментального определения префактора  $\langle \beta E_z \rangle$  в формуле (1).

## Результаты эксперимента и их обсуждение

Мы исследовали серию образцов HgTe/CdHgTe с шириной квантовой ямы 8 – 15 нм, симметрично и асимметрично легированных в барьере, концентрация носителей заряда  $n \approx 1.2 - 4 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>. Из Фурье-анализа сложной структуры осцилляций магнитосопротивления было найдено, что параметр  $\langle \beta E_z \rangle = 2.5 - 5.8 \cdot 10^{-19}$  мэВ·см<sup>3</sup>, в структурах с асимметричным легированием, и  $0.6 \cdot 10^{-19}$  мэВ·см<sup>3</sup> в структурах с симметричным легированием. По значению параметра спин-орбитального взаимодействия  $\Delta_R = 2 \langle \beta E_z \rangle k_F^3$ , а также из магнитополевой зависимости величины полного спинового расщепления, полученной из анализа положения узлов биений осцилляций ШдГ, определены значения

спин-орбитального расщепления на уровне Ферми, которые достигают  $\sim 27$  мэВ для асимметричных ям и 13 мэВ – для симметричных.

Найденное нами большое значение расщепления Рашбы столь велико благодаря сочетанию сильной асимметрии квантовой ямы HgTe и высокой концентрации электронов.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» (Г.р. № АААА-А18-118020190098-5), при поддержке РФФИ: проекты №18-02-00172 и №18-32-00382 (эксперимент).

## Литература

1. Y. A. Bychkov and E. I. Rashba // *J. Phys. C*, V. 17, 6039 (1984).
2. X. C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 63, 245305 (2001).
3. Y. S. Gui, C. R. Becker, N. Dai, *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 70, 115328 (2004).
4. К. Э. Спирин, А.В. Иконников, А.А. Ластовкин *и др.*, Письма в ЖЭТФ // Т. 92, 65 (2010).
5. R. Winkler // *Phys. Rev. B*, V. 62, 4245 (2000).

# Металлоорганическая газофазная эпитаксия дельта – слоев теллура в GaAs с повышенной концентрацией

В.М. Данильцев, Е.А. Демидов, М.Н. Дроздов, С.А. Краев, Е.А. Суругегина, О.И. Хрыкин, В.И. Шашкин, П.А. Юнин

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

danil@ipmras.ru

Методом МОГФЭ, в матрице GaAs, выращены  $\delta$  – легированные слои Те. Получено, что  $\delta$  - легированные теллуrom слои могут достигать концентрацию атомов теллура  $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  при (FWHM)  $\sim 5 \text{ нм}$ . Поверхностная концентрация электронов при этом может достигать  $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , что превышает известные результаты.

## Введение

Полупроводниковые структуры с  $\delta$  – легированными слоями находят широкое применение в фундаментальных и прикладных исследованиях [1]. В работе [2] мы приводили основные закономерности формирования эпитаксиальных структур GaAs с  $\delta$  - легированными кремнием слоями в процессе металлоорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ). Было показано, что при легировании кремнием  $\delta$ - слои имеют максимальную поверхностную концентрацию электронов ( $N_{\text{es}}$ )  $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . В работе [3] показана возможность создания в матрице InGaP  $\delta(\text{Te})$  -слоев с  $N_{\text{ss}} \leq 2,75 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ .

В настоящей работе предпринята попытка увеличения поверхностной концентрации электронов за счет встраивания нескольких монослоев теллура в GaAs.

## Эксперимент

Эксперименты проводили в горизонтальном реакторе пониженного давления в системе  $\text{Ga}(\text{CH}_3)_3\text{-AsH}_3\text{-H}_2$ . Легирование  $\delta$  – слоев теллуrom осуществляли из диизопропилтеллурида (ДИП). Выращивание эпитаксиальных структур GaAs с  $\delta$  - легированными слоями проводили с прерыванием роста GaAs, на время введения примеси, при температуре эпитаксии  $650^\circ\text{C}$  и давлении в реакторе 100 мБар. Нелегированный арсенид галлия в матрице которого выращивались дельта легированные слои имел электронный тип проводимости с концентрацией электронов  $< 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что давало незначительный вклад ( $< 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ) в поверхностную концентрацию электронов, в  $\delta$ -слое, определяемую

методом эффекта Холла в геометрии Ван-дер-Пау. Содержание атомов теллура в дельта - слое определяли на установке вторичной ионной масс спектрометрии (ВИМС), с послойным стравливанием.

## Полученные результаты

При изучении процесса формирования  $\delta(\text{Te})$ -слоев в матрице GaAs были отработаны оптимальные режимы роста.

В выращенных при оптимальных условиях  $\delta(\text{Te})$ -слоях концентрация атомов теллура может достигать  $\sim 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  при (FWHM)  $\sim 5 \text{ нм}$  (рис1).

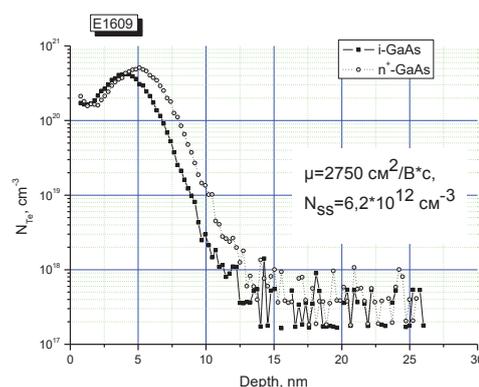
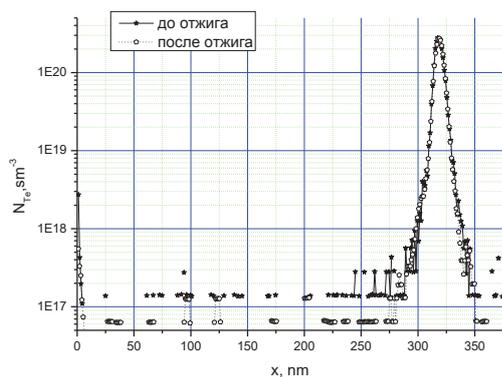


Рис. 1. Распределение концентрации атомов Те в  $\delta$ -слое выращенном в матрице арсенида галлия, измеренное методом ВИМС

При залегании дельта слоя теллура на глубине  $\sim 300 \text{ нм}$ , происходит уширение  $\delta(\text{Te})$ -слоя (до 10 нм) при снижении пиковой концентрации атомов  $\sim 3,5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (рис.2), а поверхностная концентрация атомов теллура составляет  $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Данные

рентгеновской дифрактометрии в приближении толщины  $\delta$ -слоя 20нм, дают значения концентрации атомов теллура на уровне  $1,7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , что хорошо согласуется с результатами, полученными методом ВИМС. При этом, по данным ВИМС, дельта слои теллура размещенные на разной глубине превышают толщину 10нм и не содержат посторонних примесей. Измерение  $N_{ss}$  давало величину  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , при подвижности электронов более  $1500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

Увеличение температуры роста, а также времени подачи ДИП для формирования  $\delta(\text{Te})$ -слоя привело к ухудшению его характеристик (рис.3). Уменьшалась пиковая концентрация электронов, снижалась подвижность носителей заряда и на профиле распределения атомов теллура, измеренном методом ВИМС, появляется уширение, связанное с сегрегацией теллура к поверхности. При этом, сегрегация теллура к поверхности гораздо менее выражена, чем кремния [2] из дельта слоя, когда рост происходит в неоптимальных условиях.

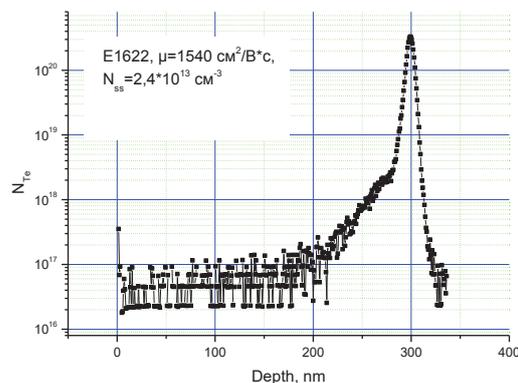


**Рис. 2.** Распределение концентрации атомов теллура в  $\delta$ -слое выращенном в матрице арсенида галлия, залегающем на большой глубине, измеренная методом ВИМС

Измерения профиля легирования методом снятия вольт – фарадных характеристик,  $\delta(\text{Te})$  – слоев, не удалось ввиду того, что пробой наступал раньше, чем происходило полное обеднение слоев.

Таким образом, дельта легированные Te слои арсенида галлия позволяют получать более высокие значения поверхностной концентрации электронов, чем  $\delta(\text{Si})$  – слои, что перспективно при использовании их, например, для изготовления несплавных омических контактов. Выращенные нами  $\delta(\text{Te})$ -слои в матрице GaAs имеют более высокое значение с  $N_{ss}$ , чем  $\delta(\text{Te})$  – слои в InGaP[3], при

меньшем значении FWHM. Резкое распределение в  $\delta(\text{Te})$ -слоях выращенных в матрице GaAs указывают, что роль диффузии и эффекта памяти теллура в арсениде галлия незначительны. Отжиг структур с  $\delta(\text{Te})$ -слоями при  $450^\circ\text{C}$  в течении 25 мин не приводит к изменению распределения примеси, что также указывает на слабую диффузию теллура в GaAs (рис.2).



**Рис. 3.** Распределение концентрации атомов теллура в  $\delta$ -слое выращенном в неоптимальных условиях, залегающем на большой глубине, измеренная методом ВИМС

## Выводы

Использование теллура позволяет получать в матрице арсенида галлия резкие ( $\leq 10 \text{ нм}$ )  $\delta$ -легированные слои с высокой поверхностной концентрацией электронов ( $\sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ).

При отклонении от оптимальных условий формирования сильно легированных теллуrom дельта слоев, расположенных на глубине  $\sim 300 \text{ нм}$ , явление сегрегации примеси выражено значительно меньше, чем для аналогичных слоев легированных кремнием, выращенных при тех же условиях.

## Литература

1. E.F. Schubert// Journal of Vacuum Science and Technology A. V.8, 2980-2996 (1990).
2. В.М. Данильцев, Е.В. Демидов, М.Н. Дроздов и др. // Труды XVII международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника», г. Нижний Новгород, 14–18 марта 2013г., с.412.
3. R. Kudela at all // Phys.Status Solidi RRL, No 6, 443-446, (2013).

# Коллективные эффекты в оптических явлениях в кремниевых гетероструктурах с квантовыми точками сопряженных с метаповерхностями

А.В. Двуреченский<sup>1,2</sup>, А.И. Якимов<sup>1,\*</sup>, В.А. Зиновьев<sup>1</sup>, В.В. Кириенко<sup>1</sup>, А.А. Блошкин<sup>1,2</sup>

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.

\*anatoly\_dv@mail.ru

В гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками (КТ), сопряженных с двумерными субволновыми металлическими (Au) решетками обнаружено значительное увеличение оптического поглощения в среднем ИК диапазоне. В фотоприемниках на основе таких структур удалось повысить в 10–30 раз величину квантовой эффективности. Обнаружен эффект плазмонного усиления сигнала фотолюминесценции от SiGe квантовых точек в спектральной области от 0.8 до 1.0 эВ для гибридных структур с наноструктурами Ag. Исследования дисперсии поверхностных плазмонных мод свидетельствуют о том, что усиление фототока в гибридных фотодетекторах с КТ вызвано возбуждением поверхностных плазмонных мод.

## Введение

Недавний прорыв в кремниевой фотонике включает ряд важных достижений: создание лазера с электрической накачкой на основе сильно легированного Ge [1]; лазер на квантовых точках (КТ) в структурах AlGaAs, сопряженных (bonded) с Si подложкой [2]; лазер на эпитаксиальных структурах AlGaAs с КТ на Ge и Si подложках [3]; лазер на основе слоев SnGe, выращенных на Si подложках и функционирующий при криогенных температурах [4]; усиленная упругими деформациями фотолюминесценция от упорядоченных в плоскости роста групп КТ Ge в гетероструктурах Ge/Si, [5]; лазерное излучение в гетероструктурах Ge/Si(001) с КТ Ge, в которые на основе инженерии дефектов вводились локальные уровни для обеспечения прямых переходов [6].

Однако полная толщина слоев GaAs, InAs и AlGaAs, включающая буферные и покрывающие слои для лазеров на КТ в структурах AlGaAs, сопряженных (bonded) или эпитаксиально выращенных на Si подложке превышает 3 мкм. Такое сильное изменение рельефа поверхности, неприемлемое для наносхем, удастся избежать при бездефектном эпитаксиальном росте гетероструктур Ge/Si с КТ, имеющие ряд преимуществ по сравнению с гетероструктурами с квантовыми ямами.

Квантование энергетического спектра носителей заряда в гетероструктурах с КТ приводит к подав-

лению электрон-фононного рассеяния из-за эффекта узкого фононного горла [7], малой скорости термической генерации и существенному уменьшению темнового тока [8], что обеспечивает увеличение оптического усиления и чувствительности фотодетекторов с КТ. Несмотря на очевидные достоинства фотодетекторов с КТ, достигнутая в настоящее время чувствительность к излучению среднего ИК диапазона невелика и составляет 1–10 мА/Вт. Основная причина – малая плотность состояний, связанных с КТ, и, как следствие, малый коэффициент поглощения света. Существенное повышение эффективности ИК детекторов удалось достичь в гибридных гетероструктурах InAs/GaAs [9] и Ge/Si [10] с КТ InAs и Ge, соответственно, сопряженных с субволновыми металлическими решетками.

## Оптические явления в гибридных структурах на основе Ge/Si с КТ

Исследуемые гетероструктуры Ge/Si с КТ Ge выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии при 500 С на слабо легированных подложках p-Si(001). Структуры состояли из буферного слоя Si толщиной 200 нм, 10–15 слоев квантовых точек Ge, разделенных промежутками Si толщиной 40 нм, и покрывающего слоя Si толщиной 120 нм. Квантовые точки Ge имели форму hut-кластеров со слоевой плотностью  $10^{11}$  см<sup>-2</sup>, латеральные размеры  $10.5 \pm 2.8$  нм, высота – на порядок меньше. Контро-

лируемое заполнение КТ дырками реализовывалось путем введения дельта-легированных бором слоев Si на расстоянии 5 нм выше слоев Ge. Двумерная металлическая метаповерхность создавалась нанесением на поверхность гетероструктуры пленок Au толщиной 50 нм и формированием в ней прямоугольной решетки из отверстий разной формы с помощью оптической литографии, либо вакуумным осаждением на поверхность нанодисков (Ag). Двумерные периодические решетки выступали в качестве метаповерхностей, позволяющих преобразовать внешнее электромагнитное излучение в поверхностные плазмон-поляритонные волны (ППВ). Для отверстий в золотых пленках с диаметром от 0.7 до 1.0 мкм и периодом 1.1–2.0 мкм выступали поглощение излучения происходило в области среднего ИК диапазона (3–5 мкм). Детекторы облучались как со стороны подложки, так и со стороны металлической решетки. В результате плазмонного усиления в оптимальных структурах удалось получить квантовую эффективность на уровне 2%, токовую чувствительность 200–400 мА/Вт (что на два порядка превышает чувствительность без метаповерхности) и фотовольтаическую обнаружительную способность  $4.5 \times 10^{12}$  смГц<sup>1/2</sup>/Вт на длине волны 4 мкм при  $T=78\text{K}$ . Обнаружен эффект плазмонного усиления сигнала фотолюминесценции от SiGe квантовых точек в спектральной области от 0.8 до 1.0 эВ для гибридных структур с наноструктурами Ag, сформированными при 500°C. Полученные результаты были объяснены поверхностным захватом и связыванием светового излучения благодаря генерации плазмонных мод, приводящей к усилению электрического поля вблизи границы металл-полупроводник.

Измерения поляризационных и угловых зависимостей фототока в диапазоне 3–5 мкм обеспечили возможность определить закон дисперсии поверхностных плазмонных мод. Показано, что экспериментальные дисперсионные кривые находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования дисперсионных характеристик фундаментального плазмонного резонанса. Полученные результаты свидетельствуют о том, что усиление фототока в гибридных фотодетекторах с КТ действительно вызвано возбуждением блоховских поверхностных плазмонных мод в среднем ИК диапазоне.

## Заключение

Основу новизны полученных результатов составляет первая в мире реализация плазмонных фотодетекторов Ge/Si с КТ Ge. В таких фотоприемниках удалось повысить величину квантовой эффективности в 10–30 раз в диапазоне длин волн фотонов 3–5 мкм. Достигнута максимальная обнаружительная способность для детекторов с квантовыми точками, впервые перешагнувшая порог  $>10^{12}$  смГц<sup>1/2</sup>/Вт, что соответствует пороговой чувствительности  $<10^{-13}$  Вт/Гц<sup>1/2</sup>.

Практическая значимость предлагаемого подхода и результатов заключается в совместимости с высокоинтегрированной кремниевой технологией и возможности монолитной интеграции элементов наноптики и нанозлектроники для увеличения быстродействия передачи данных в информационно-вычислительных системах.

## Благодарность

Результаты исследований получены при выполнении гранта РФФИ №18-52-00014 и госзадания 0306-2016-0015.

## Литература

1. R.E. Camacho-Aguilera, Y. Cai, N. Patel *et al.* // *Optics express* V. 20, 11316 (2012).
2. A.Y. Liu, C. Zhang, J. Norman *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* V.104, 041104 (2014).
3. S. Chen, W. Li, J.Wu, Q. Jiang *et al.* // *Nature Photonics* V. 10, 307–311 (2016).
4. S. Wirth, R. Geiger, N. von den Driesch *et al.* // *Nature Photonics* 9, 88 (2015).
5. V.A. Zinovyev, A. F. Zinovieva, P.A. Kuchinskaya *et al.* *Appl. Phys. Lett.* V. 110, 102101 (2017).
6. M. Grydlik, F. Hackl, H. Groiss *et al.* // *ACS Photonics* V. 3, 298 (2016).
7. H. Benisty, C. Sotomayor-Torres, C. Weisbuch, *Phys. Rev.* V. B **44**, 10945 (1991).
8. F.J. Wang, N. Zhou, S. Liu, *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* V.108, 251103 (2016).
9. C.-C. Chang, Y.D. Sharma, Y.-S. Kim *et al.* // *Nano Lett.* v. **10**, 1704 (2010).
10. A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, A.A. Bloshkin *et al.* // *J. Appl. Phys.* V. **122**, 133101 (2017).

# Динамика когерентности экситон-поляритонной системы в GaAs микрорезонаторах при импульсном резонансном фотовозбуждении

А.А. Деменев<sup>1</sup>, Н.А. Гиппиус<sup>1,2</sup>, В.Д. Кулаковский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл. 142432 Россия

<sup>2</sup> Сколковский институт науки и технологий, ИЦ "Сколково", Москва 143026 Россия.

\* kulakovs@issp.ac.ru

Найдено, что экситон-поляритонные системы в полупроводниковых микрорезонаторах, возбуждаемые резонансно когерентными пикосекундными импульсами, наследуют когерентность лазерного луча и сохраняют ее в течение времени жизни (>100 пс), время же формирования когерентности в системах, возбуждаемых резонансно некогерентными импульсами, в отсутствие экситонного резервуара превышает 100 пс.

## Введение

Квазидвумерные экситонные поляритоны (ЭП) в микрорезонаторах (МР) формируются из экситонов и фотонов в условиях их сильного взаимодействия. Большой интерес к ним обусловлен несколькими причинами: (i) высокая температура бозе-конденсации вследствие очень малой эффективной массы ЭП, (ii) возможность контроля величины ЭП-ЭП взаимодействия и (iii) возможность формирования неравновесных макроскопически когерентных состояний, переходами между которыми можно управлять на масштабе мкм и пс. [1]

Большинство исследований ЭП конденсатов проводилось в условиях межзонного возбуждения. Был открыт ряд эффектов, схожих с явлениями, присутствующими в равновесном Бозе-Эйнштейновском конденсате, таких как сверхтекучесть, вихри, эффект Джозефсона и др. Следует, однако, отметить, что взаимодействие ЭП конденсата с плотным экситонным резервуаром сильно влияет на его свойства. Так, длина когерентности в конденсате не превышает нескольких десятков мкм.

В этой работе исследована динамика когерентных свойств ЭП систем в GaAs МР в отсутствие экситонного резервуара.

## Образцы и экспериментальная методика

Исследованы 2 МР структуры, выращенные на GaAs подложке:  $2\lambda$ -AlAs/GaAs МР (МР1) с 4 набо-

рами из 4-х In<sub>0.05</sub>Ga<sub>0.95</sub>As 10-нм квантовых ям и  $\lambda/2$ -AlAs/AlGaAs МР (МР2) с 4-мя GaAs 7-нм квантовыми ямами. Большое количество пар AlAs/GaAs в зеркалах Брэгга обеспечивало добротность  $Q > 10^4$ . Расщепление Раби - 7,5 мэВ в МР1 и 10,5 мэВ в МР2. В МР2 основное состояние ЭП было расщеплено на две моды с ортогональными линейными поляризациями  $\pi_x$  и  $\pi_y$  из-за анизотропии напряжений, величина расщепления - 80 мкэВ

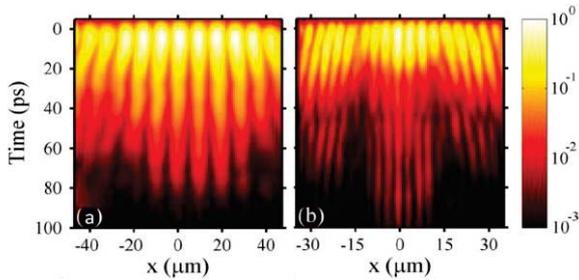
Образец находился в криостате, позволяющем исследовать распределение ЭП с высокими пространственным (~1,5 мкм) и угловым (~1°) разрешениями. Для возбуждения использовался импульсный Ti-сапфировый лазер. Сигнал детектировался с помощью стрик-камеры с разрешением 3 пс.

Пространственная корреляционная функция 1-го порядка  $g^{(1)}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t_1 - t_2 = 0)$  находилась из анализа интерференции света из разных точек на образце. Интерферограммы измерялись с помощью интерферометра Майкельсона в режиме наложения прямого и зеркального изображений, с разрешением 3 пс. Наложение достигалось путем пропускания луча света через интерферометр Майкельсона, одним из плеч которого была отражающая призма. Два пучка собирались на детекторе стрик-камеры, расположенной в фокусе объектива.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны временные эволюции интерферограм прямого и зеркального изображений излучения ЭП конденсата в основном состоянии в МР2

из областей с малыми (рис. 1a) и большими (рис. 1b) флуктуациями энергии ЭП,  $E_{LP}$ . Конденсат возбуждался по нормали к плоскости МР когерентными лазерными 1.5-пс импульсами с  $\pi_y$  поляризацией, совпадающей с поляризацией нижнего ЭП подуровня на энергии  $E=E_{LP}+0,3$  мэВ в пятне диаметром  $d=40$  мкм импульсами с энергией 0,12 нДж/импульс при 8 К.

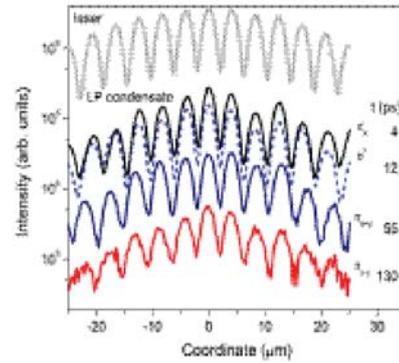


**Рис. 1.** Временные эволюции интерферограмм прямого и зеркального изображений излучения ЭП конденсата в основном состоянии в МР2 из областей с малыми (a) и большими (b) флуктуациями энергии ЭП

В обоих случаях видность интерференционной картины, в возбуждаемом конденсате ( $t < 3$  пс) практически совпадает с видностью в лазерном луче, что свидетельствует о том, что конденсат наследует когерентность лазерного луча. На рис.1 видно, что видность интерференционной картины почти не меняется со временем в течение  $\sim 100$  пс, когда плотность конденсата уменьшается почти на 3 порядка как в области МР с  $E_{LP} = \text{const}$ , так и в области с большими флуктуациями, в которой конденсат распределяется при больших  $t$  по локальным минимумам потенциала.

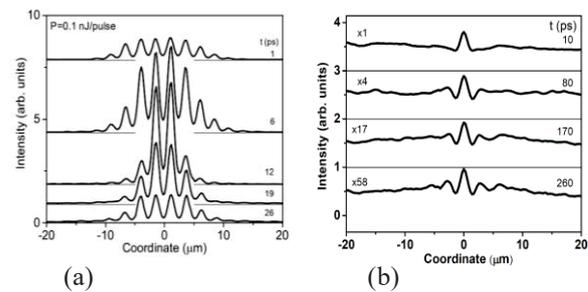
Эволюции интерферограмм излучения ЭП конденсата, возбуждаемого когерентными  $\pi_x$  поляризованными импульсами на верхнем подуровне, показаны на рис. 2. В этом случае конденсат оказывается неустойчивым: он теряет линейную поляризацию, при этом он переходит не в определенное стационарное спинорное состояние, а в режим внутренних джозефсоновских осцилляций поляризации[2]. Интерферограммы записаны в моменты времени, когда конденсат имеет линейные  $\pi_x$ ,  $\pi_{x\pm y}$  и циркулярную  $\sigma$  поляризацию.

На рис. 2 видно, что поляризационная неустойчивость не приводит к нарушению видности интерференционной картины и, следовательно, когерентности ЭП конденсата.



**Рис. 2.** Временные эволюции интерферограмм прямого и зеркального изображений лазера и излучения ЭП конденсата на верхнем подуровне в МР2. Поляризации ЭП и время приведены справа от кривых

Анализ интерферограмм излучения ЭП систем, возбуждаемых широкоапертурным сходящимся когерентным гауссовым пучком в области  $k < 1.7$  мкм<sup>-1</sup>, приведенных на рис. 3a, показывает, что ЭП система сохраняет унаследованную от лазерного луча когерентность даже при возбуждении ЭП в широком диапазоне квазиимпульсов: ее динамическое сжатие в течение  $\sim 10$  пс и последующее расширение вследствие отталкивательного ЭП-ЭП взаимодействия происходит без нарушения видности интерференционной картины.



**Рис. 3.** Временные эволюции интерферограмм прямого и зеркального изображений ЭП системы, возбуждаемой широкоапертурными сходящимися когерентным (a) и некогерентным (b) гауссовыми пучками

Для резонансного возбуждения некогерентных ЭП систем в широкой области  $k < 1.7$  мкм<sup>-1</sup> были использованы некогерентные 2-пс импульсы. На рис. 3b видно, что конденсация неравновесной ЭП системы происходит крайне медленно: при  $T=2$ К длина когерентности в затухающей ЭП системе остается меньше 3 мкм вплоть до времени задержки  $t \sim 200$  пс. Это время почти на порядок больше времени конденсации ЭП, наблюдаемой при межзонном возбуждении выше пороговой плотности

для формирования конденсата[3]. Такое различие можно объяснить отсутствием некогерентного рассеяния в чистой ЭП системе

Авторы выражают благодарность С.С. Гаврилову за плодотворные обсуждения и П. Саввидису и С Хефлингу за высокодобротные МР структуры.

## Литература

1. A. V. Kavokin *et al.* // Microcavities (Oxford University Press, Oxford, 2007).
2. A. A. Demenev *et al.* // Phys. Rev B 96, 155308 (2017)
3. V. V. Belykh, *et al.* // Phys. Rev. Lett. **110**, 137402 (2013).

# Электрoхимический «резонанс» фотолюминесценции при импульсном анодном формировании пористого кремния

Е.С. Демидов<sup>1\*</sup>, А.С. Абросимов<sup>1</sup>, В.В. Карзанов<sup>1</sup>, Н.Е. Демидова<sup>1,2</sup>, А.Д. Ефимов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им Н. И. Лобачевского, просп. Гагарина 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, ул. Ильинская, 65, Нижний Новгород, 603950

\*demidov@phys.unn.ru

Представлены данные измерений фотолюминесцентных, парамагнитных и электро-транспортных 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. Установлено «резонансное» изменение интенсивности оранжево-красной ФЛ с максимумом при периоде модуляции 0.1-0.25 с. Имеется корреляция в изменении интенсивности фотолюминесценции и ЭПР. Показано, что ПК при пористости 50% и расстоянии между порами 10 нм в основном состоит из воздуха и оксида кремния. Кремний в виде цепочек гранул диаметром  $\approx 1.5$  нм занимает объемную долю ПК порядка 1%.

## Введение

Пористый кремний (ПК) обладает уникальными оптическими, люминесцентными, и электрофизическими свойствами [1, 2]. Многие годы этот материал привлекает внимание в связи с его интересными свойствами 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. Систематических исследований импульсного формирования ПК с нанометровой модуляцией его свойств не проводилось. В работе [4] были представлены данные измерений фотолюминесцентных, парамагнитных и электротранспортных характеристик ПК, сформированного при изменении периода модуляции  $T_m$  тока от 1 до 8 с. Вопреки ожиданиям в этом диапазоне наблюдалось монотонное изменение свойств ПК и, в частности, рост квантового выхода фотолюминесценции (ФЛ) с уменьшением  $T_m$ . В настоящей работе представлены новые данные исследования влияния режимов формирования ПК в более широком диапазоне (0.01-1000) с модуляции анодного тока и его последующего окисления на красную фотолюминесценцию (ФЛ), содержание известных  $P_b$  – центров безизлучательной рекомбинации по данным электронного парамагнитного резонанса, на дискретное туннелирование электронов по данным измерений ВАХ диодных структур с прослойкой ПК.

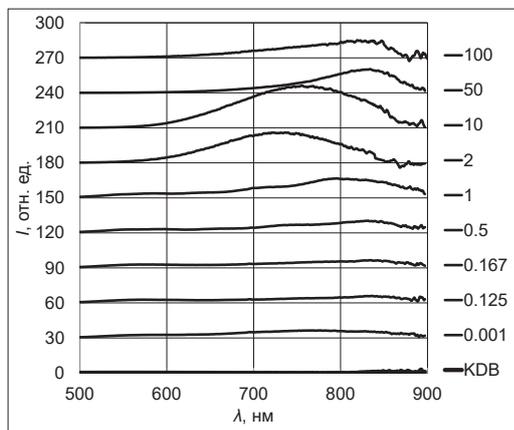
## Методика эксперимента

Как и в [4] пористые слои толщиной  $\approx 2$  мкм формировались на пластинах монокристаллического кремния марки КДБ 0.3 Ом·см с ориентацией (111) в смеси 60% плавиковой кислоты и этилового спирта в соотношении 1:1 при средней плотности тока 10 мА/см<sup>2</sup>. При модуляции анодного тока использовались прямоугольные импульсы тока со скважностью равной 2 (меандр) и глубиной модуляции 50%. ФЛ измерялась при 293К в диапазоне длин волн 400-900 нм при возбуждении импульсным азотным лазером ИЛГИ-503 на длине волны  $\lambda_{\text{exc}} = 337$  нм. Поперечный электротранспорт определялся по виду ВАХ диодных структур с прослойкой ПК. Спектры ЭПР снимались на спектрометре EMX фирмы Брукер при 293К.

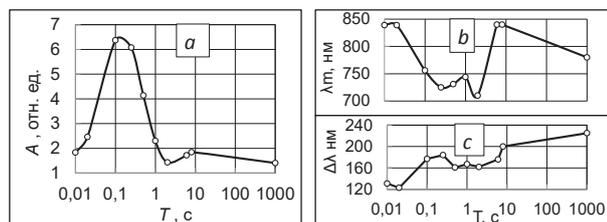
## Результаты и обсуждение

Как видно на рисунке 1, импульсная модуляция анодного тока при формировании ПК существенно влияет на параметры ФЛ. На рисунке 2 приведены зависимости от периода модуляции анодного тока интегральной интенсивности ФЛ – произведение величины максимума ФЛ  $I_m$  на ширину спектра на полувысоте  $\Delta\lambda$ , положение максимума ФЛ  $\lambda_m$  и  $c$  – ширины  $\Delta\lambda$  спектра ФЛ на полувысоте. Наибольшее усиление люминесценции имеет место при минимальном периоде модуляции  $T$  в районе 0.1-0.25с. При уменьшении периода модуляции тока начиная с  $T=2$ с интегральная интенсивность  $A=$

$I_m \cdot \Delta\lambda$  плавно увеличивается в 6.5 раз по сравнению с непрерывным режимом формирования ПК (рис. 2a) затем падает с ростом частоты модуляции. Более сложный вид имеют зависимости от  $T$  положения максимума ФЛ  $\lambda_m$  на рисунке 2b. Максимум ФЛ на рисунке 1a при  $T = (0.1-0.25)$  с согласно рисунку 2b располагается вблизи максимального голубого сдвига ФЛ ПК  $\lambda = (725-750)$  нм.



**Рис. 1.** Спектры ФЛ слоёв ПК в зависимости от частоты модуляции анодного тока  $f=1/T$ . Справа показана частота модуляции в Гц. Для образца, сформированного постоянным током в течении 4.5 мин (540 с) мы приписали период в 1000 с. КДБ – образец КДБ 0.3 без слоя ПК

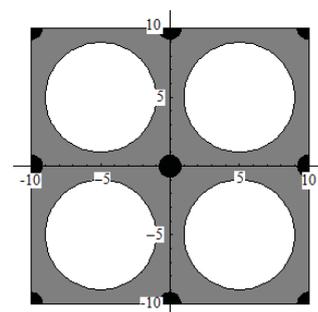


**Рис. 2.** Зависимости параметров спектра ФЛ от периода модуляции  $T$  анодного тока:  $a - A=I_m \cdot \Delta\lambda$ ,  $b$  – положения максимума ФЛ  $\lambda_m$  и  $c$  – ширины  $\Delta\lambda$  на полувысоте

При скорости формирования ПК 7.5 нм/с периоды модуляции  $T = (0.1-0.25)$  с соответствуют модуляции размера пор порядка 1-2 нм, т.е. меньше ожидаемого [4] в 5 нм размера гранул кремния в ПК. В пределах от 0.1 до 1000с с ростом частоты модуляции тока имеет место тенденция к уменьшению полуширины  $\Delta\lambda$  от величины 225 нм до  $\approx 125$  нм при наиболее высокочастотной модуляции  $T=(0.01-0.02)$ с (рисунок 2c). Сравнение данных на рисунках 2a и данных ЭПР [4] позволяет видеть корреляцию максимума ФЛ и спада амплитуды спектра  $P_b$  – центров безызлучательной рекомбинации. 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  $T < 1$  с. Вероятно, имеется связь этого разброса с осцилляциями в параметрах ФЛ на рисунках 1b и 1c. Эксперименты с другой скважностью импульсов анодного тока показали влияние этого параметра на зависимость свойств ПК от периода модуляции этого тока.

Максимум ФЛ при  $T = (0.1-0.25)$  с означает, что при этом стимулируется формирования гранул с малым размером около 1.5 нм в диаметре. Такой размер гранул вполне возможен, если взять пористость 50%, толщину естественного оксида кремния около 2 нм как на рисунке 3.



**Рис. 3.** Схематичное представление окисленного при комнатной температуре на воздухе фрагмента ПК. Белым цветом обозначен воздух в порах, серым – оксид кремния, чёрным – кремний. Деления по осям даны в нм

Большая часть кремния превращается в оксид кремния, оставшийся не окисленный кремний в виде нитей диаметром около 1.5 нм занимает лишь 2% от объёма ПК. Вследствие сильных механических напряжений нити наверняка разрываются на фрагменты длиной около их диаметра. Промежутки между гранулами порядка их диаметра заполняются оксидом кремния. Так образуются цепочки гранул диаметром около 1.5 нм. В результате объёмная доля кремния в ПК составляет величину порядка 1%.

## Литература

1. Handbook of Porous Silicon, Leigh Canham, Springer (2014), 1012 p.
2. Е.С. Демидов, Н.Е. Демидова, Вестник ННГУ, сер. ФТТ, В. 1(8), 22 (2005).
3. Е.С. Демидов, В.В. Карзанов, В.Г. Шенгуров, ПЖЭТФ, 67, 839 (1998).
4. Е.С. Демидов, А.С. Абросимов, Н.Е. Демидова, В.В. Карзанов, ФТТ, Т. 59, 245 (2017).
5. С.А. Гусев, Н.А. Короткова, Д.Е. Розенштейн, А.А. Фраерман, В.Г. Шенгуров, ПЖТФ, Т. 20, 50 (1994).

# Неохлаждаемое микроболометрическое фотоприемное устройство ИК и ТГц диапазонов

М.А. Демьяненко<sup>1</sup>, Д.Г. Есаев<sup>1</sup>, И.В. Марчишин<sup>1</sup>, В.Н. Овсюк<sup>1</sup>, Б.И. Фомин<sup>1</sup>,  
В.Ш. Алиев<sup>1</sup>, Б.А. Князев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, проспект Лаврентьева, 13, 630090.

<sup>2</sup> Институт ядерной физики СО РАН, проспект Лаврентьева, 15, 630090.

esaev@isp.nsc.ru

Приведены результаты по разработке и изготовлению неохлаждаемого фотоприемного устройства для спектрального ИК диапазона 7-14 мкм и терагерцового диапазонов на основе неохлаждаемых микроболометрических фотоприемников. Формат фотоприемного устройства 320x240 элементов с шагом матрицы фотоприемных элементов 51 мкм. Температурное разрешение в ИК диапазоне - 60 мК. Пороговая чувствительность 100 пВт/пиксель в ИК диапазоне, и 15 нВт/пиксель в Терагерцовом диапазоне на длине волны 130 мкм.

## Введение

Матричные микроболометрические приемники, работающие в спектральном диапазоне 8-14 мкм, не требуют охлаждения для своего функционирования и позволяют отказаться от использования дорогих микрокриогенных систем и специальных криостатов, применяемых для поддержания низкой рабочей температуры современных охлаждаемых фотонных приемников ИК излучения.

Гражданское применение микроболометрических фотоприемных устройств предполагается в тепловизионных системах ближнего наблюдения для контроля автомобильного, железнодорожного и речного транспорта, системах экологического и противопожарного контроля, автоматической охранной сигнализации, тепловизионных системах наблюдения за энергораспределительными сетями, системах контроля технологических процессов на разных производствах, в научных исследованиях.

Специальное применение микроболометрические ФПУ для ТГц диапазона найдут в системах наблюдения и обеспечения безопасности в антитеррористической деятельности и научных исследованиях.

Регистрация скрытого оружия, химических и биологических материалов, взрывчатых веществ, наркотиков,

Глубокое зондирование термоядерной плазмы

Спектроскопия в ТГц диапазоне, спектр – метрология.

Ранняя диагностика кожных заболеваний.

## Регистрация изображения в ИК диапазоне



Внешний вид фотоприемного устройства



Пример регистрации теплового изображения в ИК диапазоне. Рабочая температура - 300К. Температурное разрешение - 60 мК. Быстродействие - 100 кадров/сек.

### Регистрация изображения болометрическим приемником в ИК диапазоне в условиях чрезвычайных ситуаций



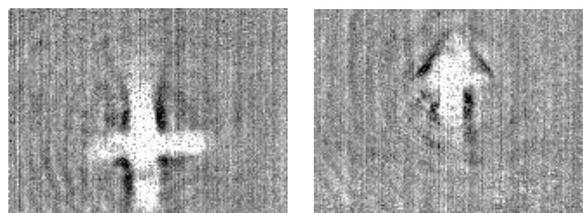
Изображение задымленного тоннеля в видимом диапазоне



Регистрация изображения в ИК диапазоне с использованием микроболометрического приемника в условиях задымленности тоннеля (Фрагмент видимого изображения приведен выше). Удаленность спасателей - 20 метров.

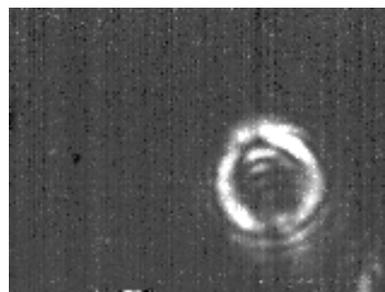
### Регистрация изображения в ТГц диапазоне

В ИФП СО РАН разработана технология изготовления мостиковых микроболометров размером  $40 \times 40$  мкм и числом пикселей  $160 \times 120$  элементов и форматом  $320 \times 240$  элементов с шагом 51 мкм, которые могут быть использованы для регистрации терагерцового излучения. На рисунке приведены примеры изображения, полученные с использованием болометрического ФПУ при подсветке объектов излучением Терагерцового диапазона.

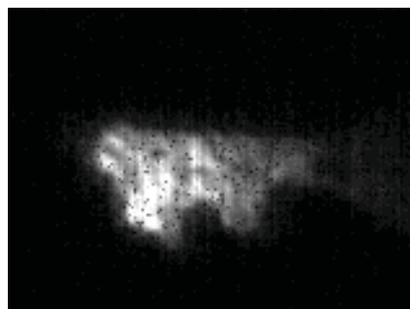


Примеры изображения модельных объектов, полученные с использованием болометрической матрицы при подсветке объектов излучением лазера на парах этанола с длиной волны 115 мкм (2,6 ТГц).

Результаты регистрации изображения в ТГц диапазоне с использованием излучения лазера на свободных электронах, (ИЯФ СО РАН). Длина волны регистрации - 130 мкм (2,3 ТГц).



Металлическое кольцо, закрытое листом пластика



Фрагмент керамического изделия

# Охлаждаемое фотоприемное устройство на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами

М.А. Демьяненко, Д.Г. Есаев, И.В. Марчишин, В.Н. Овсяк, Н.А. Валишева, А.И. Торопов, С.А. Дворецкий, А.В. Латышев

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, проспект Академика Лаврентьева, 13, 630090  
esaev@isp.nsc.ru

Приведены результаты проектирования, изготовления и тестирования фотоприемников на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами. Приводятся результаты по температурной чувствительности, дефектности, температурных режимах работы. Продемонстрированы тепловизионные изображения при регистрации в спектральном диапазоне 8–10 мкм.

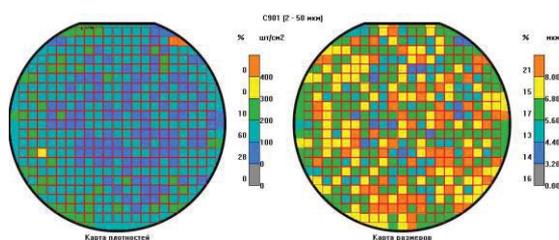
## Введение

В работе приведены результаты разработки, конструирования, изготовления и тестирования фотоприемного устройства на основе многослойных структур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами. Формат фотоприемного устройства 384x288 и 640x512 с шагом матрицы приемников 25 и 20 мкм, соответственно.

## Технология выращивания структур

Фотоприемные структуры выращивались методом МЛЭ.

В тестовых структурах определяется тип носителей, подвижность и концентрацию носителей.



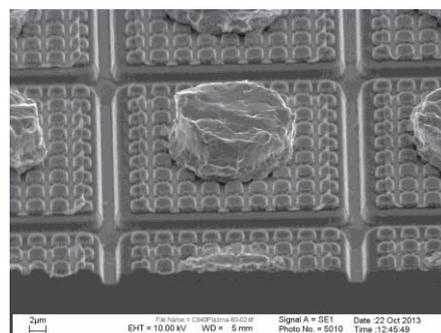
Типичное распределение ростовых дефектов МСКЯ: плотности (слева) и размера (справа).

Видно, что средняя плотность дефектов, составляющая около 200 шт./см<sup>2</sup>, может привести в предельном случае к дефектности матрицы фотоприемников формата 384×288 не более, чем 0,2 %.

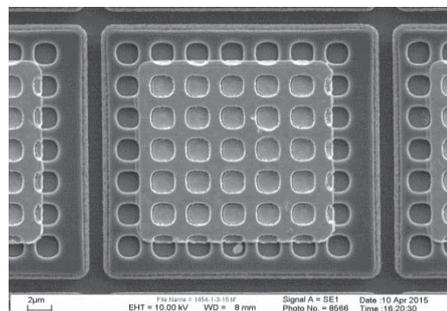
## Технология изготовления фотоприемных структур

Матрица фоточувствительных элементов изготавливалась методами фотолитографии с последую-

щим сухим травлением в плазменном разряде, и представляет собой периодически расположенные мезаструктуры, размером 25×25 мкм и 20×20 мкм для формата 384x288 и 640x512, соответственно. Для изготовления дифракционной решетки использовали сухое анизотропное травление слоя GaAs на заданную глубину в удаленной плазме ВЧ разряда.



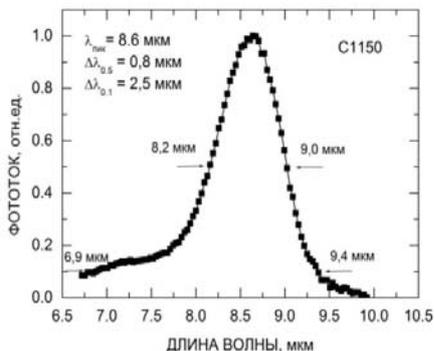
Изображение фрагмента матрицы формата 384×288 элементов с дифракционной решеткой и индиевых контактов.



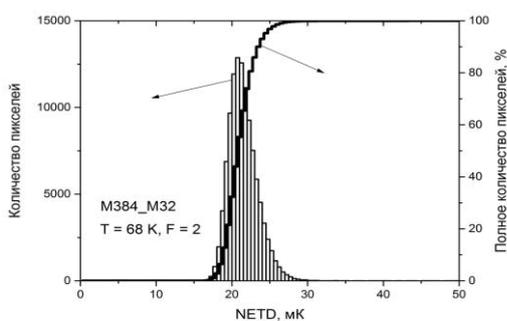
Изображение поверхности мезаструктуры МФЧЭ формата 384×288 элемента с дифракционной решеткой и слоем металлизации.

**Результаты**

**Формат 384x288, шаг матрицы 25 мкм**



Спектр фоточувствительности приемника



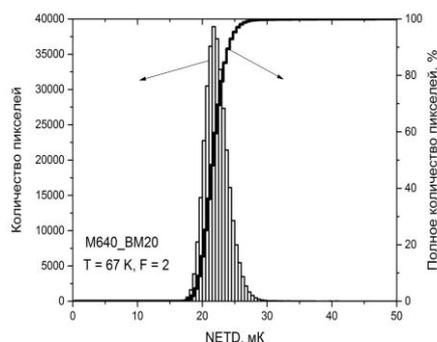
Гистограмма распределения эквивалентной шуму разности температур по элементам МФП



Пример теплового изображения.

Рабочая температура – 65 К. Время накопления - 6 мс.  
Рабочих элементов - 99,6 %. Быстродействие – 120 кадров/с

**Формат 640x512, шаг матрицы 20 мкм**



Гистограмма распределения эквивалентной шуму разности температур по элементам МФП



Пример теплового изображения. Температура – 65 К.  
Время накопления - 8 мс. Рабочих элементов - 99,5 %.  
Быстродействие - 100 кадров/сек.



Общий вид фотоприемного устройства

**Заключение**

Продемонстрированы способы изготовления и параметры фотоприемного устройства на основе многослойных структур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами.

# Неклассические источники света на основе селективно-позиционированных микролинзовых структур и (111)In(Ga)As квантовых точек

И.А. ДЕРЕБЕЗОВ<sup>1,2,\*</sup>, В.А. ГАЙСЛЕР<sup>1</sup>, А.В. ГАЙСЛЕР<sup>1</sup>, Д.В. ДМИТРИЕВ<sup>1</sup>, А.И. ТОРОПОВ<sup>1</sup>,  
M. von Helversen<sup>3</sup>, C. de la Haye<sup>3</sup>, S. Bounouar<sup>3</sup>, S. Reitzenstein<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, просп. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> Сибирский государственный университет телекоммуникаций и информатики, ул. Кирова, 86, г. Новосибирск, 630102.

<sup>3</sup> Technische Universität Berlin, Institut für Festkörperphysik Eugene-Wigner-Gebäude, D-10623, Berlin.

\*derebezov@isp.nsc.ru

В работе представлены результаты исследования оптических характеристик неклассических источников света, на основе селективно – позиционированных микролинзовых структур и одиночных In(Ga)As квантовых точек, выращенных на подложке (111)В GaAs. Однофотонный характер излучения подтвержден измерением и анализом корреляционной функции второго порядка  $g^{(2)}(\tau)$ ,  $g^{(2)}(0)=0.07$ .

## Введение

Неклассические излучатели света являются важнейшим ресурсом квантовых информационных систем. Структуры на основе полупроводниковых квантовых точек (КТ) представляют большой интерес для практической реализации таких устройств. Одиночная КТ может быть использована в качестве основы излучателя одиночных фотонов. Одиночная квантовая точка может быть и источником фотонных пар, запутанных по поляризации, в процессе каскадной рекомбинации биэкситона и экситона. В данной работе реализован микрорезонатор на основе полупроводникового брэгговского отражателя и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной (111) In(Ga)As квантовой точкой. Конструкция микрорезонатора обеспечивает эффективную накачку квантовых точек и высокую внешнюю квантовую эффективность вывода излучения. Микрорезонатор может быть использован для создания излучателей одиночных фотонов и излучателей фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе одиночных полупроводниковых квантовых точек.

## Конструкция и характеристики излучателей одиночных фотонов

Гетероструктуры с In(Ga)As КТ были выращены на установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках (111)В GaAs. Исследуемая эпитаксиальная структура схематически изображена на рис. 1а.

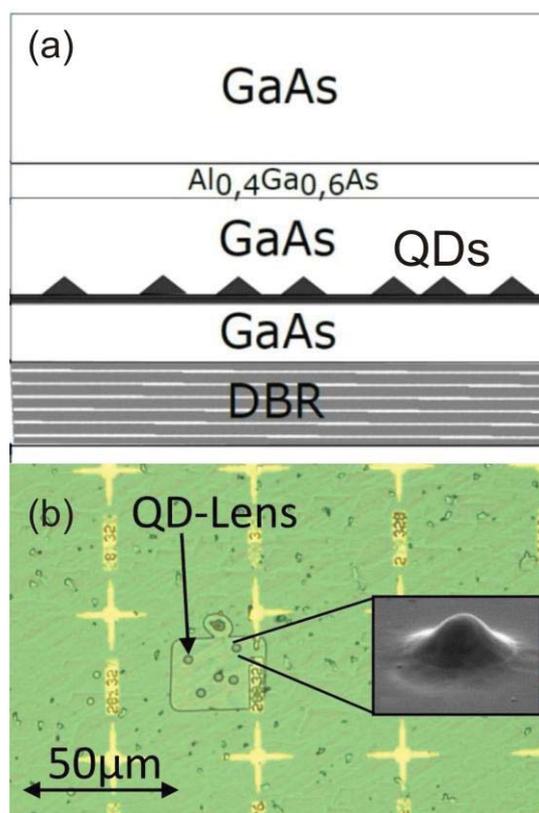
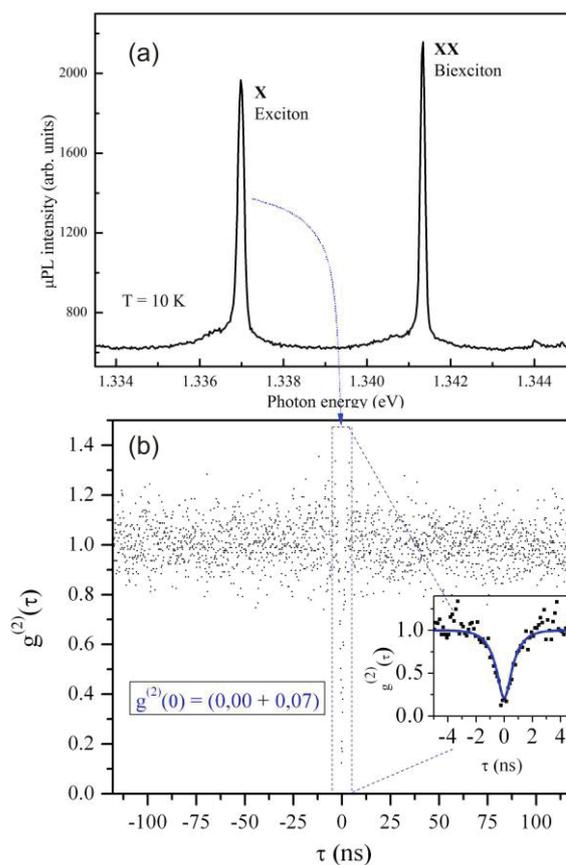


Рис. 1. Схематическое изображение эпитаксиальной структуры (а), микрофотография поверхности структуры, на вставке - АСМ изображение микролинзы, сформированной над одиночной (111) InGaAs квантовой точкой (б)

Эпитаксиальная структура содержит брэгговское зеркало и слой GaAs с (111)InGaAs КТ малой плот-

ности. Брэгговское зеркало, состоящее из четвертьволновых слоев GaAs и  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ , обеспечивает высокий коэффициент отражения ( $R \geq 0.99$ ) на рабочих длинах волн вблизи 930 нм. Верхний слой GaAs используется для формирования микролинз над одиночными InGaAs КТ (рис. 1b). Микролинзы на поверхности образца формировались при помощи установки, созданной на базе электронного микроскопа, совмещающей в себе возможности измерения спектров криогенной катодоллюминесценции одиночных КТ и проведения процессов электронной литографии. Микролинзы диаметром  $\sim 2$  мкм и высотой  $\sim 0.4$  мкм (рис. 1b) формировались с использованием методов электронной литографии и плазмо-химического травления непосредственно над одиночными КТ, координаты которых определялись ранее с использованием методики катодоллюминесценции. Внешняя квантовая эффективность данного микрорезонатора, согласно проведенным расчетам, может достигать  $\sim 0.25$ . Около 80% лазерного излучения поглощается в слоях GaAs вблизи КТ, что обеспечивает их эффективную оптическую накачку.

Селективное позиционирование выходной апертуры микрорезонатора (микролинзы) строго над выбранной одиночной КТ обеспечивает уверенную регистрацию излучения КТ. На рис. 2a представлен спектр излучения одиночной InGaAs КТ, расположенной в микрорезонаторе, содержащий экситонный и биэкситонный пики. Статистика излучения анализировалась с использованием интерферометра Хэнбери Брауна–Твисса. Корреляционная функция второго порядка для экситонной линии одиночной InGaAs КТ, находящейся в микрорезонаторе, представлена на рис. 2b. Измеренное значение корреляционной функции второго порядка при нулевой временной задержке составляет  $g^{(2)}(0) = 0.07$ , что демонстрирует ярко выраженный однофотонный характер излучения и перспективность использования данного типа микрорезонаторов для разработки неклассических излучателей на основе полупроводниковых квантовых точек.



**Рис. 2.** Спектр микролюминесценции одиночной КТ, содержащий пики экситона и биэкситона (а), нормированная корреляционная функция второго порядка для экситонной линии одиночной InGaAs КТ, расположенной в микрорезонаторе (б)

## Заключение

Таким образом, в данной работе представлены результаты исследования микрорезонатора на основе полупроводникового брэгговского отражателя и микролинзы, селективно позиционированной над одиночной (111) In(Ga)As КТ. Экспериментально продемонстрированы возможность адресации к одиночной квантовой точке, а также однофотонный характер излучения с  $g^{(2)}(0) = 0.07$ . Микрорезонатор может быть использован для создания излучателей одиночных фотонов и излучателей фотонных пар, запутанных по поляризации, на основе одиночных полупроводниковых квантовых точек.

# Моделирование тепловых полей и исследование технологии формирования окна вывода электронов из поликристаллического алмаза для электронной пушки

А.В. Дерябкин, М.П. Духновский\*, Е.Н. Куликов, М.С. Тихомиров, Ю.Ю. Федоров

АО «НПП «Исток» им. Шокина», ул. Вокзальная, д. 2а, Фрязино, 141190.

\*istok220@mail.ru

Проведено моделирование тепловых полей в окнах вывода электронов из поликристаллического алмаза и из титановой фольги и медной решетки. Расчеты показали, что перепад температур по площади окна составляет 63 °С и 275 °С, соответственно.

## Введение

Электронная пушка (ЭП) предназначена для формирования и вывода электронного потока в атмосферу или иную другую газовую среду.

При прохождении электронов через фольгу окна вывода ЭП они выделяют в ней часть своей энергии, что приводит к нагреву, ограничивая среднюю плотность мощности ЭП.

Обычно в качестве материала фольги применяется титан, коэффициент теплопроводности которого равен 22 Вт/мК, что обеспечивает среднюю плотность мощности ЭП порядка 10 Вт/см<sup>2</sup> при средней плотности тока (30 - 100) мА/см<sup>2</sup> [1].

Для увеличения средней плотности мощности ЭП часто используются принудительные способы охлаждения фольги, реализуемые в виде каркаса из металлических трубок, имеющих тепловой контакт с фольгой.

Нами предлагается использовать в ЭП выводное окно из поликристаллического алмаза (ПКА).

Коэффициент теплопроводности ПКА достигает (1200 - 2000) Вт/мК, что значительно больше, чем у титана [2]. Поскольку поток тепла в твердом теле прямо пропорционален его коэффициенту теплопроводности, замена титана алмазом, при прочих равных условиях, позволит повысить величину средней плотности мощности в (50 - 100) раз.

Помимо высокой теплопроводности алмаз имеет высокий предел прочности -  $\sigma = 500$  МПа, у титана

$\sigma \approx 250$  МПа [2]. Это позволяет ПКА выдерживать больший перепад давления между вакуумом пушки и атмосферой при той же конструкции окна вывода электронов, или делать окно тоньше и, тем самым, повысить среднюю плотность мощности.

Вышеупомянутые преимущества алмаза позволяют создать на базе алмазного окна вывода электронов пушку с существенно большей средней плотностью мощности при тех же размерах окна.

## Моделирование тепловых полей

Моделировались тепловые поля в окнах вывода электронов, изготовленных из титана и ПКА.

На рис. 1 показана конструкция анализируемого алмазного окна, разработанного для ЭП с потенциалом ускорения электронов 150 кВ. Она представляет собой пластину ПКА диаметром 60 мм и толщиной 1,5 мм, в которой созданы периодические области толщиной 50 мкм, размерами 4x4 мм и с шагом 5,5 мм. Тонкие участки окна предназначены для вывода электронного потока, толстые - для увеличения механической прочности конструкции и лучшего отвода тепла.

При проведении теплового моделирования окна вывода из титановой фольги, толстые участки ПКА замещались медью.

При моделировании предполагалось, что на поверхность окна подается тепловой поток с плотностью 10 Вт/см<sup>2</sup>. На краях окна поддерживалась постоянная температура 25 °С.

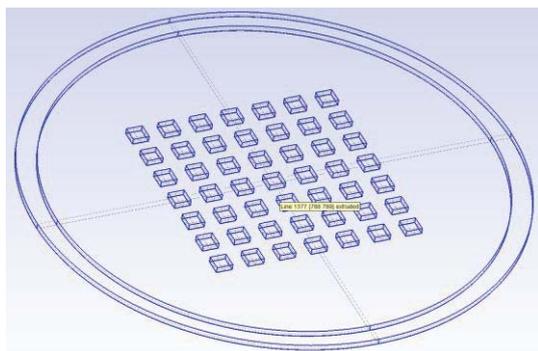


Рис. 1. Конструкция окна вывода электронов

Расчет распределения теплового поля производился на основе метода конечных элементов. Для этого представленная область дискретизировалась с использованием программы Gmsh [3], т.е. производилась генерация неструктурированной решетки с конечным числом элементов.

После этого формулировка математической задачи производилась в виде отдельного файла, который вместе с получившейся решеткой передается программе-солверу. В качестве солвера использовалась самостоятельно разработанная программа, интегрированная в пакет ONELAB. Результат решения интерпретировался программой-визуализатором, которая строила соответствующую тепловую картину.

Из расчетов следует, что перепад температур по площади окна составляет  $63^{\circ}\text{C}$  для окна из ПКА, и  $275^{\circ}\text{C}$  для окна из титановой фольги и медной решетки.

### Экспериментальная часть

Пластины ПКА для окна выращивали CVD - методом на подложке монокристаллического кремния.

Для создания алмазного окна переменной толщины и заданной конфигурации использовалась термическая обработка с контролируемым избирательным травлением поверхности.

Термический способ обработки поверхности алмаза заключается в растворении алмаза металлами переходной группы при температурах выше  $600^{\circ}\text{C}$ . В [4] рассматривается механизм термической обработки поликристаллического алмаза железом при температуре ( $950 - 1140$ )  $^{\circ}\text{C}$ .

При травлении поверхности алмаза металлами алмаз повторяет рельеф и качество поверхности металлической детали. Для придания нужного рельефа окна вывода была изготовлена деталь из железа, повторяющая обратную, негативную, реплику формы требуемой поверхности.

Так как алмаз является диэлектриком, то при прохождении через него потока электронов он заряжается. Электрическое поле этого заряда искажает траекторию первичного потока электронов вплоть до их полного торможения, что приводит к запырению пушки.

Для устранения этого эффекта на алмазное окно вывода методом магнетронного распыления в вакууме наносятся токопроводящие покрытия из молибдена толщиной  $0,1$  мм, электрически соединенные с основанием корпуса пушки.

На рис. 2 представлена фотография алмазного окна с сорока девятью элементами рельефа.



Рис. 2. Фотография алмазного окна с сорока девятью элементами рельефа

### Литература

1. Электронные отпаянные пушки/ К.Г. Симонов. Под ред. Н.Д. Девяткова, М.: Радио и связь, 1985, 125 с.
2. Физические величины: Справочник/А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина и др. Под ред. И.С. Григорьева, М.; Энергоатомиздат, 1991, 1232 с.
3. C. Geuzaine, J.F. Remacle. // Int. J. Num. Meth. in Eng., V. 79, 1309, (2009).
4. М.П. Духновский, А.К. Ратникова, Ю.Ю. Федоров и др.//Электронная техника. Серия 1. СВЧ электроника, Вып. 2(495), 41-46, (2008).

# Исследование процессов планаризации поверхности поликристаллического алмаза методом термического растворения в системе алмаз – металл

А.В. Дерябкин<sup>1\*</sup>, М.П. Духновский<sup>1</sup>, Е.Н. Куликов<sup>1</sup>, Ю.Ю. Федоров<sup>1</sup>, М.П. Темерязева<sup>2</sup>

<sup>1</sup> АО «НПП «Исток» им. Шокина», ул. Вокзальная, д. 2а, Фрязино, 141190

<sup>2</sup> Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова, пл. Введенского, д.1, Фрязино, 141190

\*istok220@mail.ru

Известно, что поликристаллический алмаз имеет колончатый характер роста, что влияет на шероховатость и плоскостность его поверхности. Это значительно усложняет обработку поверхности поликристаллического алмаза. В работе исследованы процессы планаризации поверхности поликристаллического алмаза методом термического растворения в системе алмаз – металл. Этот способ обработки позволяет получать шероховатость поверхности алмаза менее 2 мкм.

## Введение

Поликристаллический алмаз (ПКА), благодаря своим уникальным физическим свойствам, является очень перспективным материалом для изделий микроэлектронной техники. Шероховатость и плоскостность поверхности ростовой стороны ПКА после процесса роста требует дальнейшего выравнивания, шлифования (полирования), т.е. планаризации [1].

Широкое внедрение ПКА в электронике сдерживается, в частности, сложностью пост-ростовой обработки. Традиционным способом обработки твердых материалов является механическое шлифование. Исходная морфология поверхности ПКА существенно влияет на возможности метода. Это связано с анизотропией кристаллографических направлений при шлифовании кристалла алмаза. Пленки со случайной ориентацией кристаллитов будут шлифоваться с очень малой скоростью. Проблема усугубляется разной толщиной (и размером кристаллитов) пленки ПКА в центре и на краях, вследствие разной скорости роста по поверхности подложки из-за особенностей технологического процесса.

Недостатком метода является также разрушение кристаллитов по плоскостям спайности из-за существенной анизотропии. Разрушение происходит за счет сжатия, изгиба или растяжения в зависимости от градиента приложенного напряжения [2].

Нарушенный поверхностный слой, образующийся при механической шлифовке, ограничивает дальнейшее применение ПКА в электронике.

В работе исследуется планаризация поверхности поликристаллического алмаза методом термического травления металлами переходной группы.

Суть метода заключается в том, что при температурах выше 700 °С в местах соприкосновения алмаза с металлом, начинается процесс образования графита. Атомы углерода в графите имеют более слабые связи между собой, чем в алмазе, вследствие чего начинают диффундировать в приповерхностный слой металла. Выступающие части на поверхности алмаза постепенно стравливаются; поверхность со временем приобретает топологию прилегающей части металлической поверхности [3].

## Методика эксперимента

Рост поликристаллических алмазных пленок происходил CVD - методом на подложке монокристаллического кремния диаметром 57 мм в СВЧ-плазме.

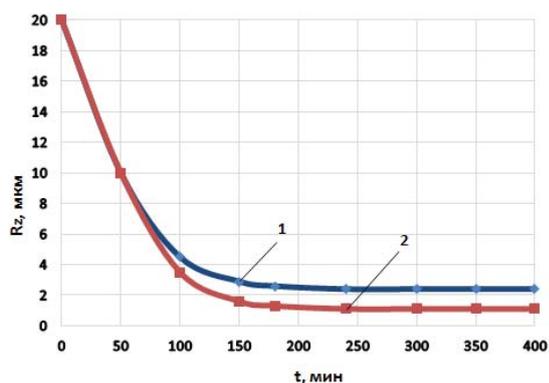
Поверхностная морфология алмазных пленок, существенно зависит от соотношения компонентов газовой смеси и температуры подложки. С изменением давления метана и температуры меняются размеры кристаллитов в пленке ПКА. Полученные пленки имели толщину (100 - 250) мкм, исходную шероховатость ростовой поверхности (10 - 20) мкм. Размеры кристаллитов в полученных пленках варьировались от 8 до 170 мкм.

Для исследования процессов планаризации поверхности ПКА методом термического растворения использовались пластины железа (сталь 3) и никеля НП2Э размерами (60,0\*60,0) мм, толщиной 2,5 мм, предварительно отожженные и отшлифованные до шероховатости 0,10 мкм.

Термическое растворение пленок ПКА проводилось в водородной печи САМСо В16 в атмосфере водорода. Температура обработки изменялась в диапазоне от 700 до 1320 °С. Шероховатость поверхности алмаза исследовалась с помощью атомно-силового микроскопа Solver P47 Pro и профилометра АБРИС-ПМ7.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведена зависимость величины шероховатости  $R_z$  поверхности пленки ПКА от времени обработки на железе и никеле.



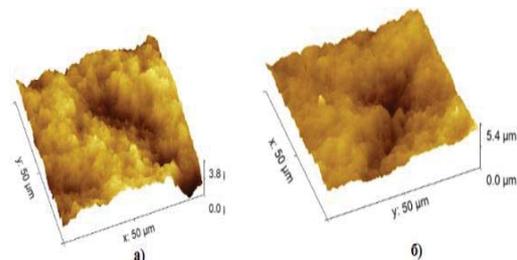
**Рис. 1.** Зависимость величины  $R_z$  поверхности поликристаллического алмаза от времени обработки на железе (кривая 1) и никеле (кривая 2) при  $T=1050$  °С

При нагреве полированной пластины железа до температуры выше 900 °С, ее шероховатость изменяется. Это связано с тем, что железо при температуре 917 °С из  $\alpha$ -Fe переходит в  $\gamma$ -Fe и морфология поверхности ухудшается. На рис. 2 приведены трехмерные сканы исходной поверхности железа и после ее нагрева до температуры 950 °С.

Таким образом, при термическом растворении ПКА на железе невозможно получить шероховатость алмаза выше 2 мкм.

В отличие от железа, никель во всем диапазоне температур имеет одну кристаллическую решетку. В связи с этим качество поверхности при термическом растворении алмаза на никеле от температуры

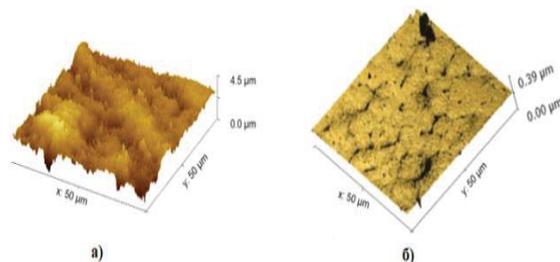
не зависит и становится возможным получить шероховатость поверхности ПКА менее 2 мкм.



**Рис. 2.** Трехмерные сканы, полученные на лазерном сканирующем микроскопе, исходной поверхности (а) и после ее нагрева до температуры  $T=950$  °С (б)

Исследование на ВИМС показал отсутствие железа и никеля в приповерхностной области пленки ПКА, т.е. при таких температурах и временах диффузия посторонних атомов в алмаз не идет даже по границам зерен.

Как показали эксперименты, скорость травления ПКА зависит не только от исходной шероховатости, толщины пленки, но и от размеров кристаллитов, зависящих от скорости роста. При этом большая интенсивность растворения алмаза не подразумевает обработку хорошего качества. На рис. 3 приведены трехмерные сканы поверхности образца до и после термического растворения ПКА на пластине никеля.



**Рис. 3.** Трехмерные сканы, исходной поверхности образца (а) и после термического растворения алмаза на пластине никеля (б)

## Литература

1. A. Gicquel et al.//Curr. Appl. Phys. 1, 479, (2001).
2. C.J. Tang et al.//Diamond and Related Materials 12, 1411, (2003).
3. М.П. Духновский и др.//Электронная техника. Серия 1. СВЧ электроника, Вып. 2(495), 41-46, (2008).

# Исследование технологии формирования перспективной монокристаллической замедляющей системы из поликристаллического CVD-алмаза для ЛБВ миллиметрового диапазона длин волн

А.В. Дерябкин, М.П. Духновский, Е.Н. Куликов, Ю.Ю. Федоров\*

АО «НПП «Исток» им. Шокина», ул. Вокзальная, д. 2а, Фрязино, 141190.

\*istok220@mail.ru

В работе исследуется технология создания замедляющей системы, полностью выполненной из поликристаллического CVD-алмаза, сформированной в виде меандра, на все поверхности которого нанесена металлизация порядка толщины скин-слоя.

## Введение

Одной из главных задач современной вакуумной микроэлектроники является освоение миллиметрового диапазона частот. Среди электровакуумных приборов миллиметрового диапазона большой интерес вызывает лампа бегущей волны (ЛБВ) с ленточным электронным пучком и планарной замедляющей системой (ЗС) на диэлектрической подложке, обеспечивающая широкую полосу рабочих частот и тепловую устойчивость [1, 2].

При переходе в миллиметровый диапазон существенно уменьшаются геометрические размеры ЗС. Соответственно, возрастает тепловая нагрузка на нее. Способность ЗС ЛБВ рассеивать тепло - важный фактор, определяющий выходную мощность, стабильность и надежность прибора.

Весьма перспективной представляется конструкция монокристаллической ЗС целиком выполненной из поликристаллического CVD-алмаза. Предложенная конструкция имеет ряд преимуществ.

Во-первых, высокая теплопроводность материала (более 1000 Вт/м×К) обеспечивает эффективный отвод тепла от ЗС.

Во-вторых, малый коэффициент теплового расширения и жесткость монокристаллической конструкции позволяют иметь стабильные характеристики ЗС в широком диапазоне температур.

В-третьих, высокая механическая прочность CVD-алмаза дает возможность существенно уменьшить геометрические размеры ЛБВ.

Широкое применение поликристаллического алмаза в микроэлектронике сдерживает не только высокая стоимость, но и сложность его обработки. Алмаз является самым твердым и химически стойким из всех известных материалов. Кроме того, разориентированность кристаллитов создает дополнительные трудности обработки поверхности алмаза.

## Результаты и обсуждение

Технологический процесс изготовления ЗС начинается с роста поликристаллического CVD-алмаза на кремниевой подложке. Алмазная пластина отделяется от кремниевой подложки методом травления кремния в смеси плавиковой и азотной кислот. Далее лазером из пластины CVD-алмаза вырезается прямоугольная заготовка необходимых геометрических размеров, из которой и формируется ЗС.

С уменьшением геометрических размеров ЗС возрастают требования к точности ее изготовления и шероховатости поверхностей, морфология которых во многом определяет однородность и характеристики металлической пленки. Кроме того, шероховатость поверхности ЗС увеличивает эффективный путь, проходимый электромагнитной волной и, следовательно, возрастают потери в ЛБВ.

Для формообразования ЗС использовались технологии термического травления алмаза и прецизионной лазерной резки.

Сущность технологического процесса термического травления заключается в явлении растворения алмаза металлами переходной группы при температурах выше  $600\text{ }^{\circ}\text{C}$  [3]. При этом алмаз повторяет рельеф и структуру поверхности контактирующего с ним металла.

В данной работе исследовались процессы травления алмаза железом и никелем. Известно [4], что никель во всем диапазоне температур не изменяет свою гранецентрированную кубическую кристаллическую решетку. Железо, при температуре  $917^{\circ}\text{C}$  из  $\alpha\text{-Fe}$  с объемноцентрированной кубической решетки переходит в  $\gamma\text{-Fe}$  с гранецентрированной кубической решеткой, морфология поверхности железа меняется, ухудшается шероховатость поверхности. Вследствие этого, минимальная достижимая величина шероховатости поверхности поликристаллического алмаза при температурах ( $950 - 1130$ )  $^{\circ}\text{C}$  составляет (3,0 - 5,0) мкм при скорости процесса травления - (30 - 50) мкм/ч. Морфология поверхности никеля не меняется и становится возможным получить поверхность алмаза с шероховатостью (0,3 - 1,5) мкм. Скорость травления алмаза в этом случае существенно ниже.

В связи с этим, травление алмаза проводилось в два этапа. На первом этапе использовали железо, на втором никель.

Для придания заготовке из алмаза формы ЗС использовали матрицы из железа и никеля, повторяющие обратную, негативную, реплику формы требуемого рельефа.

Исследование влияния технологических параметров на шероховатость поверхности поликристаллического алмаза проводилось с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver P47 Pro.

На рис. 1 представлены зависимости величин шероховатости  $R_z$  поверхности поликристаллического алмаза от времени обработки на железе и никеле.

Далее с помощью прецизионной лазерной резки формировали меандр из профилированной заготовки. Применение лазерной резки позволяет добиться требуемых точностей геометрических размеров ЗС.

При воздействии на алмаз высоких температур (свыше  $1000\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) на операциях шлифовки и лазерной резки, на поверхностях, подвергнутых обработке, образуются графитизированные электропро-

водящие слои. Эти слои удаляли в сернокислотном травителе.

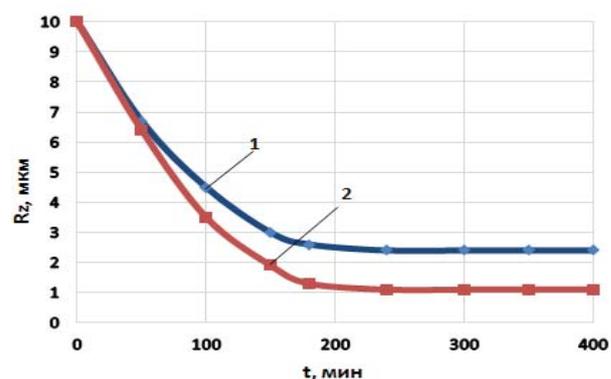


Рис. 1. Зависимость величины  $R_z$  поверхности поликристаллического алмаза от времени обработки на железе (кривая 1) и никеле (кривая 2) при  $T=1050\text{ }^{\circ}\text{C}$

После удаления графитизированного слоя с поверхности алмаза через трафарет производится напыление W-Ni. Затем металлизацию покрывали гальваническим золотом 3 мкм.

Данная технология позволила получить пленку металла на алмазе без переходных графитизированных слоев и с низким тепловым сопротивлением между алмазом и металлом.

На рис. 2 представлен фрагмент планарной монокристаллической ЗС, полностью выполненной из поликристаллического CVD алмаза.



Рис. 2. Фрагмент планарной монокристаллической ЗС из поликристаллического алмаза

## Литература

1. G. Ulisse, V. Krozer. //IEEE El. Dev. Let., V. 38, 126, (2017).
2. S. Sengele, H Jiang, J.H.Booske et al. //IEEE Trans. Electron Devices, V. 56, 730, (2009).
3. М.П. Духновский, А.К. Ратникова, Ю.Ю. Федоров и др. //Электронная техника. Серия 1. СВЧ электроника, Вып. 2(495), 41-46, (2008).
4. Вакуумная техника: Справочник/К.Е. Демихов, Ю.В. Панфилова, М., Машиностроение, 2009, 590 с.

# Сверхтонкое взаимодействие в объемных монокристаллах $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ( $x < 0.05$ )

А.П. Деточенко<sup>1</sup>, В.В. Гусаров<sup>1</sup>, А.В. Сухоруков<sup>1</sup>, Д.В. Гусейнов<sup>1</sup>, А.А. Ежевский<sup>1</sup>, Г.В. Мамин<sup>2</sup>, Д.Г. Зверев<sup>2</sup>, Н.В. Абросимов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Казанский Федеральный Университет, ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008.

<sup>3</sup> Leibniz Institute for Crystal Growth, 2 Max-Born str., Berlin, D-12489, Germany.

\*ezhevski@phys.unn.ru.

В объемных монокристаллах  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  с малым содержанием германия ( $x < 0.05$ ), легированных фосфором, было обнаружено необычное поведение сверхтонкого взаимодействия спина донорного электрона со спином ядра фосфора. А именно наблюдается рост сверхтонкого расщепления с температурой в интервале температур 9 - 29 К, причем, максимальное значение сверхтонкой константы превышает значение в кремнии. Результаты интерпретируются с учетом модели перезаполнения долин, вследствие одноосных напряжений, и модели двухянного потенциала в решетке  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ , приводящего к возникновению смещенного из узла состояние донорного атома фосфора вследствие искажения решетки кремния атомами германия.

## Введение

Благодаря большим временам спиновой релаксации, слабого спин-орбитального взаимодействия и совместимости с современной микро- и нанозлектроникой, спины доноров в кремнии и твердом растворе кремния-германия являются перспективными кандидатами для применения их в качестве кубитов. Управление ядерными или электронными спинами возможно с помощью электрического поля или поля напряжений. Однако в основе обоих способов лежит контролируемая манипуляция донорным сверхтонким взаимодействием.

## Методика эксперимента

Монокристаллы  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  были получены методом Чохральского. Легирование фосфором производилось в процессе роста. В результате была получена серия образцов с разным содержанием германия и донорной примеси: спектры электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) были получены на спектрометрах Bruker-EMXplus-10/12 X-диапазона (частота 9,6 ГГц) и Bruker-Elexsys 580/680 X- и W-диапазонов (9,6 и 94 ГГц, соответственно).

## Результаты и обсуждение

В объемных монокристаллах  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  с малым содержанием германия ( $x < 0.05$ ), легированных фосфором с концентрациями  $2,1 \cdot 10^{14}$  –  $4,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , методами ЭПР и электрон-электронным двойным резонансом (ELDOR) было обнаружено необычное поведение сверхтонкого взаимодействия спина до-

норного электрона со спином ядра фосфора. Известно, что в кремнии с ростом температуры выше 20К константа изотропного сверхтонкого взаимодействия, пропорциональная электронной плотности на ядре донорного атома уменьшается, вследствие тепловых переходов электронов из основного состояния на более высоко лежащие примесные состояния и зонные состояния, из чего следует, что величина сверхтонкого расщепления (СТР) должна уменьшаться с ростом температуры и оставаться постоянной (42 Эрст) при температуре ниже 20 К [1]. В исследуемых монокристаллических образцах твердых растворов  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $x < 0.05$ ) наблюдается более сложный характер зависимости сверхтонкого расщепления от температуры. Так, например, для образцов с содержанием германия 2-4% наблюдалось увеличение сверхтонкого расщепления в интервале 4-25К (рис. 1), не характерное для фосфора в кремнии.

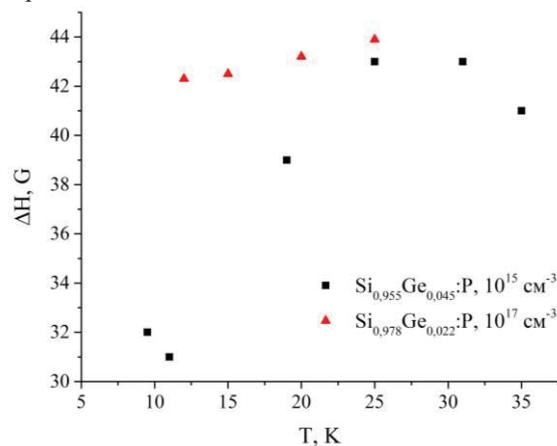
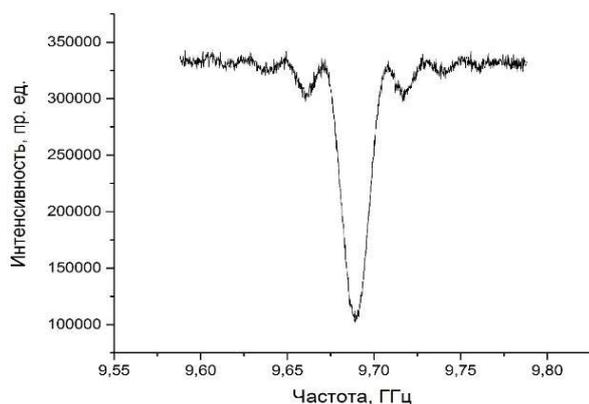


Рис. 1. Зависимость СТР от температуры

В спектре ELDOR (рис. 2) образца  $\text{Si}_{0,996}\text{Ge}_{0,004}$ , легированного фосфором с концентрацией  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , при температуре 10 К наблюдаются три различных СТР, обусловленных: 20 Гс – взаимодействием спина донорного электрона со спином 2-х атомов фосфора в элементарной ячейке кремния, 33 Гс – взаимодействием спина донорного электрона со спином атома фосфора, когда в элементарной ячейке кремния присутствует германий, 42 Гс – взаимодействием спина донорного электрона со спином атома фосфора в элементарной ячейке кремния.

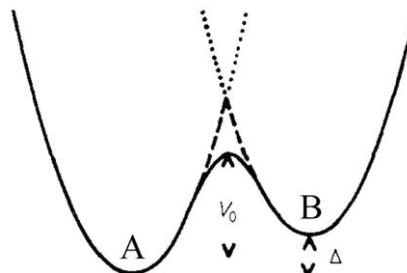
Наблюдаемые особенности определяются изменениями плотности донорных электронов с учетом их распределения по долинам кремния и перезаполнения долин, вследствие одноосных деформаций, вызванных атомами германия в окружении донора. За счет одноосных напряжений величина СТР фосфора в кремнии уменьшается с ростом напряжений в кристалле [2, 3], а также уменьшается расстояние между синглетом и дублетом-триплетом. Этим можно объяснить снижение значения СТР при увеличении концентрации германия в образцах.



**Рис. 2.** Спектр ELDOR образца  $\text{Si}_{0,996}\text{Ge}_{0,004}$ , легированного фосфором с концентрацией  $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , при температуре 10 К

Модель перезаполнения долин может изменять вид зависимости величины СТР от температуры, но она не предполагает увеличение расщепления, что требует оценок локальных изменений в окружении донора, приводящих к изменению таких параметров, как боровский радиус донора и его энергия ионизации. Оценки всестороннего сжатия решетки вокруг атома фосфора, создаваемого атомами германия, и увеличения плотности волновой функции донорного электрона на ядре атома фосфора дают неправдоподобные величины деформаций.

Из-за искажения кремниевой решетки атомами Ge возможно появление дополнительного смещенного из узла состояния донорного атома P, что приводит к возникновению двухуровневого потенциала (рис.3). Переход из положения А в положение В носит активационный характер, в результате чего величина СТР растет с увеличением температуры.



**Рис. 3.** Двухямный потенциал в решетке  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  [4]

При этом величина сверхтонкого расщепления может быть определена как:

$$\Delta H(T) = \Delta H(A) + C \exp\left(-\frac{E_B}{kT}\right) (\Delta H(B) - \Delta H(A)) \quad (1),$$

где  $\Delta H(A)$  и  $\Delta H(B)$  - величины СТР в положениях А и В, соответственно,  $E_B$  - энергия активации,  $k$  - постоянная Больцмана,  $T$  - температура.

Результаты, представленные на рис. 1, могут быть описаны с помощью формулы (1) с энергией активации  $E_B = 1,47 \text{ мэВ}$ .

Полученные в ходе экспериментальных исследований и представленные выше результаты свидетельствуют о сложном влиянии атомов германия на электронные свойства мелкого донора в твердом растворе кремний-германий даже при малых 0,4 - 5% концентрациях германия.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-03-00235.

## Литература

1. D.E. Degdale, S.D. Lacey, G. Lancaster// J. Phys. C: Solid St. Phys., V. 4, 654 (1971).
2. H. Hueble, A. Stenger, M. Stutzmann, M. S. Brandt// PRL, V. 97, 166402 (2006).
3. D. K. Wilson // PR, V. 124, 1068 (1961).
4. W. A. Phillips // Rep. Prog. Phys., V. 50, 1657 (1987).

# Оксид графена и его место в семействе графеновых материалов

А.Т. Дидейкин, А.Я. Вуль

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

\*dideikin@mail.ioffe.ru

Рассматриваются методы синтеза, структура электронные, оптические и химические свойства оксида графена – двумерного углеродного материала, представляющего собой промежуточную стадию химических методов получения графена. На основании результатов анализа современного развития многочисленных сфер применения оксида графена в интенсивно развивающихся областях современных технологий фотокатализа, возобновляемых источников энергии, защиты окружающей среды, биологии и медицины делается вывод о самостоятельной роли оксида графена в современных исследованиях и разработках углеродных наноматериалов.

## Введение

Вначале оксид графена (ГО) определялся как результат химического расщепления и окисления кристаллического графита. Его удивительным свойством является сохранение целостности двумерных углеродных листов, несмотря на наличие содержащих кислород функциональных групп и  $sp^3$  гибридизацию углеродных атомов, составляющих двумерную структуру. В дальнейшем появление методов синтеза оксида графена прямой сборкой из углеродных атомов и функциональных групп заставило дать ему другое определение, основанное на его структуре.

## Технологии синтеза оксида графена

Метод окисления кристаллического графита с расщеплением на отдельные атомные слои был изобретен более, чем на полтора века раньше, чем был открыт графен. Современные методы синтеза графена так же, как и первый метод Броди (1859 г.) основаны на использовании сильных окислителей в жидкой среде и направлены на получение листов ГО с максимально возможными размерами. Это обстоятельство связано с различием в составе функциональных групп, присоединенных к плоскости и к краям листов оксида графена и соответствующим различием в свойствах материалов, содержащих листы различных размеров.

## Структура и состав оксида графена

Многочисленные исследования с использованием электронной просвечивающей, сканирующей, атомно-силовой и туннельной микроскопии, рентгеноструктурного анализа, инфракрасной и рентне-

новской фотоэлектронной спектроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния в сочетании со спектроскопией ядерного магнитного резонанса и спектроскопией потерь энергии электронов позволили установить структуру ГО. Наиболее точное описание которой дает модель Lerf-Klinovski [1].

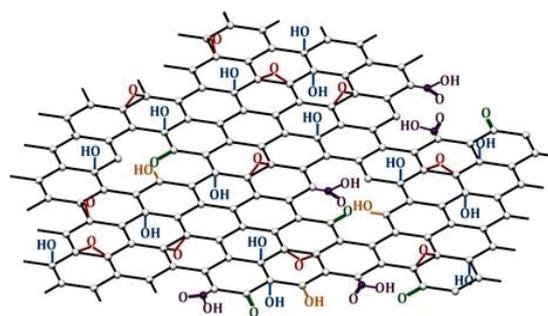


Рис. 1 Структура оксида графена

Еще одной важнейшей особенностью ГО является наличие доменов  $sp^2$  фазы в структуре листов. Их размер и количество определяется условиями окисления исходного графита а также воздействием внешних факторов, приводящих к удалению функциональных групп и постепенному превращению ГО в графен. Наличие дефектов в виде нарушений периодичности структуры и сквозных отверстий в плоскости листов ГО обуславливает отличие продукта восстановления ГО (вГО) от идеального графена.

## Свойства оксида графена

Одним из важнейших свойств ГО является гидрофильность – способность образовывать стабильные водные дисперсии в широком диапазоне концен-

траций что создает возможность формирования пленочных структур на различных подложках. Дисперсии ГО образуются и в ряде органических растворителей, что создает возможность создания композитов с органическими полимерами. Составляющие структуру листа ГО участки двумерной углеродной плоскости с присоединенными кислородсодержащими группами являются диэлектриком. Электропроводность листа определяется перколяционным порогом, достигаемыми при возникновении связанной сети графеновых доменов. Этот уровень соответствует содержанию  $sp^2$  фазы в составе ГО около 60%. Особенностью ГО является также интенсивная широкополосная фотолюминесценция, наблюдаемая при среднем содержании  $sp^2$  фазы в составе ГО. Установлено что это явление обусловлено излучательной рекомбинацией в малых графеновых доменах, обладающих запрещенной зоной из-за размерного эффекта.

## Восстановление оксида графена

Эпоксидные и гидроксильные группы, присоединенные к двумерному углеродному слою в составе ГО легко удаляются под действием различных восстанавливающих факторов включая нагрев, электромагнитное облучение, действие химических восстановителей. В процессе восстановления возможна частичная замена кислородсодержащих групп на аминогруппы, открывающая путь к созданию широкого спектра функциональных материалов. При этом восстанавливается структура графена. Однако полного восстановления дефектов окисления как правило не происходит. Поскольку получаемый материал по электрическим и механическим параметрам несколько уступает графену, его называют восстановленным ГО (вГО). Тем не менее, в значительной части приложений этот материал способен полностью заменить графен, получаемый другими методами.

## Применения оксида графена

Уникальность свойств оксида графена заключается в сочетании проводимости оптической прозрачности и химической функциональности с двумерной структурой. Это обуславливает широкий спектр применений этого материала. Помимо прозрачных электродов для гибкой полимерной электроники и солнечных элементов, использующих полностью восстановленный ГО постоянно расширяется сфера применений химически модифицированного ГО в

таких областях, как фотокатализаторы на основе композитов полупроводниковых наночастиц с ГО. Такие системы способны под действием солнечного излучения осуществлять разложение воды, восстанавливать угольную кислоту и даже синтезировать органическое топливо. Важной областью применения восстановленного ГО являются перспективные электродные материалы для литиевых аккумуляторов и суперконденсаторов. Слои химически модифицированного ГО представляют собой основу для биологических, химических датчиков и электродов для нейроинтерфейсов. Интенсивно развивается область применения ГО в мембранах и сорбентах для утилизации промышленных отходов (включая ядерные) и восстановления окружающей среды после техногенных аварий. Перечисленные области в которых находит применение ГО являются одними из самых перспективных и востребованных в современных условиях



Рис. 2. Применения оксида графена

Таким образом, ОГ, рассматриваемый вначале как промежуточная ступень дешевого и продуктивного метода получения графена, приобрел к настоящему времени самостоятельную и важную роль среди современных углеродных наноматериалов.

Авторы признательны РФФИ (грант 18-29-19159) за поддержку работы.

## Литература

1. A. Lurf, H. He, M. Forster, J. Klinowski. Structure of graphite oxide revisited. *J Phys Chem.* В 102:4477–82 (1998).

# Многоямные GaAs/GaAsP/InGaAs гетероструктуры

Н.В. Дикарева<sup>1\*</sup>, Б.Н. Звонков<sup>1</sup>, С.М. Некоркин<sup>1</sup>, И.В. Самарцев<sup>1</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1</sup>, В.Я. Алешкин<sup>2</sup>, П.А. Юнин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

\*dnat@ro.ru

Проведены экспериментальные исследования GaAs гетероструктур, содержащих решетку квантовых ям InGaAs шириной 12 нм, разделенных слоями GaAsP, компенсирующими упругие напряжения. Исследования образцов показали, что доля фосфора в составе компенсирующих слоев должна быть сравнима или превышать по величине долю индия в составе решетки InGaAs квантовых ям, что необходимо для излучающих структур высокого качества.

Мощность – это одна из главных характеристик лазеров, и в частности полупроводниковых лазерных диодов, во многом определяющая области и спектр возможных применений таких приборов. Большую роль в определении мощностных характеристик полупроводниковых излучающих приборов выполняет активная область и одним из известных способов управления характеристиками полупроводниковых приборов является применение гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs. Изменение состава, количества и расположения таких квантовых объектов может значительно расширить границы функциональных возможностей современных полупроводниковых приборов и ярким примером тому могут служить полупроводниковые гетеролазеры [1, 2], активной областью которых могут служить решетки квантовых ям.

В настоящей работе приводятся экспериментальные исследования GaAs гетероструктур, содержащих решетку квантовых ям InGaAs шириной 12 нм, разделенных слоями GaAsP, компенсирующими упругие напряжения.

## Методика эксперимента

Исследуемая структура GaAs/InGaAsP была выращена методом МOC-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении при температурах 620 – 650 °С на подложке  $n^+$ -GaAs (100). Структура включала в себя буферный  $n^+$ -GaAs:Si и контактный  $p^+$ -GaAs:C слой и активную область представляющую собой решетку квантовых ям InGaAs шириной 10 нм, разделенных слоями GaAsP – 12 нм, компенсирующими упругие напряжения и слоями волноводного GaAs толщиной также 12 нм. Общая

толщина волновода составляла 920 нм. Доля индия в составе квантовых ям составляла 20%. Рассмотрены два типа структур, различающихся составом компенсирующих слоев GaAs<sub>1-y</sub>P<sub>y</sub> (тип А - доля фосфора составляла 13%, тип В — доля фосфора 21%).

Измерения спектральных характеристик гетероструктур проводились методом спектроскопии фотолюминесценции при накачке He-Ne лазером. Мощность излучения накачки составляла 300 мВт. Температура измерений – 300 К. Исследования кристаллического качества структуры образцов проводились методом рентгеновского дифракционного анализа на установке Bruker D8 Discover.

## Результаты и обсуждение

На рисунках 1 и 2 приведены спектры фотолюминесценции исследуемых структур.

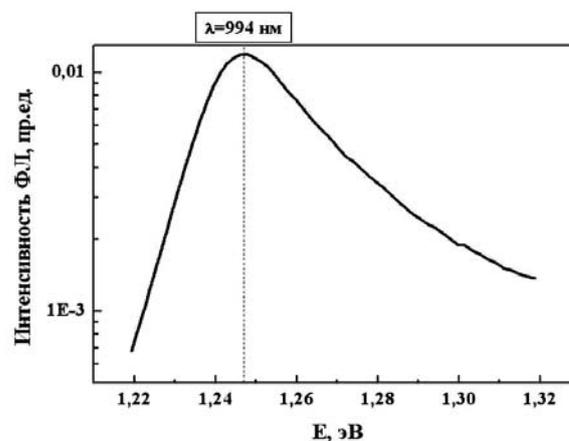


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции GaAs гетероструктуры с решеткой GaAsP/InGaAs в активной области. А – тип

Исследование спектров фотолюминесценции также показало, что интенсивности излучения А и В структур совпадают по порядку величины, однако имеется различие в ширине спектра (78 мэВ — для структуры А типа и 60 мэВ — для структуры В типа). Возможная причина — частичная релаксация упругих напряжений.

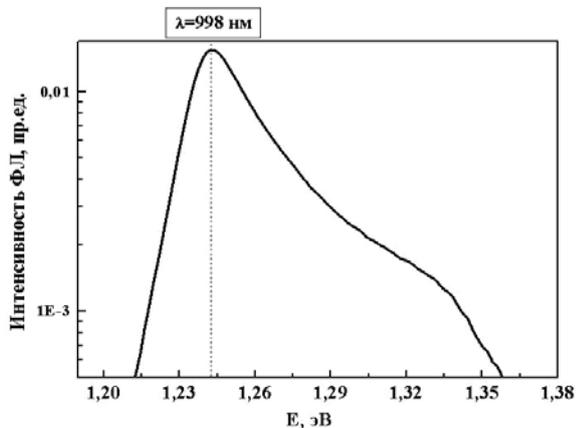


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции GaAs гетероструктуры с решеткой GaAsP/InGaAs в активной области. В – тип

Рентгеновский дифракционный анализ образцов выявил наличие двойных пиков (рисунок 3) в спектре кривых качания структуры с низким содержанием фосфора (А тип), что указывает на существование второй решетки квантовых ям с близкими параметрами в составе структуры. Предположительно, вторая решетка могла быть сформирована в результате релаксации упругих напряжений в процессе роста структуры.

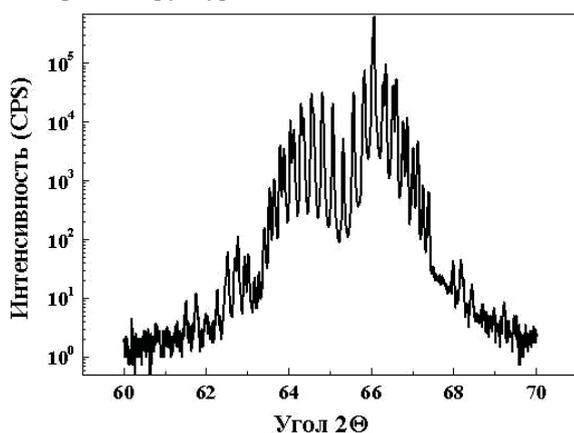


Рис. 3. Спектры кривых качания гетероструктуры с решеткой квантовых ям InGaAs. А – тип

Кривые качания структуры В типа (рисунок 4) имели четкие одиночные пики структурных сателлитов, также хорошо видны огибающие пиков слоев InGaAs и GaAsP в решетке квантовых ям, что сви-

детельствует о достаточно высоком качестве слоев и наличии периодичности структуры.

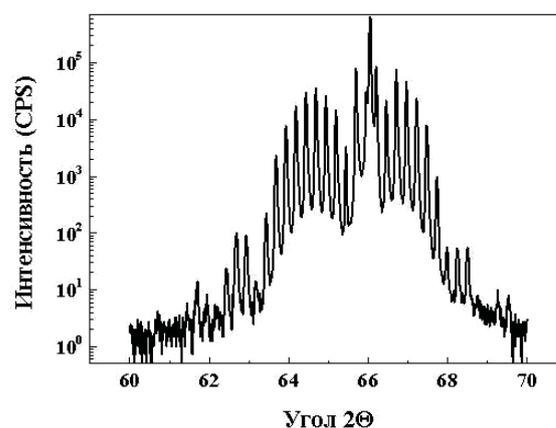


Рис. 4. Спектры кривых качания гетероструктуры с решеткой квантовых ям InGaAs. В – тип

Теоретический расчет структуры, в основе которого лежит утверждение, что равновесная постоянная области квантовых ям и компенсирующих слоев GaAsP должна быть равна постоянной решетки GaAs также показал, что для полной компенсации упругих напряжений в структуре с квантовыми ямами, содержащими долю индия 20% содержание фосфора в слоях GaAsP толщиной 12 нм должно быть ~ 21%.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования образцов позволяют выдвинуть предположение, что доля фосфора в составе компенсирующих слоев должна быть сравнима или превышать по величине долю индия в составе решетки InGaAs квантовых ям для создания излучающих структур высокого качества.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проектной части госзадания и гранта Президента РФ № МК-1004.2019.2.

## Литература

1. В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, К.Е. Кудрявцев, С.М. Некоркин, А.Н. Яблонский // Квантовая электроника, - 2013, - Т.43, - №5, - С.401.
2. С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Квантовая электроника, - 2012, - Т.42, - №10, - С.931.

# Температурные зависимости термоэлектрических свойств структур SiGe, полученных методом электроимпульсного плазменного спекания

М.В. Дорохин<sup>1</sup>, П.Б. Демина<sup>1</sup>, И.В. Ерофеева<sup>1</sup>, А.В. Здоровейцев<sup>1</sup>,  
Ю.М. Кузнецов<sup>1</sup>, М.С. Болдин<sup>1</sup>, А.А. Попов<sup>1</sup>, Е.А. Ланцев<sup>1</sup>

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

\*irfeya@mail.ru, § dorokhin@nifti.unn.ru

Методом электроимпульсного плазменного спекания формированы термоэлектрические материалы на основе твёрдых растворов SiGe. Для легирования материалов применён метод введения примесей (Sb) в исходные порошки Si-Ge. Исследованы термоэлектрические свойства в зависимости от концентрации введённой примеси. Показано, что подобный способ легирования позволяет понизить сопротивление спечённых материалов за счёт повышения концентрации носителей заряда, при этом важным фактором, негативно влияющим на термоэлектрические характеристики, является образование комплексов Sb в матрице твёрдого раствора SiGe.

## Введение

В настоящее время интенсивно рассматривается возможность развития альтернативных источников энергии, в частности, путем создания маломощных автономных источников питания на основе термоэлектриков. Существующие термоэлектрические преобразователи обладают уникальными сочетаниями характеристик, которые определяют их высокую надежность при работе в течение длительного времени. К термоэлектрикам относится и соединение полупроводников Ge и Si, которое не ядовито, может быть получено с применением хорошо отработанных методов, хорошо изучены с точки зрения электронных свойств в объеме, а также достаточно легко доступно. В литературе [1] SiGe рассматривается как высокотемпературный термоэлектрик.

Основным параметром для термоэлектриков является безразмерная термоэлектрическая добротность ZT, которая зависит от таких макропараметров, как коэффициент теплопроводности  $\kappa$ , электропроводность  $\sigma$  (или удельное сопротивление  $\rho = 1/\sigma$ ) и коэффициент Зеебека  $\alpha = U_{\text{тэдс}}/\Delta T$ , где  $U_{\text{тэдс}}$  – напряжение термоэдс,  $\Delta T$  – разница температур между горячим и холодным концами материала.

Современные тенденции технологии изготовления термоэлектриков направлены на создание поликристаллических наноматериалов, имеющих такую структуру и такие свойства границ нанозерен, которые обеспечивают низкие значения теплопровод-

ности  $\kappa$  и одновременно высокие значения  $\alpha$  и  $\sigma$  [2-3], что, в свою очередь, позволяет повышать ZT.

Основной целью работы являлось исследование влияния концентрации вводимой примеси на электрические и термоэлектрические свойства.

## Методы и исходные материалы

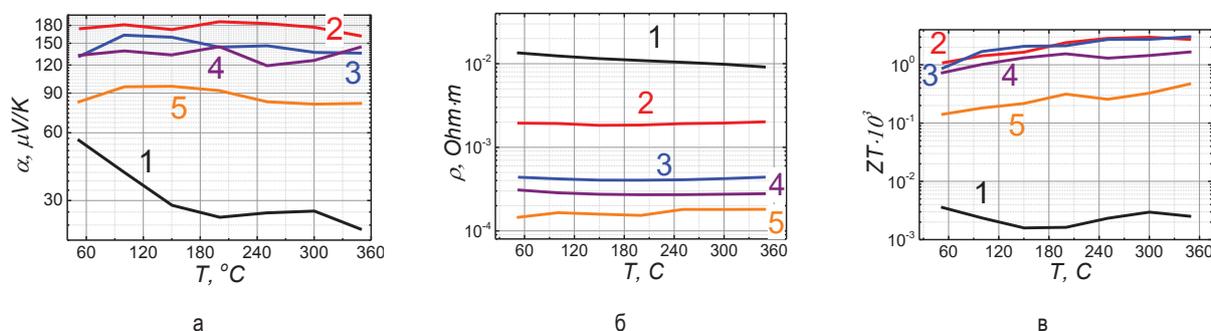
Одним из технологических методов, предоставляющих широкие возможности для управления параметрами поликристаллической наноструктуры, является метод электроимпульсного плазменного спекания порошков (ЭИПС). В данной работе метод спекания нанопорошков применен для создания полупроводникового термоэлектрика SiGe. Особенностью работы является легирование материалов непосредственно в процессе спекания – путем добавления легирующей примеси в исходный порошок.

В качестве материалов для приготовления нанопорошковой смеси использовались измельченные монокристаллические Si и Ge в атомно-процентном соотношении Si<sub>0.65</sub>Ge<sub>0.35</sub>. Порошковые смеси готовились с помощью шаровой мельницы Pulverizette-7 со стаканом и шарами, специально изготовленными из диоксида циркония во избежание вхождения неконтролируемой примеси железа в состав SiGe. В качестве легирующей примеси в смесь добавлялась сурьма от 0,5 до 2 ат % (Табл.1).

**Таблица 1.** Параметры полученных искровым спеканием образцов SiGe

№	Легирование Sb, %	Тип	$\mu$ , cm <sup>2</sup> /Vs	$n \cdot 10^{18}$ , cm <sup>-3</sup>
1	0	<i>p</i>	14.8±0.1	0.61
2	0,5	<i>n</i>	125±17	0.78
3	1,0	<i>n</i>	15.9±0.1	4.62
4	1,5	<i>n</i>	24.6±0.9	4.81
5	2,0	<i>n</i>	22.16±0.433	12.33

Далее полученные порошки спекались методом ЭИПС на установке DR SINTER SPS-625 в одинаковых условиях при температуре вблизи 1000 °С. Полученный материал резался на пластины, а затем подвергался шлифовке, полировке и химобработке для подготовки поверхности к осаждению металлических контактов (Au).



**Рис. 1.** Температурные зависимости: а – коэффициента Зеебека, б – удельного сопротивления, в – фактора термоэлектрической добротности исследуемых структур. Номер кривой соответствует номеру образца в Табл.1

## Результаты эксперимента

В отсутствие легирования наноструктурированный спеченный SiGe обладает дырочной проводимостью. С введением Sb, как легирующей примеси, образцы приобретают *n*-тип проводимости.

Во всем исследуемом интервале температур с ростом содержания легирующей сурьмы происходит уменьшение удельного сопротивления SiGe (рис. 1б). При этом значение  $\alpha$  также снижается (рис. 1а). Фактор ZT (рис. 1в) достигает максимального значения в интервале 250-350 °С при содержании Sb 0,5-1 %. Дальнейшее увеличение концентрации Sb до 2% приводит к резкому падению ZT, по-видимому, за счет уменьшения  $\alpha$  и  $\rho$ , обусловленного коалесценцией сурьмы в объеме структуры. Данный результат соответствует известным классическим модельным представлениям, но в отличие от [1] получен при более низких температурах прогрева. Мы полагаем, что путем формирования наноструктуры с определенным размером зерна можно несколько уменьшить значение коэф-

На приготовленных образцах проводились измерения электрических и термоэлектрических параметров. С помощью 4<sup>x</sup>-зондовой схемы при 300К проводились измерения эффекта Холла, из которых определялись значения подвижности, концентрации и тип носителей заряда (см. Табл.1).

В интервале 50-350°С измерялись температурные зависимости величин  $\rho$ ,  $U_{\text{гэдс}}$  и  $\kappa$ , рассчитывались значения  $\alpha$ , фактора мощности и ZT (рис.1). Температурные зависимости термоэлектрических характеристик снимались в параметрической зависимости от концентрации Sb. Методика определения  $\alpha$  описана в [4]. Величина  $\kappa$  была получена с помощью метода стационарного теплового потока [5].

фициента теплопроводности, а подбор оптимальной концентрации примеси позволит повысить фактор ZT термоэлектрика SiGe.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект 17-79-20173).

## Литература

1. D.M. Rowe / Thermoelectric hand book macro to nano // .-954p (2006).
2. L. Hicks, M. Dresselhaus / Phys. Rev. B 47, 16 631 (1993).
3. Д.А. Овсянников / ФТТ, т.57, вып. 3, (2015).
4. И.В. Ерофеева и др., // ФТП, т. 51, вып. 11, (2017).
5. Платунов Е.С / Теплофизические измерения и приборы // Машиностроение. – Ленинград. – 256 (1986).

# Новые возможности метода ToF-SIMS для анализа элементного и фазового состава углеродсодержащих материалов

М.Н. Дроздов<sup>1\*</sup>, Ю.Н. Дроздов<sup>1</sup>, А.И. Охапкин<sup>1</sup>, С.А. Краев<sup>1</sup>, М.А. Лобаев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, 603950, Н.Новгород, ГСП-105, Россия

<sup>2</sup> Институт прикладной физики РАН, 603950, ул. Ульянова, д. 46, Н.Новгород, Россия

\*Mikhail Drozdov <drm@ipm.sci-nnov.ru>

Показаны новые возможности метода вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) для анализа фазового состава углеродсодержащих материалов. Ранее такие исследования были доступны лишь методам анализа химического и фазового состава – рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и Рамановской спектроскопии. Предложен новый подход количественного анализа концентрации атомов бора в алмазе методом ВИМС, основанный на регистрации кластерных вторичных ионов  $BC_N$ . При суммировании четырех наиболее сильных линий чувствительность возрастает на порядок в сравнении со стандартным режимом регистрации  $BC$  и  $BC_2$ .

Появление нового поколения установок ВИМС с времяпролетным масс-анализатором и двумя ионными пушками с отдельными функциями зондирования и распыления существенно расширило информативность этого метода. Наиболее принципиальной является новая возможность послойного молекулярного анализа, объединившего статический и динамический режимы ВИМС [1]. Такой анализ становится все более востребованным для изучения полупроводниковых и диэлектрических органических материалов и биологических объектов. Наряду с анализом молекулярных структур в работе [2] изучалась возможность фазового анализа углеродсодержащих материалов методом ВИМС, таких как алмаз, DLC и графит. Однако эта работа десятилетней давности не получила дальнейшего развития и реальный подход для фазового анализа углеродсодержащих материалов не был сформирован. В настоящей работе предложен новый подход к анализу фазового состава методом ВИМС, некоторые возможности этого подхода демонстрируются на практических примерах. Основой данного подхода является возможность регистрации кластерных вторичных ионов  $C_N$  в широком диапазоне масс. Подобный подход, использующий ионы  $BC_N$ , позволил также существенно повысить чувствительность количественного анализа концентрации атомов бора в алмазе по сравнению с традиционными режимами ВИМС [3].

## Методика эксперимента

Исследования методом ВИМС проводились на установке TOF.SIMS-5 с времяпролетным масс-анализатором. Зондирование проводилось кластерными вторичными ионами  $Bi_3^+$ , для распыления использовались ионы  $Cs^+$ . Регистрировались отрицательные вторичные ионы. Для измерения калибровочных масс-спектров использовались тестовые структуры – монокристаллический алмаз, слои DLC и пиролитический графит. С использованием полученных калибровок анализировался образец алмаза после лазерной резки в струе воды под высоким давлением.

## Результаты и обсуждение

На рис.1 приведены нормированные значения интенсивностей линий масс-спектра для тестовых структур. Регистрируются две серии линий с наибольшей интенсивностью –  $C_n$  и  $CsC_m$ . Серия линий  $C_n$  нормировалась на интенсивность  $C_5$ , серия  $CsC_m$  – на интенсивность  $CsC_4$ . Рис.1 показывает, что в серии линий  $C_n$  наблюдается сильное отличие интенсивности линий алмаза от DLC и графита.

Отличия DLC от графита незначительны. В то же время для серии  $CsC_m$  видны сильные отличия между всеми структурами, в том числе между DLC и графитом.

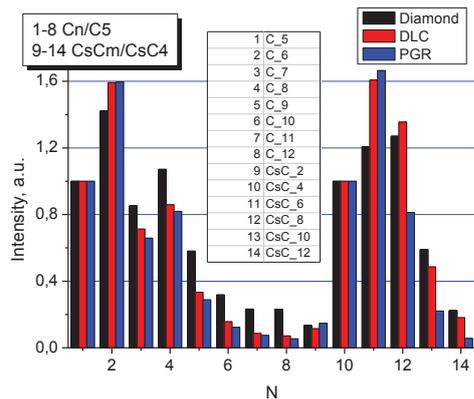


Рис. 1. Интенсивности линий масс-спектра

Дальнейшая задача состоит в определении алгоритма качественного и, по возможности, количественного анализа фазового состава многофазных структур. В масс-спектре на рис.1 выделяются две линии -  $C_8/C_5$  ( $N=4$ ) и  $CsC_8/CsC_4$  ( $N=12$ ). Величина  $C_8/C_5 > 1$  для алмаза и  $< 1$  для DLC и графита. Величина  $CsC_8/CsC_4 > 1$  для алмаза и DLC, и  $< 1$  для графита. Поэтому использование только этих двух линий позволяет однозначно отличить все три типа структур – алмаз, DLC и графит между собой. Для двухфазной системы алмаз-графит выражения для концентрации фазы алмаза и графита будут иметь вид:

$$X_{\text{diamond}} = (C_8/C_5 - 0.88) / 0.19 \quad (1)$$

$$X_{\text{graphite}} = 1 - X_{\text{diamond}}$$

Подобные выражения были получены и для систем DLC-графит и алмаз-DLC.

В качестве практического примера использования нового подхода на рис.2 приведены профили концентрации алмаза и графита в алмазной подложке после процесса лазерной резки.

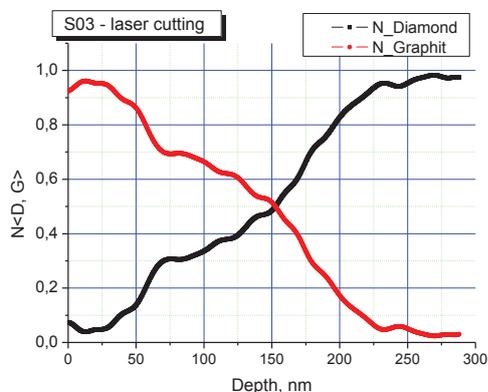


Рис. 2. Профили концентрации алмаза и графита в структуре S03

После резки на поверхности алмаза оставался слой графита, который удалялся при жидкостном травлении.

Очищенная поверхность была устойчива к этому процессу, что характерно для алмаза. Однако рис.2а показывает изменение концентрации фазы графита от 0.95 вблизи поверхности до уровня шумового сигнала  $\sim 0.02$  на глубине ниже 250 nm. Область толщиной 250 nm можно представить как алмаз с большой примесью графита. Отметим, что интенсивность элементарных ионов углерода  $^{13}C$  постоянна по глубине и не дает никакой информации о распределении фаз углерода.

На рис.3 показаны интенсивности линий масс-спектра вторичных ионов, содержащих бор –  $BC_{N-1}$  ( $N=1-11$ ) для монокристаллической пленки алмаза с однородным легированием бором.

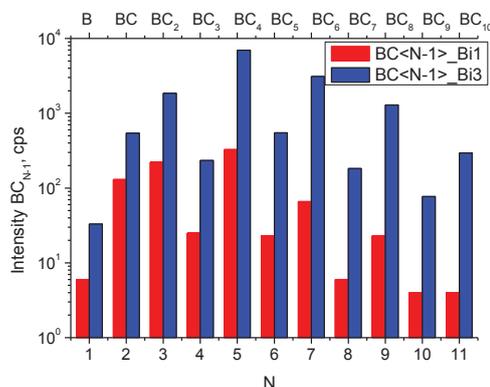


Рис. 3. Интенсивности линий масс-спектра вторичных ионов, содержащих бор, для зондирующих ионов  $Bi_1$  и  $Bi_3$

При зондировании ионами  $Bi_1$  наиболее сильные линии в масс-спектре  $BC_2$  и  $BC_4$ . При зондировании ионами  $Bi_3$  интенсивность кластерных вторичных ионов  $BC_N$  существенно возрастает, для наиболее тяжелых вторичных ионов это различие составило около 100 раз.

Поэтому оптимальным режимом количественного анализа концентрации атомов бора в алмазе оказывается использование зондирующих ионов  $Bi_3$  и суммирование четырех линий масс-спектра  $BC_2$ ,  $BC_4$ ,  $BC_6$  и  $BC_8$ .

Новые возможности метода ВИМС, несомненно, будут востребованы для решения широкого круга задач алмазной полупроводниковой электроники – эпитаксиального роста легированных структур,

в том числе дельта-слоев, формирования контактных и защитных слоев к алмазным структурам и различных процессов обработки алмаза.

Работа поддерживалась проектами РФФИ №18-02-00565 и РФФИ №17-19-01580. Использовалось оборудование ЦКП ИФМ РАН.

## Литература

1. Vinograd N. // Surf. Interface Anal. 2013, V45, P.3.
2. Chiba K., Akamatsu T., Kawamura M. // Chemical Physics Letters 2006, V.419, P.506
3. Wilson R.G., Zavada J.M. // Materials Science and Engineering R. 2012. V73. P.101.

# Оптические резонансы в периодических структурах с Si нанокристаллами и Ge(Si) самоформирующимися nanoостровками

С.А. Дьяков<sup>1\*</sup>, Д.М. Жигунов<sup>1</sup>, А. Маринин<sup>2</sup>, А.В. Игнатов<sup>1</sup>, М.В. Степихова<sup>3</sup>,  
А.В. Новиков<sup>3</sup>, А.Н. Яблонский<sup>3</sup>, С. Попов<sup>2</sup>, А.А. Федянин<sup>4</sup>, С.Г. Тиходеев<sup>4, 5</sup>,  
Н.А. Гиппиус<sup>1</sup>

1 Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, д.3, Москва, 143005.

2 KTH Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, SE 10044.

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 экспериментально и теоретически исследуются оптические состояния периодических диэлектрических и металл-диэлектрических структур с Si нанокристаллами и Ge(Si) самоформирующимися nanoостровками, а также изучается влияние этих структур на спектры экстинкции и люминесценции излучателей. Исследуется распределение электромагнитного поля оптических состояний, строятся их дисперсионные зависимости. Теоретические расчеты спектров фотолюминесценции и экстинкции хорошо согласуются с экспериментальными данными.

## Введение

Периодические структуры с периодом меньше микрометра, содержащие в себе излучающие квантовые точки, представляют интерес с точки зрения изучения взаимодействия фотолюминесцентного излучения с веществом. Одним из наиболее перспективных материалов указанных периодических структур является кремний, поскольку такие структуры оказываются совместимыми со стандартной кремниевой технологией и обладают потенциалом применений в фотовольтаике. Эффективными излучателями в таких структурах являются нанокристаллы кремния, а также Ge(Si) самоформирующиеся nanoостровки и квантовые точки.

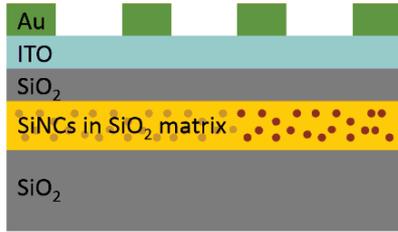
Фотолюминесценция (ФЛ) квантовых излучателей может быть усилена или подавлена в зависимости от комбинации нескольких факторов. Этими факторами являются а) локальная эффективность возбуждения ФЛ; б) локальная эффективность выхода ФЛ в дальнее поле; в) скорость спонтанной эмиссии, которая описывается в терминах фактора Парселла. Все эти параметры зависят от диэлектрического окружения излучателей и могут изменяться в широких диапазонах. Использование периодичности пространственного распределения диэлектрической проницаемости позволяет эффективно контролировать вышеуказанные параметры.

Целью работы являлось изучение оптических резонансов и особенностей ФЛ Si нанокристаллов и Ge(Si) nanoостровков, встроенных в периодические диэлектрические и металл-диэлектрические структуры в контексте рассмотренных выше факторов, а также описание оптических резонансов в этих структурах в терминах матрицы рассеяния.

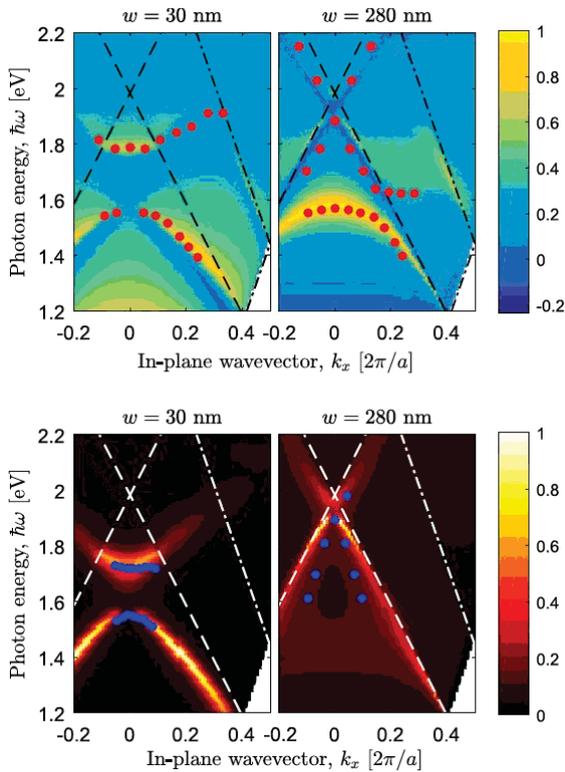
## ФЛ кремниевых нанокристаллов в плазмонных решетках

Схема структуры с нанокристаллами кремния, покрытой одномерной решеткой из золотых нанонитей показана на Рис. 1. Были изготовлены структуры с разной шириной нанонитей и разными расстояниями между ними [1,2]. Для описания оптических резонансов в работе были проведены расчеты коэффициентов экстинкции ( $-\log(T)$ , где  $T$  – пропускание) и эффективности выхода ФЛ методом матрицы рассеяния [3]. Результаты расчета, вместе с соответствующими экспериментальными данными, приведены на Рис. 2. Показано, что наблюдаемые особенности в спектрах ФЛ соответствуют квазиволноводным модам, возникающим на волноводном слое SiO<sub>2</sub> [1]. Благодаря периодичности, волноводные моды становятся оптически активными, что приводит к появлению резонансных пиков в спектрах ФЛ и экстинкции. Выявлены явления

гибридизации плазмонных резонансов с квазиволноводными модами активного слоя [2,3].



**Рис. 1.** Поперечное сечение плазмонной структуры с периодическим массивом золотых нанонитей и кремниевыми нанокристаллами в матрице диоксида кремния

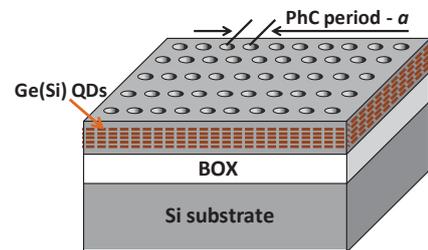


**Рис. 2.** Коэффициент экстинкции (верхний рисунок) и коэффициент выхода ФЛ (нижний рисунок) как функции волнового вектора и энергии фотона, рассчитанные для р-поляризации и двух разных значений ширины промежутка между золотыми нанонитями. Величина экстинкции и значения коэффициента выхода ФЛ показаны на рисунке цветом. Точками на рисунке приведены экспериментальные данные, показывающие положение пиков на соответствующих экспериментальных спектрах [1], [2]

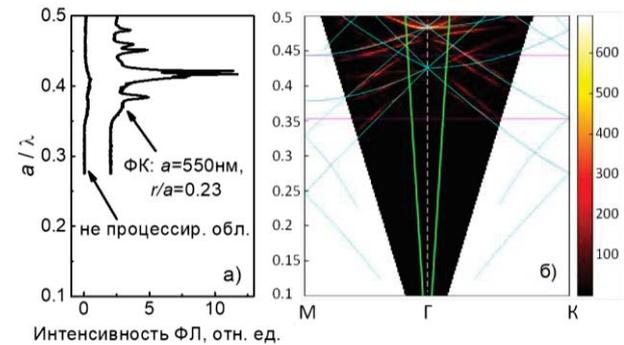
### ФЛ Ge(Si) самоформирующихся наностроек в диэлектрических решетках

Использование гибридации волноводных мод с состояниями континуума также может быть использовано для усиления интенсивности ФЛ излу-

чателей, расположенных внутри волноводного слоя полностью диэлектрических структур. Для экспериментального изучения этого эффекта были изготовлены фотонно-кристаллические структуры с самоформирующимися Ge(Si) наностройками на подложках «кремний на изоляторе» (SOI) (Рис. 3). Активная область структур представляла собой периодическую последовательность слоев наностроек Ge(Si), разделенных промежуточными слоями Si. Экспериментальные измерения спектров ФЛ, а также расчеты, проведенные методом матрицы рассеяния, показали, что на частотах, соответствующих волноводным модам, наблюдается многократное усиление сигнала ФЛ (Рис. 4).



**Рис. 3.** Схематическое представление фотонно-кристаллической структуры с самоформирующимися наностройками Ge(Si)



**Рисунок 4.** Спектры ФЛ (а) и результаты теоретических расчетов зонной структуры ФК и коэффициента выхода ФЛ (б), полученных методом матриц рассеяния. Данные приведены для ФК с периодом решетки  $a = 550$  нм

### Литература

1. Dyakov, S.A., Zhigunov, D.M., Marinins, A., et al. // Scientific reports, 8(1), 4911 (2018).
2. Dyakov, S.A., Zhigunov, D.M., Marinins, A., et al. // Physical Review B, 93(20), 205413.
3. Tikhodeev, S.G., Yablonskii, A.L., Muljarov, E.A. et al. // Physical Review B, 66(4), 045102.

# Квазиволноводные моды фотонно-кристаллических структур с Ge(Si) квантовыми точками: теория и эксперимент

С.А. Дьяков<sup>1,\*</sup>, М.В. Степихова<sup>2</sup>, А.В. Новиков<sup>2</sup>, А.Н. Яблонский<sup>2</sup>, С.Г. Тиходеев<sup>3,4</sup>,  
Н.А. Гиппиус<sup>1</sup>

1 Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, д.3, Москва, 143005.

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

3 Московский государственный университет им М.В. Ломоносова, Воробьевы горы, д.1. стр.2, Москва, 119234

4 Институт общей физики РАН им А.М. Прохорова, Вавилова 28, Москва, 119991

\*s.dyakov@skoltech.ru

В настоящей работе теоретически и экспериментально изучены оптические свойства Ge(Si) самоформирующихся квантовых точек, встроенных в диэлектрический, двумерный фотонно-кристаллический волновод. Оптические состояния в этих структурах описаны в терминах матрицы рассеяния с использованием Фурье-модального метода. В работе построены распределения электромагнитного поля оптических состояний таких структур, выполнено сравнение теоретических расчетов с полученными экспериментальными данными. Обсуждается наиболее оптимальная геометрия фотонно-кристаллической решетки с точки зрения усиления наблюдаемого в этих структурах сигнала фотолюминесценции.

## Введение

Изучение взаимодействия света с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками и квантовыми точками (КТ) представляет фундаментальный и практический интерес, поскольку такие квантовые точки являются перспективным материалом для создания светоизлучающих устройств на основе Si. Фотолюминесценция (ФЛ) КТ 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 КТ и могут изменяться в широких диапазонах. Использование фотонного кристалла (ФК) в диэлектрическом окружении КТ позволяет эффективно контролировать вышеуказанные параметры.

Целью настоящей работы является изучение особенностей ФЛ Ge(Si) КТ в фотонно-кристаллических структурах в контексте вышеуказанных факторов, а также теоретическое описание оптических резонансов в таких структурах в терминах матрицы рассеяния [4], моделирование параметров структур, обеспечивающих их высокую люминесцентную эффективность.

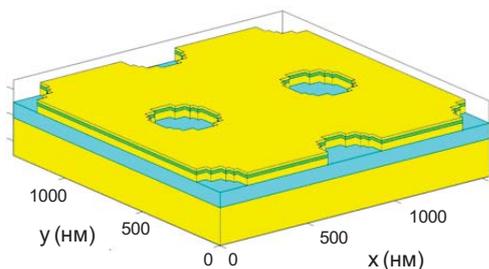
## Методика эксперимента

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 ( $a$ ), варьируемым в диапазоне от 350 до 600 нм, радиус отверстий ФК ( $r$ ) определялся соотношением  $r/a = 0.2 - 0.4$ . Схематически вид сформированной структуры показан на Рис. 1.

Полученные структуры исследовались методом микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) с высоким пространственным (до 2 мкм) и спектральным ( $> 0.05 \text{ см}^{-1}$ ) 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).

Для возбуждения сигнала ФЛ в работе использовался твердотельный лазер с длиной волны излучения 532 нм.

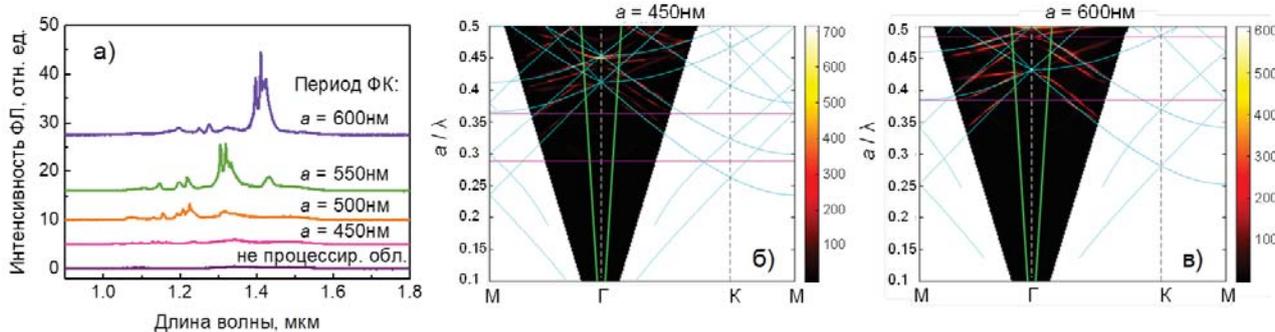


**Рис. 1.** Трехмерный вид фотонно-кристаллической структуры с Ge(Si) квантовыми точками. Цвет означает вещество: желтый – кремний, зеленый – слой с Ge(Si) квантовыми точками, бирюзовый – оксид кремния

## Результаты и их обсуждение

На рисунке 2 приведены полученные при комнатной температуре спектры ФЛ фотонно-кристаллических структур с КТGe(Si). Как видно из рисунка, в таких структурах, в зависимости от периода ФК, наблюдается значительное (более чем на порядок величины) усиление сигнала ФЛ. Усиление сигнала наблюдается в структурах с периодом решетки ФК  $a \geq 500$  нм.

Проведенное моделирование методом матрицы рассеяния [4] позволяет показать, что в таких структурах возбуждаются квазиволноводные моды. При попадании частоты оптически активных в Г-точке квазиволноводных мод в полосу ФЛ КТ происходит многократное усиление ее интенсивности на соответствующих частотах.



**Рис. 2.** Данные микро-ФЛ (а) и результаты теоретических расчетов (б, в) ФК, выполненных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si). На рисунках приведены данные для ФК с периодами решетки  $a = 450 - 600$  нм, для всех ФК соотношение  $r/a = 0,23$ . На рисунках б) и в) показаны результаты теоретического расчета коэффициента выхода ФЛ в зависимости от энергии фотона и горизонтальной проекции волнового вектора. Бирюзовые линии на рисунке показывают квазиволноводные моды ФК, фиолетовыми линиями отмечены границы полосы ФЛ Ge(Si) квантовых точек, зеленые линии ограничивают часть светового конуса, соответствующего углу выхода ФЛ в  $12^\circ$

Последнее должно наблюдаться при периодах решетки ФК более 500 нм (см. рис. 2 б, в), что хорошо согласуется с экспериментом. Более того, как показывают результаты теоретических расчетов, в таких структурах следует ожидать еще более значительного усиления сигнала ФЛ при оптимальном выборе параметров ФК. Для анализируемых структур оптимальными являются структуры с периодом решетки ФК  $a = 770$  нм и радиусом отверстий  $r/a = 0.2$ . Ожидаемое увеличение люминесцентной эффективности связывается с увеличением плотности мод, попадающих в спектральный диапазон люминесцентной активности КТ Ge(Si), и эффективности вывода излучения из ФК.

Работа поддержана РФФИ (проект #18-29-20016\_мк) и программами фундаментальных исследований РАН.

## 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, A.N., *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., Muyljarov, E.A. *et al.* // Physical Review B, 66, 045102 (2002).

# Получение и свойства многослойных наноструктур $a\text{-SiGe}_x/\text{SiO}_2$ , сформированных последовательным осаждением

А.В. Ершов<sup>1</sup> \*, О.М. Сресели<sup>2</sup>, Д.А. Грачев<sup>1</sup>, А.В. Боряков<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>1</sup>, Я.Д. Кузякин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний.Новгород, 603950

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021

\*ershov@phys.unn.ru

Путем последовательного осаждения методами электронно-лучевого испарения  $\text{SiO}_2$  и магнетронного одновременного распыления с двух ВЧ-магнетронов с мишенями из Si и Ge сформированы многослойные нанопериодические структуры  $a\text{-SiGe}_x/\text{SiO}_2$  ( $x = 0 - 0.15$  и  $1$ ) с периодом бислоя 6 - 8 нм и числом слоев до 30. Исследовано влияние высокотемпературного (500 - 1100 °С) отжига на оптоэлектронные свойства многослойных нанопериодических структур.

## Введение

Формирование нанокристаллов кремния в матрице диоксида кремния путем высокотемпературного отжига многослойных нанопериодических структур (МНС)  $a\text{-Si}/\text{SiO}_2$  или  $a\text{-SiO}_x/\text{SiO}_2$  позволяют создавать массивы нанокристаллов (НК) Si заданного размера и плотности для управления спектральными параметрами люминесценции [1]. С другой стороны, сейчас актуальны подходы к получению ансамблей нанокристаллов сплавов  $\text{SiGe}_x$  в диэлектрике, поскольку вариация  $x$  является дополнительным (к квантово-размерному ограничению) инструментом для «зонного инжиниринга» наноструктур [2]. Здесь важными являются условия формирования, определяющие структурно-морфологические и энергетические параметры массивов НК сплава в диэлектрике: их размер, распределение и плотность, состав ( $x$ ), толщина барьеров, разрывы зон и, соответственно, оптоэлектронные свойства.

Цель данной работы заключалась в получении многослойных нанопериодических структур (МНС)  $a\text{-SiGe}_x/\text{SiO}_2$  последовательным осаждением методами магнетронного ВЧ-распыления Si- и Ge-мишеней и электронно-лучевого испарения плавляемого кварца, соответственно и в изучении влияния высокотемпературного (500 - 1100 °С) отжига на оптоэлектронные свойства МНС  $a\text{-SiGe}_x/\text{SiO}_2$ .

## Методика эксперимента

Многослойные нанопериодические структуры  $a\text{-SiGe}_x/\text{SiO}_2$  получали на комбинированной вакуум-

ной установке, оснащенной бесмасленной системой откачки, электронно-лучевым испарителем и двумя ВЧ-магнетронными источниками при температуре подложки 150 °С. Независимые магнетронные распылительные источники включали мишень Si (диаметром 50 мм) и мишень Ge (25 мм) с максимальными ВЧ-мощностями 200 и 80 Вт (13.56 МГц), соответственно. Диэлектрические нанослои диоксида кремния осаждались из тигля электронно-лучевого испарителя с разворотом луча на 270°. Состав пленок кремний-германиевых сплавов МНС варьировался путем изменения мощности распыления Ge-магнетрона при фиксированных параметрах кремниевого магнетрона. Подложками служили пластины кремния и сапфира. Содержание германия определяли методом энергодисперсионного анализа (ЭДА) с помощью приставки X-MaxN 20 (Oxford Instruments) на сканирующем электронном микроскопе JSM IT-300LV (JEOL). В результате были получены серии образцов МНС  $a\text{-SiGe}_x/\text{SiO}_2$  с разными периодами (толщиной бислоя) и концентрации германия. Во всех случаях толщина нанослоев  $\text{SiO}_2$  была одинаковой и составила 3 нм. Толщина слоя сплава кремний-германий разных структур была 3 и 5 нм. Максимальное число бислоев  $a\text{-SiGe}_x/\text{SiO}_2$  МНС составило 15. Содержание германия в слоях  $a\text{-SiGe}_x$  МНС составляло: 0, 5, 7.5 и 15 и 100 ат.%. Полученные образцы отжигались при 700, 900, 1000 или 1100 °С в течение часа в атмосфере осушенного азота.

Измерялись спектры ИК-поглощения структур на Фурье-спектрофотометре FTIR-Varian 4100 Excalibur Series, в диапазоне 4000 - 400  $\text{cm}^{-1}$

с разрешением  $0.2 \text{ см}^{-1}$ . Спектры комбинационного рассеяния (КРС) снимали с помощью зондовой нанолаборатории NTEGRA Spectra в диапазоне  $78 - 820 \text{ см}^{-1}$  при возбуждении лазером  $472 \text{ нм}$ . Фотолюминесценция ( $300 \text{ К}$ ) снималась с помощью монохроматора SP-150 (Acton Research Corporation) и ФЭУ-62 (область измерения  $400 - 700 \text{ нм}$ ) при накачке азотным импульсным (длительность  $10 \text{ нс}$  и частота  $50 \text{ Гц}$ ) лазером ЛГИ-21 ( $337 \text{ нм}$ ). ФЛ в области  $650 - 1100 \text{ нм}$  измеряли на аппарате Nanometrics RPM PL Wafer Mapping System. Для измерения спектральной фоточувствительности (фототока) структур в диапазоне длин волн  $400 - 1100 \text{ нм}$  и ВАХ на образцах нанесением в вакууме формировались полупрозрачные золотые (к МНС) и алюминиевые (к  $p\text{-Si}$ -подложке) контакты.

## Результаты и обсуждения

Измерения спектров ИК-поглощения приготовленных МНС показали слабое влияние вариации периода и концентрации германия на полосы поглощения колебаний атомных конфигураций Si-O и Ge-O, а влияние температуры отжига было более существенным. В независимости от содержания германия структуры имели ощутимые полосы в областях:  $440 - 460$ ,  $520$ ,  $860$ ,  $1100 \text{ см}^{-1}$  и широкое плечо при  $1200 \text{ см}^{-1}$ . Эти полосы поглощения были интерпретированы как разные типы колебательных мод Si-O. Известные моды колебаний Ge-O при  $520 - 570$ ,  $820 - 870$  не были однозначно идентифицированы, поскольку они близки к энергиям мод Si-O и не было найдено связи между интенсивностью поглощения и содержанием германия. Установлено, что с ростом температуры отжига вплоть до  $1100^\circ\text{C}$  интенсивность поглощения данных полос увеличивалась, указывая на рост объемной доли  $\text{SiO}_2$  в МНС при отжиге. Отсутствие полос поглощения от комбинаций Ge-O объясняется малым содержанием германия.

Спектры КРС показали слабый сигнал рассеяния. Пики рассеяния от аморфного или кристаллического германия не были выявлены. МНС не продемонстрировали острых пиков при  $521 \text{ см}^{-1}$ , соответствующих крупным (размером более  $5 \text{ нм}$ ) кристаллитам кремния во всей области температур отжига. Однако, для структур  $\text{SiGe}_x/\text{SiO}_2$  с  $x = 0$  прослеживается смещение широкого пика рассеяния от  $460 \text{ см}^{-1}$  к  $490 - 520 \text{ см}^{-1}$ , указывая на тенденцию модификации структуры кремниевых слоев

от аморфной фазы к формированию малоразмерных (менее  $3 \text{ нм}$ ) нанообразований.

Полученные спектры ФЛ характеризовались широкой и интенсивной полосой в области  $450 - 550 \text{ нм}$  с короткими (менее  $10 \text{ нс}$ ) временами затухания. Полученные спектры не выявили особенностей, связанных с квантово-размерными эффектами в наночастицах, что обусловлено, по-видимому, сильной безызлучательной рекомбинацией на поверхности наночастиц. Наблюдаемую полосу мы относим к «дефектной» ФЛ оксида кремния и интерфейсов.

Изучение «темновых» вольт-амперных характеристик многослойных наноструктур, отожженных при  $800 - 1100^\circ\text{C}$  однозначно показало проявление выпрямляющих свойств при формировании первым на подложке диэлектрического слоя  $\text{SiO}_2$ , что практически отсутствовало в противном случае, указывая на «проколы» в барьерных нанослоях  $\text{SiO}_2$  МНС, по-видимому, вследствие разрушительной термообработки.

Исследование спектральных характеристик фототклика показало, что в случаях наличия диэлектрического барьерного слоя на подложке, между МНС и монокристаллической подложкой  $p\text{-Si}$  (при образовании гетероперехода) структуры характеризуются спектрами фоточувствительности, расширенными в коротковолновую ( $450 - 650 \text{ нм}$ ) область.

В докладе обсуждаются подходы к оптимизации условий получения и термообработки для формирования наноструктур с массивами нановключений кремний-германиевого сплава в диэлектрической матрице. Обсуждается также конкурирующая роль различных дефектов, лимитирующих свойства наноструктур, сформированных по данной методике.

Работа выполнена при использовании оборудования ЦКП «Новые материалы и ресурсосберегающие технологии» (ННГУ им. Н.И. Лобачевского и при поддержке РФФИ, грант №18-52-54002.

## Литература

1. B.T. Sullivan, et al. // Applied Physics Letters, V.69, 3149 (1996).
2. N.T. Giang, et al. // Journal Physics and Chemistry of Solids V.93, 121 (2016).

# Роль размерного эффекта в кристаллизации аморфного этанола

В.Б. Ефимов\*, Л.П. Межов-Деглин, О.Г. Рыбченко#

Институт физики твердого тела РАН, Черноголовка, Московская обл  
efimov@issp.ac.ru, #orybchenko@issp.ac.ru

Были проведены экспериментальные исследования зависимости скорости кристаллизации аморфной фазы при нагреве от размеров образцов. В качестве модельного вещества был выбран чистый этанол, который быстрым переохлаждением можно перевести из жидкого в аморфное состояние. Было показано, что для нанокластеров кристаллизация происходит не только при более низких температурах, но меняется и механизм процесса.

## Методика эксперимента

Исследования проводили на нанокластерных образцах аморфного этанола, полученных из примесного геля следующим образом: гель формируется в жидком гелии при конденсации потока газообразного  $^4\text{He}$  с примесью паров этанола на поверхности сверхтекучего гелия He-II, охлажденного ниже 1.8°K. Таким образом, дисперсионная система образца примесного геля образована нанокластерами  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ , окруженными слоем гелия повышенной плотности, а дисперсионной средой служит жидкий гелий, пропитывающий поры между нанокластерами. При нагревании выше 4.2°K в гелиевом паре гель распадается и образует мелкодисперсный порошок, состоящий из кластеров аморфного этанола с характерными размерами порядка нескольких десятков нм (образцы «gel»). Для сравнения процесс кристаллизации аморфного этанола исследовался также на «массивных» образцах, полученных быстрым переохлаждением (со скоростью выше 30°K/min до температуры в 77°K) жидкого  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$ , заполнявшего углубления на поверхности плоских подложек из монокристаллического германия или кварца (образцы «bulk»).

Для изучения процесса перехода из аморфной фазы в пластическую кубическую (PC) и далее в моноклинную была проведена серия последовательных отжигов при разных повышенных температурах, вплоть до температуры плавления этанола (~159°K). Процедура последовательных отжигов при каждой температуре включала нагрев образца, выдержку в течение определенного времени и последующее охлаждение до ~ 85°K (температуры измерений) для проведения дифракционного эксперимента, с многократным повторением цикла до

полного завершения процесса. Дифракционные исследования проводились на рентгеновском дифрактометре Siemens°D500 с проточным азотным криостатом. Измерения были проведены как на порошкообразных образцах, состоящих из нанокластеров, так и на массивных. Содержание кристаллической фазы и размеры зерен оценивались по рентгеновским дифрактограммам.

## Результаты и обсуждение

Переход вещества из аморфного в кристаллическое состояние описывают, используя различные варианты теории JMAK (W.A.Johnson, R.F.Mehl, M. Avrami, А.Н. Колмогоров [1-4]). При этом процесс фазового перехода разделяют на два термоактивированных процесса: зарождение зародышей новой фазы в объеме старой (в нашем случае внутри аморфной фазы) и рост этой новой фазы. Экспериментальную зависимость количества кристаллической фазы от времени можно представить в логарифмических координатах ( $x^\circ$  — относительный объем закристаллизовавшегося материала):

$$\ln(\ln(1 - x)) = \ln k - n \ln t, \quad (1)$$

$$\text{где } x = \frac{V_\beta}{V} \quad (2)$$

По зависимости доли кристаллической фазы от времени  $V_\beta \sim t^n$  можно судить о возможных механизмах процесса кристаллизации.

Как показали экспериментальные исследования, кинетика кристаллизации аморфного этанола существенно различается для массивных и наноразмерных образцов. Так, например, при температуре 100°K большая часть аморфной фазы (около 80%) переходит в пластическую кубическую (PC) в «gel»-образцах за время порядка 0.5 часа, в то вре-

мя как в массивных образцах этот процесс за то же время проходит лишь на 20%. При повышении температуры до 105°K в наноразмерных образцах уже через полчаса начинается образование моноклинной фазы, в массивных образцах этот эффект достигается путем длительного отжига (до 4 часов). На рис. 1 показана скорость формирования PC фазы для «bulk» и «gel» образцов при разных температурах.

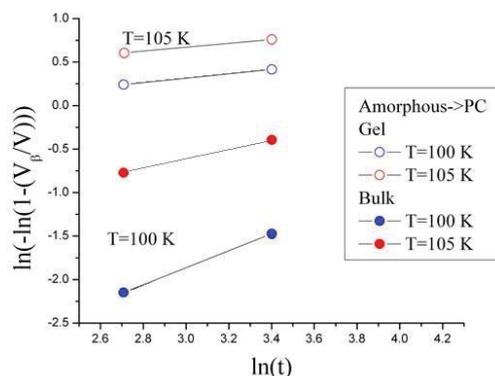


Рис. 1. Скорость формирования PC фазы в массивных и нанокристаллических образцах

Видно, что наклоны временных зависимостей роста PC фазы для массивных и нанокристаллических образцов заметно различаются. Так, для «bulk» образцов коэффициент  $n$  в (1) близок к 2, в то время как для нанокластеров  $n$  меньше 1, что указывает на разный механизм формирования и роста кристаллической фазы. Кроме того, величина  $k$ , описывающая энергетические характеристики процесса, сильнее зависит от температуры для массивных образцов, чем для нанокластерных. Это может означать, что термоактивированные процессы ме-

нее значимы для кристаллизации образцов малых размеров. Можно предположить, что в случае нанокластеров, в силу значительного количества доли материала, относящегося к поверхностному слою, преобладает кристаллизация с поверхности. Для такого процесса не нужно образование зародыша с размерами больше критического. Для массивных образцов, по-видимому, процесс протекает через образование закритических зародышей внутри аморфной фазы, а наиболее вероятный механизм роста кристаллов – дендритный.

Обнаружено также, что, при дальнейших отжигах и образовании моноклинной фазы, размеры зерен в нанокластерных образцах, в отличие от массивных, мало меняются с температурой и продолжительностью отжига. Это позволяет сделать предположение, что размер зерна ограничен размером нанокластера, рост одной фазы за счет другой происходит в пределах одной частицы, и процесс завершается, когда моноклинная фаза занимает весь ее объем.

Работа поддержана грантом РФФИ-17-02-00754.

## Литература

1. А.Н. Колмогоров, К статистической теории кристаллизации металлов. Изв.АН СССР, Сер. Матем., 1 (3), 355-359 (1937).
2. W.A.Johnson, R.F.Mehl, Reaction kinetics in processes of nucleation and growth, Trans. AIME, 135, 416 (1939).
3. M. Avrami, Kinetics of phase change I. Journal of Chemical Physics, 7, pp. 1103-1012(1939).
4. M. Avrami, Kinetics of phase change II. Journal of Chemical Physics, 8, pp. 212-224(1940).

# Перестройка Стоксова сдвига в эффекте ВКР при возбуждении деформированного n-Si

Р.Х. Жукавин<sup>1,\*</sup>, С.Г. Павлов<sup>2</sup>, А. Pohl<sup>3</sup>, Н.В. Абросимов<sup>4</sup>, В. Redlich<sup>5</sup>,  
Н.-W. Hübers<sup>2,3</sup>, В.Н. Шастин<sup>1</sup>

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

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

3 Department of Physics, Humboldt-Universität zu Berlin, Newtonstr. 15, 12489 Berlin, Germany

4 Leibniz-Institut für Kristallzüchtung (IKZ), Max-Born-Str. 2, 12489 Berlin, Germany

5 Radboud University Nijmegen, Institute for Molecules and Materials, FELIX Laboratory, Toernooiveld 7c, 6525 ED Nijmegen, The Netherlands

\*zhur@ipmras.ru

Представлены результаты экспериментальных исследований по наблюдению стимулированного излучения в терагерцовом диапазоне частот при оптическом возбуждении одноосно-деформированного кремния, легированного висмутом. Накачка в представленном эксперименте осуществлялась излучением лазера на свободных электронах FELIX. Спектральные измерения позволили выделить два механизма стимулированного излучения: инверсионный и рамановский (ВКР). Было показано, что одноосная деформация кристалла кремния приводит к изменению энергии Стоксова сдвига для ВКР.

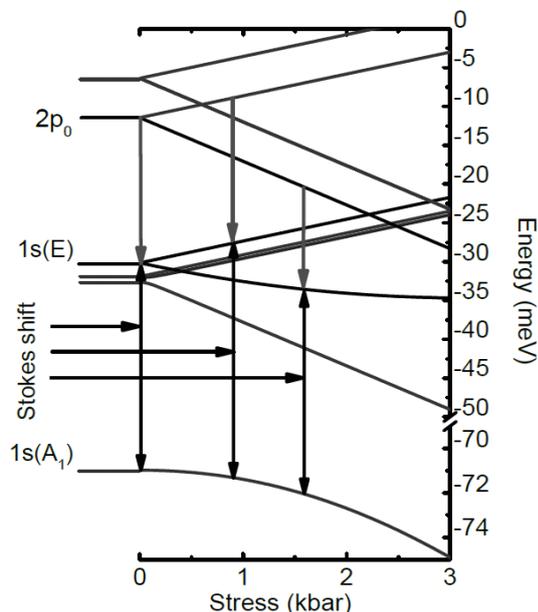
## Введение

В последние годы достигнут значительный прогресс в развитии полупроводниковых источников излучения терагерцового диапазона частот [1]. Тем не менее, необходимость соответствия требованиям конкретной специализации диктует важность той или иной характеристики источника излучения. Одной из таких характеристик является перестройка линии излучения, которая может быть осуществлена способом, зависящим от физических свойств и характеристик активной среды. В данной работе рассматривается перестройка линии излучения вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света в кремнии, легированном донорами при приложении одноосной деформации. В качестве активной примеси был выбран висмут (Si:Bi), имеющий энергию ионизации около 71 мэВ и активный рамановский (ВКР) переход с энергией около 40 мэВ. Стоксов сдвиг в эффекте ВКР для доноров в кремнии определяется разностью энергий между состояниями  $1s(A_1)$  и  $1s(E)$  [2]. Одноосная деформация кристалла должна привести к наличию в системе (в определенном диапазоне деформаций для определенного направления) двух активных рамановских переходов (Рис. 1). Кроме того, как известно, при деформации изменяются и условия, определяющие инверсию населенности в кремнии, легированном донорами.

## Эксперимент

Легирование исходного БЗП кремния проводилось методом выращивания с пьедестала [3]. Концентрация висмута в кристалле составляла около  $N_D \sim 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Образец был вырезан в форме прямоугольного параллелепипеда of  $(7 \times 5) \times 2 \text{ мм}^3$  с длинной стороной вдоль направления  $[001]$  и "оптическим" качеством полировки граней для формирования высокочастотного резонатора. Образцы Si:Bi характеризовались путем измерения примесного поглощения при низких температурах (около 5 К) с использованием Фурье-спектрометра (Bruker Vertex 80v) со спектральным разрешением  $0.1 \text{ см}^{-1}$ . Эксперимент по наблюдению лазерного эффекта проводился с использованием пользовательской станции лазера на свободных электронах (ЛСЭ) FELIX (Radboud University, Nijmegen, The Netherlands). Импульсы накачки представляли 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. Специальная вставка, содержащая исследуемый образец и позволяющая приложение давления [4], погружалась в транспортный гелиевый сосуд Дьюара. Производилось измерение спектра возбуждения и спектра излучения при различных значениях приложенного давления. Спектр излучения измерялся с помощью Фурье-

спектрометра со спектральным разрешением до  $0.5 \text{ см}^{-1}$  и сопряженного с фотодетектором Ge:Ga (полоса чувствительности с учетом фильтра на основе кристаллического кварца составляла 40-120 мкм).

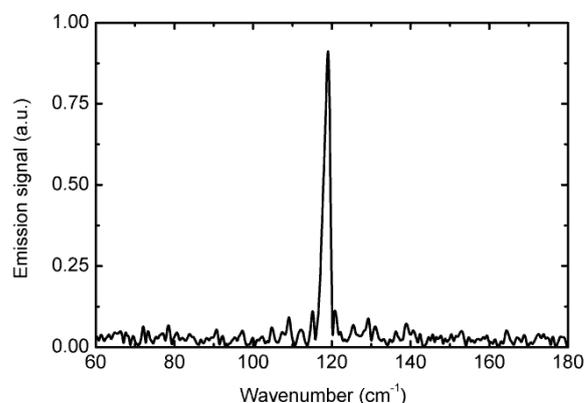


**Рис. 1.** Расщепление уровней энергии донора висмута в кремнии под действием одноосной деформации вдоль кристаллографического направления [001]. Стрелки вниз показывают квант излучения в случае резонансной накачки состояний донора. Горизонтальные стрелки указывают на Стоксов сдвиг, чье изменение вызвано расщеплением и взаимным сдвигом компонент  $1s(E)$  и состояния  $1s(A_1)$

## Результаты

Проведенные эксперименты позволили обнаружить ТГц излучение из Si:Bi, имеющее пороговую зависимость от интенсивности накачки, что подтверждает его вынужденный характер. Анализ полученных экспериментальных данных позволил выделить в спектре стимулированного излучения висмута в кремнии вклады, имеющие различную зависимость от величины приложенного давления вдоль направления [001]. В отсутствие деформации спектр возбуждения соответствует переходу из основного состояния в состояние  $2p_{\pm}$ , а спектр излучения соответствует переходу  $2p_{\pm} - 1s(E)$ . Одноосная деформация приводит расщеплению линии  $2p_{\pm} - 1s(E)$  на две компоненты:  $2p_{\pm} - 1s(A_1^{\text{upper}})$ ,  $1s(B_1)$ . При давлении более 100 бар в спектре возбуждения обнаружены резонансы, соответствующие переходам в компоненты состояния  $2p_0$ , а в

спектре выходного излучения – внутрицентровые переходы  $2p_0 - 1s(E)$ ,  $1s(T_2)$ . Обнаружено уменьшение частоты выходного излучения для компонент  $2p_{\pm} - 1s(A_1^{\text{upper}})$  и  $2p_0 - 1s(A_1^{\text{upper}})$  при увеличении давления, что отражает изменение энергий рамановских активных переходов. Теоретически, величина Стоксова сдвига в деформированном кремнии может изменяться в довольно широких пределах, что должно приводить к получению генерации излучения вплоть до частот близких к ТГц. В проведенных экспериментах минимум наблюдаемых частот, соответствующих ВКР (порядка  $120 \text{ см}^{-1}$ ), определяется красной границей фотодетектора на основе Ge:Ga (Рис. 2).



**Рис. 2.** Спектр излучения Si:Bi при резонансной накачке нижней компоненты уровня  $2p_{\pm}$  в случае давления  $\sim 3$  кбар и длине волны возбуждения 26 мкм

Работа поддержана в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований (19-02-00979) и совместного российско-германского проекта (No. 389056032 и 18-502-12077-ННИО).

## Литература

1. M. Rösch, G. Scalary, M. Beck, J. Faist. *Nature Photonics*, V. 9, 42 (2015).
2. S.G. Pavlov, N. Deßmann, B. Redlich, van der Meer *et al.* *Physical Review X*, V. 8, 041003 (2018).
3. H. Riemann, N. Abrosimov, N. Noetzel. *ECS Transactions*, V. 3, 53 (2006).
4. R.Kh. Zhukavin, V.V. Tsyplenkov, K.A. Kovalevsky, V.N. Shastin. *et al.* *Appl. Phys. Lett.* V. 90, 051101 (2007).

# Эволюция вероятности выхода фотоэлектронов из GaAs(Cs,O) в вакуум при переходе от положительного к отрицательному электронному средству

А.Г. Журавлев<sup>1,2,\*</sup>, В.С. Хорошилов<sup>2</sup>, М.Л. Савченко<sup>1</sup>, А.С. Ярошевич<sup>1</sup>, Н.С. Рудая<sup>1</sup>, В.Л. Альперович<sup>1,2</sup>

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

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

\*zhuravl@isp.nsc.ru

С помощью спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии изучена эволюция вероятностей выхода электронов из GaAs(Cs,O) в вакуум при переходе от отрицательного к положительному электронному средству. В зависимости вероятности выхода термализованных электронов от сродства обнаружен минимум, обусловленный, предположительно, захватом электронов в двумерные подзоны в области поверхностного изгиба зон. Более низкие значения вероятностей выхода при адсорбции на GaAs(Cs,O) избыточного цезия по сравнению с кислородом обусловлены, по-видимому, отражением или рассеянием эмитируемых электронов на двумерных Cs кластерах.

## Введение

Поверхность *p*-GaAs(Cs,O) с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС), при котором уровень вакуума лежит ниже дна зоны проводимости в объеме GaAs на  $\chi^* \approx -0.2$  эВ, широко используется в фотоэмиссионных приборах [1]. Поверхности полупроводников с положительным эффективным сродством (ПЭС)  $\chi^* \sim 0.2-0.4$  эВ интересны в связи с возможностью повышения эффективности преобразования солнечной энергии за счет использования фотонно-усиленной термоэлектронной эмиссии [2]. При ПЭС величина тока фотоэмиссии определяется поверхностным потенциальным барьером, который необходимо преодолеть фотоэлектронам, и вероятностью их выхода в вакуум, которая оказалась сравнительно малой  $P_t \leq 10\%$  [3]. В случае ОЭС, потенциальный барьер для выхода фотоэлектронов со дна зоны проводимости в вакуум отсутствует, однако вероятность эмиссии при однократном соударении с поверхностью также мала. При этом большой квантовый выход фотоэмиссии ОЭС-фотокатодов (до  $\sim 50\%$ ) обеспечивается, предположительно, захватом электронов в квантово-размерную подзону в области поверхностного изгиба зон и эмиссией в вакуум благодаря "многократным столкновениям" с поверхностью за время жизни в подзоне [4]. В работе изучена эволюция вероятности выхода электронов в вакуум при переходе от ОЭС к ПЭС.

## Методика эксперимента

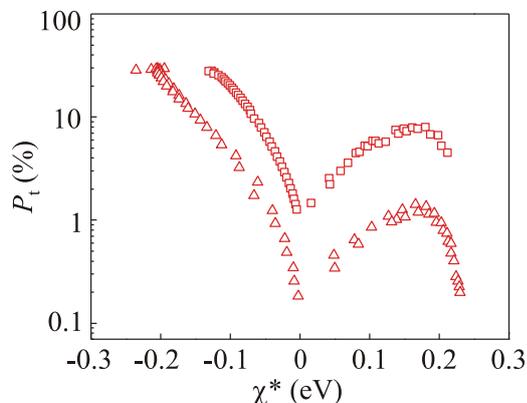
Эксперименты проводились на эпитаксиальных слоях сильнолегированного *p*-GaAs(001) с концентрацией дырок  $7 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Методы приготовления чистой поверхности GaAs(001), нанесения цезия и кислорода, а также измерения спектров квантового выхода фотоэмиссии описаны в [3,5]. Методика определения вероятности выхода электронов в вакуум по измеренным спектрам квантового выхода фотоэмиссии описана в [3].

## Результаты и обсуждение

В данной работе измерялась эволюция спектров квантового выхода фотоэмиссии при нанесении избыточного кислорода или цезия на оптимально активированную поверхность GaAs(Cs,O) с ОЭС  $\chi^* \sim -0.2$  эВ, при котором происходил переход от отрицательного к положительному средству. На рис. 1 показаны зависимости вероятности выхода в вакуум термализованных электронов от эффективно-го сродства  $P_t(\chi^*)$  при адсорбции кислорода (квадраты) и цезия (треугольники).

Немонотонное поведение  $P_t(\chi^*)$  при переходе от отрицательного к положительному средству свидетельствует об изменении механизма эмиссии. Действительно, большая величина квантового выхода фотоэмиссии обеспечивается многократными соударениями с поверхностью электронов, захвачен-

ных в двумерные подзоны. Напротив, при ПЭС ток эмиссии определяется малой вероятностью выхода  $P_t \leq 10\%$  при однократном соударении с поверхностью электронов с большой энергией  $\varepsilon \sim \chi^*$ , для которых вероятность захвата в двумерную подзону пренебрежимо мала.



**Рис. 1.** Зависимость вероятности выхода термализованных электронов в вакуум от эффективного электронного сродства при адсорбции кислорода (квадраты) и цезия на поверхности GaAs(Cs,O) с ОЭС

При понижении уровня вакуума, уменьшается энергия эмитируемых электронов, и вероятность захвата возрастает. Пока сродство остается положительным, такой захват приводит к уменьшению  $P_t$ , поскольку эмиссия захваченных электронов требует дополнительной термоактивации. Вблизи нулевого сродства, по-видимому, реализуются наименее благоприятные для фотоэмиссии условия: вероятность захвата достигает максимального значения, а для эмиссии захваченных электронов, по-прежнему, требуется термоактивация. По мере дальнейшего снижения уровня вакуума, в области ОЭС, увеличивается число электронов, которые в подзоне оказываются выше уровня вакуума, и уменьшается энергия термоактивации захваченных электронов. В результате, вероятность выхода электронов в вакуум увеличивается.

Из рис. 1 видно, что в области ОЭС зависимость  $P_t(\chi^*)$  монотонна, хотя в этой зависимости можно было бы ожидать особенности при прохождении уровнем вакуума дна двумерной подзоны. Отсутствие особенностей в  $P_t(\chi^*)$  может быть обусловлено относительно широким энергетическим распределением фотоэлектронов в двумерных подзонах. Флуктуации поверхностного изгиба зон, обусловленные случайным расположением поверхностных зарядов и акцепторов в области пространственного

заряда также могут способствовать размытию ожидаемых особенностей.

Как видно из рис. 1, вероятность выхода из GaAs(Cs,O) при адсорбции цезия  $P_t$  (Cs) значительно меньше, чем при адсорбции кислорода  $P_t$  (O<sub>2</sub>), причём в области ОЭС  $P_t$  (Cs) /  $P_t$  (O<sub>2</sub>)  $\approx$  0.2, а в области ПЭС это отношение ещё меньше ( $\sim$  0.1). Меньшая величина  $P_t$  при адсорбции Cs может быть обусловлена дополнительным отражением фотоэлектронов от двумерных "металлических" цезиевых кластеров [6,7], или рассеянием на этих кластерах и последующей рекомбинацией. Согласно результатам эксперимента, этот эффект более сильно проявляется в области ПЭС, в процессе эмиссии электронов при однократном соударении с поверхностью, чем в области ОЭС, где дополнительное отражение или рассеяние на Cs кластерах может частично компенсироваться возможностью эмиссии при многократных соударениях.

Таким образом, в данной работе изучена эволюция вероятностей выхода горячих и термализованных электронов из GaAs(Cs,O) в вакуум при переходе от отрицательного к положительному эффективно-му электронному сродству. Установлено, что при этом переходе вероятность выхода термализованных электронов монотонно уменьшается, проходит через минимум при нулевом сродстве и вновь увеличивается в области ПЭС. Обсуждается влияние двумерных цезиевых кластеров на вероятность выхода.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 17-02-00815.

## Литература

1. Р.Л. Белл, Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. – М.: Энергия, 1978, 192 с.
2. J.W.Schwede, et al. // Nature Mater. 9, 762 (2010).
3. A.G. Zhuravlev, A.S. Romanov, V.L. Alperovich // Appl. Phys. Lett. 105, 251602 (2014).
4. Д.А. Орлов, В.Э. Андреев, А.С. Терехов // Письма в ЖЭТФ, 71, 220 (2000).
5. А.Г. Журавлев и др. // Письма в ЖЭТФ 105, 645 (2017).
6. U. Penino et al. // Sur. Sci. 409, 258 (1998).
7. V.L. Alperovich et al. // Appl. Surf. Sci. 175-176, 176 (2001).

# Моделирование процесса формирования разупорядоченной области радиационных дефектов в кремнии

И.Ю. Забавичев<sup>1</sup>, К.А. Насеткин<sup>1</sup>, А.А. Потехин<sup>1</sup>, А.С. Пузанов<sup>1</sup>, С.В. Оболенский<sup>1\*</sup>, В.А. Козлов<sup>2, 1</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И.Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603600.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*obolensk@rf.unn.ru

При помощи метода молекулярной динамики проведено моделирование процесса формирования разупорядоченной области дефектов в объемном кремнии. Детально проведен анализ изменения объема и числа радиационных дефектов в кластере в момент его формирования. Показано, что при энергии первичного атома отдачи 50 кэВ кластер радиационных дефектов является разреженным, то есть разделяется на отдельные субкластеры. Полученные результаты могут быть использованы для анализа сбоев СБИС, вызванных формированием кластера радиационных дефектов.

## Введение

Основной тенденцией развития микроэлектроники является уменьшение размеров рабочих областей полупроводниковых структур [1]. Перенос носителей заряда в нанометровых объемных [2] и квантово-размерных [3] структурах при радиационном воздействии имеет ряд особенностей, обусловленных усилением влияния неоднородности дефектообразования [4] и возможностью полного перекрытия канала полевого транзистора или базы биполярного транзистора [5] одиночным кластером радиационных дефектов.

Экспериментально процесс формирования кластера радиационных дефектов на начальной стадии еще не изучен [6], хотя существуют предпосылки для решения данной задачи на основе анализа спектра излучения в терагерцовом диапазоне частот [7] или при помощи фемтосекундной съемки в режиме реального времени [8]. Таким образом, теоретическое рассмотрение процесса формирования разупорядоченной области радиационных дефектов в настоящее время остается единственной возможностью и представляет значительный интерес для построения математических моделей реакции субмикронных полупроводниковых приборов на радиационное воздействие.

## Методика расчета

Для моделирования процесса образования кластера радиационных дефектов использовался пакет прикладных программ LAMMPS [9], основанный на методе молекулярной динамики. В качестве межатомного потенциала взаимодействия был выбран

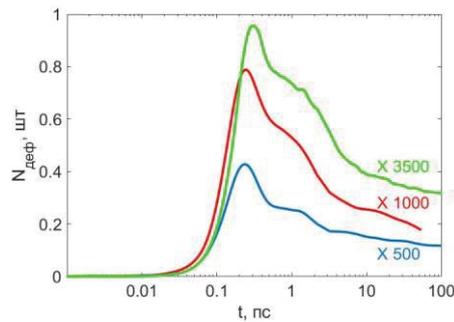
потенциал Стиллера-Вибера (Stillinger-Weber), значения параметров которого приведены в [10].

Размер расчетной области составил  $500 \times 500 \times 500$  А (8000000 атомов), в которой моделировалась эволюция разупорядоченной области атомных смещений в течении 100 пс, образованной первичным атомом отдачи кремния с начальной кинетической энергией 3 кэВ, 12 кэВ и 50 кэВ. Для определения местоположения дефектов в моделируемой системе использовался метод, основанный на построении ячеек Вигнера-Зейтца. К полученному множеству дефектов применялся алгоритм k-средних, выделяющий отдельные субкластеры в общем объеме каскада смещений, расстояние между которыми не превышает размеры области пространственного заряда в полупроводнике при заданном уровне легирования примесью. Каждый получившийся субкластер аппроксимировался эллипсоидом вращения.

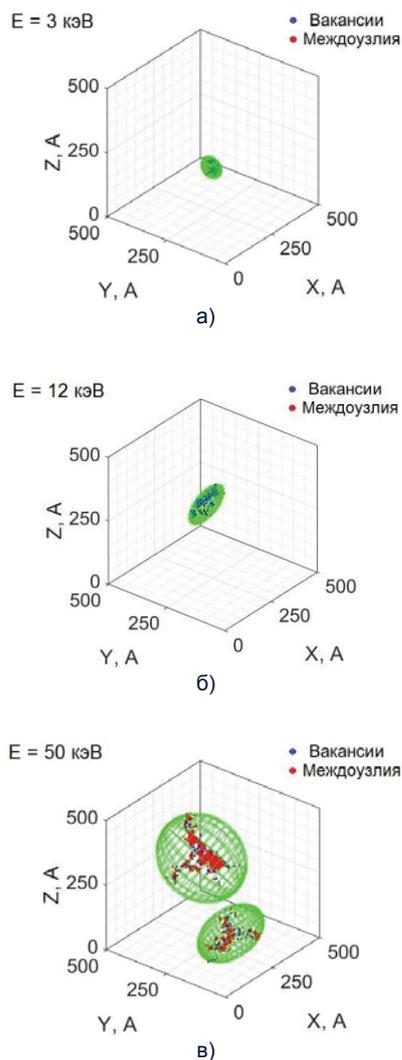
## Результаты и обсуждение

В процессе формирования кластера радиационных дефектов можно выделить 4 характерные стадии (рисунок 1): баллистический участок (до 0,04 пс), в течение которого первичный атом отдачи движется практически без столкновений; участок термического расширения (от 0,04 до 0,2 пс), на протяжении которого число дефектов в кластере стремительно нарастает; стадия первичной стабилизации (от 0,2 до 0,5 пс), которая характеризуется резким уменьшением числа дефектов за счет рекомбинации близких пар Френкеля, и стадия быстрого отжига (от 0,5 пс), которая может длиться несколько наносекунд, сопровождаясь при этом плавным по

сравнению со стадией первичной стабилизации уменьшением числа дефектов за счет отжига.



**Рис. 1.** Динамика формирования кластера радиационных дефектов в кремнии для начальной энергии первичного атома отдачи: — 3 кэВ; — 12 кэВ; — 50 кэВ



**Рис. 2.** Пространственная структура кластера радиационных дефектов в момент времени  $t = 100$  пс для начальной энергии первичного атома отдачи: а) 3 кэВ; б) 12 кэВ; в) 50 кэВ

Пространственная структура кластера радиационных дефектов на стадии быстрого отжига приведена на рисунке 2. Видно, что до энергий первичного атома отдачи порядка 10 кэВ кластер радиационных дефектов является плотным. При больших энергиях каскад атомных смещений распадается на независимые непересекающиеся субкластеры.

Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности ННГУ им. Н.И. Лобачевского среди ведущих мировых научно-образовательных центров и поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Государственного задания по теме 0035-2019-0020-С-01.

## Литература

1. International Roadmap for Devices and Systems. 2017 Edition, Copyright @ 2018 IEEE.
2. С.В. Оболенский, М.А. Китаев // Письма в ЖЭТФ, Т. 26, № 10. С. 13 (2000).
3. Н.В. Демарина, С.В. Оболенский // ЖТФ, Т. 72, № 1. С. 66 (2002).
4. А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // ФТП, Т. 50, № 12. С. 1706 (2016).
5. И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов *и др.* // ФТП, Т. 51, № 11. С. 1520 (2017).
6. Б.А. Калинин Физическое материаловедение. Том 4. Физические основы прочности. Радиационная физика твердого тела. Компьютерное моделирование – М.: МИФИ, 2008 – 696 с.
7. А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов *и др.* // ФТП, Т. 49, № 12. С. 1585 (2015).
8. J. Liang, L. Zhu, L. V. Wang // Light: Science & Applications, V. 7, No. 42. P. 1 (2018).
9. S. Plimton // J. Comput. Phys., V. 117, No. 1. P. 1 (1995).
10. F.H. Stillinger, T.A. Weber // Physical Review B, V. 31, 5262. (1985).

# Поглощение электромагнитных волн плазменными колебаниями в неограниченном двумерном электронном газе в магнитном поле

И.В. Загороднев<sup>1,2</sup>, Д.А. Родионов<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> МФТИ, Институтский пер., 9, г. Долгопрудный, Московская область, 141701.

\*igor.zagorodnev@gmail.com

Недавно в работе [1] были предсказаны новые слабозатухающие магнитоплазменные моды в 2D электронной системе. Можно ожидать, что если частота света при данном волновом векторе меньше частоты магнитоплазменных колебаний, то последние должны проявляться в оптических коэффициентах, например, в коэффициенте поглощения электромагнитных волн, падающих на 2D систему. Мы проанализировали коэффициенты отражения, прохождения и поглощения электромагнитных волн, падающих под некоторым углом к нормали на 2D электронную систему, проводимость которой имеет друдевский вид с учетом диссипации и перпендикулярного к системе магнитного поля. Оказалось, что все эти коэффициенты не имеют полюсов в окрестности магнитоплазменных волн, однако, зависимость коэффициента поглощения от угла падения может иметь выраженный максимум, который возникает вблизи предсказанных магнитоплазменных мод, что свидетельствует об их возбуждении.

## Введение

В неограниченной 2D электронной системе (ЭС) без учета электромагнитного (ЭМ) запаздывания закон дисперсии длинноволновых плазменных колебаний имеет вид  $\omega(q) = \sqrt{2\pi n e^2 q / m}$  и лежит ниже дисперсии света  $\omega(q) = cq$  (по частоте). Из законов сохранения энергии и импульса следует, что такие плазмоны не могут возбуждаться плоской ЭМ волной, падающей на систему. Чтобы возбудить плазмоны "под световой веткой" используют металлические решетки, ближнепольную оптическую микроскопию, либо существенно ограниченные в размере образцы, например, в форме диска или полосы [2,3]. Однако, даже в бесконечной 2D ЭС могут существовать плазменные моды, закон дисперсии которых лежит выше скорости света [1,4]. В работе [1] проанализирован закон дисперсии таких плазмон-поляритонов в постоянном магнитном поле, ортогональном плоскости 2D ЭС. Оказалось, что он существенно зависит от параметров системы, а именно от времени релаксации, магнитного поля и проводимости. При определенных параметрах системы (в фазах S1 и S2) возникает новая высокодобротная мода, расположенная выше световой ветви. Однако, вопрос о том, как данная мода может возбуждаться и проявляться остался открытым.

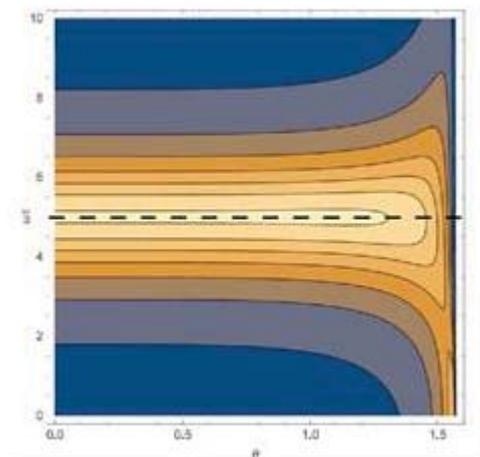
Можно было бы ожидать, что такие моды могут проявляться в полюсах оптических коэффициентов, т.е. в отражении, прохождении и поглощении ЭМ волн, падающих на 2D ЭС. Однако, оказывается что такие плазмоны проявляются лишь в коэффициенте поглощения, приводя к резонансу в поглощении, но не в зависимости коэффициента поглощения от частоты, а в его зависимости от угла наклона падающей ЭМ волны [5]. Другими словами, оптические коэффициенты не имеют полюса на магнитоплазменных модах и поэтому резонанса по частоте не возникает, но при изменении угла падения ЭМ волн увеличение поглощения все же происходит, когда частота и проекция волнового вектора света на плоскость 2D ЭС совпадают с частотой света и соответствующим волновым вектором плазмона.

## Теория

Рассмотрим падающую из вакуума под углом  $\theta$  к нормали 2D ЭС линейно-поляризованную ЭМ волну частоты  $\omega$ . Проводимость 2D ЭС описывается в рамках изотропной модели Друде с учетом конечного времени релаксации  $\tau$  и постоянного внешнего магнитного поля  $B$ , которое направлено перпендикулярно плоскости 2D ЭС. Оптические коэффициенты поглощения, отражения и прохождения определяются безразмерной в СГС проводимостью

$\alpha = 2\pi\sigma_0/c$  и циклотронной частотой  $\omega_c = eB/mc$ , где  $\sigma_0$  - статическая проводимость без магнитного поля,  $B$  - внешнее магнитное поле, перпендикулярное плоскости 2D ЭС,  $e$  и  $m$  - заряд и масса носителей [5]. Результаты расчета коэффициента поглощения для  $s$ -поляризации, в которой вектор напряженности электрического поля перпендикулярен плоскости падения, приведены на рисунке 1.

## Обсуждение результатов



**Рисунок 1.** Контурный график зависимости коэффициента поглощения от частоты  $\omega$ , обезразмеренной временем релаксации  $\tau$ , и угла падения  $\theta$  для параметров  $\alpha = 0.3$ ,  $\omega_c\tau = 5$ . Черная пунктирная линия соответствует циклотронному резонансу

Из рисунка 1 видно, что при любой фиксированной частоте света в зависимости поглощения от угла падения  $\theta$  имеется максимум. В работе [5] мы провели анализ дисперсионного уравнения, описыва-

ющего магнитоплазменные колебания, и показали, например, что угол при котором достигается максимум поглощения в точности совпадает с углом, под которым направлен вектор Пойнтинга магнитоплазмона из [1]. Таким образом, максимум поглощения соответствует условию возбуждения магнитоплазмона. Угол, при котором достигается максимум поглощения, имеет наибольшее значение при малых частотах, когда  $\omega\tau \ll 1$ . В слабых магнитных полях, при  $\omega_c\tau \ll 1$ , он определяется величиной параметра  $\alpha$ . С ростом магнитного поля этот угол увеличивается, приближаясь к  $\pi/2$ . При этом угле максимальное значение поглощения даже в уединенной 2D электронной системе (без учета подложки и диэлектрика) может достигать 50%. Выраженность максимума поглощения тем больше, чем больше магнитное поле и чем меньше проводимость системы.

## Литература

1. V.A. Volkov, A.A. Zabolotnykh // *Physical Review B*, V. 94, 165408 (2016).
2. V.M. Muravev, I.V. Andreev, S.I. Gubarev et al. // *Phys. Rev. B*, V. 93, 041110 (2016).
3. V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, I.V. Kukushkin // *Phys. Rev. Lett.*, V. 114, 106805 (2015).
4. А.В. Чаплик // *Письма в ЖЭТФ*, т. 101, 602 (2015).
5. Д.А. Родионов, И.В. Загороднев // *Письма в ЖЭТФ*, т. 109, 124 (2019).

# Электронные состояния в полупроводниковых кольцевых сверхрешётках со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы

А.Р. Зайнагутдинов<sup>1, \*</sup>, А.В. Тележников<sup>1, §</sup>

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

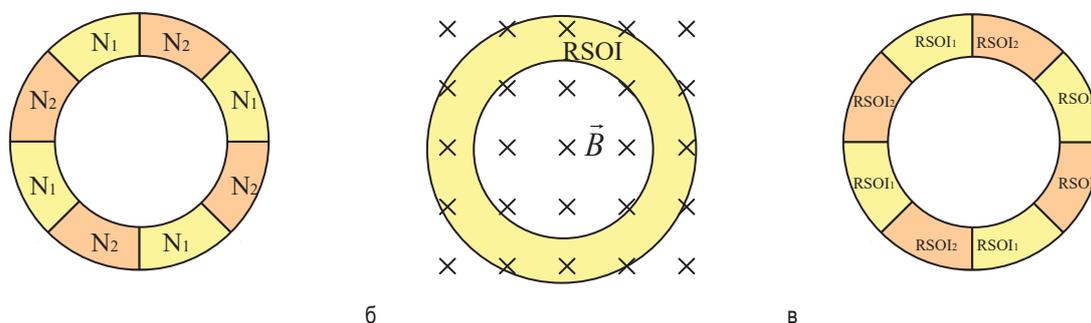
\*zoya1066@mail.ru, §telezhnikov@phys.unn.ru

Рассмотрена модель квазиодномерной полупроводниковой кольцевой сверхрешётки со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. Численно получены энергетические спектры носителей и исследованы зависимости его особенностей от различных геометрических параметров структуры, а также от параметров полупроводниковых материалов сверхрешётки.

В последние годы успехи в методах роста материалов привели к возможности изготовления полупроводниковых гетероструктур с различной геометрией, где электроны и дырки могут быть ограничены в одном или нескольких направлениях потенциальными барьерами. Одними из таких структур являются объекты нано-кольцевой формы, которые востребованы для изучения эффекта Ааронова-Бома и в различных технологических применениях в оптоэлектронных устройствах.

В частности, в работе [1] исследовалось влияние серии чередующихся прямоугольных квантовых ям и барьеров, расположенных вдоль кольца, на его энергетический спектр. Схематичное изображение структуры приведено на рис. 1а.

Также, в последнее время представляет интерес исследование эффектов, связанных со спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) в полупроводниковых гетероструктурах в связи с открывающимися возможностями для манипулирования спиновой степенью свободы электронов. В частности, индуцируемый структурной инверсионной асимметрией эффект СОВ Рашбы обычно имеет существенное значение в полупроводниках со структурой цинковой обманки, при этом величина спин-орбитального взаимодействия может контролироваться с помощью напряжения, подающегося на затвор. Исследование особенностей спектра носителей в кольцах с СОВ Рашбы в аксиальном магнитном поле, в частности, выполнено в [2]. Схематичное изображение структуры представлено на рис. 1б.

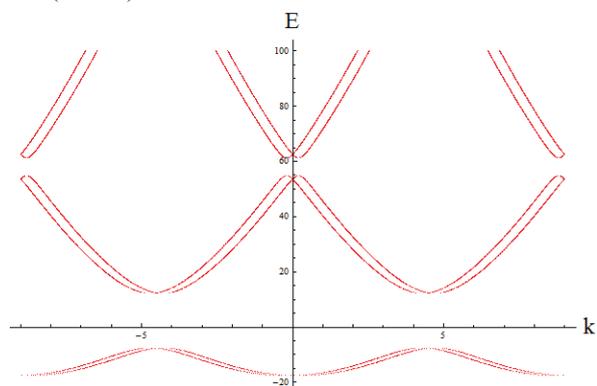


**Рис. 1.** Схематичные изображения кольцевых структур: а) полупроводниковая кольцевая сверхрешётка, б) полупроводниковое кольцо с СОВ Рашбы в магнитном поле, в) полупроводниковая кольцевая сверхрешётка с СОВ Рашбы

В настоящей работе рассматривается полупроводниковое кольцо с периодически повторяющимися квантовыми ямами с СОВ Рашбы.

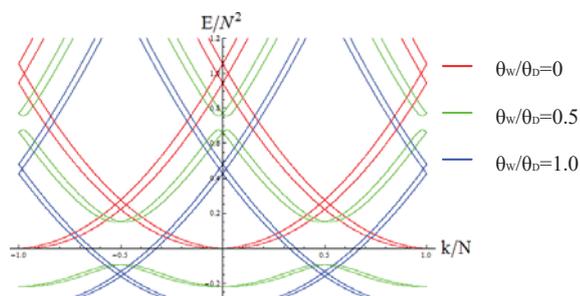
Таким образом, структура представляет собой квазиодномерную сверхрешётку с СОВ (Рис. 1в).

В приближении огибающих волновых функций получено дисперсионное уравнение и на его основе выполнен расчёт энергетического спектра носителей (Рис. 2).



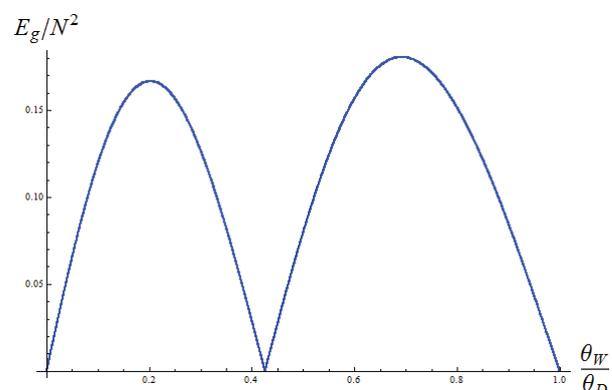
**Рис. 2.** Пример энергетического спектра кольца с периодическим потенциалом и СОВ Рашбы

Одной из наиболее интересных зависимостей энергетического спектра от параметров системы является зависимость от соотношения между долями, занимаемыми ямой и барьером на кольце. Графики спектров при ряде значений параметра отношения размера ямы к размеру периода кольцевой сверхрешётки представлены на рис. 3.



**Рис. 3.** Зависимость энергетического спектра полупроводниковой кольцевой сверхрешётки с СОВ Рашбы от доли ямы от периода ( $\theta_w/\theta_b$ ),  $N$  — количество периодов сверхрешётки

Величина запрещённой зоны существенным образом зависит от отношения ширины ямы к периоду сверхрешётки: между двумя максимумами наблюдается ярко выраженный минимум (рис. 4).



**Рис. 4.** Пример зависимости величины запрещённой зоны энергетического спектра полупроводниковой кольцевой сверхрешётки от отношения ширины ямы к периоду

В докладе будет представлен подробный анализ зависимости особенностей энергетического спектра от количества квантовых ям в кольце, от величины отношения ширины ямы к периоду сверхрешётки, а также от значений констант СОВ в ямах и в барьерах.

Работа была выполнена в рамках проектной части госзадания Минобрнауки РФ (Государственное задание №. 3.2637.2017/4.6).

## Литература

1. D.R. da Costa *et. al.* 2017 *J. Phys.: Condens. Matter* **29** 165501.
2. Janine Splettstoesser, Michele Governale, and Ulrich Zülicke 2003 *Phys. Rev. B* **68** 165341.

# Катодолюминесценция наногетероструктур, возможности исследования транспорта носителей заряда в структурах и качества интерфейсов

М.В. Заморянская<sup>1</sup>, Е.В. Иванова<sup>1</sup>, А.Н. Трофимов<sup>1</sup>, К.Н. Орехова<sup>1</sup>, В.А. Кравец<sup>1</sup>, Г.А. Гусев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

\*zam@mail.ioffe.ru

В работе предложены методики катодолюминесценции, позволяющие оценить содержание точечных дефектов в слоях, транспортные свойства наногетероструктур и проявление электронных ловушек, сформировавшихся вблизи интерфейсов. Методики могут быть использованы для широкого круга наногетероструктур различного дизайна. Методики апробированы на структурах на базе A2B6, A3B5 и др.

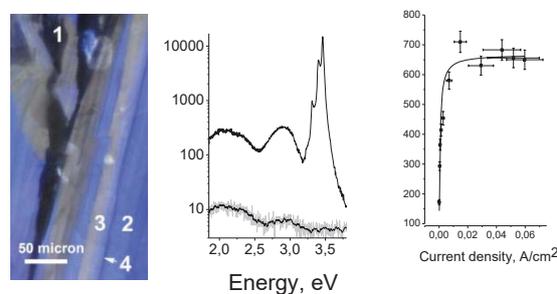
## Введение

Развитие новых методик исследования наногетероструктур неразрушающим способом является важной задачей, при этом особый интерес представляют неразрушающие методы исследования. Метод катодолюминесценции является одним из перспективных методов, позволяющих неразрушающим способом оценить транспортные свойства структур, содержание точечных дефектов в слоях, качество интерфейсов в многослойных структурах и др. Основными достоинствами метода является возможность изменять область генерации электронно-дырочных пар при изменении энергии первичного электронного пучка, варьировать мощность возбуждения более чем на 5 порядков за счет изменения плотности тока электронного пучка. Также важной особенностью метода является относительно высокая по сравнению с фотолюминесценцией интенсивность излучения, связанная с точечными дефектами в полупроводниковых слоях. На основании этого нами были разработаны методики, позволяющие оценивать транспортные свойства наногетероструктур, оценивать содержание точечных дефектов в слоях, исследовать влияние электронных ловушек образовавшихся вблизи интерфейсов на люминесцентные свойства наногетероструктур.

## Определение содержания точечных дефектов в слоях

Нами была предложена методика определения содержания точечных дефектов, являющихся центрами люминесценции, в широкозонных материалах [1]. Методика основана на измерении зависимости

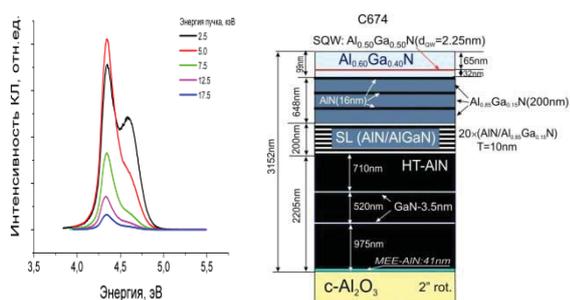
интенсивности люминесценции от плотности тока электронного пучка. Было показано, что содержание точечных дефектов коррелирует с содержанием протяженных дефектов (дефекты упаковки, дислокации). Благодаря возможности исследовать спектры излучения с различной глубины, эта методика была использована для определения содержания точечных дефектов в слоях, находящихся на глубине до 1 мкм. В качестве примера на рис.1 приведено катодолюминесцентное изображение слоя GaN, спектр катодолюминесценции, полученный из области 3, полученный в режиме временного разрешения, и зависимость интенсивности желтой полосы излучения (2,2 эВ) от плотности тока. Аналогичные измерения в других областях (1, 2, 4) позволили оценить относительное содержание точечных дефектов. Данные ПЭМ показали корреляцию содержания точечных дефектов с протяженными дефектами.



**Рис. 1.** Катодолюминесцентное изображение слоя GaN (1), спектр катодолюминесценции в области 3 (2), зависимость интенсивности катодолюминесценции полосы 2,2 эВ от плотности тока (3)

## Определение транспортных свойств наногетероструктур

Дизайн светодиодных, лазерных и транзисторных структур проектируется таким образом, чтобы образовавшиеся электронно-дырочные пары направленно диффундировали по направлению к наноразмерному слою. В связи с этим, если наноразмерный слой расположен на некоторой глубине в образце, то при условии высокого качества структуры люминесценция, связанная с наноразмерным слоем, будет наблюдаться даже в том случае, если электроны первичного электронного пучка не достигают наноразмерного слоя. Исследование изменения спектров катодоллюминесценции в зависимости от энергии первичного электронного пучка позволяет оценить транспортные свойства наногетероструктуры в направлении перпендикулярном ее росту. Оценка транспортных свойств структуры проводится на основании сравнения экспериментальных зависимостей с модельными кривыми. Основным определяемым параметром является величина  $d$ , с которой наблюдается диффузия носителей заряда к наноразмерному слою. Величина этого параметра характеризует транспортные свойства структуры [2]. Предложенная методика не только позволяет оценить транспортные свойства наногетероструктуры в целом, но и оценить транспортные свойства отдельных слоев, входящих в состав структуры. На рис.2 приведен дизайн структуры (а) и спектр катодоллюминесценции этой структуры в зависимости от энергии электронного пучка



**Рис. 2.** дизайн структуры на основе AlGaIn (1), спектры катодоллюминесценции, полученные при различных энергиях электронного пучка (2)

## Исследование электронных ловушек вблизи интерфейсов

В некоторых наноструктурах с большим количеством интерфейсов наблюдается медленное увеличение интенсивности катодоллюминесценции наноразмерного слоя при непрерывном облучении электронным пучком. Было установлено, что этот процесс наиболее выражен для структур с относительно плохими транспортными свойствами. В этих структурах излучения наноразмерного слоя наблюдается только при условии, когда электроны первичного электронного пучка, проникают на глубину залегания этого слоя. Наиболее ярко это явления проявляется для наногетероструктур на основе нитридов (AlInGaN) [3]. Как правило эти эффекты не наблюдаются при исследовании структур методом фотоллюминесценции, но характерны для электролюминесценции. Исследования показали что, нарастание интенсивности люминесценции связано с захватом носителей заряда на состояния ловушек, формирующиеся на интерфейсах квантовая яма – волновод или в приповерхностной области объемного слоя, толщиной не более 50 нм. Показано, что процесс захвата носителей заряда на уровни ловушек носит обратимый характер, для освобождения носителей необходимо нагреть образец до температуры  $130 \div 180^\circ\text{C}$ .

Исследованные структуры были выращены в Центре физики наноструктур ФТИ им. А.Ф.Иоффе в лаборатории квантоворазмерных гетероструктур.

## Литература

1. E.V. Ivanova, M.V. Zamoryanskaya. //Solid State Phenom. 205 – 206, 457 (2014)
2. M.V. Zamoryanskaya, E.V. Ivanova, K.N. Orekhova, V.A. Kravets, A.N. Trofimov, V.P. Usacheva, S.V. Ivanov //AIP Conference Proceedings 2064, 040007 (2019); <https://doi.org/10.1063/1.5087686>
3. Ya.V. Kuznetsova, M.V. Zamoryanskaya Solid State Phenomena Vols. 205-206 (2014) pp 435-440

# Оптические полосковые резонаторы на основе GaN изготовленных с помощью селективного осаждения металлорганических соединений из газовой фазы

К.А. Иванов<sup>1</sup>, М.И. Митрофанов<sup>2, 3</sup>, К.М. Морозов<sup>4</sup>, Я.В. Левицкий<sup>2</sup>, Г.В. Вознюк<sup>1</sup>, С.Н. Родин<sup>2, 3</sup>, В.П. Евтихийев<sup>2</sup>, М.А. Калитеевский<sup>1, 2, 4\*</sup>, Г. Позина<sup>5</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>3</sup> НТЦ микроэлектроники РАН, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>4</sup> Академический университет, ул. Хлопина, 8/3 А, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>5</sup> Университет Линчёпинга, Швеция.

\*m.kaliteevski@mail.ru

Путём селективной газовой эпитаксии с использованием ионного травления через маску Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> были изготовлены галлий-нитридные планарные нитевидные нанокристаллы (ННК). Изготовленные ННК были ориентированы вдоль направлений [10 $\bar{1}$ 0] и [11 $\bar{2}$ 0]. При этом исследование показало, что лучшие морфологические, кристаллические и оптические свойства продемонстрировали ННК, ориентированные вдоль [10 $\bar{1}$ 0]. На их спектрах катодолюминесценции были обнаружены моды Фабри-Перо в интервале 1.8 – 2.5 эВ. Вычисление модального коэффициента Парселла показало, что положение и интенсивность пиков сильно зависит от малых изменений в положении эмиттера и толщине ННК.

## Введение

Нитевидные нанокристаллы (ННК) на основе GaN и других материалов группы АЗВ5 в последнее время привлекают большое внимание с точки зрения их использования в нанопотонике и оптоэлектронике [1]. Одним из подходов к их созданию является метод газовой эпитаксии (ГФЭ) с селективным травлением сфокусированным ионным пучком (СИП) [2]. В данной работе исследованы ННК, выращенные в разных кристаллографических направлениях, измерены их оптические свойства. Также проведено моделирование, проясняющее микрорезонаторные свойства выращенных ННК.

## Эксперимент

Планарные ННК были выращены на сапфировой подложке с ориентацией (0001). Были выращены слои GaN толщиной 3 мкм, легированные кремнием с концентрацией  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Затем структура была покрыта 5-нм маской Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>. В маске при помощи СИП были сделаны отверстия в форме параллельных бороздок. Бороздки были ориентированы вдоль направлений [10 $\bar{1}$ 0] и [11 $\bar{2}$ 0], их длина составила 200 мкм, ширина — 500 нм. Далее отвер-

стия зарацивались GaN, в результате были получены планарные ННК.

Образцы были исследованы сканирующим электронным микроскопом (СЭМ) с системой низкотемпературной катодолюминесценции (КЛ). В результате (рис. 1) было обнаружено, что ННК, выращенные вдоль направления [10 $\bar{1}$ 0] обладают визуально более правильной геометрической формой, чем выращенные вдоль [11 $\bar{2}$ 0], что согласуется с ранее опубликованными результатами [3]. Кроме того, на картине панхроматической КЛ, измеренной одновременно с СЭМ, в случае ориентации вдоль [11 $\bar{2}$ 0] наблюдается большая яркость в области краёв ННК, что вызвано большей концентрацией дефектов [4].

На всех спектрах КЛ (рис. 2), снятых в разных точках ННК и для эпитаксиального слоя GaN, наблюдается пик, близкий к ширине запрещённой зоны, с энергией 3.48 эВ. Полоса с центром на 2.2 эВ («жёлтая люминесценция» [4]) наблюдается только для случая ННК, при этом в ННК, ориентированных вдоль [10 $\bar{1}$ 0], данная полоса характеризуется периодическими особенностями, что позволяет сделать вывод о наличии в ней мод Фабри-Перо,

т.е. о возможности использования полученных ННК в качестве микрорезонатора.

## Расчёт

Было проведено моделирование отражения света от слоя толщиной порядка 5 мкм. В результате (рис. 3) показано, что небольшое (~50 нм) изменение толщины слоя (что характерно для грани ННК) приводит к сдвигу мод Фабри-Перо по энергии на величину ~30 мэВ, при том, что дистанция между соседними модами для данной толщины и материала составляет ~60 мэВ. Для моделирования картины люминесценции было рассчитано произведение интенсивности КЛ свободного эмиттера и фактора Парселла [5]. При этом распределение величины фактора Парселла внутри отдельной моды Фабри-Перо зависит от положения эмиттера в структуре. В результате было получено удовлетворительное согласие между расчётом и экспериментом.

## Выводы

Таким образом, в данной работе были исследованы ННК на основе GaN, выращенные методом ГФЭ с селективным СИП-травлением. В результате оказалось, что ННК, выращенные вдоль направления  $[10\bar{1}0]$ , обладают лучшими оптическими и морфологическими свойствами, чем вдоль направления  $[11\bar{2}0]$ . Такие ННК обладают свойствами оптических микрорезонаторов, поскольку спектры КЛ и расчёты показали наличие мод Фабри-Перо в них. При этом положение мод чувствительно к вариации толщины ННК, а распределение интенсивности — к положению эмиттера.

## Литература

1. C. Li, *et al.* // *Nano Lett.* **17**, 1049 (2017).
2. G. Pozina, *et al.* // *Scientific Reports* **8**, 7218 (2018).
3. A. Kaschner, *et al.* // *J. Luminescence* **87**, 1192 (2000).
4. K. Motoki, *et al.* // *J. Cryst. Growth* **237**, 912 (2002).
5. M. A. Kaliteevski, *et al.* // *Optics Spectr.* **121**, 410 (2016).

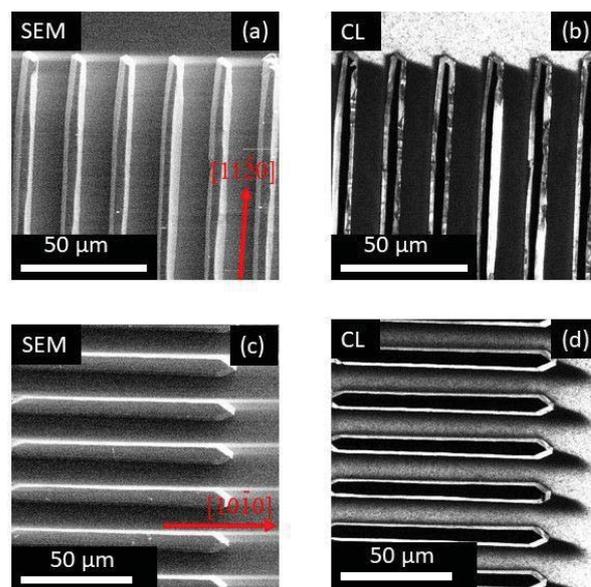


Рис. 1. Изображения СЭМ, вид сверху (а, с) и панхроматической КЛ (b,d) для ННК, выращенных вдоль  $[11\bar{2}0]$  (a,b) и вдоль  $[10\bar{1}0]$  (c,d)

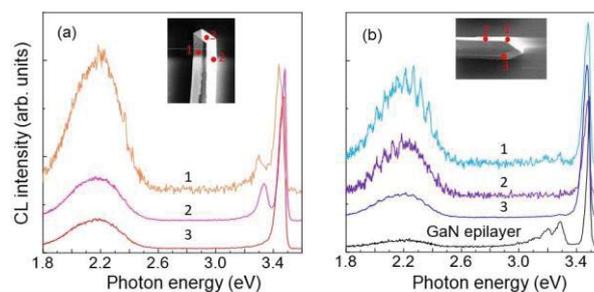


Рис. 2. Спектры КЛ, взятые в различных точках ННК (см. вставку), ориентированного вдоль  $[11\bar{2}0]$  (а) и  $[10\bar{1}0]$  (b). Спектр слоя GaN изображён на рис. b. Спектры сдвинуты по вертикали для наглядности

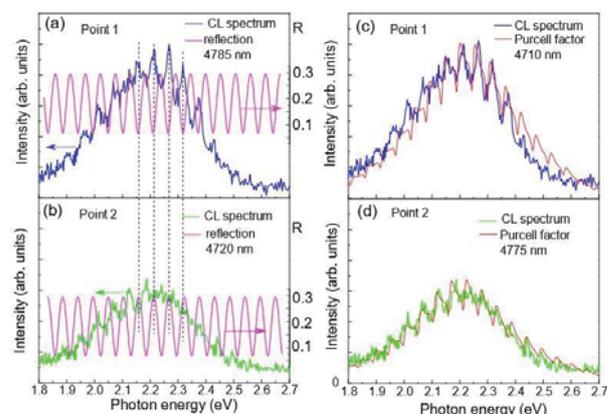


Рис. 3. Экспериментальные спектры КЛ, взятые в точке 1 (a,c) и 2 (b,d) ННК  $[10\bar{1}0]$  вместе с рассчитанным коэффициентом отражения (a,b) и фактором Парселла (c,d) при указанной толщине модельного слоя

# Сверхтонкое взаимодействие и рекомбинация Шокли–Рида–Холла в полупроводниках

Е.Л. Ивченко

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

ivchenko@coherent.ioffe.ru

Дается обзор экспериментальных и теоретических исследований оптической ориентации и спин-зависимой рекомбинации в полупроводнике в магнитном поле при нормальном падении на поверхность образца циркулярно поляризованного излучения. Эксперименты выполнены на твердых растворах  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ , в которых глубокими парамагнитными центрами, ответственными за спин-зависимую рекомбинацию, являются междоузельные дефекты смещения  $\text{Ga}^{2+}$ . Установлено, что в исследованных материалах сверхтонкое взаимодействие локализованного электрона с (одним) ядром парамагнитного центра остается сильным даже при комнатной температуре. Проводится сравнение теории с экспериментом, выполненным как при стационарном режиме возбуждения, так и в условиях двух-импульсного метода «накачка–зондирование».

## Введение

Исследование оптической ориентации электронных спинов в условиях спин-зависимой рекомбинации в полупроводниках было начато в работе «отца полупроводниковой спинтроники» Жоржа Лампеля в 1974 г. Новый этап развития этой области физики полупроводников начался с обнаружения и описания спин-зависимой рекомбинации оптически ориентированных электронов в твердом растворе  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$  при комнатной температуре. Следующий скачок произошел, когда было установлено, что в кинетике спин-зависимой рекомбинации важную роль играет сверхтонкое взаимодействие электрона, связанного на глубоком центре, с ядром этого центра [1]. В 2015-2018 гг. мы построили теорию спин-зависимой рекомбинации Шокли–Рида–Холла с учетом сверхтонкого электрон-ядерного взаимодействия, описали имеющиеся экспериментальные данные и предсказали временные биения электронных спинов на глубоких парамагнитных центрах, обусловленные сверхтонким взаимодействием [2].

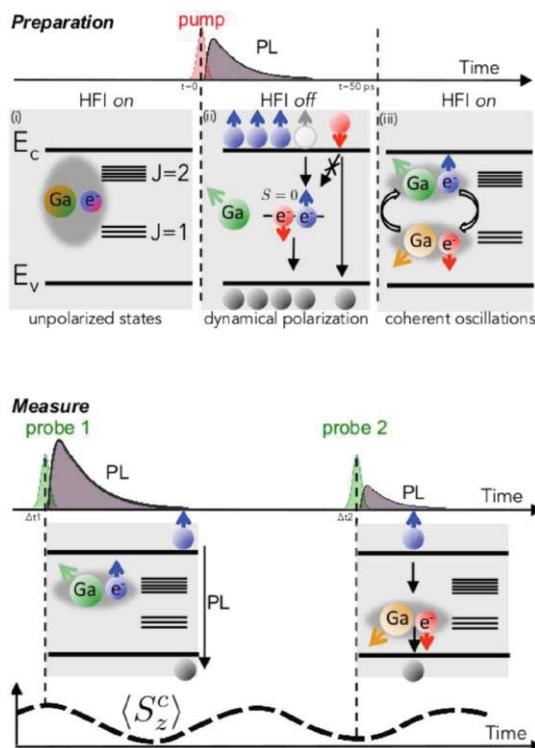
## Стационарный режим возбуждения

Спиновая зависимость рекомбинации свободных фотоносителей через глубокие центры в полупроводниках возникает в том случае, если в равновесии на центре сидит один электрон (парамагнитный центр) и второй электрон может захватиться, если его спин антипараллелен спину первого электрона. В условиях оптической накачки, т.е. при освещении полупроводникового кристалла циркулярно поля-

ризованном светом, парамагнитные центры динамически поляризуются по спину и действуют как спиновый фильтр, увеличивая спиновую поляризацию, а также концентрацию свободных электронов. В эксперименте эффект спинового фильтра проявляется в росте степени циркулярной поляризации  $P_{\text{circ}}$  фотолюминесценции (ФЛ) с ростом интенсивности накачки и повышении интенсивности люминесценции  $J$  при переходе от линейной поляризации оптической накачки, когда спиновый фильтр выключен, к циркулярной поляризации. При интенсивной стационарной оптической накачке поляризация центров и свободных электронов может быть почти полной, а коэффициент спин-зависимой рекомбинации  $K_{\text{SDR}} = J_{\text{circ}}/J_{\text{lin}}$  может достигать десяти.

Изучение поведения поляризации  $P_{\text{circ}}$  и интенсивности  $J$  в продольном магнитном поле  $\mathbf{B}$  показало наличие сильной сверхтонкой связи между спином электрона, локализованного на глубоком центре (междоузельный ион  $\text{Ga}^{2+}$ ) в  $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ , и спином ядра  $I = 3/2$  этого центра. Динамическая поляризация ядер  $\text{Ga}^{2+}$  проявляется в асимметрии полевых зависимостей  $P_{\text{circ}}(B_z)$  и  $J(B_z)$  [1].

В работе [3] была поставлена цель – выяснить, как на работе «спинового фильтра» может сказаться наличие глубоких центров, отличных от междоузельных дефектов  $\text{Ga}^{2+}$ . Мы рассмотрели возможность дополнительного наличия в образце дефектов  $\text{Ga}^{3+}$ , каждый из которых может находиться в одном из трех состояний: в равновесии – без электрона, а при освещении – с одним и двумя электрона-

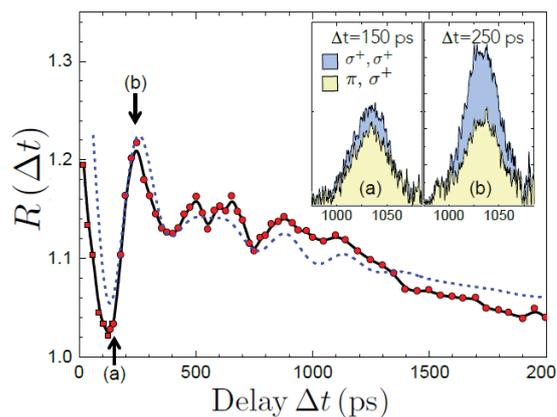


**Рис. 1.** Схематическое изображение возбуждения и детектирования спиновых биений в методе «накачка – зондирование». *Верхняя панель.* (i) Сверхтонкое расщепление состояний парамагнитного центра на триплет ( $J=1$ ) и квинтет ( $J=2$ ). (ii) Импульсная накачка и захват спин-поляризованных электронов на глубокие центры. (iii) Электрон-ядерные спиновые биения. *Нижняя панель.* Приход пробного импульса 1 или 2 с задержкой  $t_1$  и  $t_2$ . Пунктир – кривая осцилляции среднего спина локализованных электронов.

ми. Расчет показал, что добавление небольшого количества  $Ga^{3+}$  (2%) улучшает согласие теории и эксперимента.

### Спиновые биения в методе «накачка – зондирование»

В работе [2] предложена оригинальная постановка эксперимента по обнаружению спиновых биений в нулевом магнитном поле, рис. 1. Циркулярно поляризованный импульс накачки генерирует спин-поляризованные фотоэлектроны в зоне проводимости, которые быстро захватываются на парамагнитные центры; электроны на дефектах, которые не захватили второго электрона, становятся спин-поляризованными; из-за сверхтонкого взаимодействия нескомпенсированный спин электрона начинает осциллировать во времени. С временной задержкой  $t$  приходит циркулярно поляризованный



**Рис. 2.** Измеренный (точки) и рассчитанный (пунктир) сигнал спин-зависимой рекомбинации как функция временной задержки. Сплошная кривая получена сглаживанием экспериментальных данных. Вставка: Спектры ФЛ при двух значениях задержки,  $\Delta t = 150$  и  $250$  пс

зондирующий импульс, время захвата возбуждаемых им свободных электронов на глубокие центры зависит от поляризации локализованных электронов, которая осциллирует во времени с периодом, определяемым энергией расщепления  $\hbar\Omega$  между триплетным и квинтетным уровнями. Поэтому интенсивность межзонной ФЛ также будет содержать осциллирующий вклад. При линейно поляризованной накачке фотоэлектроны не поляризованы и биения отсутствуют. Предсказанные спиновые биения обнаружены в совместной экспериментально-теоретической работе [4], рис. 2. Это позволило определить константу сверхтонкого взаимодействия для междоузельного иона  $Ga^{2+}$  в отсутствие магнитного поля.

В настоящей работе выведена аналитическая формула для спиновых биений в магнитном поле.

### Литература

1. В.К. Калевич, М.М. Афанасьев, А.Ю. Ширяев, А.Ю. Егоров // Письма в ЖЭТФ, Т. 96, 635 (2012).
2. V.G. Ibarra-Sierra, J.C. Sandoval-Santana, S. Azaizia *et al.* // Phys. Rev. B, V. 95, 195204 (2017).
3. J.C. Sandoval-Santana, V.G. Ibarra-Sierra, S. Azaizia *et al.* // J. Materials Sci.: Materials in Electronics, V. 29, 15307 (2018).
4. S. Azaizia, H. Carrère, J.C. Sandoval-Santana *et al.* // Phys. Rev. B, V. 97, 155201 (2018).

# Оптические проявления спиновой поляризации резервуара неизлучающих экситонов

И.В. Игнатьев<sup>1,\*</sup>, А.В. Трифонов<sup>1</sup>, К.В. Кавокин<sup>1</sup>, А.В. Кавокин<sup>1</sup>, П.Ю. Шапочкин<sup>2</sup>, Ю.П. Ефимов<sup>2</sup>, С.А. Елисеев<sup>2</sup>, В.А. Ловцюс<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Лаборатория Оптики спина СПбГУ, ул. Ульяновская, 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504.

<sup>2</sup> РЦ «Нанопизика» СПбГУ, ул. Ульяновская, 1, Петродворец, Санкт-Петербург, 198504.

\*i.ignatiev@spbu.ru

Экспериментально обнаружен осциллирующий сдвиг энергии циркулярно поляризованного экситонного состояния в квантовой яме GaAs/AlGaAs в поперечном магнитном поле. Показано, что этот эффект, обусловлен спиновой поляризацией неизлучающих экситонов, имеющих большой волновой вектор в плоскости квантовой ямы. Такие экситоны рождаются при рассеянии фоторожденных экситонов на акустических фононах или друг на друге. В высококачественных гетероструктурах их время жизни достигает десятков наносекунд. При оптическом возбуждении циркулярно-поляризованным светом в неизлучающем резервуаре записывается спиновая поляризация, сохраняющаяся длительное время. Обменное взаимодействие электронных спинов излучающих экситонов с прецессирующей в поперечном магнитном поле спиновой поляризацией резервуара и приводит к осциллирующему сдвигу энергии излучающих экситонов.

## Введение

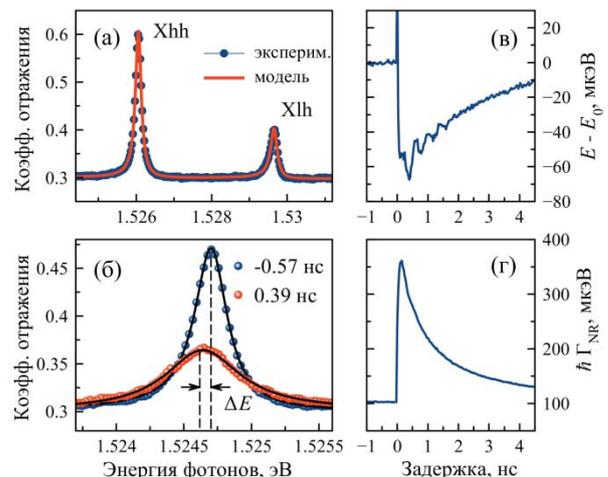
В гетероструктурах с квантовыми ямами на основе прямозонных полупроводников типа GaAs излучательное время покоящихся экситонов является очень коротким, порядка 10 пикосекунд, что ограничивает их возможное применение в информационных системах. Относительно недавно внимание привлекли неизлучающие экситоны с волновым вектором в плоскости квантовой ямы, значительно превышающем волновой вектор света в полупроводнике. Такие экситоны могут жить несколько десятков наносекунд [1].

В данной работе мы показываем, что неизлучающие экситоны можно изучать методами оптической спектроскопии. Более того, возможно исследование динамики их спиновой поляризации.

## Эксперимент

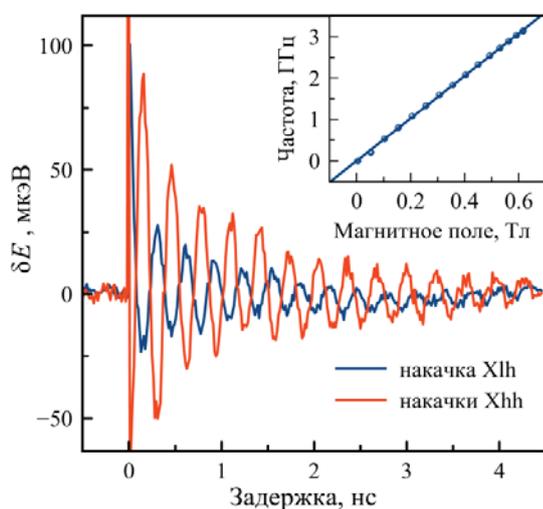
В работе исследовалась высококачественная структура с квантовой ямой GaAs/AlGaAs шириной 14 нм, выращенная методом молекулярной пучковой эпитаксии. Основным экспериментальным методом был метод накачки-зондирования со спектральным и поляризационным разрешением, описанный в работах [1,2]. На рисунке 1(а) показан спектр отражения исследуемой структуры в области оптических переходов на размерно-квантованные состояния тяжелых (Xhh) легких (Xlh) экситонов. Экси-

тонные резонансы в спектре хорошо моделируются в рамках стандартной модели резонансного экситонного отражения [1], что позволяет надежно определять энергию экситонного перехода, а также величины радиационного и нерадиационного уширения. При возбуждении импульсом накачки экситонный резонанс уширяется и немного сдвигается, см. рис. 1(б). Динамика сдвига и уширения резонанса Xhh показана на рис. 1(в) и 1(г).



**Рис. 1.** Спектры отражения, измеренные в стационарных условиях (а) и в экспериментах накачки-зондирования при отрицательных и положительных задержках (б). Панели (в) и (г) показывают динамику сдвига и уширения Xhh в небольшом поперечном магнитном поле.  $T = 38$  К

Мы исследовали динамику сдвига резонанса  $X_{hh}$  при возбуждении циркулярно поляризованными импульсами накачки в небольшом поперечном магнитном поле (геометрия Фохта). Эксперименты показали, что в динамике сдвига,  $E(\tau)$ , присутствуют осцилляции, причем фаза осцилляций меняется на противоположную при возбуждении право ( $\sigma^+$ ) и лево ( $\sigma^-$ ) циркулярно поляризованными лазерными импульсами. Измеренная разница этих сдвигов,  $\delta E = E^+(\tau) - E^-(\tau)$ , показана на рисунке 2. Она имеет вид затухающих колебаний с частотой, линейно зависящей от магнитного поля, см. вставку на рисунке 2. Фаза осцилляций изменяется на противоположную при возбуждении в легкий экситон. Время затухания осцилляций составляет несколько наносекунд, т.е., на два-три десятичных порядка больше, чем время жизни излучающих экситонов.



**Рис. 2.** Динамика разницы экситонных сдвигов, измеренных при возбуждении  $\sigma^+$ - и  $\sigma^-$ -поляризованными импульсами накачки в тяжелый (красная кривая) и легкий (синяя кривая) экситоны. На вставке показана частота осцилляций как функция магнитного поля  $B$ . Сплошная линия является аппроксимацией линейной функцией,  $\delta E = g\mu_B B$ , где  $\mu_B$  – магнетон Бора и  $|g| = 0.365$ .  $T = 5$  К

## Модель

Мы интерпретируем наблюдаемый эффект как результат обменного взаимодействия излучающих экситонов с долго живущими неизлучающими экситонами. Спин-поляризованные неизлучающие экситоны создаются в результате выброса фото-рожденных экситонов за пределы светового конуса. Этот выброс может происходить как за счет рассеяния экситонов на фононах, так и друг на друге. Важно, что в процессе выброса спиновая поляриза-

ция экситонов частично сохраняется. Экситонный спин является суммой электронного спина и полного углового момента дырки (дырочный спин). Дырочный спин быстро деполяризуется, тогда как электронный спин сохраняется в течение достаточно длительного времени. В результате образуется резервуар неизлучающих экситонов с электронной спиновой поляризацией. В поперечном магнитном поле электронные спины прецессируют вокруг направления поля. Обменное взаимодействие излучающих и неизлучающих экситонов приводит к энергетическому сдвигу излучающих экситонов, что и наблюдается в эксперименте.

Описанная сильно упрощенная модель наблюдаемого явления требует дальнейшего уточнения. Прежде всего, это относится к обменному взаимодействию электрона и дырки,  $\delta_0$ , в неизлучающих экситонах. Оценки показывают, что  $\delta_0 \approx 20$  мкэВ, что много меньше, чем тепловая энергия,  $k_B T \approx 430$  мкэВ при температуре образца  $T = 5$  К. Таким образом, поляризация дырок может релаксировать достаточно быстро. Однако, даже неполяризованная дырка может существенно влиять на динамику электронного спина в экситоне, поскольку обменное взаимодействие электрона с дыркой в экситоне превышает его взаимодействие с внешним магнитным полем в использованном диапазоне магнитных полей. неполяризованные дырки создают флуктуирующее эффективное магнитное поле, которое может приводить к дефазировке прецессии электронных спинов в ансамбле. Мы предполагаем, что эта дефазировка частично блокируется процессами рассеяния неизлучающих экситонов друг на друге, приводящими к эффективному усреднению флуктуирующего поля. Детали этого процесса будут обсуждаться в докладе.

Авторы благодарят СПбГУ за финансовую поддержку в рамках темы 11.34.2.2012 (ID 28874264) и ресурсный центр «Нанозфотоника» за предоставленный образец для исследований. И. В. И. и А. В. Т. благодарят РФФИ за финансовую поддержку (гранты 19-02-00576 и 18-32-00516).

## Литература

1. A.V. Trifonov, S.N. Korotan, A.S. Kurdyubov *et al.* // *Physical Review B*, V. 91, 115307 (2015).
2. A.V. Trifonov, I.Ya. Gerlovin, I.V. Ignatiev *et al.* // *Physical Review B*, V. 92, 201301(R) (2015).

# Примесная фотопроводимость эпитаксиальных пленок PbSnTe

А.В. Иконников<sup>1,\*</sup>, В.И. Черничкин<sup>1</sup>, В.С. Дудин<sup>1</sup>, А.Н. Акимов<sup>2</sup>, А.Э. Климов<sup>2,3</sup>,  
О.Е. Терещенко<sup>2,4</sup>, Л.И. Рябова<sup>1</sup>, Д.Р. Хохлов<sup>1,5</sup>

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.

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

\*antikon@physics.msu.ru

Исследованы спектры фотопроводимости эпитаксиальных пленок PbSnTe, легированных индием, в области дальнего ИК спектра при различных температурах. В спектрах, помимо особенностей, связанных с межзонной генерацией, обнаружены субщелевые особенности, связанные с возбуждением примесно-дефектных состояний. Прослежена эволюция этих особенностей с увеличением температуры и при дополнительной подсветке.

## Введение

Твердые растворы на основе халькогенидов свинца рассматривались как перспективные материалы оптоэлектроники ИК диапазона, поскольку ширина запрещенной зоны в этих материалах меняется в широких пределах при изменении состава [1]. Однако препятствием для создания приборов стали собственные электрически активные дефекты в таких материалах, которые приводят к высокой собственной концентрации носителей даже в нелегированных полупроводниках [1–3]. Однако оказалось, что намеренное легирование халькогенидов свинца рядом примесей (в частности, In) приводит к стабилизации уровня Ферми, в том числе и в запрещенной зоне при некоторых составах растворов [3]. Это позволило использовать данные материалы в качестве приемников терагерцевого (ТГц) и даже суб-ТГц диапазонов [4]. Тем не менее вопрос о природе состояний, энергия которых меньше ширины запрещенной зоны остается открытым.

## Методика эксперимента

Исследуемые образцы были выращены методом молекулярно пучковой эпитаксии в ИФП СО РАН [5]. Образец №385 был выращен на кремниевой подложке (с буферными слоями CaF<sub>2</sub>/BaF<sub>2</sub>). Толщина пленки PbSnTe:In составляла 2 мкм, номинальный состав — 0,3. Образец №386 был выращен на подложке BaF<sub>2</sub>, толщина пленки — 1,9 мкм. В обоих случаях ориентация подложек была (111).

Доля легирующей примеси In составляла ~0,1 мол. %.

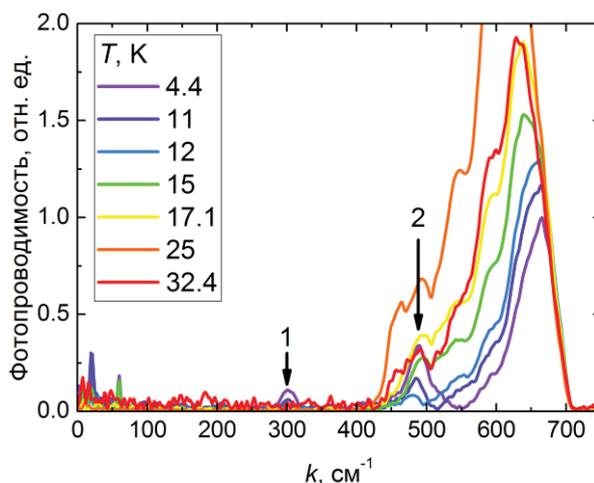
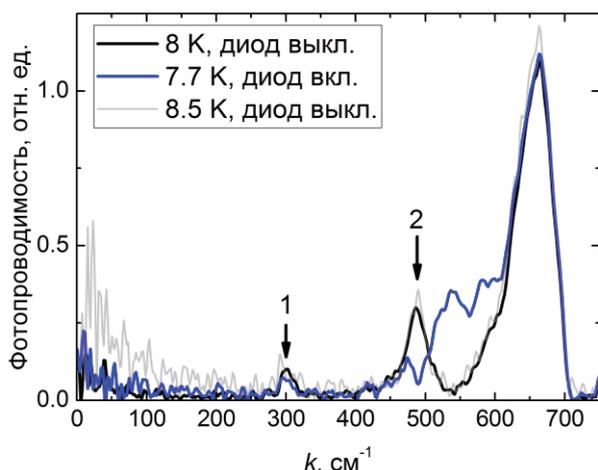


Рис. 1. Спектры фотопроводимости в образце №386 при различных температурах

Спектры фотопроводимости измерялись при низких температурах с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v. В качестве источника использовался глобар, в качестве светоделителя — Mylar Multilayer. Образцы размером 4×2 мм с полосковыми контактами размещались в проточном криостате Oxford Instruments OptistatCF, который устанавливался в спектрометр так, чтобы образец находился в фокусе пучка излучения. В криостате использовались окна из полипропилена и лавсана. Перед образцом размещался холодный фильтр из черного полиэтилена. Рабочий диапазон системы составлял 30–680 см<sup>-1</sup>, спектральное разрешение — 4 см<sup>-1</sup>.

Имелась возможность дополнительно подсвечивать образец синим светом с помощью светодиода.

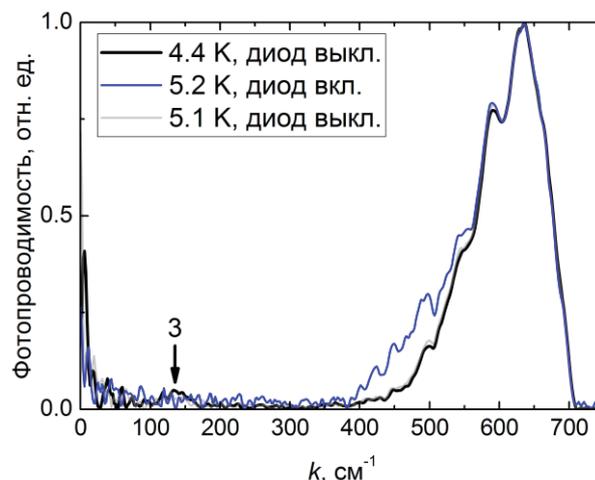


**Рис. 2.** Спектры фотопроводимости в образце №386 в «темновых» условиях и при постоянной подсветке синим светодиодом. Спектры записаны последовательно.

## Результаты и обсуждение

Спектры фотопроводимости в образце №386 при различных температурах показаны на рис. 1. В спектрах наблюдаются как особенности, связанные с межзонным возбуждением, так и субщелевые особенности с максимумами на  $300 \text{ см}^{-1}$  (1) и  $490 \text{ см}^{-1}$  (2). Отметим, что увеличение температуры сначала приводит к сдвигу красной границы межзонного поглощения в сторону меньших энергий (влево), и лишь при  $T > 25 \text{ К}$  направление сдвига меняется. Это свидетельствует о проявлении эффекта Бурштейна — Мосса, вклад которого уменьшается с ростом температуры за счет «включения» рекомбинации носителей заряда. Это подтверждается транспортными измерениями: при  $T > 10 \text{ К}$  начинается рост сопротивления и уменьшение концентрации. Подсветка синим светом также приводит к уменьшению концентрации и сдвигу красной границы межзонного поглощения влево (рис. 2). Исходя из вышесказанного можно оценить реальную ширину запрещенной зоны при низкой температуре как  $470\text{--}480 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует составу  $x \approx 0.24$  [6]. Увеличение температуры приводит к «исчезновению» субщелевых особенностей (рис. 1): особенность 1 пропадает при  $T \geq 15 \text{ К}$ , особенность 2 — при  $T \geq 17 \text{ К}$  (хотя, возможно, данная особенность появляется вновь при дальнейшем увеличении температуры). Поскольку образец имеет *n*-тип проводимости, данные спектральные особенности могут быть связаны с ионизацией глубоких донорных центров или возбуждением носите-

лей в зону проводимости через метастабильный уровень In [7].



**Рис. 3.** Спектры фотопроводимости в образце №385 в «темновых» условиях и при постоянной подсветке синим светодиодом. Спектры записаны последовательно.

В образце №385 подсветка также приводила к сдвигу красной границы влево (рис. 3). Ширина запрещенной зоны для него оценивается как  $410\text{--}430 \text{ см}^{-1}$ , что соответствует составу  $x \approx 0.254$ . Образец имеет *p*-тип проводимости, поэтому особенности 1 и 2 для него не наблюдались, однако наблюдалась особенность 3 ( $130 \text{ см}^{-1}$ ), которая исчезала при подсветке и при  $T > 7 \text{ К}$ . Эта особенность может быть связана с локальной фононной модой, аналогичной той, что наблюдалась в  $\text{PbTe:Ga}$  [8].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00795, 17-02-00575).

## 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, Л.И. Рябова, А.В. Никорич и др. // Письма в ЖЭТФ 91, 37 (2010).
5. А.Э. Климов, В.Н. Шумский // Матричные фотоприемные устройства Н., Наука, (2001).
6. W. Anderson // IEEE J. Quant. Electron. 13, 532 (1977).
7. И.И. Засавицкий и др. // Письма в ЖЭТФ 42, 3 (1985).
8. А.И. Белогорохов и др. // Письма в ЖЭТФ 63, 342 (1996).

# Фотопроводимость в эпитаксиальных структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с варьируемой толщиной активного слоя

А.С. Казаков<sup>1,\*</sup>, А.В. Галеева<sup>1</sup>, А.И. Артамкин<sup>1</sup>, А.В. Иконников<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>, М.И. Банников<sup>3</sup>, С.Н. Данилов<sup>4</sup>, Л.И. Рябова<sup>5</sup>, Д.Р. Хохлов<sup>1,3</sup>

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 фотопроводимость, стимулированная терагерцовым импульсным излучением, в структурах на основе  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  ( $0 \leq x \leq 0.18$ ) с различной толщиной рабочего слоя. Обнаруженное подавление положительной фотопроводимости с уменьшением толщины активного слоя в образцах с инверсным энергетическим спектром свидетельствует о том, что положительный фотоотклик связан с неравновесными процессами в объеме. Результаты изучения фотопроводимости в магнитном поле обсуждаются с учетом возможного вклада поверхности в транспорт.

## Введение

Твердые растворы  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  характеризуется прямой структурой энергетических зон в области составов  $x > 0.16$  и инвертированным зонным спектром при  $x < 0.16$ . Инверсное расположение энергетических термов, отвечающих зоне проводимости и валентной зоне, в объемном спектре топологической фазы приводит к возникновению поверхностных (в 3-мерном случае) или краевых (в 2-мерном) проводящих состояний с линейным бесщелевым законом дисперсии. Определение роли топологических поверхностных состояний в транспорте является одной из ключевых проблем как в связи с прикладными задачами, так и с фундаментальных позиций. Исследование фотоэлектрических эффектов в соединениях на основе  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ , характеризующихся сравнительно низкими концентрациями носителей заряда в объеме и наличием топологического фазового перехода при  $x \sim 0.16$ , могут послужить эффективным подходом для определения вклада топологических состояний в электронный транспорт.

## Методика эксперимента

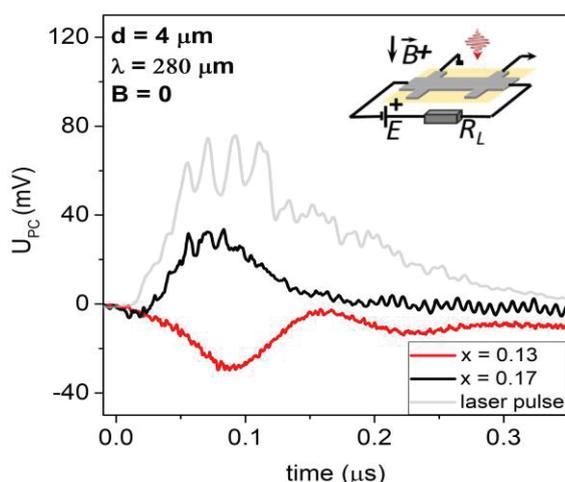
Исследованные структуры были синтезированы методом МЛЭ на полуизолирующей подложке GaAs (013). Толщина активного слоя  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  синтезированных образцов составляла от 200 нм до 4 мкм. С целью дополнительного варьирования

толщины осуществлялось травление наиболее толстых пленок. Для изучения гальваномагнитных и фотоэлектрических свойств методами фотолитографии были изготовлены холловские мостики с характерными размерами  $5 \times 0,5$  мкм. Транспортные измерения проведены в диапазоне температур 4,2 – 300 К в магнитных полях до 4 Тл. Фотопроводимость исследовалась в условиях воздействия терагерцовых лазерных импульсов длительностью 100 нс в магнитных полях до 4 Тл при  $T = 4.2$  К. Длина волны возбуждающего излучения составляла 90, 140, 280, 496 мкм. Мощность падающего излучения достигала 7 кВт. Схема измерений представлена на вставке на рис.1.

## Результаты и обсуждение

В структурах с прямым спектром ( $x > \sim 0.16$ ) фотопроводимость во всем исследованном диапазоне частот отрицательна, причем кинетика и знак фотоотклика не зависят существенно от толщины пленки. Типичная кинетика сигнала отрицательной фотопроводимости представлена на рис. 1 ( $\lambda = 280$  мкм). Отрицательная фотопроводимость ранее наблюдалась нами в объемных эпитаксиальных слоях  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  и связывалась с процессами разогрева электронного газа [1, 2]. Обнаружено, что в широких квантовых ямах ( $d \sim 200$  нм) с инверсным спектром ( $x < \sim 0.16$ ) фотопроводимость также отрицательна.

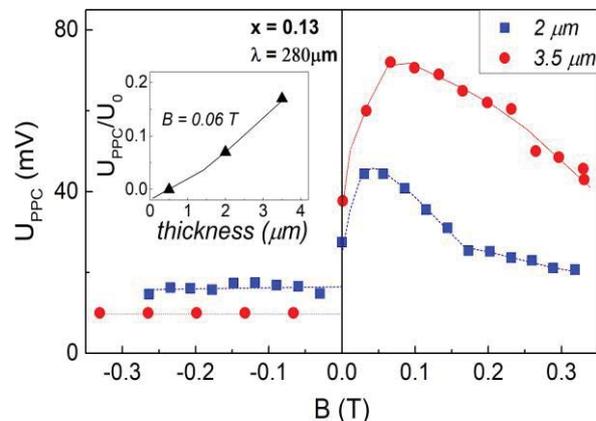
Однако, в структурах с инверсным спектром с толщиной рабочего слоя  $d > \sim 1$  мкм наблюдается положительная фотопроводимость. На рис.1 представлена кинетика фотоотклика в пленке с  $x = 0.13$  (инверсный спектр) толщиной  $d = 4$  мкм в условиях возбуждения излучением с длиной волны  $\lambda = 280$  нм. Важно, что уменьшение толщины рабочего слоя в структурах с инверсным спектром приводит к подавлению положительной фотопроводимости. При этом зависимость амплитуды фотоотклика от толщины близка к линейной. Можно также отметить, что кинетика фотоотклика в образцах с инверсным спектром запаздывает по отношению к возбуждающему импульсу.



**Рис. 1.** Кинетика фотоотклика, индуцированного излучением с  $\lambda = 280$  нм, в образцах с  $x = 0.13, 0.17$  с толщиной активного слоя  $\sim 4$  мкм. На вставке представлена схема измерений

Поведение фотопроводимости в магнитном поле в образцах с прямым и инверсным спектром качественно отличается. Введение магнитного поля в структурах с прямым энергетическим спектром не приводит к качественному изменению кинетики фотопроводимости. Напротив, в структурах с инверсным расположением энергетических термов с толщиной рабочего слоя  $d > \sim 1$  мкм в магнитном поле наблюдается ряд нетривиальных эффектов. В слабом магнитном поле определенной полярности на положительный сигнал фотопроводимости накладывается быстрая отрицательная компонента. При этом положительная компонента оказывается существенно зависящей от направления магнитного поля и положения потенциальных контактов [3]. На рис. 2 представлены зависимости амплитуды положительного фотоотклика, индуцированного излучением с длиной волны  $\lambda = 280$  нм, от магнитного поля в образцах с  $x = 0.13$  толщиной  $d = 2, 3.5$  мкм.

С уменьшением толщины положительная фотопроводимость уменьшается. Следует подчеркнуть, что асимметричный фотоотклик в магнитном поле наблюдается в образцах толщиной более 1 мкм с инверсной структурой зон во всем исследованном частотном диапазоне.



**Рис. 2.** Зависимость амплитуды положительного фотоотклика в образцах с  $x = 0.13$  с толщиной активного слоя  $d = 2, 3.5$  мкм от магнитного поля в условиях возбуждения излучением с  $\lambda = 280$  нм. На вставке представлена зависимость относительного фотоотклика от величины  $d$

Подавление положительной фотопроводимости в пленках с активным слоем менее 1 мкм свидетельствует о том, что за фотоотклик ответственны неравновесные процессы в объеме. Вместе с тем, практически линейное уменьшение относительного фотоотклика с уменьшением толщины пленки указывает на сосуществование вкладов от объема и поверхности. Нельзя исключить, что наблюдаемый асимметричный фотоотклик может быть связан с наличием топологических состояний на поверхности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №17-72-10064.

## 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.
3. А.В. Галеева и др. // XXII Международный симпозиум Нанофизика и нанoeлектроника, Нижний Новгород, 12-15 марта, 2018, труды симпозиума. — Т.2. — 2018 — С. 569–570.

# Эффект Парселла и эмиссия излучения при взаимодействии Таммовского плазмона и экситона в органическом материале в режиме сильной связи

М.А. Калитеевский<sup>1, 2, 3, \*</sup>, К.М. Морозов<sup>1, 2</sup>, К.А. Иванов<sup>2</sup>, Е.И. Гиршова<sup>1</sup>, Н. Селенин<sup>4</sup>, С.С. Михрин<sup>4</sup>, Г. Позина<sup>5</sup>, Д. Переира<sup>6</sup>, К. Менелау<sup>6</sup>, Э. Монкман<sup>6</sup>

1 Санкт-Петербургский Академический университет, ул. Хлопина, 8к3, Санкт-Петербург, 194021.

2 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

4 Innolume GmbH, Konrad-Adenauer-Allee 11, Dortmund, D-44263.

5 Linköping University, Linköping, SE-58183.

6 Durham University, Durham, DH1 3LE.

\*m.kaliteevski@mail.ru

Было проведено комплексное исследование модификации излучения в структуре с Таммовским плазмоном и органической активной областью в режиме сильной связи. Изготовленная структура состояла из распределенного брэгговского отражателя  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ , слоя органического материала СВР (4,4'-Бис(N-карбазолил)-1,1'-бифенил) и слоя серебра. Результаты расчетов спектров пропускания и спектров модального фактора Парселла показали возникновение двух поляритонных мод, связанных с сильной связью между Таммовским плазмоном и экситонным резонансом в СВР. Результаты экспериментальных измерений подтвердили наличие в спектре люминесценции двух пиков, соответствующих нижней и верхней поляритонным дисперсионным ветвям. Явление сильной связи в системе «Таммовский плазмон - органический излучающий материал» позволяет расширить полосу излучения органических материалов.

## Введение

Исследования свойств структур с таммовскими плазмонами в настоящее время проводятся достаточно интенсивно многими научными группами [1]. Несмотря на наличие в структуре металлической области, потери на поглощение в металле значительно ниже, чем в других плазмонных системах. Недавно было продемонстрировано усиление скорости спонтанной эмиссии в структурах с квантовыми ямами в качестве активной области [2]. В данной работе было исследовано взаимодействие экситона в органическом светоизлучающем материале 4,4'-Бис(N-карбазолил)-1,1'-бифенил (СВР) с Таммовским плазмоном на параметры излучения малой органической молекулы СВР.

## Результаты и обсуждение

Была изготовлена структура, состоящая из подложки оксида кремния, брэгговского отражателя (5 периодов  $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ ), слоя органического материала 4,4'-Бис(N-карбазолил)-1,1'-бифенил (СВР) толщиной 26 нм и слоя серебра толщиной 50 нм (рис. 1). СВР обладает широкой полосой излучения в

диапазоне от 2.6 эВ до 3.4 эВ и мощным экситонным резонансом на частоте 3.52 эВ. Толщины слоев брэгговского отражателя, слоя СВР и серебра выбраны таким образом, чтобы обеспечить существование Таммовского плазмона с частотой 3.5 эВ.

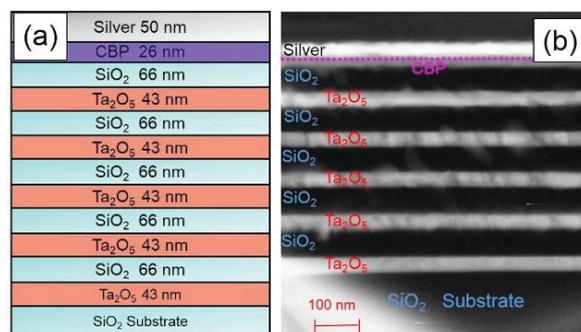


Рис. 1. Схематичное изображение исследуемой структуры (а). СЭМ изображение исследуемой структуры (б)

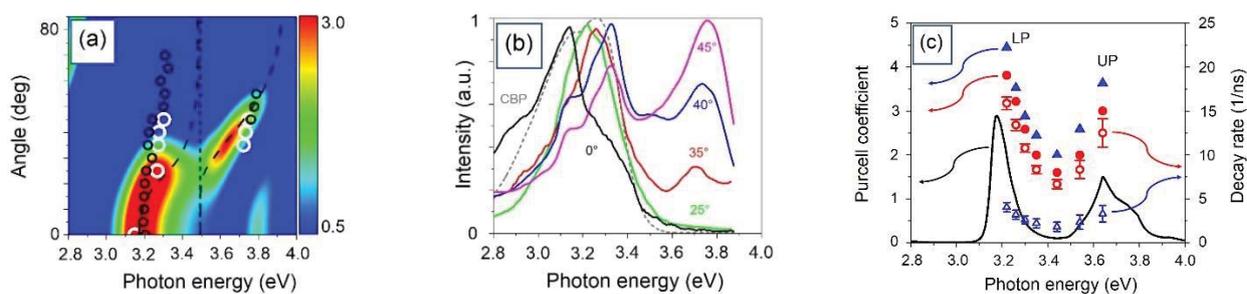
Взаимодействие экситона и Таммовского плазмона в режиме сильной связи приводит к появлению двух поляритонных мод. Расчет модального коэф-

коэффициента Парселла [2], проведенного методом S-квантования, показывает, что для некоторых участков как верхней, так и нижней поляритонных мод вероятность спонтанной эмиссии увеличивается (рис 2, а). На рис. 2, б показаны спектры фотолюминесценции структуры, измеренные при различных углах эмиссии излучения. Можно видеть, что в спектре излучения есть два пика, положение которых близко к положению поляритонных мод, показанных на рис. 1, а. По мнению авторов, это первое наблюдение эффективной люминесценции из верхней поляритонной ветви в микрорезонаторах с органическими материалами работающих в режиме сильной связи. Отметим, что в режиме сильной связи ширина полосы люминесценции эмиттера увеличивается почти на 0.4 эВ, т.е. взаимодействие Таммовского плазмона с органическим светоизлучающим материалом может быть использовано для создания органических светодиодов с широким спектром излучения. Интегрирование модального

коэффициента Парселла [2] по углу (рис.2, с) позволило получить спектральную зависимость коэффициента Парселла (черная кривая). Как видно на рисунке данная зависимость имеет два пика, которые соответствуют поляритонным модам. Экспериментально измеренная зависимость скорости затухания люминесценции (открытые символы на рис. 2, с) показала, что скорость затухания фотолюминесценции коррелирует с рассчитанным коэффициентом Парселла. Кроме этого, было обнаружено, что в рассмотренной структуре усиливается безызлучательная рекомбинация.

## Заключение

Были исследованы свойства излучения Таммовской структуры с органической активной областью в режиме сильной связи. Использование режима сильной связи в структурах «Таммовский плазмон – органический материал» позволяет расширить полосу излучения органических материалов.



**Рис. 2.** (а) Рассчитанное с помощью метода S-квантования распределение модального фактора Парселла. Открытые кружки черного и белого цветов показывают положения пиков люминесценции Таммовской структуры в случае двух различных образцов. Штриховые линии показывают дисперсии нижней и верхней поляритонных ветвей. (б) Спектры люминесценции исследуемой структуры под различными углами. Серая штриховая линия демонстрирует спектр излучения слоя СВР в свободном пространстве. (с) Спектр рассчитанного (черная кривая, левая ось) и полученного экспериментально коэффициента Парселла (сплошные символы, левая ось), экспериментально измеренные значения скоростей затухания (пустые символы, правая ось)

## Литература

1. C. Symonds, G. Lheureux, J.P. Hugonin *et al.* // Nano Letters, 13 (7), 3179 (2013).
2. A.R. Gubaydullin, C. Symonds, J. Bellessa *et al.* // Scientific Reports, 7, 9014 (2017).

# Наноструктуры на основе трехмерных топологических изоляторов

Д.А. Козлов<sup>1, 2\*</sup>, М.Л. Савченко<sup>1, 2</sup>, З.Д. Квон<sup>1, 2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>1\*</sup>,  
H. Maier<sup>3</sup>, J. Ziegler<sup>3</sup>, R. Fisher<sup>3</sup>, D. Weiss<sup>3</sup>

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

2 Новосибирский Государственный Университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.

3 Institute of Experimental and Applied Physics, University of Regensburg, 93053, Regensburg, Germany.

\*dimko@isp.nsc.ru

Представлены современные экспериментальные результаты по созданию наноструктур на основе напряженных пленок HgTe толщиной 80 нм, являющихся трехмерными топологическими изоляторами, и изучению их свойств. Первая часть доклада является вводной и посвящена обзору трехмерных топологических изоляторов разных типов и сравнению их основных свойств. Вторая часть доклада посвящена нанопроволокам на основе HgTe, в которых в приложенном вдоль проволоки магнитном поле наблюдается интерференция Ааронова-Бома на поверхностных состояниях. В третьей части доклада рассмотрен классический транспортный отклик пленки HgTe, верхняя поверхность которой модулирована сверхрешеткой антиоточек. В заключении будут представлены дальнейшие перспективы с учетом имеющихся технологических ограничений.

## Введение

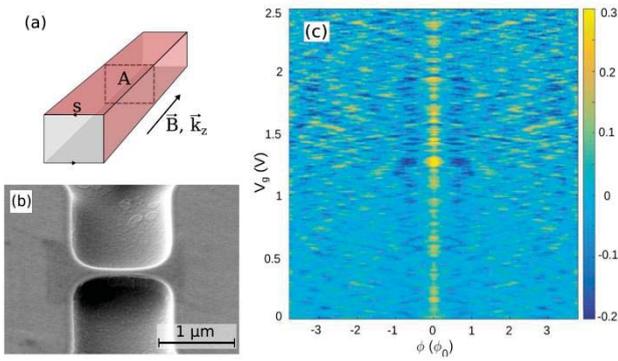
Трехмерные топологические изоляторы (3Д ТИ) представляют собой новый класс веществ, основным из свойств которых является наличие изолирующего объема и поверхностных состояний, защищенных от обратного рассеяния симметрией по обращению времени. Состояния такого типа являются геликоидальными, т.е. характеризуются жесткой связью между направлением (псевдо)спина и импульса и описываются диракоподобным законом дисперсии. Несмотря на то, что такая связь была убедительно продемонстрирована во многих 3Д ТИ с помощью спинчувствительной электронной спектроскопии ARPES, изучение этой связи в транспортном отклике оказалось не такой простой задачей.

В данной работе были представлены результаты магнитотранспортных исследований объектов двух видов, изготовленных на основе напряженной пленки HgTe толщиной 80 нм, являющейся высококачественным 3Д ТИ. Первый тип объектов представляет собой топологические нанопроволоки, в которых, в приложенном вдоль линии протекания тока магнитном поле, наблюдались  $h/e$  осцилляции Ааронова-Бома. Второй тип объектов представляет собой макроскопические пленки, на поверхность которых была нанесена сверхрешетка антиоточек (несквозных отверстий).

## Топологические нанопроволоки

В данной работе на основе тонких пленок HgTe с помощью электронной литографии и химического

травления были изготовлены нанопроволоки длиной 1-2 мкм и шириной от 160 до 520 нм (см. рис. 1). Пленки HgTe такого типа являются 3Д ТИ, поэтому и изготовленные проволоки характеризуются изолирующим объемом и проводящими поверхностными состояниями. Далее у всех изготовленных проволок изучался низкотемпературный транспортный отклик в условиях приложенного вдоль оси проволоки (и, соответственно, направления протекания тока) магнитного поля. Обнаружено, что при температуре 100 мК и менее как изменение величины магнитного поля, так и затворного напряжения приводит к воспроизводимым осцилляциям проводимости амплитудой порядка  $0.5 e^2/h$ . Подробный анализ осцилляций с применением преобразования Фурье и усреднения по затворному напряжению позволил однозначно показать, что природа осцилляций связана с эффектом Ааронова-Бома, а характерный период осцилляций совпадает с квантом магнитного потока  $h/e$ , пронизывающим сечение проволоки. Анализ периода поведения осцилляций по затворному напряжению позволил восстановить структуру одномерных электронных подзон в проволоках. Проведено количественное сравнение полученных данных с теоретической моделью проволоки, учитывающей трехмерное распределение электростатического потенциала. Показано, что наблюдаемая структура зон может быть сформирована исключительно геликоидальными невырожденными по спину поверхностными состояниями.

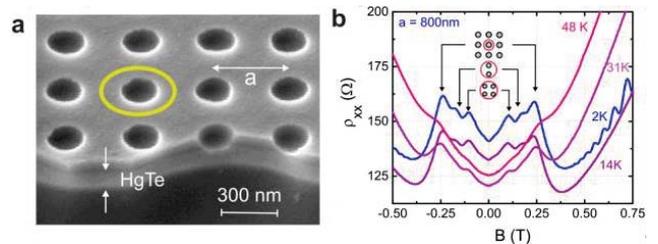


**Рис. 1.** а - Схематическое разрез исследуемой структуры. По нанопроволоке с сечением  $A$  вдоль направления оси  $z$  протекает электрический ток. Магнитное поле  $B$  также приложено вдоль этой оси. Красным цветом показаны геликоидальные поверхностные состояния, опоясывающие проволоку и формирующие интерференционный контур Ааронова-Бома  $S$  в сечении проволоки. б - Электронная микрофотография одной из нанопроволок под углом около 50 градусов от вертикали. с - Экспериментально измеренная интерференционная картина осцилляций проводимости в зависимости от магнитного поля (нормированного на квант магнитного потока  $\phi_0$ , ось  $x$ ) и затворного напряжения  $V_g$  (ось  $y$ ). Отчетливо видна квазипериодичность как по оси  $x$ , так и  $y$ , что в совокупности формирует ромбоподобные структуры. Зависимость величины  $B$  от параметра  $A$

### Сверхрешетки антиточек

Впервые изучен транспортный отклик дираковских электронов, расположенных на одной поверхности трехмерного топологического изолятора, изготовленного на основе пленки HgTe. Для этого на поверхность пленки была нанесена сверхрешетка антиточек (несквозных отверстий). Влияние антиточек на транспортный отклик наиболее ярко проявляется в магнитном поле. Благодаря строгой периодичности сверхрешетки при некоторых значениях магнитного поля, соответствующих кратному совпадению классического циклотронного радиуса носителей и периода сверхрешетки, в системе реализуется геометрический резонанс. На зависимости удельного сопротивления от магнитного поля резонанс сопровождается возникновением пика (пиков, см. рис. 2). Положение пика позволяет однозначно определить величину циклотронного радиуса и извлечь волновой вектор Ферми частиц, участвующих в формировании этого пика. В данной работе был проведен анализ зависимости величины волнового вектора Ферми от затворного напряжения, прикладываемого к исследуемым структурам. Показано, что, как и ожидалось, дираковские электроны, расположенные лишь на верхней поверхности, чувствуют сверхрешетку антиточек. Поэтому, положение пиков магнитосопротивления определяется величиной их волнового вектора Ферми. Наконец, сопоставляю величину волнового вектора со значением концентрации электронов, расположенных на верхней поверхности, было однозначно показано, что дираковские поверхностные электроны не обладают спиновым вырождением, что, в свою очередь, указывает на их спиновую поляризацию.

нанс сопровождается возникновением пика (пиков, см. рис. 2). Положение пика позволяет однозначно определить величину циклотронного радиуса и извлечь волновой вектор Ферми частиц, участвующих в формировании этого пика. В данной работе был проведен анализ зависимости величины волнового вектора Ферми от затворного напряжения, прикладываемого к исследуемым структурам. Показано, что, как и ожидалось, дираковские электроны, расположенные лишь на верхней поверхности, чувствуют сверхрешетку антиточек. Поэтому, положение пиков магнитосопротивления определяется величиной их волнового вектора Ферми. Наконец, сопоставляю величину волнового вектора со значением концентрации электронов, расположенных на верхней поверхности, было однозначно показано, что дираковские поверхностные электроны не обладают спиновым вырождением, что, в свою очередь, указывает на их спиновую поляризацию.



**Рис. 2.** а - Электронная микрофотография квадратной сверхрешетки антиточек периодом 400 нм. Желтым цветом схематично показана траектория движения электронов по циклотронной орбите в условиях геометрического резонанса. б - Измеренные зависимости магнитосопротивления для сверхрешетки с периодом 800 нм при различных температурах. Хорошо видны резонансные пики, не чувствительные к повышению температуры и соответствующие охватыванию циклотронной орбитой одной, двух и четырех антиточек

Полученные результаты не только расширяют копилку подтвержденных экспериментом знаний о физике 3Д ТИ, но и открывает новую главу технологий по их структурированию

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 18-72-00189.

# Влияние неоднородности диэлектрической проницаемости на спектр двойных акцепторов в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами

Д.В. Козлов<sup>1, 2\*</sup>, В.В. Румянцев<sup>1, 2</sup>, С.В. Морозов<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

<sup>2</sup> Нижегородской государственной университет им. Лобачевского, Нижний Новгород.

\*dvkoz@ipmras.ru

Проведен расчет энергий ионизации вакансий ртути в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с КЯ с учетом влияния наведенных зарядов на гетерогранице.

## Введение

В последние годы наблюдается интерес к терагерцовому излучению, возникающему за счет переходов с участием мелких примесей в полупроводниках и полупроводниковых структурах квантовыми ямами (КЯ). Такие структуры являются перспективным материалом для создания источников и детекторов терагерцового излучения работающих на оптических переходах между примесными состояниями. Данная работа посвящена расчетам спектра акцепторов в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами. Универсальным акцептором для таких материалов являются вакансии ртути. Вакансия ртути является двухвалентным акцептором и может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральный  $A^0$  центр, с которых связано две дырки,  $A^{-1}$  центр, с которым связана одна дырка и не имеющий дырок  $A^{-2}$  центр.

## Метод расчета состояний акцепторов

Были рассчитаны энергии состояний одной (одночастичные состояния) и двух (двухчастичное состояние) дырок, связанных на вакансии ртути при различных расположениях дефекта в гетероструктуре, т.е. найдены энергии отрыва первой и второй дырок от такой вакансии (энергии ионизации  $A^0$  и  $A^{-1}$  центров). Расчет проводился к-р методом. Гамильтониан уравнения для огибающих волновых функций дырок записывался в виде суммы 4 слагаемых: кинетической энергии (гамильтониан Латтинджера), энергии кулоновского взаимодействия с заряженным акцептором, ограничивающего потен-

циала квантовой ямы, а также дополнительного отталкивающего потенциала, существенного вблизи акцепторного центра и описывающего потенциал центральной ячейки (ПЦЯ).. Более подробно расчет энергий состояний вакансий ртути описан в работе [1]. Следует отметить, что диэлектрические проницаемости слоев барьеров типичных исследуемых гетероструктур (например  $Hg_{0.24}Cd_{0.76}Te$ ) и квантовых ям (HgTe) существенно отличаются (составляют соответственно 12.5 и 20.8). Из-за этого на гетерогранице возникает существенный наведенный заряд, который оказывает заметное влияние на потенциал, действующий на носители. В настоящей работе влияние этого заряда учитывается с помощью так называемых «сил изображений». Рассмотрим два полубесконечных диэлектрика с диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$ , и на расстоянии  $d$  от границы раздела этих двух сред, в диэлектрике с проницаемостью  $\epsilon_1$ , расположен некоторый внешний заряд  $q$ . Тогда на границе раздела возникает наведенный заряд и его электрическое поле выглядит так:

1) В среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1$  это поле равно полю точечного заряда, расположенного симметрично внешнему заряду относительно от границы сред.

2) В среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_2$  поле наведенного заряда равно полю точечного заряда, положение которого совпадает с положением внешнего заряда.

Величина такого «эффективного» заряда, называемого «зарядом — изображением» равна:

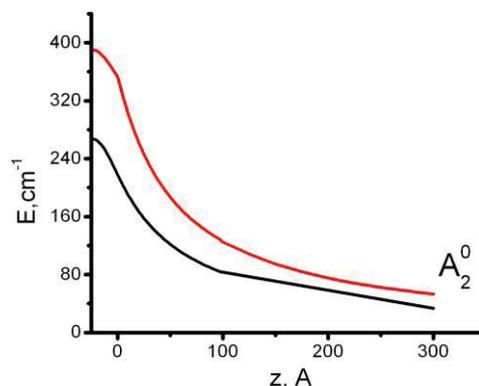
$$q(\epsilon_1 - \epsilon_2)/(\epsilon_1 + \epsilon_2).$$

В нашем случае слой диэлектрика с одной диэлектрической проницаемостью (КЯ из HgTe) ограничен средами с другой диэлектрической проницаемостью (барьеры из  $\text{Hg}_{0.24}\text{Cd}_{0.76}\text{Te}$ ). В этом случае «заряды-изображения» возникают для каждой из двух гетерограниц. Отметим, что «заряд-изображение» для одной первой границы является внешним зарядом для второй границы и в для нее возникает изображение такого заряда (изображение изображения), которое в свою очередь оказывается уже внешним зарядом для первой. Таким образом, возникает последовательность изображений. При каждой шаге такие изображения удаляются от квантовой ямы на расстояние равное ее ширине и их заряд уменьшается в  $(\epsilon_1 - \epsilon_2)/(\epsilon_1 + \epsilon_2)$  раз. В гамильтониан для огибающих волновых функций был добавлен еще кулоновский потенциал заряда изображений.

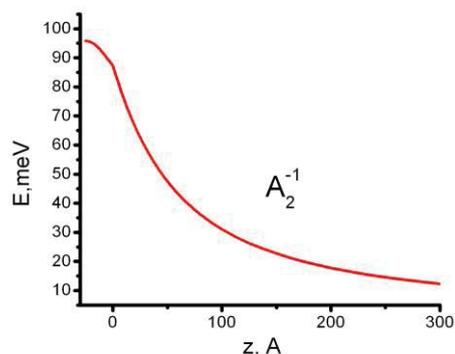
## Результаты расчетов и обсуждение.

На рис. 1 представлены рассчитанные зависимости энергии ионизации нейтральной вакансии ртути ( $A^0$ -центра) от положения такой вакансии в гетероструктуре рассчитанные как без учета влияния наведенных на гетерогранице зарядов (черная линия), так и с учетом влияния «сил — изображений» (красная линия). Видно, что наведенные заряды сильно увеличивают энергию связи акцепторного центра, расположенного в КЯ или в барьере недалеко от гетерограницы. Энергия связи вакансии ртути, помещенной в глубине барьера меняется меньше (см рис.1). Видно, что энергия ионизации при смещении акцептора от центра КЯ к гетерогранице убывает, однако энергия связи дырки на акцепторном центре не обращается в 0 при перемещении дефекта далее в барьер. Этого и следовало ожидать, поскольку вакансия в барьере создает притягивающий потенциал в КЯ, что приводит к появлению локализованных состояний двумерных дырок в таком потенциале. На рисунке 2 представлена зависимость энергии ионизации  $A^{-1}$  центра от положения акцептора в гетероструктуре. Видно, что энергия связи таких центров выше, чем энергия ионизации нейтральных вакансий ртути (см рис.2). и меняется от 12.5 мэВ ( $100 \text{ см}^{-1}$ ) (в глубине барьера) до 95 мэВ ( $760 \text{ см}^{-1}$ ) (в центре квантовой ямы). Следует отметить, что описываемая гетероструктура имеет ширину запрещенной зоны около  $450 \text{ см}^{-1}$ , а значит, состояния заряженных

вакансий ртути ( $A^{-1}$  центр), помещенных в КЯ. попадают в непрерывный спектр зоны проводимости и становятся резонансными



**Рис. 1.** Рассчитанные зависимости энергии ионизации нейтральной вакансии ртути ( $A^0$ -центра) от положения такой вакансии в гетероструктуре: без учета влияния наведенных зарядов (черная линия), так и с учетом влияния «сил — изображений» (красная линия). За начало отсчета ( $z=0$ ) выбрана гетерограница



**Рис. 2.** Рассчитанные зависимости энергии ионизации  $A_2^{-1}$ -центра от акцептора в гетероструктуре рассчитанные с учетом влияния «сил — изображений». За начало отсчета ( $z=0$ ) выбрана гетерограница

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 17-12-01360) и Министерства науки и высшего образования РФ (грант МК-4399.2018.2).

## Литература

1. V.V.Rumyantsev, *et al*/ Semicond. Sci. Technol. **32** (2017) 095007 (9pp).

# Конкуренция примесной и межзонной фотолюминесценции в гетероструктурах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{HgTe}$ с квантовыми ямами

Д.В. Козлов<sup>1, 2\*</sup>, В.В. Румянцев<sup>1, 2</sup>, С.В. Морозов<sup>1, 2</sup>, А.М. Кадыков<sup>1, 5</sup>, М.А. Фадеев<sup>1</sup>, В.С. Варавин<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3, 4</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3, 4</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1, 2</sup>, Ф. Терре<sup>5</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород.

2 Нижегородской государственной университет им. Лобачевского, Нижний Новгород.

3 Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск.

4 Новосибирский государственный университет, Новосибирск.

5 Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier II, Montpellier, France

\*dvkoz@ipmras.ru

В работе исследованы спектры ТГц фотолюминесценции (ФЛ) при межзонном оптическом возбуждении гетероструктур  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  с КЯ в интервале температур 30 - 100 К и при мощности возбуждения от 3 мВт до 300 мВт. Показано, что длинноволновые линии в спектрах ФЛ, положение которых не меняется с температурой, связаны с захватом свободных дырок на состоянии нейтральных вакансий ртути. Обнаружена немонокотность изменения сигнала примесной ФЛ с ростом мощности возбуждающего источника.

## Введение

В последние годы наблюдается интерес к терагерцовому излучению, возникающему за счет переходов с участием мелких примесей в полупроводниках и полупроводниковых структурах квантовыми ямами (КЯ). Данный интерес в первую очередь вызван фундаментальными исследованиями таких структур. В данной работе была исследована терагерцовая (ТГц) эмиссия гетероструктур  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{HgTe}$  с квантовыми ямами (КЯ), обусловленная переходами с участием состояний мелких акцепторов.

## Методика эксперимента и результаты измерений спектров ФЛ

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs в направлении (013). Исследования ФЛ проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v в режиме пошагового сканирования. Измерения проводились в оптическом криостате замкнутого цикла, в котором имеется возможность регулировки температуры в диапазоне 20 -- 150 К. В качестве фотоприемника был использован кремниевый болометр, охлаждаемый до температуры 4.2К. Оптическое возбуждение осуществлялось непрерывным лазером с дли-

ной волны 808 нм. Максимальная мощность лазера составляла 300 мВт.

На Рис.1 представлены спектры ФЛ структуры № 160126, измеренные при температуре 30К при различной мощности накачки в диапазоне от 3 до 300 мВт. Энергия квантов для межзонных переходов в такой структуре при температуре 30 К составляет около 450 см<sup>-1</sup>. Видно, что во всех спектрах присутствует полоса ФЛ от 50 до 400 см<sup>-1</sup>, разделенная узкими участками резкого спада интенсивности сигнала ФЛ на линии 50 – 160 см<sup>-1</sup> (полоса 1), 160 – 250 см<sup>-1</sup> (полоса 2) и 250 – 400 см<sup>-1</sup> (полоса 3). Также, на рис.1 видно, что при высокой мощности источника (100 и 300 мВт) возникает полоса ФЛ, соответствующая энергиям квантов 450 – 600 см<sup>-1</sup> (полоса 4 на рис.1).

С ростом мощности возбуждающего излучения положение полос 1-3 ФЛ не меняется, а интенсивность сигнала меняется не монотонно. Так, на рис.1 видно, что с ростом мощности накачки от 3 до 100 мВт, амплитуда линий 1-3 растет, а при увеличении интенсивности источника до 300 мВт падает. Интенсивность коротковолновой полосы 4, возрастает при увеличении мощности источника, при этом положение длинноволнового фронта этой полосы остается неизменным.

На рис.2 представлены спектры ФЛ исследуемого образца № 160126, измеренный при фиксированной

мощности источника (300 мВт), но при разных значениях температуры. Как и следовало ожидать, в спектре, как и на рис.1 присутствуют полосы 1-4. С ростом температуры интенсивность этих полос ФЛ падает, при этом положение полос 1 — 3 не меняется, а полоса 4 смещается в сторону высоких энергий квантов. Последний факт говорит о том, что полоса 4 в спектре ФЛ связана с межзонными переходами носителей, поскольку, как известно [1], ширина запрещенной зоны в исследуемой структуре увеличивается с ростом температуры. Полосы ФЛ 1-3 же не смещающиеся с ростом температуры, а напротив, связаны с переходами носителей между состояниями привязанными к одной зоне. Ранее было показано, что такие длинноволновые полосы ФЛ в спектрах КРТ структур с квантовыми ямами связаны с переходами в спектре вакансий ртути [1].

## Интерпретация измеренных спектров ФЛ

Вакансия ртути является двухвалентным акцептором и может находиться в трех зарядовых состояниях: нейтральный  $A^0$  центр, с которых связано две дырки,  $A^{-1}$  центр, с которым связана одна дырка и не имеющий дырок  $A^{-2}$  центр. Сигнал примесной ФЛ обусловлен излучательными переходами дырок на акцепторные состояния из валентной зоны (иначе говоря, захватом дырок на акцепторные центры). Это захват дырки из валентной зоны на  $A^{-2}$  центр с излучением фотона и образованием  $A^{-1}$  или захват дырки на  $A^{-1}$  центр с излучением фотона и образованием  $A^0$  центра. На  $A^0$  дырки захвачены быть не могут, поэтому такие центры в формировании сигнала примесной ФЛ не участвуют. Расчет показал, что длинноволновые линии 1-3 в спектрах ФЛ, положение которых не меняется с температурой, связаны с захватом свободных дырок на состояния нейтральных вакансий ртути. Полоса 4, связанная с межзонными переходами носителей, возникает при увеличении мощности возбуждающего источника. При этом падает сигнал в длинноволновых полосах. Это может быть связано с тем, что при малом возбуждении электроны из зоны проводимости безызлучательным образом переходят на состояния нейтральных вакансий ртути ( $A^0$  центров). Возникающие при этом  $A^{-1}$  участвуют в формировании сигнала ФЛ. Однако, при некоторой мощности большая часть  $A^0$  центров оказывается заполнена электронами, т.е. уменьшается число конечных состояний для безызлучательных переходов из зо-

ны проводимости. В результате электроны начинают рекомбинировать с дырками из валентной зоны излучательным образом. С ростом мощности накачки такие переходы электронов идут более интенсивно, при этом уменьшается число дырок в валентной зоне, которые могли бы переходить на  $A^{-1}$  центры, а значит сигнал примесной ФЛ будет падать, что и наблюдается.

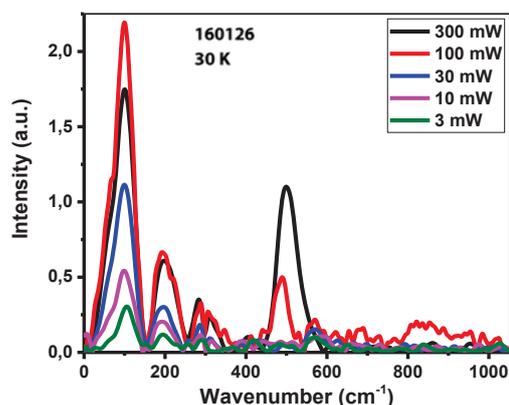


Рис. 1. Спектры ФЛ образца № 160126 — гетероструктуры  $Hg_{0.24}Cd_{0.76}Te/HgTe$  с КЯ толщиной 48 Å, окруженной барьерами по 300 Å, измеренные при температуре 30К и при мощности источника от 3 до 300 мВт

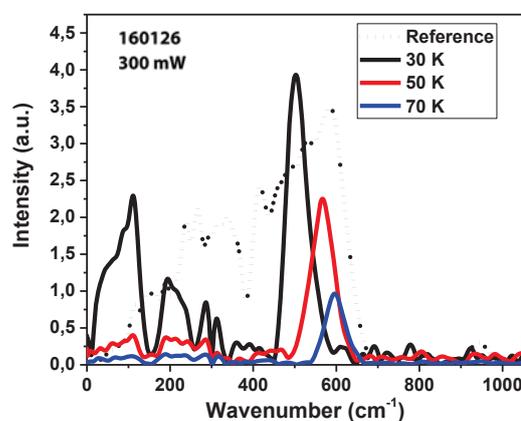


Рис. 2. Спектры ФЛ образца № 160126, измеренные мощности источника 300 мВт и температурах от 30 до 100К

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№№ 17-02-00898, 18-02-00362) и при использовании оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

## Литература

1. V.V.Rumyantsev, *at all* Semicond. Sci. Technol. **32** (2017) 095007 (9pp).

# Проявление ферми-арок в Андреевском транспорте через гетероконтакт сверхпроводник – вейлевский полуметалл $WTe_2$

А. Кононов<sup>1</sup>, О.О. Швецов<sup>1,\*</sup>, С.В. Егоров<sup>1</sup>, А.В. Тимонина<sup>1</sup>, Н.Н. Колесников<sup>1</sup>, Э.В. Девятов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, Черноголовка, 142432.

\*smeye@phystech.edu.

В данной работе был экспериментально исследован транспорт через гетероконтакт Nb сверхпроводника и трехмерного вейлевского полуметалла  $WTe_2$ . При очень низких температурах на фоне стандартного Андреевского отражения наблюдались неперриодические резонансы при энергиях меньше сверхпроводящей щели Nb. Из анализа их позиций, а также эволюции с магнитным полем и температурой, мы интерпретируем резонансы как аналог осцилляций Томаша при транспорте вдоль топологического поверхностного состояния вейлевского полуметалла с наведенной сверхпроводимостью вблизи интерфейса Nb —  $WTe_2$ . Наблюдение четко различимых осцилляций предполагает наличие выделенного направления переноса заряда, что характерно для поверхностных состояний  $WTe_2$  — ферми-арок, имеющих групповую скорость, направленную вдоль определенной кристаллографической оси.

## Введение

Топологические полуметаллы представляют собой трехмерный аналог графена. В них зона проводимости касается валентной зоны в особых точках зоны Бриллюэна (вейлевских точках), и вблизи этих точек носители заряда имеют линейную дисперсию по всем направлениям импульса. В вейлевском полуметалле, в отличие от дираковского, нарушена одна из двух симметрий: по отношению к пространственной инверсии или по обращению времени. В этом случае имеется минимум две пары двукратно вырожденных вейлевских точек с различным знаком кирального заряда [1].

Особый интерес представляют поверхностные состояния вейлевского полуметалла. В  $k$ -пространстве на его поверхности ферми-контуры представляют собой незамкнутые дуги, соединяющие проекции вейлевских точек с различным знаком кирального заряда. В объеме кристалла дуги с противоположных поверхностей соединяются через объем, образуя замкнутый контур. Такие экзотические поверхностные состояния получили название «ферми-арок» [1].

## Полученные результаты

Нами был экспериментально исследован транспорт через интерфейс между вейлевским полуметаллом

$WTe_2$  и сверхпроводящим Nb при температурах от 30 мК. В спектрах дифференциального сопротивления  $dV/dI(V)$  на фоне стандартного Андреевского отражения были обнаружены неперриодические резонансы при  $eV < \Delta_{Nb}$ . Из анализа их позиций, их зависимости от магнитного поля и температуры, мы интерпретируем эти резонансы как аналог Томашевских геометрических осцилляций [2],[3] для транспорта вдоль топологического поверхностного состояния с наведенной сверхпроводимостью вблизи интерфейса Nb —  $WTe_2$ .

Наблюдение отчетливых геометрических резонансов предполагает наличие выделенного направления движения заряда, что является отличительным признаком поверхностных состояний в  $WTe_2$ , так как на поверхности вейлевского полуметалла состояния в ферми-арках имеют определенное направление групповой скорости [4]. Таким образом, наш эксперимент отражает вклад ферми-арок в электронный транспорт через интерфейс сверхпроводник — вейлевский полуметалл.

Полный текст работы доступен по ссылке: <http://iopscience.iop.org/article/10.1209/0295-5075/122/27004/meta#epl19131bib21>

## Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-02-00203) и программ РАН.

**Литература**

1. N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath // *Reviews of Modern Physics*, V. 90, 15001 (2018).
2. P. Adroguer, C. Grenier, D. Carpentier, J. Cayssol, P. Degiovanni and E. Orignac // *Physical Review B*, V. 82, 081303(R) (2010).
3. N. B. Kopnin and A. S. Melnikov // *Physical Review B*, V. 84, 064524 (2011).
4. R. Okugawa and S. Murakami // *Physical Review B*, V. 89, 235315 (2014).

# Наноструктурированные алюмоиттриевые композиты, легированные ионами лантаноидов: технология получения и люминесцентные свойства

Ю.Д. Корнилова<sup>1</sup>, Л.С. Хорошко<sup>1</sup>, Н.В. Гапоненко<sup>1,\*</sup>, М.В. Руденко<sup>1</sup>, К.С. Сукалин<sup>1</sup>, П.А. Холов<sup>1</sup>, Д.А. Парафинюк<sup>1</sup>, М.В. Степихова<sup>2</sup>, А.Н. Яблонский<sup>2</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, д. 6, Минск, Беларусь, 220013

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680

\*nik@nano.bsuir.edu.by

Исследовано влияние способа синтеза, концентрации и типа легирующего иона на интенсивность стоксовой и антистоксовой люминесценции, а также особенности кинетики люминесценции эрбия и иттербия в порошках алюмоиттриевых гранатов. Сформированы рекомендации о практическом применении исследованных материалов для изготовления конвертеров оптического излучения, люминесцентных изображений, оптических фильтров.

## Введение

Технология формирования легированных лантаноидами порошков, пленочных структур, керамики востребована во многих отраслях: лазерной физике, планарной оптоэлектронике, солнечной энергетике, биомедицине и др. Для различных применений интерес представляет как стоксова, так и антистоксова люминесценция (ап-конверсия) лантаноидов в различном кристаллическом окружении. Большинство исследований материалов, легированных эрбием, связано с оптическим переходом трехвалентных ионов эрбия  $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{13/2}$ , соответствующим длине волны люминесценции 1,53 мкм, а также с ап-конверсией эрбия, позволяющей преобразовывать инфракрасное (ИК) излучение в видимое. Пленочные структуры, демонстрирующие ап-конверсию эрбия, могут использоваться для повышения эффективности кремниевых солнечных элементов за счет поглощения ИК излучения и его конверсии в видимый диапазон благодаря оптическим переходам ионов  $Er^{3+}$ :  $^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ,  $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ,  $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  и  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ . Для увеличения эффективности преобразования ИК излучения эрбий-содержащие материалы можно дополнительно легировать иттербием.

Сравнительно недорогим способом низкотемпературного синтеза материалов, легированных лантаноидами, в том числе эрбием (и иттербием), является золь-гель технология. В представленной работе приводится анализ люминесценции нанострук-

турированных порошков алюмоиттриевых гранатов, легированных эрбием и иттербием, синтезированных золь-гель методом.

## Методика эксперимента

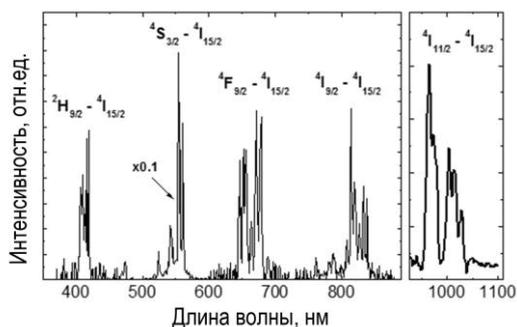
В качестве исходных материалов золь для синтеза порошков алюмоиттриевого граната использовали азотнокислые соли алюминия, иттрия, эрбия и иттербия, в качестве растворителей – спирт и дистиллированную воду. Лимонную кислоту использовали в качестве комплексообразователя. Для получения порошков готовые лимоннокислые золи подвергали многостадийной термообработке в интервале температур 200 – 1000 °С, продолжительность каждой стадии составляла 120 мин, шаг температуры — 200 °С.

Полученные порошки исследовали методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) с наносекундным временным разрешением. Для возбуждения сигнала ФЛ использовали импульсное излучение параметрического генератора света, перестраиваемого в спектральном диапазоне 0,4 – 2,5 мкм, длительность импульса составляла ~ 10 нс, частота повторения — 10 Гц, плотность мощности возбуждающего излучения ~ 5 Вт/см<sup>2</sup>. Для регистрации сигнала ФЛ в видимой и ближней ИК областях использовали: решеточный монохроматор Acton-2300, фотоэлектронные умножители видимого и ИК диапазонов, цифровой осциллограф. Измерения проводили при комнатной температуре.

## Результаты и обсуждение

По данным рентгеновского дифракционного анализа, сформированные порошки состава  $Y_x(Er, Yb)_yAl_3O_{12}$ , где  $x+y=3$ , кристаллизуются в фазе аллюмоиттриевого граната с размером кристаллитов  $\sim 40$  нм [1] и средним параметром решетки  $12 \text{ \AA}$  [2].

Синтезированные наноструктурированные порошки демонстрируют ап-конверсию эрбия в спектральном диапазоне длин волн от 400 до 1050 нм. В спектрах антистоксовой люминесценции (длина волны возбуждения 1535 нм) присутствуют полосы, соответствующие оптическим переходам трехвалентных ионов эрбия:  $^2H_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ,  $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ,  $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ,  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  и  $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  (рисунок 1). Наиболее интенсивная полоса с максимумом на длине волны 554 нм связана с переходом  $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  иона эрбия.



**Рис. 1.** Спектр ап-конверсионной люминесценции эрбия в наноструктурированном порошке аллюмоиттриевого граната  $Y_2Er_1Al_5O_{12}$  (длина волны возбуждения 1535 нм)

При возбуждении излучением с длиной волны 979 нм все порошки демонстрируют ап-конверсионную люминесценцию, обусловленную переходами  $^2H_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ ,  $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  и  $^4F_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$ , с наиболее интенсивной красной полосой [3]. При легировании порошка граната только эрбием, в спектрах также регистрируется полоса с максимумом, характерным для перехода  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  трёхвалентных ионов эрбия.

Анализ спектров возбуждения и кинетических характеристик антистоксовой люминесценции показывает, что в порошке ( $Y_2Er_{0.5}Yb_{0.5}Al_5O_{12}$ ), солегирированном ионами Er и Yb, наблюдаются ап-конверсионные процессы, обеспечиваемые как непосредственным возбуждением ионов эрбия, так и межионным взаимодействием между ионами Er и Yb. При этом в порошках  $Y_xEr_yAl_5O_{12}$ ,

легированных только эрбием, характерное время нарастания видимой ФЛ (554 нм) составляет  $\sim 100$  нс и может быть описано многофотонным поглощением излучения накачки. В то же время, в образцах, солегирированных ионами Er и Yb, при опосредованной передаче энергии возбуждения от Yb к Er, характерное время нарастания ап-конверсионной ФЛ составляет  $\sim 500$  нс.

## Заключение

В наноструктурированных пленках и порошках легированного лантаноидами аллюмоиттриевого граната, получаемых золь-гель методом, можно наблюдать интенсивную стоксову и антистоксову люминесценцию внедряемого иона [1, 4, 5]. Такие люминофоры представляют интерес для широкой сферы применения. Пленки и порошки, легированные тербием и европием, могут быть использованы в широкодиапазонных конвертерах и детекторах ультрафиолетового излучения [6]. Легированные эрбием и иттербием материалы представляют интерес для солнечной энергетики, позволяя преобразовывать излучение ближнего ИК диапазона в видимый спектр, эффективно поглощаемый кремниевыми солнечными элементами. Эрбий и европий могут использоваться для создания многослойных оптических фильтров. В настоящее время нами проводится сравнительный анализ стоксовой и антистоксовой люминесценции эрбия и европия в аллюмоиттриевых композитах и титанате бария.

## Литература

1. Л.С. Хорошко, М.В. Руденко, Н.В. Гапоненко, *и др.* // Мокеровские чтения: Сб. тр. 9-й Международ. науч.-практ. конф., 88 (2018).
2. А.Н. Яблонский, М.В. Степихова, Н.В. Гапоненко *и др.* // Актуальные проблемы физики твердого тела: сб. докл. VIII Междунар. науч. конф., Т. 1, 189 (2018).
3. Л.С. Хорошко, Н.В. Гапоненко, М.В. Руденко *и др.* // Оптический журнал, Т. 86, 74 (2019).
4. A. Podhorodecki, N. V. Gaponenko, M. Banski *et al.* // Optical Materials, V. 34, 1570 (2012).
5. A. Podhorodecki, N. V. Gaponenko, G. Zatoryb *et al.* // J. Phys. D: Appl. Phys., V. 46, 355302 (2013).
6. Преобразователь ионизирующего излучения: полез. модель RU 149869 U1 / В.С. Кортон, Л.С. Хорошко, Н.В. Гапоненко. – Оупбл. 20.01.2015.

# Двумерные брэгговские резонаторы на основе планарных диэлектрических волноводов (теория и модельный эксперимент)

Е.Р. Кочаровская\*, Н.С. Гинзбург, В.Ю. Заславский, Н.Ю. Песков, А.М. Малкин, А.С. Сергеев, Д.И. Соболев, М.Д. Проявин

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

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

Выполнен теоретический анализ электродинамических свойств пространственно-развитых двумерных брэгговских структур на основе планарных диэлектрических волноводов и их трехмерное моделирование с использованием коммерческого кода CST Microwave Studio. Проведены модельные электродинамические эксперименты по «холодному» тестированию двумерных диэлектрических брэгговских структур в миллиметровом диапазоне (60 ГГц) при сверхразмерности  $\sim 30$  длин волн, демонстрирующие реализуемость структур данного типа и их работоспособности при больших параметрах Френеля.

## Введение

Двумерная распределенная обратная связь (РОС) была первоначально предложена в ИПФ РАН для синхронизации излучения пространственно-развитых релятивистских электронных пучков (РЭП) ленточной и трубчатой конфигурации, и, таким образом, достижения высокой мощности излучения в релятивистских мазерах при сохранении умеренных плотностей тока пучка и потоков электромагнитной энергии [1, 2]. Целью настоящей работы является расширение сферы приложений данного механизма РОС применительно к квантовым генераторам. В случае пространственно-развитых активных сред перспективно использование двумерной РОС, обеспечивающей связь электромагнитных потоков, распространяющихся во взаимно-ортогональных направлениях. Такой вид обратной связи может быть реализован в 2D брэгговских структурах планарной геометрии с двояко-периодической модуляцией эффективного показателя преломления волноводного слоя (Рис.1). При этом необходимо отметить, что в лазерах на основе полупроводниковых активных сред, включая полупроводниковые гетероструктуры [3], планарная геометрия является следствием эпитаксиально-литографической технологии изготовления.

В предлагаемой работе приведены результаты численного и экспериментального исследования пространственно-развитых 2D брэгговских структур на основе планарных диэлектрических волноводов.

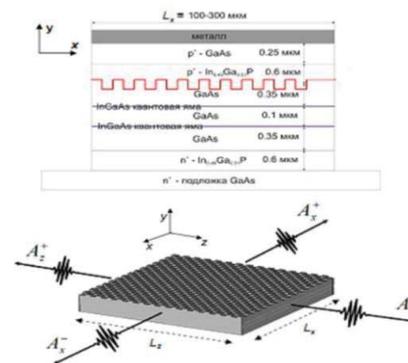


Рис. 1. Схема гетеролазера с двумерной брэгговской структурой

## Численное моделирование и экспериментальное исследование диэлектрических 2D брэгговских структур в миллиметровом диапазоне

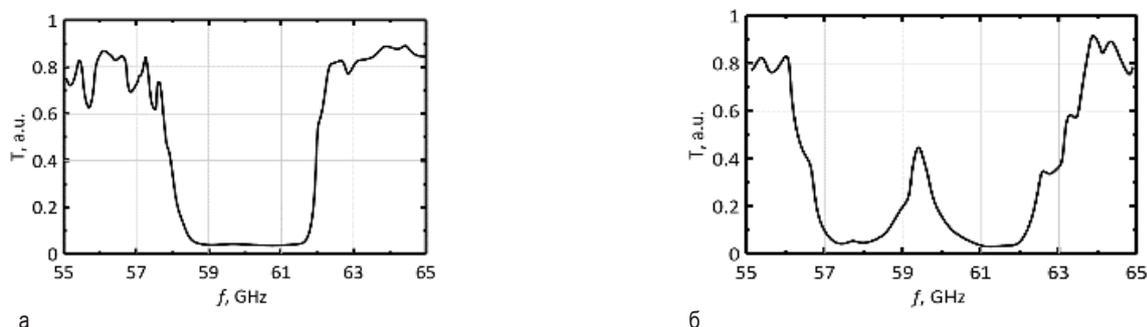
Теоретический анализ двумерных брэгговских резонаторов проводился с помощью разработанных в ИПФ РАН усредненных моделей на основе метода связанных волн. Для верификации применимости данных моделей проведено полное трехмерное моделирование указанных систем на основе коммерческого кода CST Microwave Studio. Моделирование проводилось для диэлектрической структуры с экспериментально измеренными диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 2,4$  и тангенсом угла потерь  $\text{tg}(\delta) = 0,002$ , соответствующих пластикам типа SBS (Sterol-Butadiene-Sterol). 2D брэгговская струк-

тура с периодами  $d_x = d_z = 4$  мм, толщиной  $a = 1$  мм, глубиной шахматной гофрировки 0.4 мм, продольным и поперечным размерами  $l_z = 180$  мм и  $l_x = l_z$ , обеспечивала связь низших ТМ – волн и была размещена на металлической подложке. Двойкопериодическая модуляция наносилась на внешнюю свободную поверхность. Найденная в численном моделировании частота наиболее добротной моды  $\sim 60$  ГГц, а абсолютное значение добротности находится в хорошем соответствии с результатами аналитической теории. Следовательно, моделирование подтверждает наличие в двумерном брэгговском резонаторе добротных мод в центре полосы непрозрачности. Таким образом, двумерная двойкопериодическая структура, нанесенная на поверхность диэлектрика, позволяет обеспечить эффективную селекцию мод по двум координатам.

Планарные диэлектрические волноводы с нанесенной на поверхность двойкопериодической шахматной гофрировкой изготавливались с помощью 3D принтеров из пластика типа SBS. Измерения комплексной диэлектрической проницаемости проводились в длинноволновой части миллиметрового

диапазона (30 – 40 ГГц), упрощающем изготовление экспериментальных макетов. Полученные данные использовались при численном моделировании в более высокочастотном W-диапазоне. На основе полученных экспериментальных данных и результатов моделирования были разработаны и реализованы макеты двумерных диэлектрических брэгговских структур.

Исследование селективных свойств макетов указанных структур проводилось с помощью «холодных» электродинамических тестов в миллиметровом диапазоне ( $\sim 60$  ГГц) при сверхразмерности  $\sim 30$  длин волн. Согласно проведенным расчетам данная структура имела рабочую зону брэгговского рассеяния в районе 60 ГГц. Результаты измерений коэффициентов прохождения представлены на Рис. 2 в случае нормального и наклонного падения плоского волнового пучка. Эксперименты продемонстрировали хорошее соответствие с расчетами как по положению и ширине расчетной брэгговской полосы, так и по амплитудным характеристикам интегральных коэффициентов рассеяния.



**Рис. 2.** Экспериментальное исследование коэффициентов прохождения  $T$  диэлектрической структуры с двумерной шахматной гофрировкой в случае (а) нормального падения и (б) в случае наклонного падения плоского волнового пучка

## Заключение

Таким образом, проведенные теоретические и экспериментальные исследования подтвердили реализуемость двумерных диэлектрических брэгговских структур в коротковолновой части миллиметрового диапазона. Разработана доступная и относительно дешевая технология изготовления структур данного типа методом 3D печати. Дальнейшим развитием проведенных работ является исследование возможности перехода в субмиллиметровый диапазон при использовании промышленных 3D принтеров. Более высокочастотные диапазоны могут быть достигнуты благодаря технологии полимерной фото-

печати, заявляемая точность которой в настоящее время достигает до 1 мкм.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-48-520022.

## Литература

1. Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. // *Optics Commun.* V.112, 151-156 (1994).
2. Arzhannikov A.V., Ginzburg N. S., et al. // *Physical review letters.* V. 117, 114801 (2016).
3. N.S. Ginzburg, V.R. Baryshev, A.S. Sergeev *et al.* // *Physical Review A.* V. 91, 053806 (2015).

# Одновременная генерация низко- и высокочастотных мод в гетеролазерах на квантовых точках: спектрально-корреляционный анализ

Е.Р. Кочаровская, А.В. Мишин, И.С. Рябинин

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

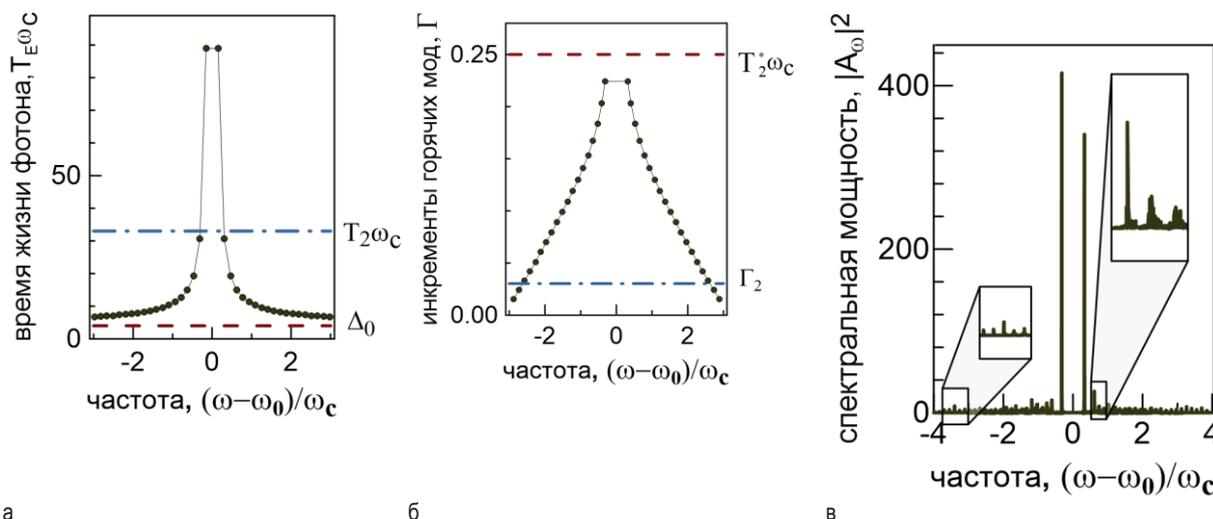
catrings@gmail.com

Исследованы особенности многомодовой установившейся генерации сверхизлучающих гетеролазеров, которые обладают низкооборотными комбинированными резонаторами Фабри-Перо с распределённой обратной связью встречных волн и благодаря квантово-когерентной динамике поляризации и инверсии населённости активных центров с большим неоднородным уширением спектральной линии допускают сосуществование мод с различной степенью взаимного фазирования и/или корреляции и с качественно различным динамическим поведением: квазистационарным, метастабильным, автомодуляционным, импульсно-периодическим, квазихаотическим и др.

## Введение

Согласно современным представлениям физики лазеров [1-3] и достижениям полупроводниковых нанотехнологий, при непрерывной накачке ряда гетероструктур на квантовых точках, особенно субмонослойных и яма-точках, с комбинированным резонатором Фабри-Перо с распределённой обратной связью волн в широкой области параметров возможна одновременная генерация низко- и высокочастотных мод с различным характером нестационарной динамики; см. пример на рис. 1.

В настоящей работе путём аналитических оценок и численного моделирования на основе пространственно-одномерных уравнений Максвелла-Блоха в приближении 2-уровневой активной среды с большим неоднородным уширением спектральной линии показано, что генерируемое в этих гетеролазерах излучение может обладать уникальными спектрально-корреляционными свойствами. Основное внимание уделяется сверхизлучательному, квантово-когерентному характеру формирования излучения отдельных мод определёнными, спектрально локализованными ансамблями квантовых точек.

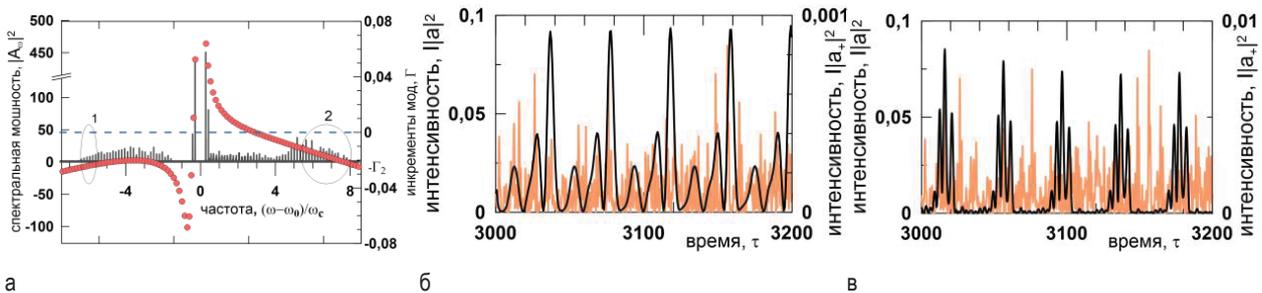


**Рис. 1.** Смешанная генерация сверхизлучательных, автомодуляционных и квазистационарных мод в высокочастотном брэгговском резонаторе с распределённой обратной связью встречных волн. Спектральные диаграммы содержат: а) времена жизни «холодных» мод (при нулевой инверсии населённости); б) инкременты «горячих» мод, рассчитанных для полностью инвертированной активной среды; в) компоненты установившейся генерации, левая вставка – квазимонохроматические моды дальнего крыла спектра, правая вставка – моды в режиме автомодуляции и в сверхизлучательном, импульсном режиме

## Результаты

Обнаруженные режимы генерации в общем случае отвечают лазеру смешанного типа В-С-D, реализация которого до сих пор не осуществлена, но представляется возможной для указанных многослойных гетероструктур со специально спроектированными комбинированными резонаторами, обеспечивающими существенное различие времён жизни фотонов в лазерных модах (см., например, рис. 1а). Согласно [1-3], по соотношению времён некоге-

рентной релаксации инверсии населённостей  $T_1$  и поляризации  $T_2$  активной среды, а также времени жизни фотона в резонаторе  $T_E$  выделяют 4 динамических класса лазеров: А, В, С и D. В лазере класса В, к которому принадлежит большинство полупроводниковых лазеров, наименьшим является время затухания поляризации (дипольных колебаний) активных центров  $T_2$ ; поэтому она адиабатически отслеживает изменение поля, представленного высокочастотными модами резонатора. Эти моды чаще всего бывают квазистационарными.



**Рис. 2.** Смешанная генерация сверхизлучательных, автомодуляционных и квазистационарных мод в комбинированном резонаторе Фабри-Перо с распределённой обратной связью встречных волн. а) Спектральная диаграмма инкрементов «горячих» мод полностью инвертированной активной среды (точки) и компонент установившейся генерации (столбики). б, в) Сравнение интенсивности генерации полного поля (светлая линия) с интенсивностью поля самосинхронизованных мод из спектрального диапазона б) слева от запрещенной зоны [-7, -5.5] (зона 1 на а) и в) справа от запрещенной зоны [5, 9] (зона 2 на а)

В лазерах классов С и D, резонаторы которых допускают низкочастотные моды, реализуется обратная ситуация и сравнимым с  $T_2$  или самым меньшим оказывается время жизни фотона  $T_E$ , а колебания поляризации являются дополнительной динамической степенью свободы системы. Тогда при высокой плотности квантовых точек, спектральная линия которых неоднородно уширена, генерация приобретает сложный многомодовый импульсный характер и корреляционные свойства изучения в значительной мере определяются динамикой поляризации, а не поля, как в обычных лазерах.

Рассмотренная возможность одновременной реализации режимов лазеров класса В, С и D обусловлена специальной селекцией мод, добротности которых различаются во много раз. В результате, как продемонстрировано на рис. 1 и 2, спектр лазерного изучения содержит квазимонохроматические моды с наибольшими амплитудами, расположенные на краях запрещенной фотонной зоны, (В) мощные уширенные автомодуляционные и сверхизлучательные моды (С и D) и слабоинтенсивные квазистационарные моды на крыльях спектра генерации (В), которые могут быть спонтанно синхро-

низованы благодаря взаимодействию с нестационарными сверхизлучательными модами [2].

## Заключение

Таким образом, в гетеролазерах на квантовых точках со специальными комбинированными резонаторами возможна установившаяся одновременная генерация низко- и высокочастотных мод с различным динамическим поведением: квазистационарным, метастабильным, автомодуляционным, импульсно-периодическим, квазихаотическим и пр.

## Литература

1. Я.И. Ханин, Основы динамики лазеров. – М.: Наука, 1999.
2. Вл.В. Кочаровский, В.В. Железняков и др. // УФН, Т. 187, 367 (2017).
3. Е.Р. Кочаровская, Н.С. Гинзбург, А.С. Сергеев и др. // Изв. вузов. Радиофизика, Т. 59(6), 535 (2016).

# Спонтанное нарушение симметрии генерации в сверхизлучающих лазерах с непрерывной накачкой и однородным уширением активной среды

Вл.В. Кочаровский, В.А. Кукушкин, С.В. Тарасов, В.В. Кочаровский

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

kochar@appl.sci-nnov.ru

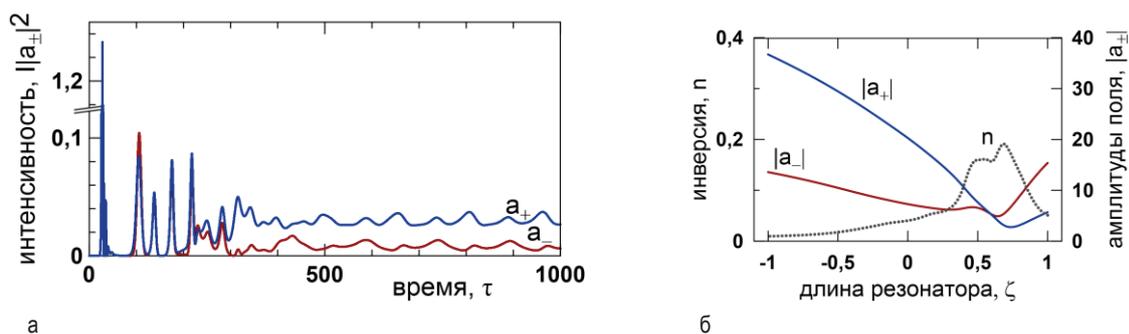
Предсказано явление спонтанного нарушения симметрии пространственных профилей встречных волн электромагнитного поля, а также поляризации и инверсии населённостей уровней активной среды в сверхизлучающем лазере с симметричным низкодобротным резонатором, происходящее благодаря создаваемой этими волнами нелинейной решётке инверсии населённостей.

## Введение

В обычных лазерах с симметричными высокодобротными резонаторами Фабри-Перо, где время жизни фотонов велико по сравнению с временем жизни поляризации (оптических дипольных колебаний) активных центров, стационарной (одномодовой) генерации отвечает симметричное распределение поля. В этом случае ни решётка инверсии населённостей уровней активной среды, образованная встречными электромагнитными волнами, ни создаваемая полем поляризация активной среды не играют особой роли и приводят лишь к небольшой

дополнительной неоднородности поля моды вдоль резонатора, не нарушая симметрии встречных волн при однородном или, вообще, симметричном распределении активной среды (и лазерной накачки).

Однако, как мы показали [1], в сверхизлучающих лазерах с низкодобротными симметричными резонаторами, где время жизни фотонов мало по сравнению со временем жизни поляризации активных центров, типичным для установившегося режима с непрерывной накачкой ниже или вблизи порога нестационарной генерации является спонтанное нарушение симметрии встречных волн.



**Рис. 1.** Спонтанное нарушение симметрии генерации сверхизлучающего лазера с низкодобротным резонатором Фабри-Перо: а) процесс установления нормированных интенсивностей полей излучения на левом (красная линия) и правом (синяя линия) торцах резонатора, б) пространственные структуры амплитуд встречных волн поля (сплошные линии) и средней инверсии (штриховая линия) в установившемся режиме квазимонохроматической генерации

## Результаты

Наиболее ярким предсказываемое явление, связанное с создаваемой встречными волнами решёткой инверсии населённостей активной среды, ожидается для сред со слабым неоднородным уширением спектральной линии, рассматриваемым в докладе.

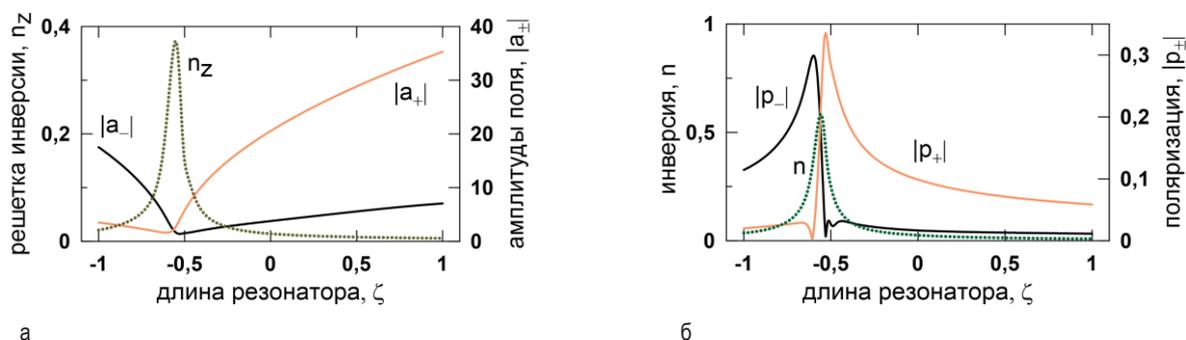
Тогда в сверхизлучающих лазерах с симметричными низкодобротными резонаторами (как чистыми Фабри-Перо, к которым относится представленный на рис. 1 пример, так и комбинированными с распределённой обратной связью встречных волн), при определённом превышении порога генерации

решётка инверсии способна изменить стационарное распределение поля и сделать его сильно несимметричным, так что излучение лазера через правый и левый торцы будет значительно отличаться [1]. Решётка инверсии в низкодобротном резонаторе является существенно неоднородной и образуется в достаточно плотной активной среде благодаря квантовым когерентным процессам (осцилляциям Раби) в результате спонтанного возникновения и нестационарной эволюции её поляризации. Установившаяся решётка инверсии может оказаться значительно смещённой к одному из торцов лазера, согласованно и несимметрично меняя усиление и брэгговское переотражение встречных волн, а в итоге – установившиеся профили амплитуд волн и излучение из противоположных торцов; см. рис. 1.

Моделирование переходных процессов и установившейся несимметричной лазерной генерации с учётом самосогласованной решётки инверсии населённостей среды проводилось нами путём численного решения укороченных уравнений Максвелла-Блоха и позволило выявить характерные особенности рассматриваемого явления, его качественные отличия от известного сверхизлучательного фазо-

вого перехода Дике, для которого спонтанное нарушение симметрии не является типичным. При превышении накачки порога нестационарной генерации асимметрия встречных волн может быть метастабильной, и в результате подобного спонтанного переключения метастабильных состояний лазера могут меняться во времени средние интенсивность излучения и корреляционные свойства излучаемых импульсов, причем эти средние существенно различны для противоположных торцов лазера. В докладе даны примеры метастабильной асимметричной генерации сверхизлучающего лазера, особенно многообразные в случае низкодобротных комбинированных резонаторов Фабри-Перо с распределенной обратной связью встречных волн.

Один из примеров представлен на рис. 2, где отношение амплитуд полей встречных волн на торцах лазера, определяемое коэффициентом отражения зеркал, примерно равно 7. Таким же является и отношение соответствующих амплитуд волн поляризации среды. Однако, что в сверхизлучающем лазере состояние активной среды является квантово-когерентным и распределение поляризации может существенно отличаться от распределения поля.



**Рис. 2.** Пространственные структуры а) амплитуд встречных волн поля (сплошные линии) и решетки инверсии населённостей (штриховая линия), б) амплитуд встречных волн поляризации (сплошные линии) и средней инверсии (штриховая линия) для одного примера установившейся генерации сверхизлучающего лазера с низкодобротным комбинированным резонатором Фабри-Перо с распределенной обратной связью встречных волн

## Заключение

Предсказанный неравновесный фазовый переход при небольшом неоднородном уширении спектральной линии активной среды возможен в самых различных сверхизлучающих лазерах, например, в гетеролазерах на экситонах в предельно узких квантовых ямах или в специальных протяженных ловушках для бозе-конденсации экситонов. Исследование подобных самосогласованных состояний поля и активной среды представляет фундаментальный интерес для физики

многочастичных систем с сильным радиационным взаимодействием и может найти неожиданные применения в задачах оптической обработки и хранения информации, спектроскопии и диагностики различных сред.

## Литература

1. Вл.В. Кочаровский, В.В. Железняков и др. // УФН, Т. 187, 367 (2017).

# Флуктуации времени возникновения бозе-конденсата поляритонов и динамика его спонтанной поляризации

М.В. Кочиев\*, В.В. Белых, Н.Н. Сибельдин

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

\*kochievmv@mail.ru

Экспериментально исследованы статистические свойства бозе-эйнштейновского конденсата поляритонов посредством регистрации отдельных импульсов излучения микрорезонатора. Обнаружены флуктуации времени возникновения конденсата. Исследована динамика спонтанной поляризации излучения бозе-конденсата поляритонов.

## Введение

Поляритоны в микрорезонаторах (МР) с встроенными квантовыми ямами привлекают внимание благодаря возможности их бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) при достаточно высоких температурах и наблюдения ряда связанных с ней интересных явлений, таких, как квантовые вихри, сверхтекучесть, эффект Джозефсона, спиновый эффект Мейснера и др. БЭК также обладает свойствами, которые не видны при измерениях величин, усредненных по многим импульсам излучения. Такие стохастические свойства проявляются при регистрации отдельных импульсов излучения конденсата, что и было сделано в данной работе.

## Методика эксперимента

МР возбуждался периодической последовательностью импульсов титан-сапфирового лазера. Частота следования импульсов длительностью 2-3 пс понижалась до 25 Гц при помощи акусто-оптического селектора. Излучение GaAs МР разделялось на два луча с ортогональными линейными (или круговыми) поляризациями, которые одновременно регистрировались при помощи стрик-камеры Hamamatsu с быстрым синхронным модулем развертки (временное разрешение модуля ~2 пс). Работа ПЗС-приемника стрик-камеры была синхронизирована с селектором импульсов для регистрации одного импульса излучения на кадр. Получаемые изображения делились на временные интервалы длительностью 5 пс, для которых была рассчитана функция корреляции второго порядка  $g^{(2)}$  между интенсивностями люминесценции с ортогональными поляризациями, либо для значений суммарной интен-

сивности в обеих поляризациях в различные моменты времени.

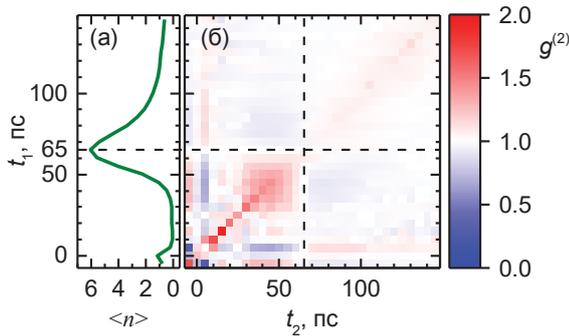
## Результаты

В данной работе впервые зарегистрированы флуктуации времени возникновения поляритонного БЭК — задержка импульса излучения конденсата относительно времени лазерного возбуждения изменялась от импульса к импульсу (джиттер). Для регистрации джиттера была рассчитана и проанализирована корреляционная функция второго порядка полного (без разрешения по поляризации) числа регистрируемых фотонов  $n(t)$

$$g^{(2)}[n(t_1), n(t_2)] = \frac{\langle n(t_1)n(t_2) \rangle}{\langle n(t_1) \rangle \langle n(t_2) \rangle},$$

где угловые скобки обозначают усреднение по импульсам. Динамика фотолюминесценции при мощности возбуждения  $P = 2,5P_{\text{thr}}$  (где  $P_{\text{thr}}$  — порог конденсации поляритонов) показана на рис. 1(а). Соответствующая корреляционная функция  $g^{(2)}[n(t_1), n(t_2)]$  показана на рис. 1(б). На этом рисунке выделяются четыре области, разделенные линиями  $t_1 = t_{\text{max}}$  и  $t_2 = t_{\text{max}}$ , где  $t_{\text{max}}$  — время, соответствующее максимуму ФЛ. Такой вид обусловлен джиттером, дающим корреляцию или антикорреляцию между значениями  $n(t_1)$  и  $n(t_2)$  в зависимости от того, выбраны ли значения  $t_1$  и  $t_2$  по одну сторону от  $t_{\text{max}}$  или по разные стороны. Чтобы определить величину джиттера был рассчитан его вклад в функцию  $g^{(2)}[n(t_1), n(t_2)]$  и определена величина, дающая минимальное отклонение от измеренных значений корреляции. Джиттер максимален вблизи порога конденсации (~ 10 пс) и уменьшается с ростом мощности накачки. Простая кинетическая

модель для вероятности  $P_N$  нахождения  $N$  поляритонов в основном состоянии показала, что величина джиттера имеет порядок времени нарастания фотолюминесценции БЭК поляритонов. Экспериментальная зависимость значений джиттера от времени нарастания ФЛ (различные значения джиттера и времени нарастания получены при различных мощностях возбуждения), подтверждает этот вывод. Джиттер приводит к увеличению измеряемых значений  $g^{(2)}$  на фронте и спаде импульса излучения БЭК, что необходимо учитывать при корреляционных измерениях.



**Рис. 1.** Динамика полного числа  $\langle n \rangle$  регистрируемых фотонов, усредненного по 20000 импульсов (а), и корреляция  $g^{(2)}$  полного числа фотонов в различные моменты времени (б), демонстрирующая джиттер. Пунктирные линии соответствуют времени достижения максимума люминесценции  $t_{1,2} = t_{\max}$

Также была рассчитана функция корреляции второго порядка между интенсивностями люминесценции с ортогональными линейным и круговыми поляризациями

$$g^{(2)}[n_1(t_1), n_2(t_2)] = \frac{\langle n_1(t_1)n_2(t_2) \rangle}{\langle n_1(t_1) \rangle \langle n_2(t_2) \rangle}$$

где индексы 1 и 2 соответствуют горизонтальной и вертикальной (либо левой и правой) поляризациям. Джиттер также влияет на измеряемые значения кросс-корреляции  $g^{(2)}[n_1, n_2]$ , поэтому для анализа свойств спонтанной поляризации его вклад был исключен при обработке.

Различные профили двумерного представления кросс-корреляции  $g^{(2)}[n_1, n_2]$  дают информацию о динамике степени поляризации (диагональный профиль при  $t_1 = t_2$ ) и об изменении ее знака (горизонтальные или вертикальные профили, например, при  $t_1 = t_{\max}$ ). Спонтанная поляризация возникает на фронте импульса излучения; круговая поляризация быстро затухает и, как правило, меняет знак через несколько десятков пикосекунд. Линейная поляризация затухает примерно на 50 пс дольше круговой.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект номер 18-02-01143) и Программы президиума РАН №32 «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».

# Резкое уменьшение подвижности дырок при снижении внешним напряжением их двумерной концентрации в дельта-допированных бором проводящих каналах полевых транзисторов на алмазе

В.А. Кукушкин<sup>1, 2, \*</sup>

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

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

\*vakuk@appl.sci-nnov.ru

Аналитически и численно показано, что подвижность дырок в дельта-допированном бором слое алмаза падает с уменьшением их двумерной концентрации под действием внешнего напряжения. Это падение выражено наиболее резко для максимально допустимых начальных двумерных концентраций дырок порядка  $2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (ограниченных сверху условием возможности их существенного уменьшения электрическим полем без пробоя алмаза), когда оно достигает примерно 7 раз при уменьшении двумерной концентрации дырок в 10 раз. Оно объясняется снижением степени экранирования рассеивающих кулоновских потенциалов ионизованных атомов бора в дельта-допированном слое при уменьшении двумерной концентрации дырок. Предсказанный эффект может быть использован для увеличения эффективности модуляции сопротивления дельта-допированного проводящего канала напряжением на управляющем затворе в полевых транзисторах на алмазе.

Как хорошо известно, алмаз обладает уникальными свойствами, среди которых очень высокие электростатическое пробойное поле и теплопроводность, химическая и радиационная стойкость и др. Это делает его перспективным материалом для изготовления оптических и электронных устройств с рекордными характеристиками. Среди последних особенно важны транзисторы<sup>o</sup>— основа для построения электронных схем.

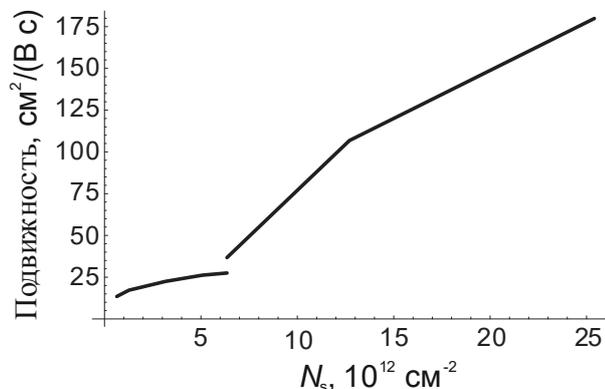
В последние годы на алмазе, осаждённом из газовой фазы на выращенную при высоких давлениях и температуре алмазную подложку, были созданы биполярные и полевые транзисторы. Для повышения быстродействия последних (лимитируемого временем прохода носителями заряда подзатворной области и потому увеличивающегося с ростом их подвижности) было предложено использовать дельта-допирование их проводящих каналов, т.е. создание в них тонких (с толщиной порядка нескольких постоянных кристаллической решётки) допированных слоёв. Такие слои хорошо известны в физике обычных полупроводников и приводят к увеличению подвижности носителей заряда по сравнению с однородным допированием с той же концентрацией допирующих атомов, что и в центральной плоскости дельта-допированного слоя.

Причина этого заключается в квантовом эффекте частичного проникновения носителей заряда за пределы этого слоя, представляющего для них одномерную потенциальную яму. В результате носители заряда частично движутся в окружающем дельта-допированный слой недопированном материале, вследствие чего их рассеяние на находящихся в дельта-допированном слое ионизованных атомах допирующей примеси уменьшается, т.е. возрастает их подвижность.

В осаждённом из газовой фазы алмазе дельта-допированные бором (акцептором в алмазе) слои были созданы многими исследовательскими группами (в том числе в ИПФ РАН [1]) и в дальнейшем использованы в проводящих каналах полевых транзисторов. Подвижность дырки в таких слоях уменьшается при снижении эффективности экранирования рассеивающих кулоновских потенциалов ионизованных атомов бора в дельта-допированном слое другими дырками. Это происходит, например, вследствие падения двумерной концентрации дырок при подаче на затвор полевого транзистора обедняющего управляющего напряжения. Расчёту данного эффекта и посвящена настоящая работа.

## Результаты и обсуждение

На рисунке 1 приведена расчётная зависимость подвижности дырок от их двумерной концентрации  $N_s$  в дельта-допированном бором слое алмаза при комнатной температуре.



**Рис. 1.** Подвижность дырок в дельта-допированном слое с двумерной концентрацией ионизованных атомов бора  $2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  как функция  $N_s$ . Считалось, что все ионизованные атомы бора лежат в центральной плоскости дельта-допированного слоя, а ширина распределения дырок в ортогональном слою направлении 10 нм. Небольшой разрыв кривой при  $N_s = N_{s0} = 6.35 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$  объясняется использованием при вычислении подвижности предельных формул для невырожденного и вырожденного двумерного дырочного газа для меньших и больших  $N_s$  соответственно

Из него видно, что подвижность дырок резко падает при уменьшении  $N_s$  в области больших значений последней: она снижается почти в 5 раз при уменьшении  $N_s$  в 4 раза от  $2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  до  $N_{s0} = 6.35 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Для меньших  $N_s$  падение подвижности при снижении  $N_s$  сохраняется, но становится значительно более плавным. В результате подвижность падает примерно в 7 раз при уменьшении  $N_s$  в 10 раз от  $2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  до  $N_{s0} = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Физическая причина такой зависимости подвижности от  $N_s$  заключается в снижении эффективности экранировки рассеивающих кулоновских потенциалов ионизованных атомов бора в дельта-допированном слое при уменьшении двумерной концентрации дырок.

Верхняя граница значений  $N_s$  на рисунке 1 выбрана из условия, чтобы газ дырок с такой двумерной концентрацией мог бы быть ещё полностью вытеснен из дельта-допированного проводящего канала напряжением на затворе, отвечающим максимально возможному обедняющему электрическому полю порядка пробойного (которое в алмазе близко к 10 МВ/см).

Для тестирования разработанного метода расчёта подвижности дырок получаемые с помощью него результаты сравнивались с экспериментальными данными [1]. Вычисленные подвижности дырок по порядку величины совпадают с измеренными, однако оказываются примерно в 2 раза больше последних. По-видимому, это связано с тем, что для использованных в [1] образцов ширина распределения дырок в ортогональном плоскости дельта-допированного слоя направлении была значительно меньше, чем использованная в настоящих расчётах величина. Это приводит к более сильному, чем расчётное, рассеянию дырок на находящихся в дельта-допированном слое ионизованных атомах бора и, следовательно, меньшей их подвижности. Возможность такого объяснения поддерживается тем, что из измеренного в [1] для одного из образцов распределения дырок в ортогональном плоскости дельта-допированного слоя направлении можно заключить, что эта ширина около 5 нм, т.е. примерно в 2 раза меньше использованной в настоящих расчётах величины 10 нм. Однако в [1] данные по распределению дырок в ортогональном плоскости дельта-допированного слоя направлении приведены только для одного образца, поэтому корректное сравнение измеренных там подвижностей с результатами проведённых расчётов требует дополнительных экспериментальных исследований.

Резкая начальная (считая от верхней границы значений  $N_s$  на рисунке 1) часть зависимости подвижности от  $N_s$  может быть использована для увеличения эффективности модуляции тока истоком напряжением на затворе в алмазных полевых транзисторах с дельта-допированными проводящими каналами. Уменьшение  $N_s$  в 4 раза приводит к снижению почти в  $4 \cdot 5 = 20$  раз проводимости такого канала (пропорциональной произведению  $N_s$  на подвижность) и, следовательно, тока истока.

Работа выполнена при поддержке гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор №14.В25.31.0021 с ведущей организацией ИПФ РАН.

## Литература

1. J.E. Butler, A. Vikharev, A. Gorbachev *et al.* // Phys. Status Solidi Rapid Research Letters, V. 11, 1600329 (2017).

# Исследование технологических процессов формирования резистивных слоев мощных чип-резисторов из поликристаллического алмаза методом ионной имплантации

Е.Н. Куликов, П.М. Ларина\*

АО «НПП «Исток» им. Шокина», ул. Вокзальная, д. 2а, Фрязино, 141190.

\*istok220@mail.ru

В работе исследуются технологические процессы формирования резистивных слоев мощных чип-резисторов целиком изготовленных из поликристаллического CVD алмаза методом ионной имплантации, позволяющим создавать заглабленные графитизированные области в объеме алмаза.

## Введение

Мощные чип-резисторы востребованы для защиты СВЧ цепей. С планомерным увеличением удельных мощностей усилителей и переходом к приборам на основе широкозонных полупроводниковых материалов, мощности транзисторов и усилителей стали составлять десятки и сотни Ватт. Требования к рассеиваемым мощностям нагрузочных резисторов резко повысились. Одновременно стали уменьшаться и размеры самих транзисторов и усилителей, что требует и уменьшения массогабаритных характеристик нагрузочных чип-резисторов. В настоящее время существующие мощные чип-резисторы с латеральными размерами 1x1 мм имеют мощность не более 1 Вт и выполнены на теплопроводящей керамике на основе оксида бериллия с коэффициентом теплопроводности ( $\lambda T \approx 210$  Вт/(м•К)), нитрида алюминия ( $\lambda T \approx 180$  Вт/(м•К)) или на алмазе ( $\lambda T \approx 2000$  Вт/(м•К)) по тонкопленочной технологии [1].

Анализ свойств перспективных подложек для чип-резисторов и оценка теплового решения показали, что наибольшими преимуществами обладает подложка из поликристаллического алмаза: крайне малые диэлектрические потери, механическая прочность, высочайшая теплопроводность, низкий коэффициент теплового расширения, высокая химическая и радиационная стойкость [2,3]. Использование в качестве тела нагрузки алмаза с теплопроводностью в 5 раз выше, чем у окиси бериллия, позволит значительно увеличить мощность чип-резистора при меньших массогабаритных характеристиках.

## Результаты и обсуждение

В работе исследуются технологические процессы формирования резистивных слоев в объеме поликристаллического алмаза методом ионной имплантации для создания перспективной мощной СВЧ нагрузки в виде чип - резистора из CVD алмаза со встроенной в его объем резистивной решеткой. Перемещение резистивного слоя с поверхности в тело алмаза позволяет значительно поднять мощность нагрузки, резко улучшив теплоотвод от него.

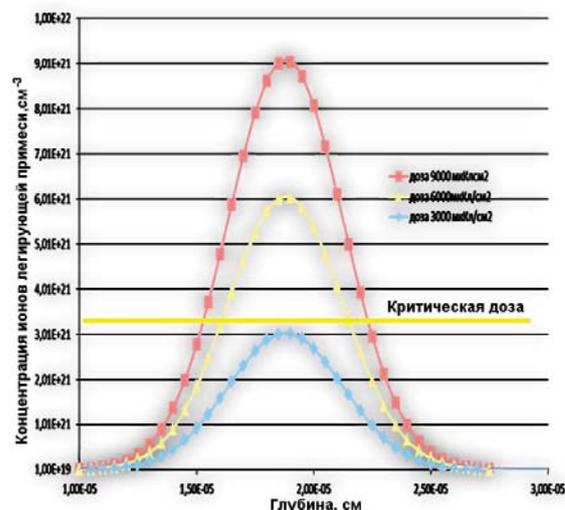


Рис.1 . Схематический профиль легирования алмаза для формирования резистивных слоев

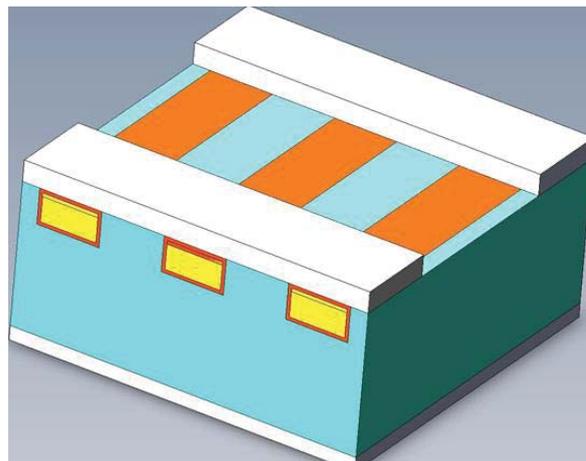
Суть технологии заключается в том, что ионы с высокой энергией проникают на некоторую глубину от поверхности алмаза и выбивают из кристаллической решетки атомы углерода. Для восстано-

ления его кристаллической решётки алмаз подвергается высокотемпературному отжигу, при этом сильно дефектная часть объёма алмаза (область выше критической дозы, обозначенной на рисунке 1) свою структуру не восстанавливает, а переходит в графитизированное состояние, где атомы образуют  $sp^2$  связи. Таким образом, резистивный слой графитизированного алмаза надёжно защищен от неблагоприятных воздействий слоем алмаза с  $p$ -проводимостью.

В ходе работы исследованы механизмы возникновения электропроводности, изучены зависимости величины сопротивления от технологических режимов создания слоев. Также изготовлены образцы чип-резисторов с габаритными размерами  $0,5 \times 0,5 \times 0,15$  мм, выдержавшие при испытаниях импульсную мощность в 20 Вт.

## Литература

1. В.И. Крючатов, Ф.А. Карамов // Конструктивно-технологические вопросы проектирования тонкопленочных резистивных нагрузок ГИС СВЧ-диапазона при воздействии импульсной мощности. Электронное приборостроение. –



**Рис. 2.** Модель чип-резистора из поликристаллического алмаза с заглублёнными резистивными областями графитизированного алмаза

Научно-технический сборник: Казань, 2002, с.108–116.

2. В.С. Вавилов // Успехи Физических Наук, Т. 167, 17-22, (1997)
3. Природные алмазы России // Под ред. В.Б. Кваскова. Полярон, М. (1997).

# Терагерцовые антенны с плазмонными решетками для систем спектроскопии и визуализации

Д.В. Лаврухин<sup>1, 2</sup>, А.Э. Ячменев<sup>1, 2</sup>, И.А. Глинский<sup>1, 2</sup>, Р.А. Хабибуллин<sup>1, 2</sup>,  
Ю.Г. Гончаров<sup>2</sup>, И.Е. Спектор<sup>2</sup>, К.И. Зайцев<sup>2, 3</sup>, Д.С. Пономарев<sup>1, 2\*</sup>

<sup>1</sup> Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН, Нагорный проезд, д. 7, Москва, 117105.

<sup>2</sup> Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова, д. 38, Москва, 119991

<sup>3</sup> Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, ул. 2-я Бауманская, д. 5, Москва, 105005

\*ponomarev\_dmitr@mail.ru

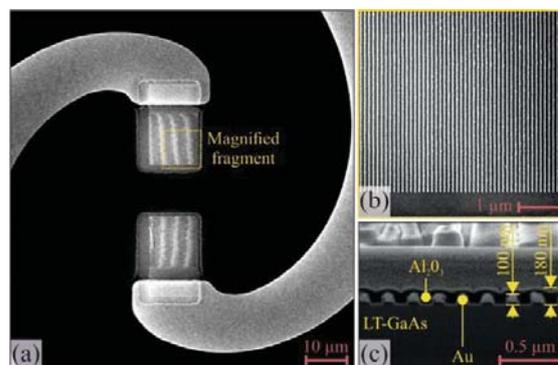
В работе предложена и разработана фотопроводящая антенна (ФПА) с плазмонной решеткой с рекордной высотой металлического электрода  $h = 100$  нм для использования в качестве источника и детектора в системах ТГц импульсной спектроскопии и визуализации. Экспериментально продемонстрировано, что мощность генерируемого ТГц излучения в плазмонной ФПА в 100 раз выше, чем в эквивалентной ФПА без плазмонной решетки. Измерения вольт-амперных характеристик плазмонной ФПА при воздействии фемтосекундного лазерного излучения показали увеличение фототока антенны в 15 раз до значений  $i_p \approx 1.2$  мА. Для уменьшения токов утечки ФПА предложена технология формирования электродов путем вытравливания окон в тонком слое диэлектрика  $\text{Si}_3\text{N}_4$ , нанесенного на поверхность фотопроводника, позволяющая уменьшить темновой ток до значений  $i_d \approx 5$  мкА.

## Введение

В последние годы большой интерес вызывает применение методов терагерцовой (ТГц) импульсной спектроскопии и визуализации для решения задач медицинской диагностики злокачественных новообразований различной нозологии и локализации, используя эндогенные (естественные) маркеры новообразования [1]. Тем не менее, разработка методов ТГц диагностики злокачественных новообразований и их внедрение в клиническую практику в значительной степени ограничены отсутствием коммерчески-доступных эффективных источников и детекторов ТГц излучения – они по-прежнему остаются низкоэффективными, громоздкими и трудными в использовании. Фотопроводящие антенны (ФПА) на основе GaAs и его тройных соединений формируют универсальную элементную базу для построения ТГц импульсных систем [2]. В настоящей работе впервые предложена ФПА с плазмонными электродами, имеющими рекордные высоту  $h = 100$  нм и аспектное соотношение плазмонной решетки  $h/p = 0.5$ , где  $p$  это период решетки. Изучены спектральные характеристики плазмонной ФПА с помощью ТГц импульсного спектрометра. Проведено ее сравнение с обычной ФПА без плазмонной решетки. Установлено, что мощность генерируемого ТГц излучения в плазмонной ФПА на два порядка выше, причем ее максимум наблюдается в низкочастотной области спектра.

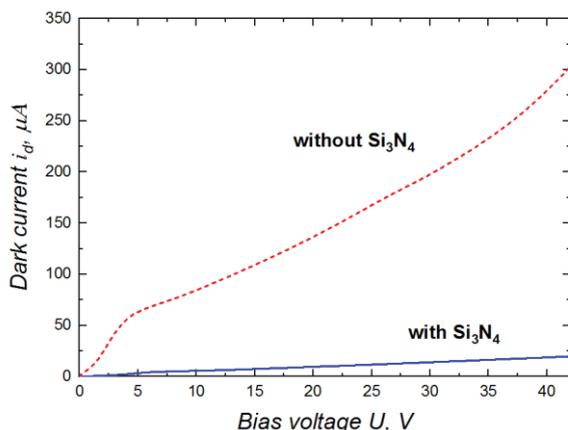
## Результаты исследования

Плазмонная и обычная ФПА (для проведения сравнительного анализа) с зазором 10 мкм были спроектированы и изготовлены в ИСВЧПЭ РАН. В качестве фотопроводящего материала использованы полуизолирующий GaAs и сверхрешеточные гетероструктуры InGaAs/InAlAs, выращенные с помощью ступенчатого метаморфного буфера на подложках GaAs с кристаллографической ориентацией в плоскости (100). Методика изготовления ФПА подробно описана в работе [3], а изображение плазмонной ФПА приведено на рис. 1 [4].



**Рис. 1.** Изображение ФПА с двумя плазмонными решетками: (а) увеличенное изображение плазмонной решетки с шириной контакта 20 мкм; (б), (с) плазмонные электроды с аспектным соотношением  $h/p=0.5$ , где  $p$  – период решетки, а  $h=100$  нм – толщина (высота) металлизации [4]

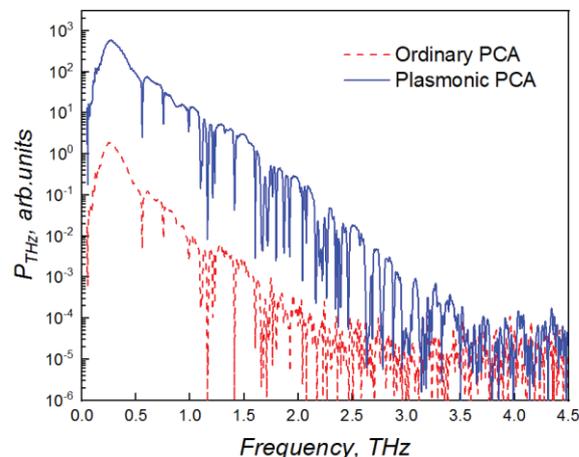
Результаты измерений вольт-амперных характеристик (ВАХ) в отсутствие лазерного освещения для ФПА с пассивацией диэлектриком  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и комбинацией двух вытравленных в  $\text{Si}_3\text{N}_4$  окон для осуществления контакта металла антенны с полупроводником (а также без пассивации) приведены на рис. 2.



**Рис. 2.** ВАХ антенн с пассивацией поверхности полупроводника тонким слоем  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и без применения пассивации диэлектриком

Видно, что наличие пассивирующего диэлектрика приводит к значительному снижению темнового тока антенны от  $i_d \approx 100\text{--}500$  мкА для ФПА без пассивации до значений  $i_d \approx 5\text{--}50$  мкА с пассивацией при напряжении питания антенны  $U = 5\text{--}40$  В. Резкое уменьшение токов утечки достигается за счет того, что в предложенной нами технологии напыление металлизации ФПА осуществляется через вытравленные окна в диэлектрике  $\text{Si}_3\text{N}_4$  в области зазора между электродами антенны, но при этом сам зазор остается запассивированным. Стоит также отметить, что для уменьшения  $i_d$  обычно используется изготовление меза-структуры, при котором вытравливается вся активная часть структуры, кроме небольшого участка в области зазора антенны. Это позволяет снизить темновой ток за счет уменьшения площади, по которой идет утечка. Однако такая технология имеет определенные недостатки: необходимость использования нескольких ФШ – для меза-структуры, металлизации ФПА и пассивации зазора между электродами антенны, а также неэффективность при формировании на структуре с однородным фотопроводящим слоем большой толщины, в частности, при разработке ФПА на основе сверхрешеточных гетероструктур  $\text{InGaAs/InAlAs}$ . В нашем случае различия к тол-

щине и составу фотопроводящего материала не имеется. Волновые формы ТГц импульса и спектр генерации исследуемых ФПА приведены на рис. 3.



**Рис. 3.** Спектр генерируемого ТГц импульса плазмонной и обычной ФПА на основе сверхрешеточной гетероструктуры  $\text{InGaAs/InAlAs}$

Стоит отметить, что формы спектров почти идентичны для двух ФПА. Однако видно, что в области низких частот мощность генерации ТГц излучения в плазмонной ФПА на два порядка выше, чем в обычной антенне. Кроме того, сравнение нескольких мощностей накачки в диапазоне  $P_{\text{opt}} = 1\text{--}10$  мВт показали, что плазмонная ФПА эффективно работает именно с низкоэнергетичной лазерной накачкой, в частности, спектр генерации ТГц излучения плазмонной ФПА при  $P_{\text{opt}} = 1$  мВт примерно в три раза интенсивнее по сравнению с  $P_{\text{opt}} = 10$  мВт.

Исследование проведено при финансовой поддержке гранта РФФ № 18-79-10195.

## Литература

1. Q. Sun, Y. He, K. Liu et al. // Quantitative Imaging in Medicine and Surgery. V. 7. No. P. 345 (2017).
2. N.M. Burford, M.O. El-Shenawee // Optical Engineering V. 56. No. 1. P. 010901 (2017).
3. D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin, A.E. Yachmenev et al. // Semiconductors V. 51. No. 9. P. 1218–1223 (2017).
4. D.V. Lavrukhin, A.E. Yachmenev, I.A. Glinskiy et al. // AIP Advances, in print (2019).

# Влияние конструкции и технологии квантоворазмерной активной области на выходные характеристики полупроводниковых лазеров

М.А. Ладугин\*

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, корп. 1, Москва, 117342.

\*maximladugin@mail.ru

В работе представлены расчеты порогового тока, внутренних оптических потерь, напряжения отсечки и сопротивления в зависимости от конструкции активной области и окружающих её барьерных слоев, а также проанализировано влияние ключевых параметров на выходные характеристики полупроводниковых лазеров с квантово-размерной областью. Оценен вклад различных механизмов рекомбинации. Анализ различных составляющих пороговой плотности тока позволил установить наличие оптимального диапазона ширины квантовой ямы, когда пороговый ток имеет минимальное значение. Рассмотрено и обсуждено влияние технологических режимов получения методом МОС-гидридной эпитаксии гетероструктур GaAs/AlGaAs и (In)GaAs(P)/InGaP на излучательную эффективность. Представленные в работе данные продемонстрировали дополнительный потенциал дальнейшего улучшения выходных характеристик полупроводниковых лазеров ближнего ИК-диапазона за счет оптимизации конструкции и технологии гетероструктур.

## Введение

Полупроводниковые лазеры по-прежнему представляют собой один из самых востребованных источников когерентного света для целого комплекса применений, ввиду обладания высокой внешней эффективностью, малыми потребляемыми токами, и компактными размерами. Лазеры, имеющие, например, низкие пороговые токи, играют ключевую роль в применениях, где мощность и скорость работы имеют первостепенный фактор. Кроме того, эффективность преобразования электрической мощности в оптическую является определяющим параметром, характеризующим долговременную и стабильную работу полупроводникового лазера. Так как большая часть указанных параметров закладывается на этапе разработки и получения эпитаксиальной гетероструктуры, чрезвычайно важно обращать пристальное внимание на её конструкцию и технологию изготовления. Как известно, на практике наибольшее распространение получили лазеры с квантовыми ямами (КЯ), в связи с чем именно такие гетероструктуры явились предметом данного исследования.

Настоящая работа направлена на выбор конструкции и технологии получения эпитаксиальных гетероструктур на основе GaAs/AlGaAs и GaAs/InGaP, обеспечивающих возможность создания высоко-

мощных лазерных излучателей ближнего ИК-диапазона с повышенным КПД.

## Описание эксперимента

Для определения влияния технологии на выходные характеристики были получены и исследованы два типа гетероструктур с КЯ, излучающей на длине волны 850 нм. Каждая из структур имела одинаковый материал КЯ (GaAs), но различный материал барьерных слоев ( $Al_{0.35}Ga_{0.65}As$  и  $Ga_{0.51}In_{0.49}P$ ). Данные эпитаксиальные гетероструктуры изготавливались в условиях МОС-гидридной эпитаксии с варьированием ее основных режимов. В качестве источников использовались арсин, фосфин и металлоорганические соединения индия, галлия, алюминия. Температура изменялась от 650 до 770°C. Давление поддерживалось на уровне 50–100 мбар. Полученные образцы анализировались методами рентгеновской дифрактометрии, фотолюминесцентной (ФЛ) и фотовольтаической спектроскопии.

## Обсуждение результатов

В начале работы выполнен анализ пороговой плотности тока, представленной в виде суммы отдельных ее составляющих таких как плотность тока прозрачности; плотность тока, необходимая для компенсации внутренних и внешних оптических потерь; плотность тока, теряемая вследствие боко-

вого растекания носителей заряда; плотность тока, теряемая вследствие выброса носителей заряда из активной области; плотности тока безызлучательной рекомбинации (Шоккли-Рида-Холла, поверхностной и Оже-рекомбинации). Типичные значения пороговой плотности тока для традиционных мощных лазерных диодов на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs варьируются примерно от 200 до 500 А/см<sup>2</sup>. При этом, как правило, на пороговый ток прозрачности приходится 130±50 А/см<sup>2</sup>, а на плотности тока, необходимые для компенсации внутренних и внешних оптических потерь – 10±5 А/см<sup>2</sup> и 100±50 А/см<sup>2</sup>, соответственно. Остальные составляющие пороговой плотности тока могут достигать в сумме до 100 А/см<sup>2</sup>. Большая часть этих паразитных слагаемых приходится на плотность тока вертикальной утечки, хотя не меньшей долей могут обладать плотность тока рекомбинации на гетерограницах и плотность тока Оже-рекомбинации.

Рассчитано самое минимальное значение пороговой плотности тока, представляющее собой конечный предел, когда должна быть обеспечена необходимая прозрачность активной среды лазера. Она была рассчитана для конструкций активной области на основе КЯ и барьерных слоев из Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As с различными x. Обсуждены теоретические и технологические ограничения в достижении рекордных значений.

Влияние конструкции волновода на пороговую плотность тока лазерных диодов оценивалось в зависимости от его ширины и состава. Обсуждены результаты расчетов порогового тока для гетероструктур с узким и широким волноводом различного состава, а также его температурная зависимость.

Оценивая напряжение отсечки и последовательное сопротивление лазерных диодов в зависимости от конструкции активной области, окружающих её волноводных и эмиттерных слоев, удалось определить их оптимальные составы и толщины с точки зрения повышения мощности и КПД лазера.

Так как технология изготовления эпитаксиальных гетероструктур оказывает первостепенное значение на выходные характеристики полупроводниковых лазеров были получены и исследованы два типа гетероструктур с КЯ, излучающих на длине волны 850 нм. Внедрение кислорода в растущие слои, обменные процессы между атомами 5 группы, наличие глубоких центров, сегрегация элементов 3 группы – наиболее распространенные явления при

росте КЯ в системе материалов GaAs/AlGaAs и GaAs/GaInP. В первую очередь, в работе анализировалось влияние температуры роста на электрофизические и оптические свойства указанных КЯ, так как именно она определяет поверхностные процессы, сопровождающие рост эпитаксиальных слоев.

Изучены основные подходы повышения резкости гетерограниц указанных КЯ, в частности, разнесение моментов подачи источников элементов 5 группы и прерывание роста с целью десорбции накопившихся атомов. Показано, что на повышение излучательной эффективности КЯ GaAs/GaInP благоприятно сказываются снижение температуры и введение промежуточных слоев GaP на гетерограницах КЯ, тогда как для КЯ GaAs/AlGaAs наиболее действенным оказывается повышение температуры роста. По результатам исследований выбраны наиболее благоприятные условия формирования рассмотренных гетероструктур с квантоворазмерной активной областью и установлено, что интенсивность сигнала ФЛ КЯ GaAs/AlGaAs на полтора/два порядка ниже, чем интенсивность ФЛ КЯ GaAs/GaInP. Причиной наблюдаемого явления может быть различие в скорости рекомбинации носителей на гетерогранице барьер/яма или высокая концентрация центров безызлучательной рекомбинации в слоях AlGaAs [1].

Применив предложенные в настоящей работе подходы по выбору конструкции квантово-размерной области, а также волноводных и эмиттерных слоев, удалось существенно улучшить выходные параметры приборов. В частности, за счет снижения пороговых токов на 10-12% и увеличения эффективности на 10-15% были достигнуты высокие значения КПД лазерных линеек и решеток на уровне 70% и 62%, соответственно [2]. Представленные в работе результаты продемонстрировали возможность существенного улучшения выходных характеристик полупроводникового лазера, поэтому следующей вполне реальной целью становится достижение КПД полупроводникового лазера около 80%.

## Литература

1. L. Pavesi, M Guzzi. // J. Appl. Phys. 75, 4779 (1994).
2. М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица и др. // Квант. электрон. 47, 291 (2017).

# Исследование процессов выращивания легированных фосфором эпитаксиальных слоев алмаза и их диагностика

М.А. Лобаев<sup>1,\*</sup>, А.М. Горбачев<sup>1</sup>, А.Л. Вихарев<sup>1</sup>, Д.Б. Радицев<sup>1</sup>, В.А. Исаев<sup>1</sup>, С.А. Богданов<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>2</sup>, С.А. Краев<sup>2</sup>, П.А. Юнин<sup>2</sup>, В.И. Шашкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*lobaev@appl.sci-nnov.ru

Исследованы режимы осаждения эпитаксиальных слоев алмаза легированных фосфором на подложках с кристаллографической ориентацией (111) и (001). Найдены оптимальные режимы осаждения, при которых фосфор встраивается в алмаз с высокой эффективностью. Продемонстрирован рп переход между выращенным эпитаксиальным слоем легированным фосфором и подложкой легированной бором.

## Введение

В настоящее время алмаз, полученный методом осаждения из газовой фазы, рассматривается как перспективный материал для мощных и высокочастотных полупроводниковых приборов следующего поколения. По совокупности своих физических свойств: высокой скорости насыщения носителей заряда ( $2.7 \cdot 10^7$  см/с), высокой подвижности электронов и дырок при слабом легировании, и рекордной теплопроводности алмаз существенно превосходит другие полупроводниковые материалы. Основными недостатками алмаза являются, большая глубина энергетических уровней легирующей примеси – 0.37 eV для легирования бором (р-тип проводимости) и 0.57 eV для легирования фосфором (п-тип проводимости) и сложности с получением эпитаксиальных слоев с электронным типом проводимости. Несмотря на достаточно большое количество работ, проблема получения эпитаксиального слоя алмаза легированного фосфором с низкой шероховатостью поверхности до конца не решена. В работе представлены результаты исследования легирования фосфором эпитаксиальных слоев алмаза на подложках с кристаллографической ориентацией (111) и (001).

## Эксперимент

Исследование процессов выращивания легированных фосфором эпитаксиальных слоев алмаза проводилось в новом CVD реакторе, подробно описанном в работе [1]. Реактор представляет

собой цилиндрический резонатор с размещенной на его оси кварцевой трубой, через которую прокачивается рабочая газовая смесь. Внутри трубы расположен держатель подложки, над которым с помощью магнетрона на частоте 2.45 ГГц создается плазма. Внутри кварцевой трубы поддерживается ламинарный безвихревой газовый поток равный 950 сссм, позволяющий быстро менять состав газовой смеси. Эпитаксиальные слои выращивались в смеси водорода и метана с небольшой добавкой фосфина (PH<sub>3</sub>). Для выращивания легированных фосфором эпитаксиальных слоев CVD алмаза использовались подложки ориентации (001) и (111) размером 3.0x3.0x0.5 mm<sup>3</sup> из Pa type HPHT (high pressure high temperature) алмаза. Подложки механически шлифовались до шероховатости поверхности 0.1 нм, измеряемой с помощью интерферометра белого света Zygo NewView 7300 на площади 0.22x0.22 mm<sup>2</sup>.

Для удаления дефектов внесенных шлифовкой с подложки стравливался слой 4–5 мкм в ICP плазме (Oxford Instruments, Plasmalab 80). Измерение концентрации фосфора в выращенных образцах проводились методом ВИМС на приборе TOF.SIMS-5 (IONTOF). При измерении шероховатости поверхности использовался интерференционный микроскоп белого света Zygo NewView 7300. Величины углов разориентации поверхности измерялись методом XRD на многофункциональном рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Discover (Bruker AXS).

## Результаты

В результате проведенных экспериментов было установлено, что условия легирования фосфором различны для эпитаксиальных слоев, выращиваемых на подложках с ориентацией (111) и (001). Для подложек с ориентацией (111) легированные эпитаксиальные слои с низкой шероховатостью поверхности были получены при давлении газа – 100 Торр, содержание метана – 0.05% и содержание фосфина по отношению к метану в газовой смеси 0.5%. На рис. 1 показан профиль концентрации фосфора, полученный методом ВИМС на подложке с ориентацией (111). Толщина слоя 1.8 мкм, концентрация фосфора в слое  $3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Эпитаксиальные слои, легированные фосфором выращивались на подложках (111) с различными углами разориентации поверхности от  $0.3^\circ$  до  $4.4^\circ$ .

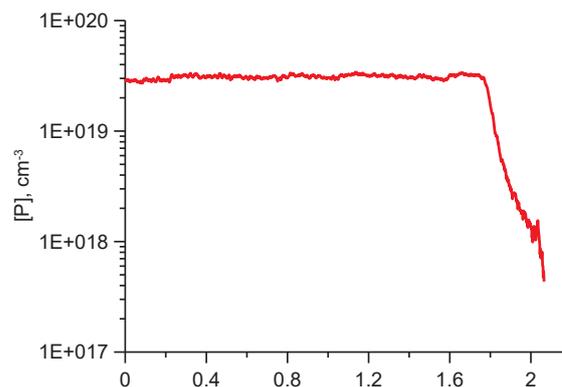


Рис. 1. Профиль концентрации фосфора в эпитаксиальном слое

Наиболее гладкие (с низкой шероховатостью поверхности около 3 нм) легированные слои были получены для углов разориентации около  $1^\circ$ .

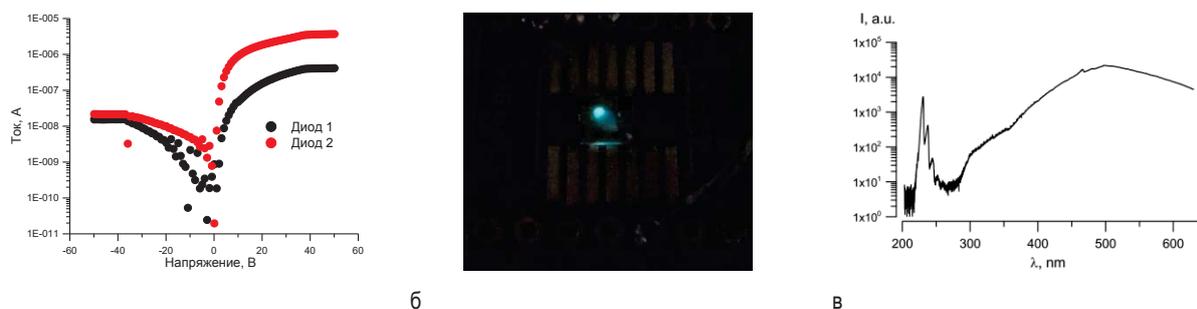


Рис. 2. (а) Вольт-амперная характеристика диодов, (б) фотография свечения кристалла, (в) спектр излучения диодов

Для подложек с ориентацией (001) легированные эпитаксиальные слои с низкой шероховатостью поверхности были получены при давлении газа 25 Торр, содержание метана 0.4% и содержание фосфина по отношению к метану в газовой смеси около 10%. Для подложек с ориентацией поверхности (001) была обнаружена резкая зависимость шероховатости поверхности от угла разориентации. Эпитаксиальные слои с низкой шероховатостью поверхности около от 2 до 4 нм были получены для углов разориентации от  $5^\circ$  до  $8^\circ$ . Проведен эксперимент по осаждению легированного фосфором эпитаксиального слоя толщиной 1 мкм на подложку с кристаллографической ориентацией поверхности (001), имеющую р тип проводимости. На таком образце между легированным фосфором эпитаксиальным слоем и подложкой, легированной бором, устанавливался рп переход. Концентрация фосфора по данным ВИМС составляла  $8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Концентрация бора в подложке около  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ . На этом образце были изготовлены два диода. На рис. 2а приведена вольт – амперная характе-

ристика этих диодов при прямом включении. При подаче к контактам напряжения более 50В возникало оптическое излучение, показанное на фотографии на рис. 2б. Спектр наблюдаемого оптического излучения показан на рис. 2в. В результате проведенных исследований найдены режимы осаждения эпитаксиальных слоев алмаза на подложках с кристаллографической ориентацией (111) и (001). Продемонстрирован рп переход между легированным фосфором эпитаксиальным слоем и подложкой с ориентацией (001), легированной бором.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 17-19-01580). 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. Status Solidi RRL, V.10, 324 (2016).

# Высокотемпературный рост эпитаксиальных слоёв InN методом МПЭ ПА

Д.Н. Лобанов\*, А.В. Новиков, Б.А. Андреев, Л.В. Красильникова, П.А. Юнин, П.А. Бушуйкин, Е.В. Скороходов, М.В. Шалеев, М.И. Калинин

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

\*dima@ipmras.ru

В работе рассмотрена возможность существенного улучшения кристаллического качества эпитаксиальных слоёв InN, выращенных методом МПЭ ПА, за счет их высокотемпературного формирования в диапазоне температур 440°C - 480°C. Показано положительное влияние увеличения температуры роста на структурные и оптические свойства слоёв InN, а также продемонстрирован рост подвижности электронов с увеличением соотношения потоков III/V.

## Введение

Благодаря уникальным свойствам, таким, как малая эффективная масса и высокая подвижность электронов, прямозонный материал InN с межзонными переходами в ближней ИК области спектра (ширина запрещенной зоны InN равна 0.67 eV при 4K) существенно расширяет спектральный диапазон, перекрываемый нитридами элементов III группы. Однако технология получения InN оказалась намного сложнее по сравнению с GaN и AlN, поскольку температура, при которой начинается его разложение, невысока (~470°C), что существенно ограничивает возможности использования методов газофазной эпитаксии. Поэтому к настоящему времени наиболее качественные планарные структуры с InN слоями, демонстрирующими яркую люминесценцию в ИК области и обладающие низкой фоновой концентрацией электронов ( $10^{17}$ - $10^{18}$  см<sup>-3</sup>), получены методом МПЭ с плазменной активацией азота. 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. Однако для достижения эффективной лазерной генерации в InN при комнатной температуре и снижения пороговых мощностей накачки необходимо улучшение кристаллического качества InN слоев, уменьшение их остаточного легирования и формирование InN/InGaIn структур.

В работе рассмотрена возможность существенного улучшения кристаллического качества эпитаксиальных слоёв InN, выращенных методом МПЭ ПА, за счет его высокотемпературного осаждения в диапазоне температур 440°C - 480°C. Исследовано

влияние температуры и соотношения потоков III/V на структурные, транспортные и оптические свойства слоёв InN.

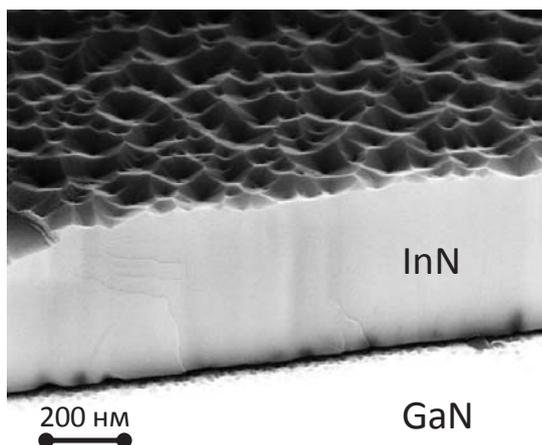
## Эксперимент

Рост плёнок InN проводился на подложках сапфира с-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> методом МПЭ ПА на установке STE 3N3 (ЗАО "НТО"). На подложки сапфира последовательно осаждались высокотемпературные буферные слои AlN (200 нм) и GaN (700 нм) при температурах 820°C и 710°C соответственно. На таком GaN/AlN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> буферном слое осуществлялся рост слоя InN толщиной ~ 700 нм. Температура осаждения InN варьировалась в диапазоне 440°C - 480°C, а соотношение потоков III/V менялось от 0.7 до 1.1. Выращенные образцы исследовались методами сканирующей электронной (СЭМ) атомно-силовой (АСМ) микроскопией, рентгенодифракционного анализа (РД), фотолюминесценции (ФЛ), спектроскопии отражения и пропускания, эффекта Холла. Эксперименты по наблюдению стимулированного излучения проводились в однопроходном режиме, когда на непрецессированном образце с помощью цилиндрической линзы излучение возбуждающего лазера фокусировалось в полосу шириной 0.2 мм и длиной до 10 мм [1].

## Результаты и обсуждение

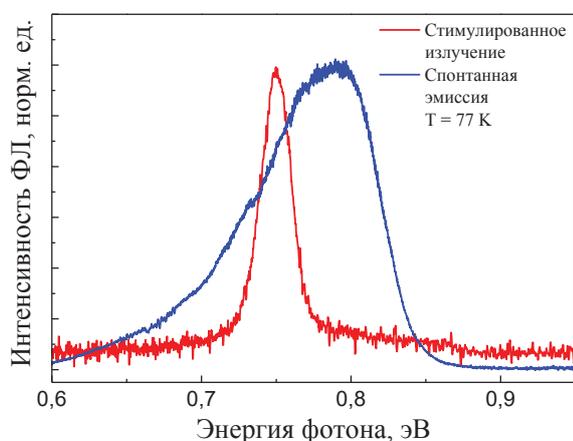
Исследования слоёв InN в зависимости от температуры роста, выполненные для соотношения потоков III/V ~ 0.8, показали, что повышение температуры роста с 440°C до 470°C приводит к улучшению кристаллического качества слоёв InN и снижению плотности прорастающих дислокаций с  $4.2 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup> до  $2.4 \times 10^{10}$  см<sup>-2</sup>. При этом наблюдается небольшое

снижение остаточной концентрации электронов с  $1.2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$  до  $8 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . В тоже время благодаря улучшению кристаллического качества с увеличением температуры роста значительно повышается подвижность электронов с 1000 до  $1750 \text{ см}^2/\text{Вс}$ . Согласно данным СЭМ слой InN, выращенные при разных температурах, сплошные, без видимых нанопор, но с развитой морфологией поверхности (рис. 1).



**Рис. 1.** Снимок СЭМ поперечного скола образца с InN слоем выращенным при  $470^\circ\text{C}$  и соотношении потоков III/V  $\sim 0.8$

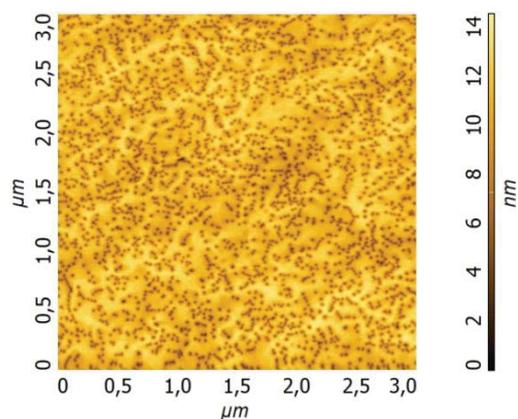
Несмотря на то, что спектры спонтанной ФЛ InN не продемонстрировали существенной зависимости от температуры роста, исследования стимулированного излучения показали, что пороговая мощность падает в значительной степени с увеличением  $T$  роста. Так в образце, выращенном при  $440^\circ\text{C}$ , стимулированного излучения не наблюдается, а для



**Рис. 2.** Нормированные спектры спонтанной ФЛ и стимулированного излучения при 77 К образца с InN слоем, выращенным при  $470^\circ\text{C}$  и соотношении потоков III/V  $\sim 0.8$

образца, выращенного при  $470^\circ\text{C}$ , пороговая мощность составила  $40 \text{ кВт}/\text{см}^2$  при температуре 77 К (рис. 2).

Исследования зависимости структурных и оптических свойств слоёв InN от соотношения потоков III/V показали значительное снижение шероховатости поверхности при переходе к металл-обогащённым условиям роста. Среднеквадратичная шероховатость слоя InN, выращенного при  $470^\circ\text{C}$  и соотношении III/V  $\sim 1.1$ , составила  $\sim 3 \text{ нм}$ , в то время как при росте в азотообогащённых условиях III/V  $< 1$  шероховатость  $> 10 \text{ нм}$  (рис. 2). Подвижность электронов при увеличении соотношения потоков III/V с 0.8 до 1.1 в образцах, выращенных при  $470^\circ\text{C}$ , выросла с 1750 до  $1820 \text{ см}^2/\text{Вс}$ . Этот рост наблюдался несмотря на то, что по данным рентгеноструктурного анализа плотность прорастающих дислокаций выросла с  $2.4 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  для образца с III/V  $\sim 0.8$  до  $4.2 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  для образца с III/V  $\sim 1$  и  $5.7 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$  для образца с III/V  $\sim 1.1$ . Так же как и в случае исследований от температуры роста интенсивность спонтанной ФЛ слабо зависела от соотношения III/V, однако в случае III/V  $\sim 1$  и III/V  $\sim 1.1$  стимулированного излучения от InN при 77К не наблюдалось.



**Рис. 3.** Снимок АСМ поверхности образца с InN слоем, выращенным при  $470^\circ\text{C}$  и соотношении потоков III/V  $\sim 1.1$

В работе использовано оборудование ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур». Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 16-29-03374\_офи-м, № 18-02-00711).

## Литература

1. В. А. Andreev, *et al.* // Scientific Reports (2018) 8:9454 DOI:10.1038/s41598-018-27911-2.

# Широкополосная сверхбыстрая спектроскопия псевдощелевого состояния оксидов меди

Л.С. Мазов<sup>1,\*</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*mazov@ipm.sci-nnov.ru

На базе доступных результатов фемтосекундных исследований динамики оптических свойств оксидов меди в беспрецедентно широком диапазоне энергий (0.5-2 эВ) проведен детальный анализ их поведения в псевдощелевом состоянии. Продемонстрировано, что полученная картина согласуется с моделью диэлектрического фазового перехода Келдыша-Копаяева. Из детально сопоставления их резистивных и оптических данных определены параметры модели.

## Введение

Планарная наносистема в проводящих  $\text{CuO}_2$ -слоях допированных купратов, состоящая из периодически чередующихся, хорошо проводящих (зарядовых) и полуизолирующих (спиновых) страйпов, возникает в нормальном состоянии (НС) купратов, вблизи температуры открытия псевдощели (PG) на поверхности Ферми (ПФ)  $T^*$  (рис.1) [1]. Интервал  $T_c < T < T^*$  относится к области магнитного фазового перехода в состояние типа АФ волны спиновой плотности (ВСП), несоизмеримой с постоянной решетки (PG-состояние) [1,2]. Ввиду динамического (флуктуирующего) характера этой наносистемы, детальное исследование её электронных и оптических свойств, возможно только с помощью локальных и быстрых методик. Одной из таких методик является широкополосная сверхбыстрая (СБ) спектроскопия, позволяющая выявить тонкое взаимодействие между квазичастицами и электронными или фоновыми коллективными возбуждениями, за счет различных временных масштабов и спектральных откликов. При этом, неравновесная оптическая спектроскопия этих материалов проводится с разрешением как по времени, так и по энергии. В этой работе, на основе доступных экспериментальных данных по измерению фемтосекундной динамики оптических свойств  $\text{CuO}_2$ -плоскости в диапазоне 0,5-2 эВ, проведен детальный анализ PG состояния на фемтосекундном временном масштабе.

## Модель фазового перехода металл-полупроводник (диэлектрик)

Как показано в [1,2], магнитный (АФ ВСП), фазовый переход в НС допированных купратов соответствует модели перехода металл-диэлектрик (полупроводник) Келдыша-Копаяева [3] при диэлектриче-

ском (Д) (e-h)-спаривании. Термодинамика Д- и СП-перехода аналогичны, а величина Д-щели равна

$$\Sigma = 2\nu_F \kappa_D \exp\left(2\pi\nu_F / e^2 \ln\left(\kappa_D^2 / 2p_F^2\right)\right). \quad (1)$$

В такой системе с сосуществованием (e-h)- и (e-e)-спариваний, при понижении  $T$  первым происходит Д-переход (рис.3б) с открытием щели на симметричных участках ПФ (рис.1а) – остальная часть ПФ остается свободной для СП-спаривания [4].

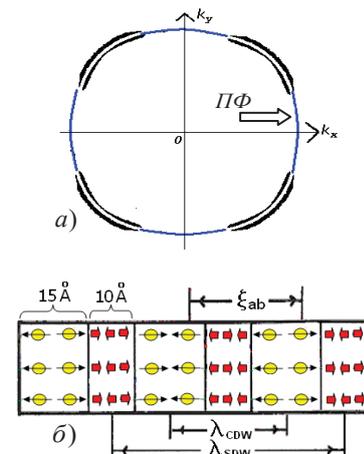


Рис. 1. Формирование ВСП/ВЗП-состояния в импульсном (а) и координатном (б) пространстве в купратах [1,2]

Широкий диапазон PG-состояния (~ 90 К), соответствующего магнитному (АФ ВСП) фазовому переходу в  $\text{CuO}_2$ -слоях купратов связан с интенсивностью рассеяния носителей заряда (НЗ) на АФ-спиновых флуктуациях, сохраняющихся в системе при допировании. Практически независимая от температуры при  $T > T^*(H)$  интенсивность начинает снижаться при  $T \leq T^*(H)$ , исчезая при  $T = T_m^{order}(H)$ . В рамках теории магнетизма итнерантных электронов такое поведение можно описать в терминах температурно-индуцированных локальных магнитных моментов (подробнее, см. [1]).

### Анализ экспериментальных данных

Предыдущие резистивные данные [1] приведены на рис.3а. В оптических СБ-измерениях, при  $T < T^*$ , происходит смена знака коэффициента отражения  $R$  [5] (рис.3в). Этот эффект хорошо виден на вейвлет-спектрограмме, полученной по результатам широкополосной СБ спектроскопии [6] на рис.2.

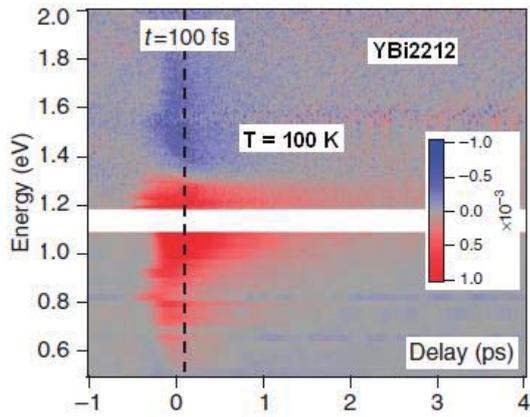


Рис. 2. Вейвлет-спектрограмма коэффициента отражения  $\Delta R/R(\omega, t)$  в псевдощелевом состоянии YBi2212 [6]

Смена знака  $\Delta R$  происходит при энергии  $\sim 1.1$  эВ, время релаксации в области отрицательных значений  $\Delta R \sim 500$  фс. Важным результатом является уменьшение полной частоты столкновений (ЧС) НЗ, измеренное на субпикосекундном масштабе времени при  $T = 100$  К (PG-состояние), что контрастирует как с результатами, полученными значительно выше температуры псевдощели  $T^*$ , так и с поведением, ожидаемым для металлической системы, когда ЧС должна увеличиваться по мере поступления энергии, адиабатически или импульсно. После импульсного фотовозбуждения оптимально допированный образец YBi2212 при  $T = 100$  К приводится в неравновесное состояние, характеризующееся ЧС меньшей, чем в состоянии равновесия ( $\Delta R < 0$ ). В предположении постоянной плотности НЗ это соответствует росту пиковой проводимости. На пикосекундном масштабе времени, равновесное распределение, определяемое узловыми квазичастицами, восстанавливается, и наблюдается более традиционное поведение ЧС ( $\Delta R > 0$ ) в соответствии с результатами стандартных равновесных методик, таких как измерение удельного сопротивления и оптика [1,2,5,6,8].

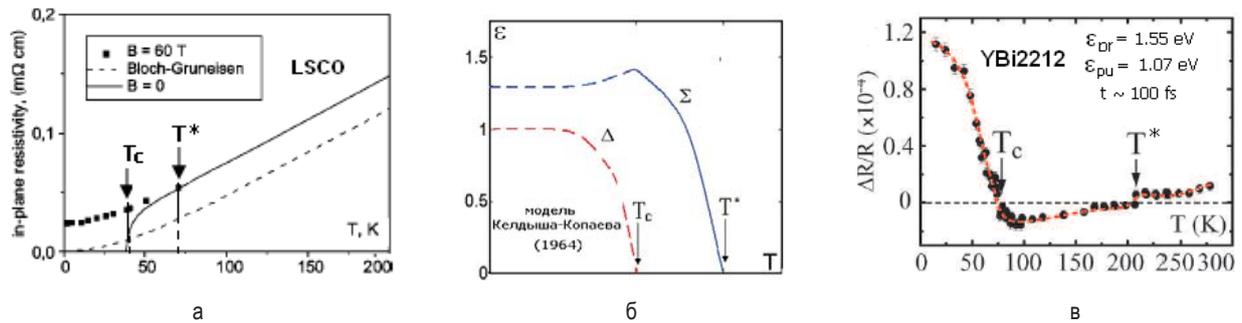


Рис. 3. Характеристики псевдощелевого состояния в резистивных измерениях [1] (а), модели Келдыша-Копаева [3,4] (б) и в сверхбыстрых оптических измерениях [5] (в) для купратов

### Обсуждение результатов и выводы

Как было показано в [6], равновесное сечение поглощения на рассматриваемом энергетическом интервале в  $\text{CuO}_2$ -плоскости определяется суммой друдевского поглощения (свободные НЗ) (ср. с [7])

$$\sigma(\omega) = 4\pi e^2 v_{ef} / c \sqrt{\epsilon_0} m * \omega^2 \quad (2)$$

и поглощения за счет ряда лоренцевых осцилляторов, в частности с энергией  $\sim 2$  эВ - в видимой области (межзонный переход между  $\text{O}2p$  и  $\text{Cu}3d_{x^2-y^2}$  состояниями с переносом заряда (СТ-переход)) [8]. Друдевская модель хорошо воспроизводит поведение коэффициента отражения купратов в ИК-области спектра за счет зависящей от частоты  $v_{ef}$ . Наоборот, на масштабе энергии накачки или других

экситонно-подобных процессов в спектральном диапазоне зонда сигнал  $\Delta R/R(\omega, t)$  и плотность НЗ меняются несущественно процессом возбуждения.

### Литература

1. Л.С.Мазов // ФНТ Т.17, 1372 (1991); Phys.Rev. B V.70, 054501 (2004).
2. L.S.Mazov // Int.J.Mod.Phys.B V.14, 3577 (2000).
3. Л.В.Келдыш, Ю.В.Копаев // ФТТ Т.4, 657 (1964).
4. Ю.В.Копаев // Труды ФИАН Т.86, 3 (1975).
5. Y.H.Liu et al. // Phys.Rev.Lett. V.101 137003 (2008).
6. F.Cilento et al. // Nat.Comm. V.5, 4553 (2014).
7. А.А.Андронов и др. // Субмиллиметровые лазеры на горячих дырках в полупроводниках (Горький, ИПФ АН СССР, 1986. – 184 С.).
8. С. Gianetti et al. // Nat.Comm. V.2, 353 (2011).

# Излучение одиночных квантовых точек и лазерная генерации света в хиральных фотонных полупроводниковых наноструктурах

А.А. Максимов<sup>1\*</sup>, Е.В. Филатов<sup>1</sup>, И.И. Тартаковский<sup>1</sup>, В.Д. Кулаковский<sup>1</sup>,  
С. Schneider<sup>2</sup>, S. Höfling<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твердого тела РАН, ул. Академика Осипяна, 2, г. Черноголовка, 142432, Россия.

<sup>2</sup> Technische Physik, University of Würzburg, Am Hubland, D-97074, Würzburg, Germany.

\*maksimov@issp.ac.ru

Исследованы спектры и степень циркулярной поляризации излучения одиночных InAs квантовых точек, внедренных в планарный GaAs волновод, верхний слой которого представлял собой квадратную решетку хирального фотонного кристалла. Впервые получена циркулярно-поляризованная генерация полупроводникового лазера с электрической накачкой на основе микрорезонатора с периодической хиральной квадратной решеткой на верхнем брэгговском зеркале.

## Введение

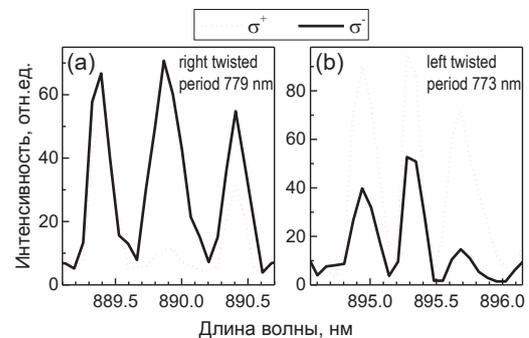
В настоящее время полупроводниковые технологии позволяют создавать различные искусственные материалы: фотонные кристаллы, микрорезонаторы, метаматериалы с весьма необычными оптическими свойствами. Спонтанное излучение таких структур, его интенсивность, направленность и степень поляризации зависит от локальной плотности электромагнитных мод в самой структуре, которой можно управлять на стадии изготовления. Наноструктуры на основе обычных ахиральных  $A^3B^5$  полупроводников, в которых неэквивалентность право- и левополяризованных электромагнитных мод возникает из-за общей хиральной симметрии системы, могут быть использованы для создания компактных источников циркулярно-поляризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля.

## Результаты экспериментов

### Излучение одиночных квантовых точек

В настоящей работе с помощью метода микрофотолюминесценции с высоким пространственным разрешением  $\sim 1$  мкм были экспериментально исследованы поляризационные свойства узких линий излучения одиночных InAs квантовых точек при низких температурах  $\sim 1.8$  К. Слой квантовых точек (КТ) был внедрен в планарный GaAs волновод толщиной 263 нм. Верхний слой структуры представлял собой квадратные решетки хиральных фо-

тонных кристаллов, элементарные ячейки которых состояли из микростолбиков высотой 429 нм с основаниями в виде 4-х вытянутых прямоугольников с соотношением сторон 1:2 и повернутых на  $90^\circ$  влево или вправо относительно друг друга. Размер фотонных кристаллов составлял величину  $100 \times 100$  мкм<sup>2</sup>, а их периоды лежали в диапазоне 759 – 1005 нм. Плотность квантовых точек в слое была достаточно высока: 10 – 20 штук на квадратный микрон, поэтому для того, чтобы наблюдать излучение одиночных точек необходимо было обеспечить величину диаметра пятна возбуждающего He-Ne лазера  $\sim 1$  мкм. Проведенные ранее исследования в таких оптимизированных структурах без высокого пространственного разрешения, но с высоким разрешением по углу, показали



**Рис. 1.** Спектры излучения одиночных квантовых точек из фотонных кристаллов, элементарные ячейки которых состояли из 4-х вытянутых прямоугольников GaAs, повернутых вправо (а) или влево (б) в различных циркулярных поляризациях

высокую степень циркулярной поляризации полос излучения встроенного в волновод слоя квантовых точек, – до 96 % относительно слабого неполяризованного бесструктурного фона и ~ 81 % с учетом фона [1]. Полуширины полос излучения при этом были больше, чем ожидалось теоретически (~ 0.7 нм) и в лучшем случае составляли ~ 2.3 нм [2].

На рис. 1 приведены примеры спектров излучения одиночных КТ значительно меньшей спектральной ширины, несмотря на то, что они регистрировались без углового разрешения. Видно, что отдельные квантовые точки демонстрируют достаточно высокую степень циркулярной поляризации, знак которой определяется хиральностью фотонного кристалла, тогда как для других точек степень циркулярной поляризации оказывается ниже, что может быть связано с их несимметричной формой.

### Циркулярно-поляризованное излучение полупроводникового лазера с электрической накачкой

Относительно недавно была продемонстрирована возможность создания поляритонного лазера с электрической накачкой на основе полупроводникового микрорезонатора с легированными брэгговскими зеркалами [3]. В настоящей работе исследовались лазерные структуры на основе  $\lambda$ -микрорезонатора  $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$  с четырьмя 7 нм GaAs квантовыми ямами, разделенными 4 нм  $\text{Al}_{0.40}\text{Ga}_{0.60}\text{As}$  барьерами. Нижнее брэгговское зеркало состояло из 27 допированных кремнием пар слоев  $\text{AlAs}/\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.80}\text{As}$ , а верхнее из 23.5 пар слоев, допированных углеродом.

Отдельный лазер представлял собой микростолбик размером  $60 \times 60 \text{ мкм}^2$ . На верхнем зеркале внутри площади, ограниченной золотым кольцевым контактом, размещался фотонный кристалл размером  $36 \times 36 \text{ мкм}^2$ , элементарная ячейка которого образована за счет вытравливания на глубину равную толщине 4.75 пар слоев четырьмя микростолбиками с основаниями в виде вытянутых прямоугольников, повернутых влево или вправо на  $90^\circ$  относительно друг друга. Период фотонного кристалла составлял 880 нм, а линейный размер хирального элемента изменялся в диапазоне 256 – 280 нм.

Для возбуждения лазерной генерации к каждому отдельному лазеру прикладывалось импульсное напряжение величиной до ~ 75 В. Длительность

прямоугольных импульсов возбуждения составляла ~ 1 мкс, частота следования 10 кГц. При увеличении

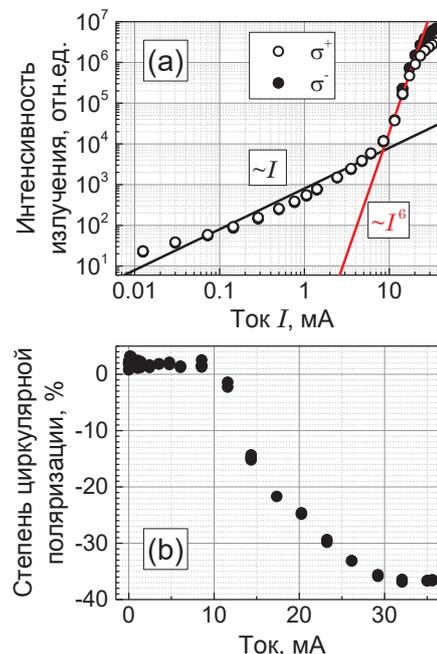


Рис. 2. Зависимости интенсивности (а) и степени циркулярной поляризации (б) излучения квантовых ям в микрорезонаторе с хиральной периодической квадратной решеткой на верхнем брэгговском зеркале от величины импульсного тока накачки

импульсного тока, текущего через образец (см. пример на рис. 2) наблюдался резкий сверхлинейный рост интенсивности линии излучения, который сопровождался сужением ее спектральной ширины до величин меньших 0.2 мэВ и углового пространственного распределения до  $1.5 - 2^\circ$ , а степень циркулярной поляризации лазерной генерации могла достигать величин более 50 %.

Работа частично поддержана проектами РФФИ № 19-02-00697 и № 16-29-03283.

### Литература

1. S.V. Lobanov, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, A.A. Maksimov *et al.* // Physical Review B, V. 92, 205309 (2015).
2. А.А. Максимов, А.Б. Пещеренко, Е.В. Филатов *и др.*, // Письма в ЖЭТФ, т. 106, в. 10, 615 (2017).
3. C. Schneider, A. Rahimi-Iman, N. Y. Kim *et al.* // Nature, V. 497, No. 7449, 348-352 (2013).

# Резонансы Фано проводимости двумерных структур с квантовыми точками

А.И. Малышев, Е.В. Фролова, Д.М. Догадова

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

frolova\_el@mail.ru

Настоящая работа посвящена выявлению механизмов, приводящих к появлению в спин-зависимом кондактансе систем с квантовыми точками и спин-орбитальным взаимодействием резонансов Фано, изучению факторов, влияющих на их ширину и также приводящих к коллапсу.

## Введение

Как известно, спинтроника – одно из перспективных направлений современной электроники, основной целью которого является создание новых приборов и устройств, использующих спиновую степень свободы элементарных частиц [1-3]. Неоспоримым достоинством подобных приборов является то, что времени, затраченного на смену спина частицы, требуется намного меньше, чем на перемещение частицы вдоль канала транзистора. Управление спиновыми состояниями носителей осуществляется посредством спин-орбитального взаимодействия (далее СОВ), которое проявляется в физике твердого тела на фундаментальном уровне, определяя электронные квантовые состояния и приводя к многочисленным транспортным и оптическим эффектам, многие из которых имеют и практический интерес [4]. Подходящим материалом для реализации задач спинтроники является двумерный электронный газ – материал с большим количеством носителей заряда, которые заперты в тонком слое гетероструктуры. Прикладывая различные потенциалы к двумерному электронному газу, можно ограничивать перемещение носителей заряда в пространстве, формируя каналы, квантовые точки и т.п.

Целью настоящей работы является изучение проводимости двумерных структур с квантовыми точками различной геометрии, в том числе в присутствии СОВ. Последнее позволит глубже понять физические принципы работы устройств спинтроники, а также перспективы их создания. Для расчета проводимости структур предлагается использовать численный метод, который является универсальным по отношению к геометрии самой структуры, а также по отношению к какому-либо потенциалу, помимо потенциала конфайнмента, который

выбран в виде бесконечно глубокой потенциальной ямы. Подобные рассматриваемым в этой работе системы изучались в [5,6]. Объектом исследования в этих и ряде последующих работ являлись квантовые точки круглой формы со спин-орбитальным взаимодействием. Было показано, что проводимость в подобных системах имеет резонансные особенности в виде характерных резонансов Фано [7], ширина которых определяется константой спин-орбитального взаимодействия. Также было показано, что подобные структуры могут служить спиновым фильтром, производящим отбор носителей с заданным спиновым состоянием.

Изучаемая в рамках настоящей работы система имеет много общего с моделью в [5,6], однако расчет кондактанса проводится более универсальным методом, менее чувствительным, например, к форме контура, ограничивающего квантовую точку.

## Численное моделирование кондактанса волновода с квантовой точкой

Рассмотрим вычисление волновой функции и кондактанса в прямом 2D волноводе при учете произвольного числа поперечных мод размерного квантования. Будем решать стационарное уравнение Шредингера  $\hat{H}\Psi(x, y) = E\Psi(x, y)$  с гамильтонианом:

$$\hat{H} = -(\hbar^2/2m)\Delta + V(x, y) + V_c(x, y), \quad (1)$$

где  $V(x, y)$  – скалярный потенциал,  $V_c(x, y)$  – потенциал конфайнмента, описывающий бесконечно глубокую потенциальную яму в направлении  $y$  (см. рис. 1). В качестве начала оси  $x$ , являющейся также осью пространственной симметрии структуры, выберем левый край квантовой точки. Пусть слева падает плоская волна. Тогда при учете нескольких

мод размерного квантования волновая функция в области  $x < 0$  будет содержать волны прошедшие и отраженные. Заметим, что совокупность отраженных волн с неизвестными коэффициентами будет содержать кроме распространяющихся влево волн с действительными волновыми числами квазиимпульса, еще и локализованные состояния. В области справа от квантовой точки есть прошедшие волны с действительными квазиимпульсами и затухающие вправо состояния с чисто мнимыми волновыми числами.

Используя далее разностную схему решения уравнения Шредингера, и рассматривая на разностной сетке столбцы  $\Phi(j)$ , состоящие из значений волновой функции при фиксированном  $x$  и различных  $y$ , можно прийти к следующему уравнению

$$\Phi(j - 1) + U(j)\Phi(j) + \Phi(j + 1) = 0, j = \overline{1, N - 1},$$

где  $N$  – количество точек вдоль оси  $x$  внутри квантовой точки,  $U(j)$  играет роль потенциала. Далее используя условия сшивки для волновой функции на границах правой и левой областей с областью квантовой точки, можно получить численные значения для амплитуд прошедших и отраженных волн, а в итоге и зависимость кондактанса системы от энергии в многомодовом режиме [8].

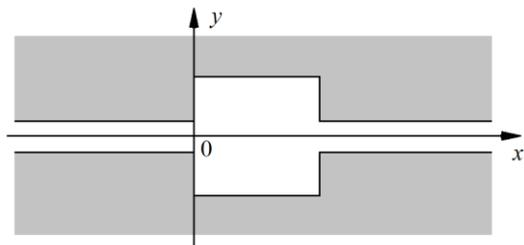


Рис. 1. Геометрия рассматриваемой системы

Рассмотрим далее двумерный электронный газ в бесконечном волноводе с СОВ. Тогда волновая функция в левом канале с учетом отраженных волн, распространяющихся в обратном направлении, имеет вид:

$$\Psi_1 = \psi_{n,1,k_1} + \sum_{i,\lambda} A_{j,\lambda,k} \psi_{j,\lambda,k}, \quad (2)$$

где  $A_{j,\lambda,k}$  – амплитуды отраженных волн. Волновая функция в правой области имеет вид

$$\Psi_2 = \sum_{i,\lambda} B_{j,\lambda,k} \psi_{j,\lambda,k}, \quad (3)$$

( $\lambda = \pm 1$  – квантовое число, определяющее спиновое состояние), и содержит прошедшие волны.

Волновые функции, входящие в суммы (2) и (3) определяются конкретным видом СОВ, действующим в данной системе.

Качественный вид зависимости полного кондактанса системы от энергии носителей показан на рис. 2. На кривой легко заметны два резких провала, имеющих структуру резонансов Фано. Их положение определяется уровнями дискретного спектра в прямоугольной квантовой точке, а ширина – амплитудой СОВ [6].

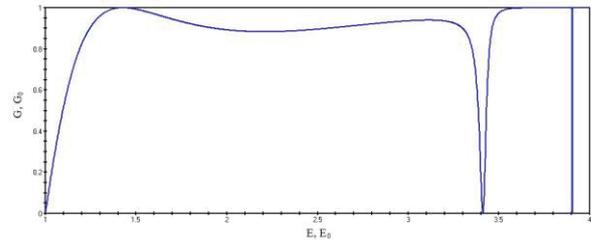


Рис. 2. Качественный вид зависимости полного кондактанса системы от энергии носителей

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ в рамках выполнения проектной части госзадания № 3.3026.2017/ ПЧ.

### Литература

1. Y. Xu, D. D. Awschalom, J. Nitta // Handbook of Spintronics, Springer Dordrecht Heidelberg New York London (2016).
2. S. Datta // Electronic Transport in Mesoscopic Systems, Cambridge University Press (1995).
3. В. Я. Демиковский, Г. А. Вугальтер // Физика квантовых низкоразмерных структур, М.: Логос, (2000).
4. M. W. Wu, J. H. Jianga, and M. Q. Weng // Phys. Rev., V. 493, P. 61 (2010).
5. Г. Г. Исупова, А. И. Малышев // Письма в ЖЭТФ, Т. 94, С. 597-600 (2011).
6. А. И. Малышев, Г. Г. Исупова // Известия РАН. Сер. Физическая, Т. 77, № 1, С. 92–96 (2013).
7. Y. S. Joe, A. M. Satanin, C. S. Kim // Physica Scripta, V. 74, P. 259–266 (2006).
8. L. Zhang, P. Brusheim, H. Xu // Phys. Rev. B, V. 72, 045347 (2005).

# Метаморфные лазерные гетероструктуры на основе AlGaInAs

А.А. Мармалюк<sup>1,\*</sup>, Ю.Л. Рябоштан<sup>1</sup>, В.Н.Светогоров<sup>1</sup>, М.А. Ладугин<sup>1</sup>, А.А. Падалица<sup>1</sup>, В.Ю. Эйстрих-Геллер<sup>2</sup>, К.Е.Кудрявцев<sup>3</sup>, Д.В. Юрасов<sup>3</sup>, А.В. Новиков<sup>3</sup>, З.Ф. Красильник<sup>3</sup>

1 АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, корп. 1, Москва, 117342.

2 Институт тонкой химической технологии МТУ, пр. Вернадского, 86, Москва, 119571.

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

\*almarm@mail.ru

Методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs и Ge/Si выращены лазерные гетероструктуры на основе AlGaInAs и исследованы их излучательные свойства.

## Введение

Лазерные излучатели спектрального диапазона 1.3-1.6 мкм на основе квантоворазмерных гетероструктур AlGaInAs/InP в настоящее время находят широкое практическое применение в различных областях науки и техники. Одним из актуальных направлений совершенствования технологии их изготовления является переход от собственных подложек InP к промышленно освоенным подложкам Si и GaAs, которые имеют большую площадь и более высокую механическую прочность. Реализация такого подхода позволит снизить себестоимость изделий и сделать возможной интеграцию с электронной элементной базой, что особенно важно для развития интегральной фотоники. Дополнительным положительным эффектом от перехода на подложки Si и GaAs является потенциальная возможность использования квантовых ям с повышенным электронным ограничением, что должно благоприятно сказаться на улучшении температурных характеристик лазеров.

Наибольшую сложность при решении этой задачи представляет различие периодов кристаллической решетки подложки и активных слоев, что приводит к дефектности структуры и ухудшает рабочие характеристики получаемых лазерных излучателей. Достижение кристаллического совершенства, необходимого для лазерной генерации, возможно при использовании промежуточных буферных слоев, призванных обеспечить переход от периода кристаллической решетки подложки к периоду кристаллической решетки, требуемой для структуры. К настоящему времени предложены различные варианты практической реализации данного подхода.

Одни из них направлены на создание условий формирования гетероструктур AlGaInAs/InP на инородных подложках. Так, авторы [1, 2] использовали различные комбинации буферных слоев InP для перехода от периода кристаллической решетки GaAs (Si, Ge/Si) к периоду кристаллической решетки InP.

Для достижения излучения из КЯ GaInAs в спектральном диапазоне 1,3-1,6 мкм вовсе не обязательно добиваться согласования с периодом решетки InP, как это реализуется в стандартном случае использования собственной подложки. Показано, что возможны варианты построения гетероструктур с периодом кристаллической решетки, лежащей между GaAs и InP [3]. Это снижает движущую силу образования дислокаций несоответствия и должно благоприятствовать получению материала с более высоким кристаллическим совершенством, а следовательно, и улучшению характеристик лазеров, изготовленных на его основе. В рамках такого подхода авторы [4-7] сообщают об успешном применении буферных слоев GaInAs и GaInAsP для выхода на период кристаллической решетки, лежащий между GaAs и InP.

В настоящей работе обсуждены различные варианты практической реализации промежуточных буферных слоев и продемонстрированы результаты исследования образцов лазерных гетероструктур AlGaInAs на подложках GaAs и Ge/Si.

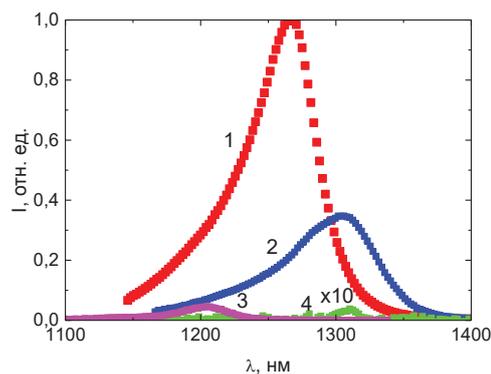
## Эксперимент

Полупроводниковые квантоворазмерные гетероструктуры на основе AlGaInAs формировались ме-

тодом МОС-гидридной эпитаксии. В качестве подложек использовались пластины GaAs с ориентацией (100) и пластины Si с релаксированными слоями Ge (виртуальные подложки Ge/Si). Последние формировались методом МПЭ на точно ориентированных подложках Si(100) по методике двухстадийного роста [8]. Исследовались гетероструктуры двух типов. Структуры первого типа, предназначенные для исследования излучательных характеристик оптическими методами, представляли собой набор квантовых ям AlGaInAs, ограниченных широкозонными барьерными слоями AlInAs. Второй тип структур представлял собой лазерные гетероструктуры раздельного ограничения с активной областью, в точности повторяющей геометрию структур первого типа, но дополнительно окруженных эмиттерными и контактными слоями. Эпитаксиальные гетероструктуры изучались методами оптической и электронной микроскопии, рентгеновской дифрактометрии, вольт-фарадной профилометрии, спектроскопии фото- (ФЛ) и электролюминесценции.

## Экспериментальные результаты

Показано существенное влияние конструкции и технологии получения буферного слоя на излучательные характеристики квантовых ям InGaAs. Сравнивались две концепции построения гетероструктур: с выходом на период кристаллической решетки InP и с периодом кристаллической решетки, лежащей между GaAs и InP по аналогии с [5]. Второй подход оказался более продуктивным. Использование метаморфного буфера с выходом на период кристаллической решетки твердого раствора  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$  позволило получить гетероструктуры AlGaInAs с интенсивностью сигнала ФЛ, приближающейся к аналогичному значению для структур, сформированных на собственных подложках InP (рис. 1). Лазерные структуры с таким буферным слоем на подложке GaAs продемонстрировали эффективную электролюминесценцию вблизи 1300 нм. Данные образцы в условиях оптической накачки продемонстрировали достижение лазерной генерации при комнатной температуре. Пороговая плотность накачки составила  $15 \text{ кВт/см}^2$ . При этом интенсивность ФЛ образцов с таким буферным слоем, но сформированных на подложке Ge/Si, оказалась существенно ниже и лазерная генерация при комнатной температуре не была достигнута.



**Рис. 1.** Спектры ФЛ гетероструктур на основе AlGaInAs, выращенных на собственной подложке InP (1); на подложке GaAs с буферным слоем  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$  (2); на подложке GaAs с буферным слоем InP (3) и на подложке Ge/Si с буферным слоем  $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$  (4)

Сформированные в настоящей работе эпитаксиальные гетероструктуры AlGaInAs/GaAs продемонстрировали лазерную генерацию вблизи 1300 нм при оптической накачке, что создает предпосылки получения на их основе инжекционных лазерных излучателей для интегральной фотоники.

Работа выполнена с использованием оборудования УСУ "Фемтоспектр" ЦКП ИФМ РАН.

## Литература

1. B. Shi, S. Zhu, Q. Li *et al.* // Appl. Phys. Lett. V. 110, 121109 (2017).
2. К.Е. Кудрявцев, А.А. Дубинов, В.Я. Алешкин и др. // ФТП, Т. 52, 1384 (2018).
3. S. Bogusevski, C.A. Broderick, E.P. O'Reilly // IEEE J. Quantum Electron., V. 52, 2500111 (2016).
4. T. Uchida, H. Kurakake, H. Soda, *et al.* // Electron. Lett., V. 30, 563 (1994).
5. M. Arai, K. Nakashima, T. Fujisawa, *et al.* // IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., V. 15, 724 (2009).
6. A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S.Mikhrin *et al.* // Semiconductors, V. 37, 1119 (2003).
7. В.Я. Алешкин, Н.В. Байдусь, О.В. Вихрова и др. // Письма в ЖТФ, Т. 44, 67 (2018).
8. Д.В. Юрасов, А.И. Бобров, В.М. Данильцев, и др. // ФТП, Т. 49, 1463 (2015).

# Примесная терагерцовая фотолюминесценция при межзонной оптической накачке лазерных наноструктур с легированными квантовыми ямами

И.С. Махов<sup>1,\*</sup>, В.Ю. Паневин<sup>1</sup>, Д.А. Фирсов<sup>1</sup>, Л.Е. Воробьев<sup>1</sup>, А.П. Васильев<sup>2</sup>, Н.А. Малеев<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., д. 29, Санкт-Петербург, Россия, 195251.

<sup>2</sup> Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур Российской академии наук, Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Политехническая ул., д. 26, Санкт-Петербург, 194021.

\*makhovis@spbstu.ru

Исследована низкотемпературная фотолюминесценция ближнего инфракрасного и терагерцового спектральных диапазонов в наноструктурах с легированными мелкими донорами квантовыми ямами GaAs/AlGaAs с волноводом для ближнего инфракрасного излучения при межзонном оптическом возбуждении. Продемонстрировано, что при различных уровнях фотовозбуждения конкуренция между линиями стимулированного ближнего инфракрасного излучения, связанными с излучательной электрондырочной рекомбинацией через основное или возбужденные донорные состояния, приводит к возникновению различных линий примесного излучения в терагерцовом диапазоне спектра.

## Введение

Терагерцовое излучение, связанное с переходами неравновесных носителей заряда с участием состояний мелких примесных центров в легированных квантовых ямах (КЯ) можно наблюдать в условиях межзонной оптической накачки даже при достаточно слабых уровнях возбуждения [1]. Интенсивность такого излучения при увеличении мощности накачки будет ограничена из-за конечного времени жизни в основном состоянии примеси  $1s$ , которое опустошается за счет спонтанной излучательной рекомбинации. Если создать условия для вынужденной излучательной рекомбинации через основное примесное состояние, то оно начнет опустошаться быстрее, и интенсивность терагерцового излучения возрастет. Такая возможность увеличения интегральной интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции, связанной с оптическими переходами электронов из основной подзоны КЯ  $e1$  и возбужденных донорных состояний  $2p_{x,y}$  на основное донорное состояние  $1s$ , за счет организации вынужденных оптических переходов носителей заряда между основным донорным состоянием  $1s$  и первой подзоной тяжелых дырок  $hh1$  в КЯ была продемонстрирована в работе [2].

Настоящая работа посвящена исследованию эволюции спектров примесного терагерцового и

ближнего инфракрасного излучения в лазерных наноструктурах с легированными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs в зависимости от мощности межзонного оптического возбуждения.

## Образцы и методика эксперимента

Наноструктура для исследований была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs и содержала 10 квантовых ям GaAs/AlGaAs, образованных слоями GaAs толщиной 7.6 нм и разделенных барьерами  $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$  толщиной 5 нм. Центральная область каждой ямы шириной 2.6 нм легировалась кремнием с поверхностной концентрацией  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Для достижения лазерной генерации в ближнем инфракрасном диапазоне квантовые ямы были заключены в симметричный градиентный волновод, а образцы были выколоты в форме резонаторов полного внутреннего отражения с размерами примерно  $600 \times 600 \text{ мкм}$ .

Образец размещался на медном держателе в криостате замкнутого цикла, а оптическое возбуждение осуществлялось импульсным твердотельным лазером (длина волны излучения 532 нм). Исследования спектров фотолюминесценции ближнего инфракрасного и терагерцового диапазонов осуществлялись одновременно. Исследование спек-

тров терагерцового излучения проводилось с поверхности образца с помощью вакуумного фурье-спектрометра со светоделителем из лавсана и кремниевым болометром, охлаждаемым жидким гелием. Спектры фотолюминесценции ближнего инфракрасного диапазона измерялись с торца образца с помощью решеточного монохроматора, где в качестве детектора использовалась кремниевая ПЗС матрица, охлаждаемая жидким азотом.

## Полученные результаты

Проведенные исследования показали, что зависимость интегральной интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции от мощности накачки ведет себя немонотонно (см. рис. 1), поскольку в зависимости от мощности возбуждения вынужденная рекомбинация происходит не только через основное  $1s$ , но и через возбужденные  $2s$  и  $2p_{x,y}$  донорные состояния, что, в свою очередь, приводит к изменению условий для генерации терагерцового излучения. Переходы с участием различных примесных состояний начинают конкурировать.

Так, при слабых уровнях оптического возбуждения в спектрах терагерцовой фотолюминесценции проявляется одна полоса излучения, вызванного оптическими переходами неравновесных электронов из первой электронной подзоны  $e1$  на основное донорное состояние  $1s$  в КЯ. При этом в спектре ближней инфракрасной фотолюминесценции наблюдаются полосы излучательной рекомбинации свободных и связанных на примеси экситонов, а также полоса излучения, связанная с рекомбинацией электронов с донорных состояний и дырок из первой подзоны тяжелых дырок  $hh1$ .

Рост уровня оптического возбуждения, сперва, приводит к появлению лазерной генерации в ближнем инфракрасном диапазоне при переходах носителей заряда между возбужденными донорными состояниями  $2s$  и  $2p_{x,y}$  и первой подзоной тяжелых дырок  $hh1$ . Возникновение таких вынужденных оптических переходов приводит к спаду интенсивности терагерцовых переходов  $e1-1s$  с ростом уровня возбуждения, что может быть связано с эффективным безызлучательным захватом неравновесных электронов из первой электронной подзоны  $e1$  на возбужденные донорные состояния  $2p_{x,y}$  и  $2s$ , которые опустошаются стимулированным излучением.

Возникновение вынужденных оптических переходов носителей заряда между основным донорным состоянием  $1s$  и первой подзоной тяжелых дырок  $hh1$ , которое происходит при дальнейшем увеличении мощности накачки, приводит к эффективному опустошению основного донорного состояния  $1s$  и, как следствие, к возрастанию интегральной интенсивности терагерцовой люминесценции. При этом, в спектрах терагерцовой фотолюминесценции возникает полоса излучения, связанная с оптическими переходами электронов между возбужденным  $2p_{x,y}$  и основным  $1s$  донорными состояниями.

Таким образом, в работе показано, что опустошение основного донорного состояния в КЯ вынужденным межзонным излучением приводит к увеличению интенсивности примесной терагерцовой фотолюминесценции, вызванной внутрицентровыми оптическими переходами неравновесных электронов.

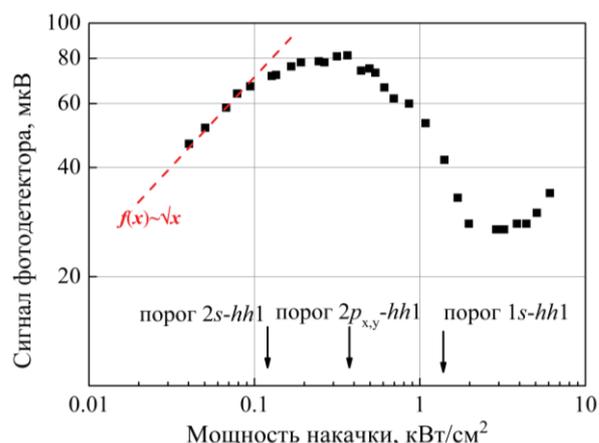


Рис. 1. Зависимость интегральной интенсивности терагерцовой фотолюминесценции от мощности оптической накачки

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №18-32-00122 и Минобрнауки России (государственные задания 3.933.2017/4.6 и 3.5518.2017/7.8).

## Литература

1. Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 49, Вып. 1, 30 (2015).
2. I.S. Makhov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov *et al* // Superlattices and Microstructures, V. 112, 79 (2017).

# Возбуждение бегущей плазменной волны в периодической графеновой структуре

К.В. Машинский<sup>1,2</sup>, В.В. Попов<sup>1</sup>, Д.В. Фатеев<sup>1,2,\*</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

\* fateevdv@yandex.ru

Теоретически исследовано преобразование мощности нормально падающей терагерцовой волны на периодическую графеновую структуру в мощность бегущей плазменной волны в условиях, когда пропускание и отражение от структуры подавлено. Выяснено, что при времени рассеяния импульса 1 пс – 70 % мощности падающей волны преобразуется в бегущий плазмон.

## Введение

В последнее время интенсивно исследуются плазмонные свойства графена в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне [1-3]. В настоящее время современные технологии [4] позволяют создавать графеновые структуры с подвижностью носителей заряда порядка  $100000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  и временем релаксации импульса носителей порядка 1 пс при комнатных температурах, что позволяет возбуждать плазменные резонансы в ТГц диапазоне частот.

В качестве источника ТГц бегущего плазмона в графеновых наноструктурах используются различные объекты: 1) острие сканирующего ближнеполюсового микроскопа [5], одиночный металлический затвор, расположенный над графеном [6], щель в металлическом экране, расположенном над графеном [7], периодическая решетка в структурах с постоянным дрейфом носителей в графене [8]. Отдельно следует упомянуть способы возбуждения бегущего плазмона в графене с помощью эффекта нарушенного полного внутреннего отражения с использованием призм [9,10], однако такие способы затруднительно применять в интегральных чипах из-за сильной зависимости от угла падения ТГц излучения.

В этой работе исследуется преобразование нормально падающей на периодическую графеновую структуру ТГц волны в бегущую плазменную волну в графене.

## Результаты и обсуждение

Рассматриваемая структура (Рис. 1) состоит из графена, над которым расположен двойной решеточный металлический затвор с асимметричной элементарной ячейкой. Структура расположена на

подложке, толщиной  $h$ , под которой находится однородный металлический экран. ТГц волна падает на решеточный затвор и возбуждает плазменные колебания в графене. За счет создания геометрической асимметрии элементарной ячейки графеновой структуры возможно возбуждение плазменной волны с неравными встречными пространственными Фурье-гармониками порядков  $+p$  и  $-p$  [11], что может приводить к возбуждению бегущей плазменной волны. Однородный металлический экран служит для отражения ТГц волны, а толщина подложки подобрана таким образом, чтобы на частоте плазменного резонанса подавить отраженную от структуры ТГц волну [12].

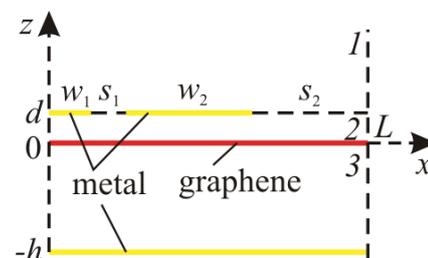


Рис. 1. Схематическое изображение элементарной ячейки периодической графеновой структуры

Для моделирования возбуждения бегущей плазменной волны в периодической структуре была решена электродинамическая задача о нормальном падении однородной ТГц электромагнитной волны на рассматриваемую структуру. Электродинамическая задача решалась методом интегральных уравнений, которые формировались на проводящих элементах графеновой структуры. Необходимым этапом была трансформация уравнений Максвелла и граничных условия в Фурье-пространство. Для описания ТГц отклика графена использовалась формула проводимости, полученная в работе [13].

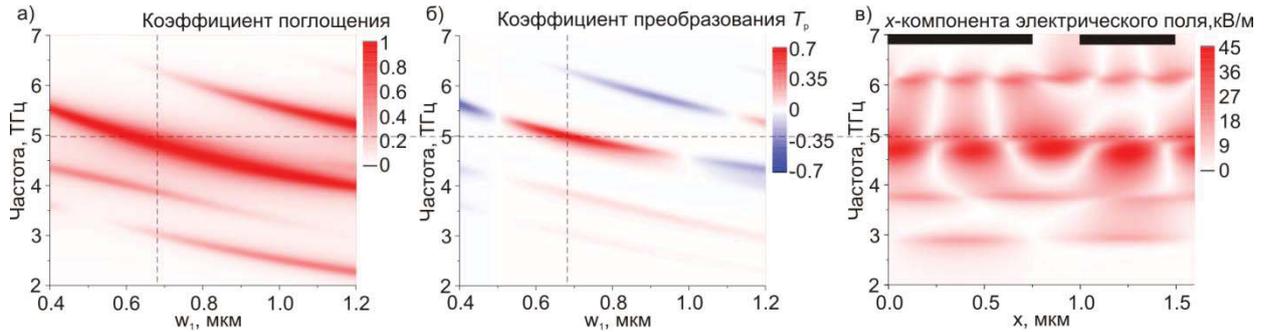
Для описания эффективности преобразования мощности падающей ТГц волны в бегущую плазменную волну использовался коэффициент

$$T_p = S_x^p / |S_z^{\text{inc}}|, \quad (1)$$

где  $S_x^p$  – средний по пространственному периоду структуры поток Умова-Пойнтинга в направлении оси  $x$ , а  $S_z^{\text{inc}}$  – поток Умова-Пойнтинга падающей волны.

При расчетах использовались следующие параметры графеновой структуры:  $w_2 = 0.5$  мкм,  $s_1 = 0.25$  мкм,  $s_2 = 0.1$  мкм,  $h = 5.895$  мкм,  $d = 105$  нм, время релаксации импульса в графене  $\tau = 1$  пс, энергия Ферми носителей заряда в графене 150 мэВ.

В данной работе выяснено, что в периодической графеновой структуре возможно возбуждение бегущих плазмонных мод ТГц волной, нормально падающей на плоскость структуры (Рис. 2 б).



**Рис. 2.** Спектр коэффициента поглощения в графеновой структуре в зависимости от ширины электрода  $w_1$  (а). Спектр коэффициента  $T_p$  в зависимости от ширины электрода  $w_1$  (б). Пространственное распределение  $x$ -компоненты электрического поля в элементарной ячейке графена в плазмонной моде с максимальным коэффициентом преобразования  $T_p$  при  $w_1 = 0.68$  мкм (черными прямоугольниками обозначены положения затворных электродов в элементарной ячейке) (в).

Наиболее эффективное преобразование мощности падающей волны в мощность бегущего плазмона происходит в структуре, в которой коэффициенты пропускания и отражения ТГц волны равны нулю. В таких условиях вся падающая ТГц волна поглощается в структуре (Рис. 2 а), за счет возбуждения бегущего плазмона. Коэффициент преобразования мощности при выбранных параметрах достигает 70%, и зависит от длины пробега плазменной волны, которую можно определить как  $v_p/\tau$ , где  $v_p$  – энергетическая скорость плазмона. Выяснено, что максимальный коэффициент преобразования достигается при далеком расположении решетки относительно графена, когда возбужденные плазмонные моды не локализируются в подзатворных участках и имеют волновой вектор, кратный величине периода структуры (Рис. 2 в).

Работа поддержана Российским научным фондом грант № 18-79-10041.

## Литература

1. A.N. Grigorenko, M. Polini, K.S. Novoselov // Nature Photonics, V. 6, 749 (2012).

2. F.H.L. Koppens *et al.* // Nat. Nanotech., V. 9, 780 (2014).
3. F.J. García de Abajo // ACS Photonics, V. 1, 135-152 (2014).
4. A.K. Geim, I. V. Grigorieva // Nature, V. 499, 419-425 (2013).
5. P. Alonso-González *et al.* // Nat. Nanotech., V. 12, 31 (2017).
6. N. Kumada *et al.* // Nat. Commun., V. 4, 1363, (2013).
7. L. Du, D. Tang // Journal of the Optical Society of America A, V. 31, 691 (2014).
8. T. Wenger *et al.* // Phys. Rev. B, V. 97, 085419 (2018).
9. Yu.V. Bludov *et al.* // J. of Appl. Phys., V. 112, 084320 (2012).
10. A.Yu. Nikitin *et al.* // Nano Lett., V. 14, 2896 (2014).
11. V.V. Popov *et al.* // Phys. Rev. B, V. 91, 235436 (2015).
12. V.V. Popov *et al.* // Optics Express, V. 18, 16771 (2010).
13. L.A. Falkovsky, A. A. Varlamov // Eur. Phys. J. B, V. 56, 281 (2007).

# Синтез n+GaN слоев на виртуальных подложках GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> методом молекулярно–пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота

А.М. Мизеров<sup>1,\*</sup>, С.Н. Тимошнев<sup>1</sup>, М.С. Соболев<sup>1</sup>, Е.В. Никитина<sup>1</sup>,  
К.Ю. Шубина<sup>1</sup>, А.Д. Буравлев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> СПбАУ РАН, Академический университет, ул. Хлопина, д.8, корпус 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021.

\*andremizerov@rambler.ru

Разработан метод предварительной подготовки поверхностей виртуальных подложек GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, в потоке активированных частиц азота к МПЭ ПА синтезу слоев GaN. определены технологические параметры МПЭ ПА, позволяющие формировать на поверхности виртуальных подложек GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> относительно гладкие слои GaN и обеспечивать их легирование кремнием вплоть до  $4.6 \times 10^{19} \text{см}^{-3}$ .

## Введение

Гетероструктуры на основе широкозонных полупроводниковых соединений нитридов третьей группы (А3N) находят широкое применение в различных современных приборах [1, 2]. В связи с этим, все более актуальными становятся исследования, направленные на снижение контактного сопротивления при формировании омических контактов к А3N гетероструктурам. Наряду с традиционной технологией вжигаемых омических контактов (см., например [3]) в настоящее время проводится широкий спектр исследований по созданию омических контактов без использования процедуры высокотемпературного отжига - невжигаемых омических контактов. Один из перспективных методов создания невжигаемых омических контактов заключается в формировании на поверхности А3N гетероструктуры сильнолегированных кремнием контактных слоев n<sup>+</sup>GaN путем их эпитаксиального дорастивания [4]. Критически важным этапом перед началом формирования контактных слоев n<sup>+</sup>GaN является предварительная подготовка поверхности А3N гетероструктуры, проводимая с целью удаления поверхностных дефектов, таких как органические загрязнения или примесные атомы (кислород, углерод и пр.) [5, 6].

Еще одна задача при формировании контактных слоев n<sup>+</sup>GaN заключается в прецизионном контроле степени их легирования, поскольку, как показано в [7], оптимальная концентрация кремния в слоях n<sup>+</sup>GaN составляет порядка  $5 \times 10^{19} \text{см}^{-3}$ .

В работе проведены исследования, направленные на разработку эффективного метода предварительной подготовки поверхностей виртуальных подложек GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Кроме того, определены технологические параметры молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (МПЭ ПА), позволяющие формировать на поверхности виртуальных подложек GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> относительно гладкие слои GaN и обеспечивать их легирование кремнием вплоть до  $4.6 \times 10^{19} \text{см}^{-3}$ .

## Методика эксперимента

Синтез слоев GaN методом МПЭ ПА на виртуальных подложках GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, полученных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений, осуществлялся на установке Veeco Gen 200.

Непосредственно перед началом МПЭ ПА синтеза слоев GaN, поверхности виртуальных подложек проходили процедуру очистки в потоке активированного азота, соответствующему эквивалентной скорости роста GaN порядка  $F_N \sim 0.05 \text{ мкм/ч}$  при различных температурах  $T_S = 400 - 730^\circ\text{C}$ , проводимую с целью удаления органических загрязнений и примесных атомов кислорода, углерода и пр.

При МПЭ ПА синтезе слоев GaN использовались различные температуры подложки  $T_S = 650 - 715^\circ\text{C}$ , потоки галлия  $F_{Ga} = 0.13 - 0.5 \text{ мкм/ч}$  и фиксированные значения потока активированного азота  $F_N \sim 0.05 \text{ мкм/ч}$ .

## Результаты и обсуждение

Первые эксперименты по МПЭ ПА синтезу GaN на виртуальных подложках GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> были проведены без использования процедуры предварительной подготовки GaN поверхностей виртуальных подложек. Исследования морфологии поверхности выращенных образцов свидетельствовали о кардинальном отличии морфологии синтезированных методом МПЭ ПА верхних слоев GaN, имеющих 3D морфологию поверхности со следами капель галлия, от исходной, относительно гладкой, морфологии виртуальной подложки GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

В связи с этим в процессе дальнейших исследований в первую очередь был разработан метод предварительной подготовки GaN поверхностей виртуальных подложек GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Было обнаружено, что процесс предварительной подготовки виртуальных подложек целесообразно проводить в потоке активированных частиц азота при постепенном увеличении температуры подложки от T<sub>s</sub>=400°C до T<sub>s</sub>=600°C с последующей экспозицией подложки в потоке активированного азота при T<sub>s</sub>=600°C в течение 1 часа. В этом случае на протяжении всего процесса подготовки наблюдалась «линейчатая» картина дифракции отраженных быстрых электронов, свидетельствующая о сохранении исходной относительно гладкой 2D поверхности GaN. В свою очередь, увеличение температуры подложки до T<sub>s</sub>>650°C сопровождалось изменением картины дифракции быстрых электронов с «линейчатой» на «точечную», что, как правило, свидетельствует об увеличении шероховатости поверхности GaN.

Описанный выше метод предварительной подготовки виртуальных подложек GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, при котором сохранялась исходная, относительно гладкая, морфология поверхности GaN был использован при проведении экспериментов по синтезу GaN методом МПЭ ПА. В данных экспериментах были определены технологические параметры, позволяющие синтезировать слои GaN с относительно гладкой морфологией поверхности и гомогенным интер-

фейсом между верхним слоем GaN, выращенным методом МПЭ ПА и поверхностью виртуальной подложки GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Наиболее высокие морфологические качества продемонстрировали образцы, в которых МПЭ ПА синтез зародышевых слоев GaN с толщиной порядка 10 нм начинался при T<sub>s</sub>=650°C, F<sub>Ga</sub>~0.13 мкм/ч и F<sub>N</sub>~0.05 мкм/ч. После этого выращивался основной слой GaN с толщиной порядка 300 нм при T<sub>s</sub>=700°C, F<sub>Ga</sub>~0.25 мкм/ч и F<sub>N</sub>~0.05 мкм/ч. Данные технологические параметры были использованы и в экспериментах по МПЭ ПА синтезу легированных кремнием слоев GaN. В результате на виртуальных подложках GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> были сформированы двумерные, относительно гладкие слои GaN, в которых, согласно Холловским измерениям, концентрация электронов, достигала значений порядка n<sub>c</sub>~4.6×10<sup>19</sup> см<sup>-3</sup>.

Ростовые эксперименты проводились в рамках выполнения государственного задания министерства образования и науки Российской Федерации № 16.9789.2017/БЧ. Морфологические и электрические исследования образцов выполнены в рамках генерального соглашения о научно-исследовательской деятельности между Сколтехом и СПбАУ РАН (№3663-MRA, проект 4).

## Литература

- 1 D.-Y. Jeon *et al.* // *Microelectronic Engineering* 199, 40–44 (2018).
- 2 K. Kim *et al.* // *Nano Energy* 43, 259–269 (2018).
- 3 G. El-zammar *et al.* // *Materials Science in Semiconductor Processing* 78, 107–110 (2018).
- 4 Huang Jie *et al.* // *Chinese Phys. B* 23, 128102 (2014).
- 5 K. Zhou *et al.* // *Journal of Crystal Growth* 416, 175–181 (2015).
- 6 D.F. Storm *et al.* // *Journal of Crystal Growth*, 456, 121–132 (2016).
- 7 И.О. Майборода и др. *et al.* // *Письма в ЖТФ*, 40, 11 (2014).

# Плазмон-усиленная ближнепольная оптическая спектроскопия полупроводниковых наноструктур

А. Милёхин<sup>1,2\*</sup>, М. Rahaman<sup>3</sup>, Т. Дуда<sup>1</sup>, И. Милёхин<sup>1</sup>, К. Аникин<sup>1</sup>, Е. Родякина<sup>1,2</sup>, Р.Б. Васильев<sup>4</sup>, V. M. Dzhagan<sup>4</sup>, D.R.T. Zahn<sup>3</sup>, А.В. Латышев<sup>1,2</sup>

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

2 Новосибирский государственный университет, Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

3 Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, Chemnitz, Germany, D-09107.

4 Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, 119991.

5 V.Ye. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci., Kyiv, Ukraine, 03028.

\*milekhin@isp.nsc.ru

Предложен новый метод локального спектрального анализа полупроводниковых наноструктур, основанный на обнаруженном гигантском комбинационном рассеянии света (КРС) полупроводниковыми наноструктурами, расположенными на поверхности массива нанокластеров Au, вблизи металлизированной иглы атомно-силового микроскопа. Достигнуто беспрецедентное усиление сигнала КРС оптическими фонами двумерных (свыше  $10^8$  для MoS<sub>2</sub>) и нульмерных ( $10^6$  для нанокристаллов CdSe) полупроводниковых наноструктур с нанометровым пространственным разрешением.

## Введение

Комбинационное рассеяние света, усиленное металлизированным острием атомно-силового микроскопа (нано-КРС) является относительно новой техникой плазмон-усиленной ближнепольной оптической спектроскопии, но быстро превращается в мощный метод оптической характеристики вещества с нанометровым пространственным разрешением. Он сочетает в себе возможности КРС по химическому анализу, высокую чувствительность гигантского КРС и исключительное пространственное разрешение сканирующей зондовой микроскопии, в частности атомно-силовой микроскопии (АСМ). Нано-КРС основано на возможности контролируемого создания и позиционирования так называемой «горячей точки», области пространства между иглой микроскопа и поверхностью образца с высокой напряженностью локального электрического поля. Как было показано ранее [1-3], усиление интенсивности сигнала КРС для некоторых органических соединений может достигать 7 порядков, что достаточно для детектирования отдельных молекул, причем пространственное разрешение может достигать 2 нм при обычных условиях [4, 5] Большинство исследований по нано-КРС относится к органическим и биологическим молекулам [6,7], в то время как неорганические материалы остаются мало изучены [8-11].

В нашей работе, мы представляем исследования фононного спектра монослоев MoS<sub>2</sub> и нанокристаллов (НК) CdSe с помощью нано-КРС в режиме «щелевого плазмона» (в англоязычной литературе “gap-mode”), при которой объект исследования помещается между нанокластером Au и металлизированной иглой АСМ.

## Методика эксперимента

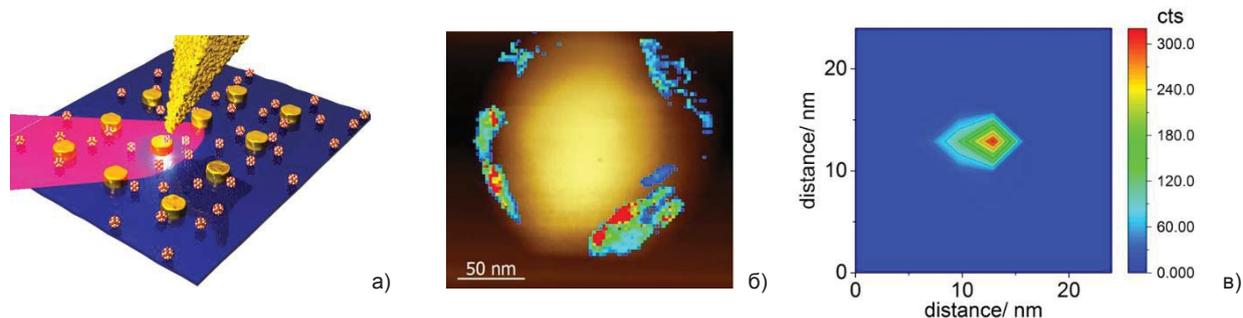
В качестве исследуемых образцов использовались монослои MoS<sub>2</sub> и НК CdSe, нанесенные на массивы нанокластеров Au методом переноса и по технологии Ленгмюра-Блоджетт (ЛБ), соответственно. Массивы нанокластеров размером 100-200 нм были сформированы с помощью нанолитографии [11]. Спектры нано-КРС были записаны на установке Xplora/AIST-NT TERS в геометрии квазиобратного рассеяния при обычных условиях. Схема эксперимента представлена на Рис.1а. Угол падения и регистрации излучения составлял 65° относительно нормали к поверхности образца. Длина волны возбуждения лазера составляла 785.3 нм. Детали эксперимента представлены в работе [12].

## Результаты и обсуждение

Спектры нано-КРС от монослоя MoS<sub>2</sub> и НК CdSe демонстрируют характерные особенности при 410 и 210 см<sup>-1</sup>, соответствующие частотам фононов

симметрии  $A_{1g}$  и продольных оптических фононов в  $MoS_2$  и  $CdSe$ . Картирование сигнала КРС для этих частот показывает, что максимальное усиление от нанобъектов наблюдается вблизи торцов нанокластеров  $Au$  (Рис.1б). Неоднородность усиления сигнала КРС свидетельствует о сильной локализации электромагнитного (ЭМ) поля вблизи торцов нанокластеров  $Au$ . При этом достигнуто беспрецедентное усиление сигнала КРС от монослоя  $MoS_2$  (свыше  $10^8$ ) и НК  $CdSe$  ( $10^6$ ), что позволило изучить фонанный спектр наноструктур, эффекты локальных механических напряжений и легирования

в  $MoS_2$  по сдвигу частоты  $A_{1g}$  моды [12]. Картирование субмонослойных покрытий НК  $CdSe$  с шагом 2 нм позволило визуализировать отдельный НК  $CdSe$  размером 6 нм [13] (Рис.1в). Помимо особенности при  $210\text{ см}^{-1}$  в спектрах nano-KPC НК  $CdSe$  наблюдается особенность вблизи  $190\text{ см}^{-1}$ , обусловленная поверхностными оптическими (SO) фононами в НК  $CdSe$ . Активация SO моды в спектрах КРС может быть обусловлена нарушением правил отбора для nano-KPC вследствие большого градиента ЭМ поля в «горячей точке».



**Рис. 2.** а)- Схема эксперимента nano-KPC, демонстрирующая взаимное расположение массива нанокластеров  $Au$  с нанесенными НК  $CdSe$ , иглы АСМ микроскопа и направления падающего лазерного излучения. б) Карта интенсивности сигнала КРС нанокристаллов  $CdSe$  на частоте LO фонона  $CdSe$ , совмещенная с АСМ изображением той же области с одним нанокластером  $Au$ . в) Изображение одного нанокристалла  $CdSe$ , полученное с помощью такого метода

## Заключение

Новый метод локального спектрального анализа наноструктур, основанный на плазмон-усиленной ближнепольной оптической спектроскопии, позволил получить информацию об оптических свойствах монослоя  $MoS_2$  и нанокристаллов  $CdSe$  с пространственным разрешением, находящимся далеко за дифракционным пределом.

## Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, фонда Volkswagen и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научных проектов №19-52-12041 и 18-02-00615.

Развитие технологии ЛБ в части нанесения молекулярных слоев органических пленок выполнялось в рамках Госзадания № 0242-2019-0001.

## Литература

1. C.C. Neacsu, J. Dreyer, N. Behr *et al.* // *Physical Review B*, V.73, 193406 (2006).
2. W. Zhang, B.S. Yeo, T. Schmid *et al.* // *The Journ. Phys. Chem. C*, V.111, 1733 (2007).

3. V. Deckert, T. Deckert-Gaudig, M. Diegel *et al.* // *Faraday Discussions*, V.177, 9 (2015).
4. T. Deckert-Gaudig, E. Kammer and V. Deckert // *Journal of Biophotonics*, V.5, 215 (2012).
5. C. Chen, N. Hayazawa and S. Kawata // *Nature Communications*, V.5, 3312 (2014).
6. A.B. Zrimsek, N. Chiang, M. Mattei *et al.* // *Chemical Reviews*, V.117, 7583 (2017).
7. X. Shi, N. Coca-Lopez, J. Janik and A. Hartschuh // *Chemical Reviews*, V.117, 4945 (2017).
8. N. Kazemi-Zanjani, E. Kergrene, L. Liu *et al.* // *Sensors*, V.13, 12744 (2013).
9. E. Sheremet, A.G. Milekhin, R.D. Rodriguez *et al.* // *Phys. Chem. Chem. Phys.*, V. 17, 21198 (2015).
10. D.V. Voronine, G. Lu, D. Zhu *et al.* // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 23 (2017).
11. A.G. Milekhin, N.A. Yeryukov, L.L. Sveshnikova, *et al.* // *Thin Solid Films*, V.543, 35 (2013).
12. A.G. Milekhin, M. Rahaman, E.E. Rodyakina *et al.* // *Nanoscale* V.10, 2755 (2018).
13. V.M. Dzhagan, Yu.M. Azhniuk, A.G. Milekhin, *et al.* // *Journ. Phys. D: Appl. Phys.*, 51, 503001 (2018).

# Гигантская анизотропия in-plane g-фактора электронов в квантовых ямах HgTe, выращенных на подложке с ориентацией [013]

Г.М. Миньков<sup>1,2,§</sup>, В.Я. Алешкин<sup>3</sup>, А.А. Шерстобитов<sup>1,2</sup>, О.Э. Рут<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>4,5</sup>, С.А. Дворецкий<sup>4,5</sup>

1 Институт физики металлов УрО РАН, ул. Софьи Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990.

2 Институт естественных наук и математики, Уральский федеральный университет, ул. Мира, 19, Екатеринбург 620002.

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

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

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

§grigori.minkov@imp.uran.ru

Измерены осцилляции Шубникова де Гааза в квантовых ямах (QW) HgTe в наклонных магнитных полях. Использовались две конфигурации: 1) ось вращения перпендикулярна нормали к 2D плоскости и к магнитному полю; 2) ось вращения параллельна нормали к 2D плоскости и составляет некоторый угол с направлением магнитного поля. Анализ зависимости амплитуды осцилляций в малых магнитных полях позволил экспериментально определить g-фактор в нормальном магнитном поле и зависимость in-plane g-фактора от ориентации in-plane магнитного поля относительно кристаллографических осей.

## Введение

Спин-зависимые эффекты в транспорте, туннелировании, оптике важны как для понимания и интерпретации всех наблюдаемых зависимостей, так и для возможных применений. Такие эффекты определяются в первую очередь величиной g-фактора и его анизотропией, т.е. зависимостью от направления магнитного поля относительно 2D плоскости и кристаллографических осей.

## Результаты и обсуждение

Экспериментально величина и анизотропия g-фактора электронов в квантовых ямах HgTe исследовались в работах [1]. Однако, во всех случаях предполагалось, что in-plane g-фактор изотропен. Справедливость этого предположения оставалась неясной.

В настоящей работе величина и анизотропия g-фактора определялись из анализа зависимостей амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза в наклонных магнитных полях. Использовались две конфигурации оси вращения относительно магнитного поля (см. Рис.1). В первой конфигурации ось

вращения перпендикулярна магнитному полю и лежит в 2D плоскости; во второй - ось вращения перпендикулярна 2D плоскости и составляет угол  $\theta$  с направлением магнитного поля. Рассмотрим результаты, полученные на структуре 150224 с толщиной QW 10 nm, выращенной на подложке с ориентацией [013].

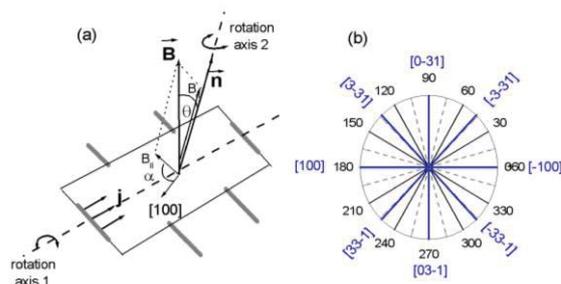


Рис. 1. Эскиз, показывающий две конфигурации оси вращения, магнитного поля и кристаллографических осей (а); связь между углом  $\alpha$  и кристаллографическими осями (б)

На Рис. 2а,с приведены зависимости осцилляций  $d\rho_{xx}/dB_{\perp}$  от перпендикулярной компоненты магнитного поля,  $B_{\perp}$ , для концентрации электронов  $n=2.07 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , при некоторых значениях угла  $\theta$ , для двух ориентаций образца: (а) in-plane компонента магнитного поля,  $B_{\parallel}$ , направлена вдоль [3-3

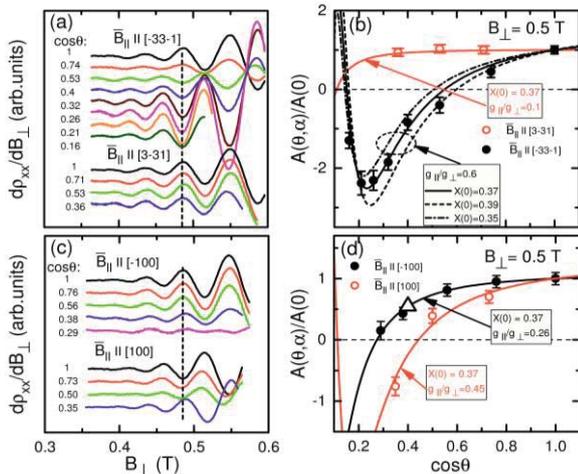
1]; (с)  $B_{\parallel}$  направлена вдоль  $[1\ 0\ 0]$ . Рис.2b,d показывают зависимости амплитуды осцилляций,  $A(\theta, \alpha)$ , в поле  $B_{\perp}=0.5\text{T}$  от угла  $\theta$ . Ясно видно, что эти зависимости существенно отличаются при вращении по и против часовой стрелки (сплошные и пустые символы, соответственно), что соответствует появлению in-plane компоненты  $B_{\parallel}$  в первом случае вдоль оси  $[-3\ 3\ -1]$ , а во втором - вдоль оси  $[3\ -3\ 1]$ . Такое отличие является следствием анизотропии in-plane g-фактора,  $g_{\perp}$ . В малых магнитных полях, когда осцилляции определяются слитыми уровнями Ландау, зависимость  $A(\theta, \alpha)$  определяется отношением спинового расщепления, к орбитальному

$$A(\theta, \alpha) / A(0, \alpha) = \cos(\pi X(\theta, \alpha)) / \cos(\pi X(0, \alpha)) \quad (ф1)$$

где  $X(\theta, \alpha) = g(\theta, \alpha)\mu_B B / (\hbar e B_{\perp} / m^*)$ ,

$$g(\theta, \alpha) = \sqrt{g_{\perp}^2 \cos(\theta)^2 + g_{\parallel}(\alpha)^2 \sin(\theta)^2}$$

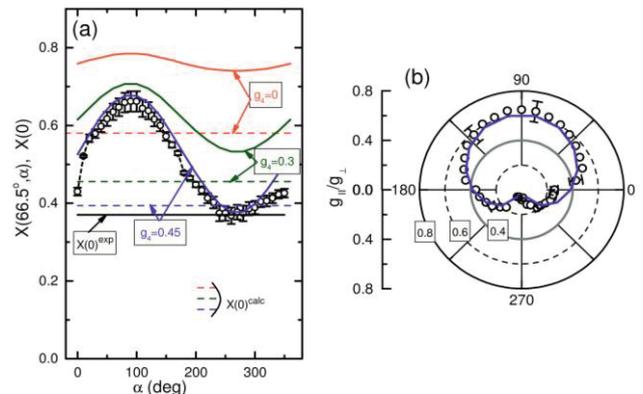
В том случае, когда  $A(\theta, \alpha) / A(0, \alpha)$  имеет экстремум при  $\theta_{extr}$ , это отношение при угле  $\theta_{extr}$  зависит только от  $g_{\perp}$ . Сравнивая экспериментальные зависимости  $A(\theta, \alpha) / A(0, \alpha)$  с



**Рис. 2.** (а, с) зависимости осцилляций  $d\rho_{xx} / dB_{\perp}$  от  $B_{\perp}$  при некоторых углах  $\theta$  для двух ориентаций образца; (b,d) зависимости амплитуды осцилляций от  $\cos(\theta)$  для этих ориентаций образца. Отрицательная амплитуда соответствует изменению фазы осцилляций на  $\pi$

формулой (1) можно найти  $X(0)$  (из Рис.2b) и  $X(\theta, \alpha)$ , а значит и значения  $g_{\perp}$  и  $g_{\parallel}(\alpha)$ . Рассчитанные зависимости  $A(\theta, \alpha) / A(0, \alpha)$  и значения этих параметров, приведенные на Рис.2b,d показывают, что при этих ориентациях отношение  $g_{\perp} / g_{\parallel}$  меняется от 0.1 до 0.26.

Для детального определения зависимости анизотропии g-фактора от угла  $\alpha$  были измерены осцилляции при второй конфигурации (см. Рис.1), при которой вращение не меняет значения  $B_{\parallel}$  и  $B_{\perp}$ , но меняет ориентацию  $B_{\parallel}$  относительно кристаллографических осей. Из них были определены зависимости амплитуды осцилляций от угла  $\alpha$ , зависимость отношения зеемановского расщепления к орбитальному,  $X(66.5^{\circ}, \alpha)$  (Рис.3а) и анизотропия g-фактора (Рис.3b). Для сопоставления полученных результатов с теорией, в рамках 4-х зонной kP модели были рассчитаны энергии уровней Ландау в наклонном магнитном поле при различной ориентации  $B_{\parallel}$  относительно кристаллографических осей с учетом interface inversion asymmetry, ПА. Найденные из этих расчетов зависимости  $X(66.5^{\circ}, \alpha)$  от  $\alpha$  при различных значениях параметра  $g_4$ , который определяет вклад ПА, приведены на Рис.3а. Видно, что согласие с экспериментом может быть получено лишь при учете ПА, а значение  $g_4=0.45$  дает удивительно хорошее количественное согласие с экспериментом.



**Рис. 3.** (а) экспериментальная (символы) и рассчитанные зависимости отношения спинового расщепления к орбитальному от  $\alpha$  при  $\theta=66.5^{\circ}$  (сплошные кривые.) различных значениях параметра  $g_4$ . Штриховые линии показывают значения  $X(0)$  при тех же значениях  $g_4$ . (b) зависимость анизотропии g-фактора,  $g_{\parallel}/g_{\perp}$ , от угла  $\alpha$ . Символы - эксперимент, Кривая – расчет при значении  $g_4=0.45$

Работа выполнена в рамках госзадания ФАНО № АААА-А18-118020190098-5 при поддержке РФФИ (грант 18-02-00050)

### Литература

1. F. F. Fang and P. J. Stiles, // Physical Review , V. 174, 823 (1968), G. Minkov *et al* // Physica E, V.91, 203 (2017).

# Повышение воспроизводимости резистивного переключения в многослойных мемристивных наноструктурах на основе стабилизированного иттрием оксида циркония

А.Н. Михайлов, А.И. Белов, Д.С. Королев, И.Н. Антонов, С.Ю. Зубков, М.Е. Шенина, В.Е. Милин, А.А. Сушков, Д.А. Павлов, Д.И. Тетельбаум, О.Н. Горшков, С.В. Тихов\*

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, корп.3, Нижний Новгород, 603950.

\*tikhov@phys.unn.ru

Изучены структура, состав и электрофизические свойства мемристивных МДМ-структур Au/Ta/ZrO<sub>2</sub>(Y)/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/TiN, демонстрирующих воспроизводимый эффект переключения между нелинейными резистивными состояниями, перспективный для аппаратной реализации нейроморфных систем.

## Введение

Перспективным подходом к решению проблемы воспроизводимости параметров мемристивных тонкопленочных структур является инженерия материалов и интерфейсов путем комбинации проводящих электродов с заданным средством к кислороду и диэлектрических слоев различного состава. В данной работе такой подход позволил впервые продемонстрировать стабилизацию переключения между нелинейными резистивными состояниями в многослойной структуре на основе пленок стабилизированного иттрием диоксида циркония с заданной концентрацией кислородных вакансий, дополнительных оксидных слоев и нанокластеров тантала, формирующихся в процессе осаждения.

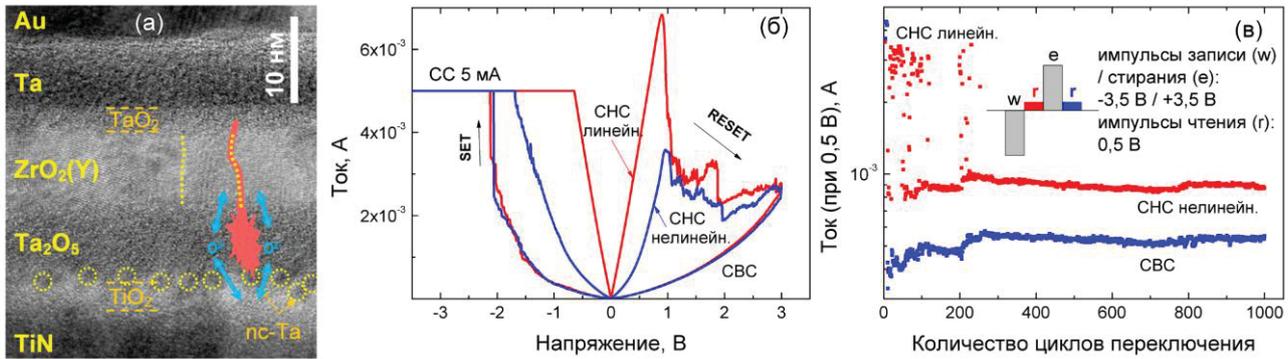
## Методика эксперимента

Структура Au/Ta/ZrO<sub>2</sub>(Y)/Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub>/TiN (рис. 1а) была получена методом магнетронного распыления. Состав слоев контролировался методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) поперечного сечения было установлено, что пленка Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> является аморфной, а пленка ZrO<sub>2</sub>(Y) характеризуется колончатой поликристаллической структурой (рис. 1а). В процессе осаждения пленки Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> на границе с TiN происходит частичное замещение атомов азота на атомы кислорода с формированием интерфейсного слоя TiO<sub>2</sub> и слоя нанокластеров Ta. Переходный слой

из окисленного Ta формируется на интерфейсе между ZrO<sub>2</sub>(Y) и верхним электродом, создавая избыток кислородных вакансий в ZrO<sub>2</sub>(Y).

## Результаты и обсуждение

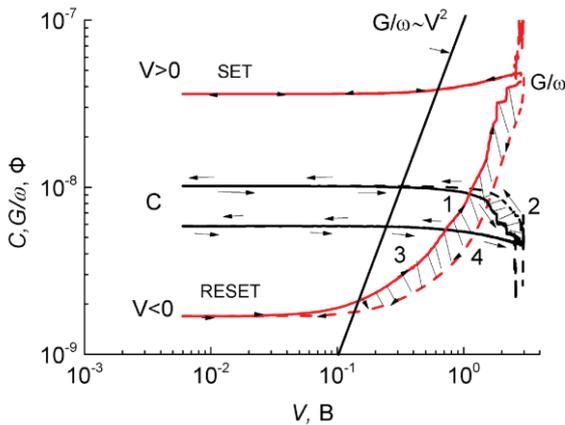
В исходном состоянии структура обладает электретным эффектом (ЭЭ), который обуславливает гистерезис ее вольтамперных характеристик (ВАХ). Этот гистерезис проявляется уже при комнатной температуре и обусловлен захватом свободных электронов на глубокие ловушки в диэлектрике. По площади петли гистерезиса оценена поверхностная концентрация этих ловушек  $\sim 10^{14}$  см<sup>-2</sup>. Электронный ЭЭ переходит в ионный ЭЭ при температуре более 410 К. Энергия активации второго эффекта составляет 0,6 эВ, что соответствует энергии активации миграции вакансий кислорода по границам зерен в ZrO<sub>2</sub>(Y) [1]. В процессе электроформовки (ЭФ) при  $V < 0$  на Au с ростом величины  $V$  на ВАХ наблюдался сначала сублинейный участок, связанный с заполнением ловушек, затем участок резкого роста тока, соответствующий эффекту Пула-Френкеля или Шоттки, после чего скачком происходила ЭФ. После ЭФ ЭЭ исчезал, а структура демонстрировала биполярное резистивное переключение (рис. 1б), для которого характерно нелинейное состояние с высоким сопротивлением (СВС) и два вида состояний с низким сопротивлением (СНС – линейное и нелинейное).



**Рис. 1.** ПЭМ-изображение поперечного сечения мемристинной наноструктуры (а), типичные ВАХ в ходе первых 100 циклов переключения после ЭФ (б) и данные по стабильности переключения в импульсном режиме (в)

В линейном СНС температурная зависимость характеризовалась положительным температурным коэффициентом. В нелинейном СНС наблюдался полупроводниковый характер со степенной зависимостью от температуры с показателем от 0,5 до 2, зависящим от величины напряжения (увеличивался с уменьшением напряжения). Такое поведение может наблюдаться при частичном шунтировании нелинейного канала протекания тока омическим сопротивлением. После ЭФ структура обладала нелинейными емкостными свойствами. Наблюдались зависимости от  $V$  емкости  $C$  и приведенной к круговой частоте проводимости  $G/\omega$  (рис. 2).

сделать вывод о большом разнообразии физических явлений в исследованной структуре даже без учета электрохимических процессов в ней. Практически важно то, что в этой структуре после нескольких сотен циклов стабилизируется переключение между нелинейными состояниями, которые характеризуются низким разбросом значений сопротивления (рис. 1в). Полученный результат интерпретирован на основе представлений о формировании филаментов с центральной проводящей частью в пленке  $ZrO_2(Y)$  и воспроизводимых структурно-фазовых превращениях в пленке оксида тантала с формированием и разрушением более проводящей (рутилоподобной) фазы  $TaO_2$ , обеспечивающей полупроводниковый характер протекания тока. Стабилизация резистивных состояний объясняется наличием границ зерен в  $ZrO_2(Y)$  как предпочтительных мест для зарождения филаментов, наличием нанокластеров Ta как концентраторов электрического поля и воспроизводимым обменом кислородом между слоями (см. пометки на рис. 1а). Замена Ta на Zr и исключение из структуры слоя  $Ta_2O_5$  не обеспечивали эффект стабилизации переключения. Воспроизводимое плавное резистивное переключение, обнаруженное в данной работе, перспективно для программирования мемристинных устройств как весовых коэффициентов моделей нейронных сетей.



**Рис. 2.** CV- (1, 2) и GV- (3, 4) характеристики в стабилизированном состоянии после ЭФ, измеренные на частоте 50 кГц в направлениях от 0 до -3 В и обратно (1, 3); от 0 до 3 В и обратно (2, 4). Скорость развертки – 0,62 В/с

Наличие пиков на зависимостях  $G/\omega$  от  $V$  и сдвига кривых по оси  $V$  можно объяснить влиянием захвата электронов на ловушки в диэлектрике [2]. Оцененная по площади под кривыми сдвига (заштрихованы на рис. 2) концентрация заряда на ловушках дала значение  $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ . Квадратичный рост  $G/\omega$  от  $V$  свидетельствует о расширении филаментов с ростом напряжения. Таким образом, можно

Работа выполнена в рамках гранта Правительства Российской Федерации (14.Y26.31.0021).

### Литература

1. S.V. Tikhov, O.N. Gorshkov, I.N. Antonov *et al.* // *Advances in Materials Science and Engineering*, V. 2018, 2028491 (2018).
2. Л.М. Возмилова, В.И. Гаман, В.М. Каньгина *и др.* // *ФТП*, Т. 31, №4, 492 (1997).

# Выращивание структур с множественными квантовыми ямами HgTe для ИК фотоприемников

Н.Н. Михайлов<sup>1,2\*</sup>, С.А. Дворецкий<sup>1,3</sup>, Д.Г. Икусов<sup>1</sup>, В.В. Карпов<sup>4</sup>, В.Г. Ремесник<sup>1</sup>,  
Е.В. Сусов<sup>4</sup>, И.Н. Ужаков<sup>1</sup>, А.В. Филатов<sup>4</sup>, В.А. Швец<sup>1,2</sup>, В.Я. Алешкин<sup>5</sup>

1 Институт физики полупроводников им. Ржанова Сибирского отделения РАН, пр. Лаврентьева 13, Новосибирск, 630090.

2 Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 1, Новосибирск, 630090.

3 Томский государственный университет, пр. Ленина 36, Томск, 634050

4 АО «Московский завод Сапфир», Днепропетровский проезд, 4А, стр. 3А, Москва, 117545

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

\* mikhailov@isp.nsc.ru

Проведено выращивание структур с множественными квантовыми ям (КЯ) HgTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии с *in situ* эллипсометрическим контролем. Представлены спектры поглощения и фотопроводимости, характеристики структур с множественными HgTe КЯ. Измерены спектры поглощения и фотопроводимости. На основе структур с множественными квантовыми ямами HgTe по заводской технологии были изготовлены ИК фоторезисторы (50×50 мкм) и измерены их характеристики.

## Введение

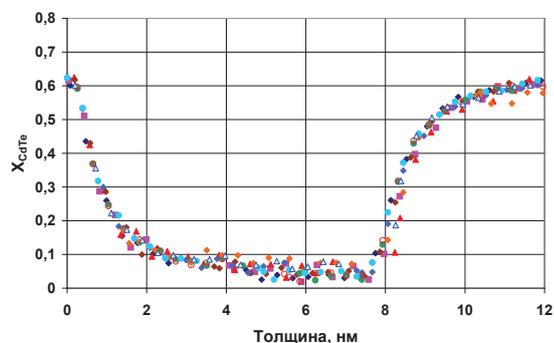
Материалы на основе твердых растворов теллуридов кадмия и ртути – базовый материал для создания фотоприемных устройств (ФПУ), работающих в ИК области спектра. На основе проведенных расчетов показано, что сверхрешетки HgTe/CdTe III типа имеют большие потенциальные возможности для создания ФПУ в диапазоне длин волн от ИК до ТГц [1,2]. Нами предложено использовать множественные HgTe КЯ для создания резистивных приемников ИК излучения (фотоспротивлений). Авторы [3] провели расчеты и показали перспективность создания резистивных ИК ФП на основе структур с множественными квантовыми ямами (МСКЯ) HgTe/HgCdTe. В сверхрешетках необходимо воспроизводимое выращивание с прецизионным контролем толщины КЯ, толщины барьеров и составов в них. Для структур с МСКЯ, необходим прецизионный контроль, только одного параметра – толщины КЯ. При разделении КЯ барьерами в несколько десятков нм, влияние толщины барьера нивелируется, а для барьеров с составом  $X_{\text{CdTe}} \geq 0,6$  влияние флуктуации состава в барьерах также уменьшается, т.к. положение уровней размерного квантования слабо зависит от состава. Были проведены исследования по выращиванию МСКЯ HgTe/HgCdTe для создания ИК фотоприемников. Получены данные фотоэлектрических характеристик фотоспротивлений на основе выращенных МСКЯ HgTe/HgCdTe.

## Экспериментальные результаты и обсуждение

Выращивание структур производилось на установке молекулярно-лучевой эпитаксии “Обь-М” [4], с новой технологической оснасткой. Для прерывания потока Cd использовался механический клапан, расположенный между кольцевым формирователем потока (позволял сохранить пространственное распределение потока) и источником кадмия. Управление работой клапана осуществлялось шаговым двигателем по заданной программе. Контроль состава и толщины выращиваемых структур осуществлялся встроенным высокочувствительным быстродействующим одноволновым эллипсометром.

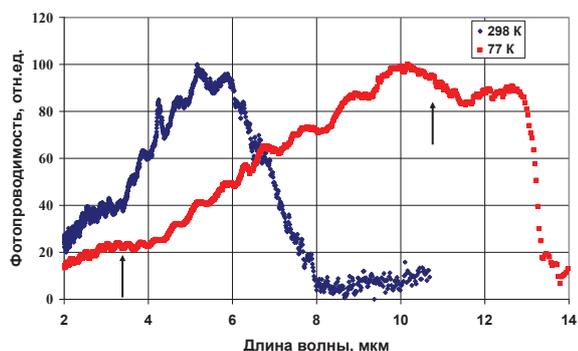
Были выращены серии МСКЯ HgTe/HgCdTe на подложках (013)CdTe/ZnTe/GaAs. Количество КЯ изменялось от 5 до 200, толщина слоев HgTe варьировалась от 3 до 18 нм. Состав барьеров  $X_{\text{CdTe}} \geq 0,6 \pm 0,075$ , толщина барьеров HgCdTe составляла ~ 30 нм. Разработан эллипсометрический метод прецизионного восстановления состава в множественных HgTe КЯ, основанный на замене слоя переменного состава на «эффективную» подложку постоянного состава с эффективными оптическими свойствами. Данный метод позволяет с высокой точностью восстановить распределение состава по толщине в последовательно выращенных HgTe КЯ. На рис.1 представлены типичные профили распределения состава в HgTe КЯ (структура с 50 КЯ - 1КРТ170405). Видно, что в выращенных КЯ

наблюдается воспроизводимое изменение распределение состава. Средний статистический разброс для фиксированной координаты составил  $\delta X_{\text{CdTe}} \sim 0,02$  молярных долей. Наблюдаемое размытие гетерограниц связано с конструктивными особенностями установки МЛЭ.



**Рис. 1.** Профили распределения состава для 10 HgTe КЯ, наложенные друг на друга. Каждый символ соответствует отдельной КЯ

Для характеристики выращенных структур измерялись спектры поглощения и пропускания при комнатной температуре. На изготовленных путем скалывания тестовых фотосопротивлениях размером  $1 \times 1 \text{ мм}^2$  измерялись спектры фотопроводимости в области длин волн от 2 до 20 мкм в температурном интервале от 296 до 77 К на фурье-спектрометре «Инфралюм».

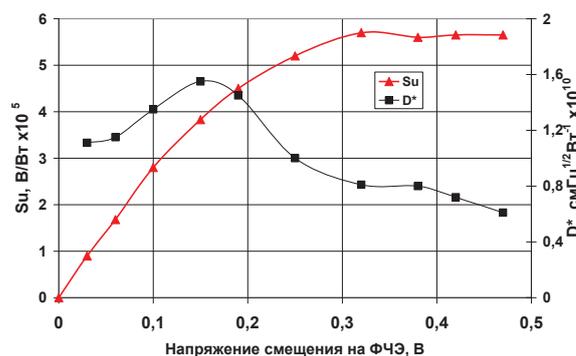


**Рис. 2.** Спектры фотопроводимости структуры с HgTe КЯ (50 ям), измеренные 298 К (синие кружки) и при 77К (красные квадратики)

Спектр фотопроводимости для структур с множественными HgTe КЯ аналогичен объемному материалу с небольшими особенностями, связанными с уровнями размерного квантования в КЯ (показаны стрелками). При охлаждении структуры, спектральная характеристика смещается в длинноволновую область (аналогично объемному материалу). Величина длинноволновой границы увеличивается с толщиной HgTe КЯ. Таким образом можно созда-

вать фотосопротивления с заданной длинноволновой границей, выбирая соответствующую толщину КЯ.

По заводской технологии АО «МЗ «Сапфир» методом струйного аэрозольного травления в на основе МСКЯ HgTe/HgCdTe были изготовлены ИК фоторезисторы, размером  $50 \times 50 \text{ мкм}$  без просветляющего покрытия, и измерены их характеристики. Контакты создавались электрохимическим осаждением индия. На рис. 3 показана зависимость вольтовой чувствительности ( $S_u$ ) и обнаружительной способности ( $D^*$ ) от напряжения смещения.



**Рис. 3.** Зависимость вольтовой чувствительности ( $S_u$ ) и обнаружительной способности ( $D^*$ ) для фоторезисторов (структура с 50-ю HgTe КЯ). Угол зрения  $\approx 45^\circ$

Наблюдается увеличение  $S_u$  с выходом на полку при напряжении смещения  $\geq 0,25 \text{ В}$ , а  $D^*$  проходит через максимум при  $0,15 \pm 0,2 \text{ В}$ . Проведено исследование параметров фоторезисторов при различных фоновых потоках. Значение вольватной чувствительности составило  $5,8 \times 10^5 \text{ В/Вт}$  для ИК фоторезисторов с длинноволновой границей  $\lambda_{\text{max}} = 11,6 \text{ мкм}$ , изготовленных на основе структур с множественными HgTe КЯ (толщина HgTe КЯ = 8,6 нм, 50 слоев HgTe).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (проект №18-29-20053) и проект №0306-2018-0010.

## Литература

1. M.A. Kinch // J. Electr.Mat., v. 29, N 6, p. 809, 2000.
2. M.A. Kinch. // Book of SPIE, V. TT76, 186 с., (2007).
3. V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, S.V. Morozov *et al.* // Optical mat. Express, V8, № 5, 1349 (2018).
4. Yu.G. Sidorov, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov *et al.* // Advances in Semiconductor Nanostructures, Elsevier 297 (2017).

# Управление сверхбыстрым фазовым переходом диэлектрик-металл в наноструктурах $\text{VO}_2$ пикосекундными импульсами деформации

Я.А. Могун<sup>1,\*</sup>, А.Е. Федянин<sup>1,2</sup>, F. Fernández<sup>3</sup>, S. Lysenko<sup>3</sup>, A.J. Kent<sup>4</sup>, А.В. Щербаков<sup>1,5</sup>, А.М. Калашникова<sup>1</sup>, А.В. Акимов<sup>4</sup>

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

2 Университет информационных технологий, механики и оптики, Кронверкский проспект, 49, Санкт-Петербург, 197101.

3 Department of Physics, University of Puerto Rico, Mayaguez, Puerto Rico, USA, 00681.

4 School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham, UK, NG7 2RD.

5 Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, Dortmund, Germany, D-44227.

\*mogunov@mail.ioffe.ru

Экспериментально продемонстрирована возможность контролируемо усиливать или ослаблять сверхбыстрый лазерно-индуцированный фазовый переход диэлектрик-металл (СПДМ) в наноструктурах  $\text{VO}_2$  при помощи приложения биполярных импульсов продольной деформации пикосекундной длительности. Показано, что модификация СПДМ определяется только мгновенным значением деформации в  $\text{VO}_2$  в момент возбуждения СПДМ фемтосекундным лазерным импульсом. Именно оно влияет на количество наноструктур, переходящих в металлическую фазу. Предложена модель на основе теории Ландау для фазовых переходов, описывающая влияние импульса деформации на СПДМ.

## Введение

Деформационная инженерия (strain engineering) активно используется в современной микро- и нанозлектронике для модификации свойств структур путём приложения статических деформаций с заданным нанометровым пространственным распределением [1]. Однако, помимо миниатюризации, для развития современной электроники также важно достижение минимальных времён отклика, что, в частности, требует переноса методов деформационной инженерии на субнаносекундные временные масштабы.

Мы представляем реализацию пикосекундной деформационной инженерии, основанную на управлении электрическими и оптическими свойствами наноструктур с фазовым переходом путём приложения импульсов деформации пикосекундной длительности [2].

Перспективным объектом для такого подхода является диоксид ванадия  $\text{VO}_2$  – сильно коррелированный материал, в котором при 340 К наблюдается переход диэлектрик-металл (ПДМ) из полупроводникового состояния ( $E_g = 0.6$  эВ) в металлическое [3]. При этом электрическое сопротивление  $\text{VO}_2$  падает на 5 порядков, и происходит суще-

ственная модификация оптических спектров [3]. Этому фазовому переходу сопутствует повышение кристаллической симметрии от моноклинной до тетрагональной [3], что приводит к сильной связи между электронной и фононной подсистемами [4, 5]. Сверхбыстрый ПДМ (СПДМ) в  $\text{VO}_2$ , происходящий на временах менее 1 пс, может быть индуцирован фемтосекундным лазерным импульсом и имеет нетермическую природу [3 – 5, 7].

## Методика эксперимента

В данной работе использовались эпитаксиальные наноструктуры  $\text{VO}_2$  с ориентацией (020), выращенные на подложке  $\text{Al}_2\text{O}_3$  (0001) методом импульсного лазерного напыления [4]. Полученные островки имеют высоту  $70 \pm 20$  нм и диаметр  $200 \pm 55$  нм.

Для возбуждения СПДМ в наноструктурах  $\text{VO}_2$  при комнатной температуре использовался 170-фемтосекундный лазерный импульс с плотностью энергии до  $30$  мДж/см<sup>2</sup> (длина волны 1028 нм, частота повторений 5 кГц). Одновременно в слой  $\text{VO}_2$  инжектировался биполярный импульс продольной деформации длительностью  $\sim 90$  пс и амплитудой  $\sim 0.1$  %. Этот импульс генерировался по методике пикосекундной акустики [6]. Задержка

во времени между лазерным импульсом, возбуждающим СПДМ, и передним фронтом импульса деформации выставлялась на определённых фиксированных значениях в каждом эксперименте.

Измерение отклика  $\text{VO}_2$  на комбинированное воздействие фемтосекундных лазерных импульсов и импульсов деформации проводились по методике фемтосекундной накачки-зондирования. Динамика изменения состояния  $\text{VO}_2$  детектировалась по изменению оптического отражения для мало-мощного пробирующего фемтосекундного лазерного импульса из того же источника.

## Результаты и обсуждение

По итогам экспериментов было обнаружено, что действие импульса деформации с пиковой амплитудой  $\sim 0.1\%$  приводит к изменению эффективности СПДМ на  $\sim 1\%$ . Данное изменение зависело от величины и знака мгновенного значения деформации, присутствовавшей в наноструктурах  $\text{VO}_2$  в момент возбуждения СПДМ. Важно, что часть импульса деформации, присутствующая в  $\text{VO}_2$  после наступления СПДМ, не оказывала влияния на дальнейшую динамику фазового перехода.

Полнота превращения  $\text{VO}_2$  в металлическую фазу зависит от плотности энергии лазерного импульса, возбуждающего переход. Поэтому были измерены зависимости дополнительного вклада в СПДМ, индуцированного импульсом деформации, от  $W$ . Оказалось, что влияние деформации отсутствует, если  $W$  недостаточна для возбуждения СПДМ (ниже порогового значения  $6 \text{ мДж/см}^2$ ), или же достаточна для полного перевода  $\text{VO}_2$  в пределах лазерного пятна в металлическую фазу (выше значения насыщения  $20 \text{ мДж/см}^2$ ). Из данного наблюдения следует вывод, что действие деформации на СПДМ приводит к изменению доли  $\text{VO}_2$ , переходящей в лазерно-индуцированную металлическую фазу.

Для объяснения наблюдаемых эффектов была применена модифицированная модель [7] на основе теории Ландау для фазовых переходов. СПДМ рассматривается как моментальное возникновение глобального минимума потенциальной энергии, соответствующего металлической фазе. При этом, если СПДМ не полный, то сохраняется локальный минимум метастабильной диэлектрической фазы. Деформация, присутствующая в  $\text{VO}_2$  в момент перехода, влияет на глубину этого локального минимума. Таким образом, вероятность, что система

совершит переход в металлическую или метастабильную диэлектрическую фазы, контролируется деформацией, присутствующей в материале в момент возбуждения.

Часть импульса деформации, достигающая  $\text{VO}_2$  уже после СПДМ, модулирует величину потенциального барьера между двумя минимумами энергии. Однако характерное время преодоления этого барьера лежит в наносекундной области, что гораздо больше длительности импульса деформации ( $\sim 90 \text{ пс}$ ). Таким образом, динамика системы после СПДМ оказывается не чувствительной к динамической деформации той величины, которая была достижима в наших экспериментах ( $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ ).

## Заключение

Полученные результаты представляют собой первую демонстрацию управления сверхбыстрым фазовым переходом в нанобъектах при помощи динамической пикосекундной деформации. Предложенный в работе метод пикосекундной деформационной инженерии может быть распространен на другие типы сверхбыстрых фазовых переходов [8–9].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (17-52-10015) и РНФ (16-12-10520).

## Литература

1. R. Roldán *et al.* // Journal of Physics: Condensed Matter, V. 27, 313201 (2015).
2. Ia. A. Mogunov *et al.* // arXiv:1810.06494, submitted.
3. D. Wegkamp, J. Stähler // Progress in Surface Science, V. 90, 464 (2015).
4. S. Lysenko *et al.* // Physical Review B, V. 75, 075109 (2007).
5. A. Cavalleri *et al.* // Physical Review B, V. 70, 161102 (2004).
6. P. J. S. van Capel, E. Péronne, J. I. Dijkhuis // Ultrasonics, V. 56, 36 (2015).
7. S. Lysenko *et al.* // Physical Review B, V. 96, 075128 (2017).
8. J. A. de Jong *et al.* // Physical Review Letters, V. 108, 157601 (2012).
9. S. L. Johnson *et al.* // Physical Review Letters, V. 108, 037203 (2012).

# Сужение плазмонных резонансов фотоотклика при возбуждении плазмонов методом нарушенного полного отражения в двухслойной графеновой структуре

И.М. Моиссенко<sup>1</sup>, В.В. Попов<sup>1</sup>, Д.В. Фатеев<sup>1, 2, \*</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им В. А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет им. Н. Г. Чернышевского, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

\* fateevdv@yandex.ru

Теоретически исследованы резонансы фотоотклика в двухслойной графеновой структуре, содержащей один слой допированного графена и один слой инвертированного графена. Выяснено, что за счет подкачки энергии из инвертированного графена в плазмоны, происходит значительное сужение плазмонных резонансов фотоотклика в терагерцовом частотном диапазоне.

## Введение

В последнее время интенсивно исследуются плазмонные свойства графена в терагерцовом (ТГц) частотном диапазоне [1]. В настоящее время современные технологии [2] позволяют создавать графеновые структуры с подвижностью носителей заряда порядка  $100000 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  и временем релаксации импульса носителей порядка 1 пс при комнатных температурах, что позволяет возбуждать плазменные резонансы в ТГц диапазоне частот. Нелинейные свойства движения носителей заряда в плазменной волне в графене приводят к возможности детектирования ТГц излучения в графеновых микро- и наноструктурах [3]. Гидродинамическими плазмонными механизмами выпрямления ТГц излучения являются эффект увлечения носителей заряда плазменной волной и эффект электрон-дырочного плазмонного хриповика [4]. Однако в ТГц диапазоне частот добротность плазмонных резонансов остается достаточно низкой при достижимых временах релаксации импульса носителей заряда.

С другой стороны уникальным свойством графена является возможность создания инверсной населенности носителей заряда с последующим испусканием ТГц кванта. Исследуются различные типы создания инверсной населенности в графене [5-7], с целью использования графена для создания усилителей и генераторов ТГц излучения [8].

В этой работе исследуется сужение плазмонных резонансов фотоотклика при возбуждении плазмо-

нов методом нарушенного полного отражения в структуре с инвертированным графеном.

## Результаты и обсуждение

Рассматриваемая структура состоит из двух пространственно однородных листов графена, разделенных тонким диэлектрическим слоем (Рис. 1). Нижний графен имеет инвертированное распре-

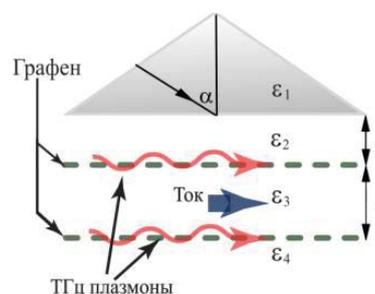


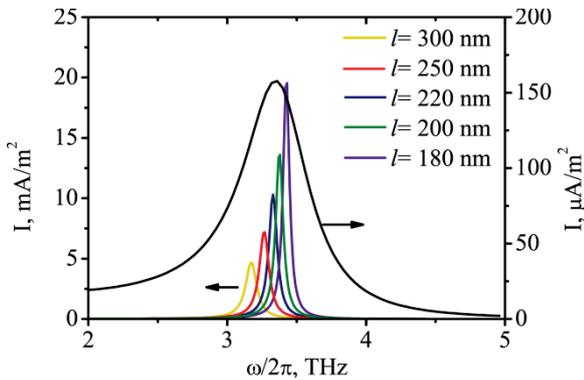
Рис. 1. Схематическое изображение элементарной ячейки периодической графеновой структуры

ление носителей заряда, а верхний — допирован. Над графеновой структурой располагается призма с высокой диэлектрической проницаемостью. Падающая на структуру ТГц волна методом нарушенного полного внутреннего отражения [9] возбуждает бегущую плазменную волну в графеновой структуре, которая индуцирует постоянный ток в допированном графене за счет эффекта увлечения носителей заряда плазмонами [4]. Нижний инвертированный графен используется для «подкачки» плазменной волны, распространяющейся в допированном графене.

Для исследования выпрямления ТГц излучения (фотоотклика) в рассматриваемой структуре была решена электродинамическая задача о возбуждении плазменной волны в двухслойной графеновой структуре методом Отто. Проводимость допированного графена описывалась формулой из [10], а инвертированного — формулой из [11]. Для вычисления плотности выпрямленного тока в допированном графене использовано выражение [4]

$$j_0 = \frac{e^3 v_F^2 k_x E^2}{4\pi \hbar^2 \omega (\omega^2 + \gamma^2)}, \quad (1)$$

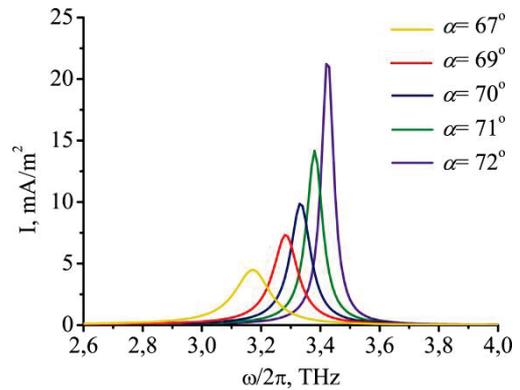
где  $e$  — заряд электрона,  $v_F$  — скорость Ферми носителей заряда в графене,  $k_x$  — волновое число плазмона,  $\omega$  — частота падающей волны и  $\gamma$  — скорость релаксации импульса носителей заряда в графене.



**Рис. 2.** Спектр плотности выпрямленного тока в двухслойной графеновой структуре при угле падения ТГц волны 72 градуса в зависимости от расстояния между графенами (левая ось ординат). Для сравнения показан спектр в аналогичной структуре с монослоем допированного графена при угле падения 58 градусов и энергии Ферми в графене 350 мэВ (правая ось ординат)

Выяснено, что добавление к структуре из одного слоя допированного графена еще одного слоя графена с инверсией носителей заряда приводит к значительному сужению плазменного резонанса и, соответственно, росту его добротности, по сравнению этой же величиной в структуре, содержащей только монослой допированного графена (Рис. 2). Спектры фотоотклика (Рис. 2 и 3) вычислены при  $\tau = 1/\gamma = 1$  пс, энергии Ферми в допированном графене 20 мэВ и квази-энергии Ферми в инвертированном графене 70 мэВ. В этих условиях, за счет «подкачки» ТГц плазмонов в структуре происходит сужение резонансов выпрямленного тока в 10 раз (Рис. 2). Резонансная частота выпрямленного тока управляется с

помощью изменения угла падения ТГц волны (Рис. 3).



**Рис. 3.** Спектр плотности выпрямленного тока в двухслойной графеновой структуре в зависимости от угла падения ТГц волны при толщине  $l = 200$  нм

Таким образом, выяснено, что использование дополнительного инвертированного графенового слоя в плазмонных графеновых структурах приводит к значительному повышению добротности плазмонных резонансов в ТГц диапазоне, что может быть использовано, например, для создания ТГц плазмонных спектрометров.

Работа поддержана фондом БАЗИС.

## Литература

1. F.J. García de Abajo // ACS Photonics, V. 1, 135-152 (2014).
2. A.K. Geim, I.V. Grigorieva // Nature, V. 499, 419-425 (2013).
3. A. Tomadin *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 103, 211120 (2013).
4. D.V. Fateev, K.V. Mashinsky, V.V. Popov // Appl. Phys. Lett., V. 110, 061106 (2017).
5. V. Ryzhii *et al.* // J. of Appl. Phys., V. 110, 094503 (2011).
6. M.Yu. Morozov, A.R. Davoyan, I.M. Moiseenko *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 106, 061105 (2015).
7. I.V. Oladyshkin *et al.* // Phys. Rev. B, V. 96, 155401 (2017).
8. D. Yadav *et al.* // Nanophotonics, V. 7(4), 741-752 (2018).
9. Yu.V. Bludov, M.I. Vasilevskiy, N.M.R. Peres // J. of Appl. Phys., V. 112, 084320 (2012).
10. M. S. Jang *et al.* // Phys. Rev. B, V. 90, 165409 (2014).
11. A. A. Dubinov *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).

# Замедление терагерцовых плазменных волн в конической структуре на основе графена

М.Ю. Морозов\*, В.В. Попов

Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

\*mikym@mail.ru

Теоретически и численно исследовано замедление терагерцовых плазменных волн (плазмонов) в конической структуре на основе графена. Показано, что плазменная мода замедляется при движении в сторону вершины конуса и ее энергетическая скорость становится в несколько раз меньше по величине по сравнению с этой скоростью в поперечном сечении на входе в коническую структуру.

## Введение

На протяжении долгого времени считалось, что информация, передаваемая электромагнитными волнами, не может быть обработана статически, поскольку существенное замедление или остановка электромагнитных волн считались недостижимыми. Различные структуры, позволяющие замедлить электромагнитные волны, были предложены и изучены теоретически и экспериментально [1, 2]. Тем не менее, в указанных структурах перестройка по частоте была невозможна или сильно затруднена. В последнее десятилетие появились работы по замедлению электромагнитных волн в конических структурах [3]. В конических структурах наблюдается, так называемое, «радужное» замедление [3, 4], иными словами замедление электромагнитных волн с различными частотами наблюдается на различных пространственных масштабах. Недавно была показана возможность сильного (более чем на два порядка величины) замедления электромагнитных волн в конической структуре металл-диэлектрик-металл [5].

Графен – двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны [6], является перспективным материалом для создания на его основе терагерцовых (ТГц) лазеров [7] и усилителей плазменных волн [8-10].

Несмотря на широкий круг исследований по замедлению электромагнитных волн и плазмонов в конических структурах, процесс замедления ТГц плазменных волн в конических структурах на основе графена, насколько нам известно, исследован не был.

Настоящая работа посвящена теоретическому изучению замедления ТГц плазмонов в конической структуре на основе графена, схематически пред-

ставленной на рис. 1. Рассмотрено распространение плазмонов в легированном графене, экранированном идеальной металлической плоскостью, отделенной от графена коническим диэлектрическим слоем (называемым барьерным слоем) с изменяющейся толщиной  $d(x)$ . Рассмотрено распространение плазмонов в сторону вершины конуса. Угол раскрытия конуса предполагался малым ( $\alpha \leq 5^\circ$ ).

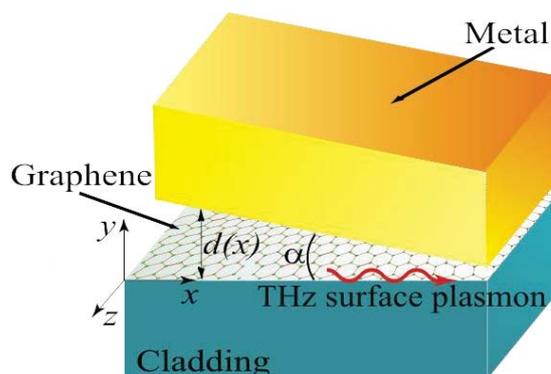


Рис. 1. Схематическое изображение структуры

Показано, что энергетическая скорость плазмона, определяемая как отношение потока энергии плазмона к плотности энергии плазмона [11], становится в несколько раз меньше по величине по сравнению с этой скоростью в поперечном сечении на входе в коническую структуру.

## Теоретическая модель

Энергетическая скорость плазмона определялась по формуле  $v_E(x) = S(x)/W(x)$ , где  $S(x)$  – поток энергии плазмона, определяемый формулой

$$S(x) = 1/2 \int_{-\infty}^{d(x)} \operatorname{Re}(E_y \cdot H_z^*) dy$$

а  $W(x)$  – плотность энергии плазмона:

$$W(x) = 1/2 \left[ \int_{-\infty}^0 \left\{ \varepsilon_0 \varepsilon_c \left( |E_x|^2 + |E_y|^2 \right) + \mu_0 |H_z|^2 \right\} dy + \int_0^{d(x)} \left\{ \varepsilon_0 \varepsilon_b \left( |E_x|^2 + |E_y|^2 \right) + \mu_0 |H_z|^2 \right\} dy \right]$$

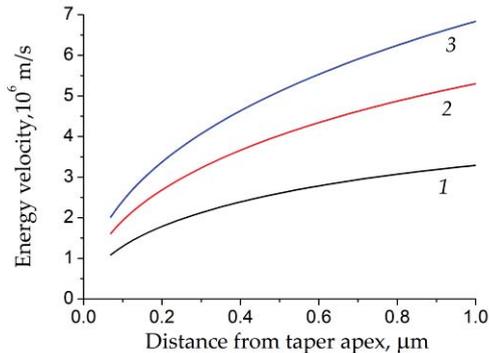
Компонента волнового вектора, входящая в выражения для электрического и магнитного полей, определялась из дисперсионного соотношения

$$\frac{\varepsilon_b}{k_x(x)} \coth(k_x(x) \cdot d(x)) + \frac{\varepsilon_c}{k_x(x)} = -i \frac{\sigma(\omega)}{\varepsilon_0 \omega}$$

где  $k_x$  и  $\omega$  – соответственно планарная компонента волнового вектора плазмона в плоскости графена и частота плазменной волны,  $\varepsilon_b$  и  $\varepsilon_c$  – диэлектрические проницаемости барьерного слоя и обкладки,  $\sigma(\omega)$  – динамическая комплексная проводимость графена, определяемая формулой, приведенной, например, в [8].

### Замедление терагерцовых плазмонов в конической структуре

На рис. 2 представлена энергетическая скорость плазмона  $v_E(x) = S(x)/W(x)$  в конической структуре в зависимости от расстояния до вершины конуса для различных значений величины энергии Ферми при фиксированных угле раскрытия конуса  $\alpha = 5^\circ$  и частоте плазмона  $f = 5$  ТГц.



**Рисунок 2.** Энергетическая скорость плазмона в конической структуре в зависимости от расстояния до вершины конуса для различных значений величины энергии Ферми  $E_F = 100$  meV (кривая 1),  $E_F = 200$  meV (кривая 2), and  $E_F = 300$  meV (кривая 3) при фиксированном угле раскрытия конуса  $\alpha = 5^\circ$  и частоте плазмона  $f = 5$  ТГц.

Видно, что плазменная мода монотонно замедляется при движении в сторону вершины конуса и величина энергетической скорости становится в несколько раз меньше по сравнению с величиной этой скорости во входном сечении конуса. Можно также показать, что вблизи вершины конуса энер-

гетическая скорость плазмона становится близкой по величине к его фазовой скорости. Принимая во внимание, что при приближении к вершине конической структуры поток энергии и плотность энергии плазмона концентрируются в барьерном слое вследствие экранирования графена металлом, а электрическое поле плазмона линейно спадает в барьерном слое в нормальном к графену направлении, можно получить следующие формулы для потока энергии и плотности энергии плазмона

$$S(x) = \frac{1}{4} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_b \omega}{k_x(x)} \cdot |E_y(y=0)|^2 \cdot d(x);$$

$$W(x) = \frac{1}{4} \varepsilon_0 \varepsilon_b \cdot |E_y(y=0)|^2 \cdot d(x)$$

Тогда для энергетической скорости можно записать

$$v_E(x) = S(x)/W(x) = \omega/k_x(x) = v_{ph}(x).$$

Таким образом, в настоящей работе теоретически и численно исследовано замедление ТГц плазмонов в конической структуре на основе графена. Показано, что плазменная мода замедляется при движении в сторону вершины конуса и ее энергетическая скорость становится в несколько раз меньше по величине по сравнению с этой скоростью в поперечном сечении на входе в коническую структуру.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 18-72-00009).

### Литература

1. A. Safavi-Naeini, *et al.* // Nature 472, 69 (2011).
2. M. Sandtke, L. Kuipers // Nat. Photonics, V. 1, 573 (2007).
3. K.L. Tsakmakidis, A.D. Boardman, O. Hess // Nature, V. 450, 397 (2007).
4. M.S. Jang, H. Atwater // Phys. Rev. Lett., V. 107, 207401 (2011).
5. G. Wang, *et al.* // Optics Letters, V. 38, 558 (2013).
6. K.S. Novoselov, *et al.* // Nature, V. 490, 192 (2012).
7. V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V. Ryzhii. // Pis'ma v JETP, V. 89, 70 (2009).
8. A.A. Dubinov, *et al.* // J. Phys.: Condens. Matter, V. 23, 145302 (2011).
9. V.V. Popov, *et al.* // Phys. Rev. B, V. 86, 195437 (2012).
10. M.Yu. Morozov, *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 106, 061105 (2015).
11. В.В. Шевченко // УФН, V. 177, 301 (2007).

# Квантовый эффект холла в электронном газе двоякопериодических полупроводниковых сверхрешеток в присутствии спин-орбитального взаимодействия

Е.А. Морозова, А.С. Рутьков, А.А. Перов\*

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

\*19perov73@gmail.com

Рассчитан целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ) в электронном газе двоякопериодических полупроводниковых сверхрешеток в перпендикулярном магнитном поле. Спин-орбитальное (СО) взаимодействие в газе носителей учитывалось как по типу Дрессельхауза, так и по типу Рашбы. Впервые исследовано течение КЭХ в присутствии обоих типов спин-орбитального взаимодействия. В рамках квантовомеханической теории возмущений показано, что учет СО взаимодействия Дрессельхауза в системах, где преобладает СО взаимодействия Рашбы, приводит к изменению числа и положения точек ветвления фазы электронной волновой функции с сохранением первых чисел Черна полностью заполненных магнитных подзон.

Известно, что динамика электронов в периодическом потенциальном поле, а также в постоянных магнитном и электрическом полях определяется топологией магнитных блоховских функций. В такой ситуации квазиклассические уравнения движения и закон магнитного квантования содержат дополнительные слагаемые, выражающиеся через так называемую кривизну Берри [1]. В присутствии спин-орбитального (СО) взаимодействия, когда форма электронных орбит определяется также прецессией спина, возникают новые особенности динамики заряженных частиц.

В настоящей работе рассчитан холловский кондуктанс двумерной электронной системы со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы и Дрессельхауза в присутствии внешнего периодического потенциала поверхностной сверхрешетки и перпендикулярного магнитного поля. Спин-орбитальное взаимодействие Дрессельхауза учитывалось нами по теории возмущений. Наши расчеты были проведены для электронного газа с параметрами, типичными для системы *GaAs/InGaAs* с относительно сильным взаимодействием Рашбы и на порядок более слабым взаимодействием Дрессельхауза [2].

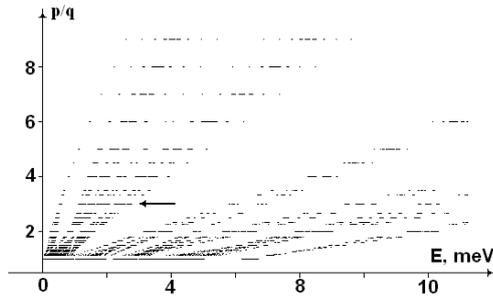
Гамильтониан рассматриваемой системы имеет вид  $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(x, y)$ , где  $\hat{H}_0 = (\hat{\mathbf{p}} - e\mathbf{A}/c)^2 \hat{E}/2m^* + (\alpha/\hbar) (\hat{\sigma}_x(\hat{p}_y - eA_y/c) - \hat{\sigma}_y(\hat{p}_x - eA_x/c)) - g\mu_B H \hat{\sigma}_z$ ,

$V(x, y) = V_0(\cos 2\pi x/a + \cos 2\pi y/a)$  – периодический потенциал сверхрешетки. Здесь  $a$  – период сверхрешетки,  $\hat{p}_{x,y}$  – компоненты оператора им-

пульса,  $\mathbf{A} = \{0, Hx, 0\}$  – векторный потенциал магнитного поля,  $m^*$  – эффективная масса электрона,  $\hat{\sigma}$  – матрицы Паули,  $\alpha$  – параметр Рашбы,  $g$  – фактор Ландэ,  $\mu_B$  – магнетон Бора. Спин-орбитальное взаимодействие Дрессельхауза с гамильтонианом учитывалось в рамках квантовомеханической теории возмущений по малому параметру  $\hat{H}_D = (\beta/\hbar) (\hat{\sigma}_x \hat{p}_x - \hat{\sigma}_y (\hat{p}_y - eA_y/c)) \beta/\alpha$ , где  $\beta$  – константа СО взаимодействия Дрессельхауза. Собственная функция гамильтониана  $\hat{H}$ , удовлетворяющая условию периодичности Блоха-Пайерлса, имеет вид[3]

$$\psi_{\mathbf{k}}(x, y) = \sum_{n=1}^p \sum_{l=-\infty}^{+\infty} \exp(ik_x[lqa + nqa/p]) \times \exp(2\pi i y [lp + n]/a) \{A_{0n}(\mathbf{k}) \psi_{0nlk}^+ + \sum_{S=1}^{+\infty} (A_{Sn}(\mathbf{k}) \psi_{Snlk}^+ + B_{Sn}(\mathbf{k}) \psi_{Snlk}^-)\},$$

где спиноры  $\psi_{0nlk}^+$ ,  $\psi_{Snlk}^+$  и  $\psi_{Snlk}^-$  – собственные функции гамильтониана  $\hat{H}_0$ , определенные в [3],  $p/q = |e|Ha^2/2\pi\hbar c$  – 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  $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$  с поверхностной сверхрешеткой ( $m^* = 0.05 m_0, \alpha = 2.5 \cdot 10^{-11} eV \cdot m, g = -4.0, a = 80 \text{ nm}, V_0 = 1 \text{ meV}$ ). Стрелкой отмечены магнитные подзоны, для которых рассчитан холловский кондактанс при  $p/q = 3/1$ .

Учитывая гамильтониан Дрессельхауза как возмущающий, в первом порядке теории возмущений были вычислены поправки к спектру и волновым функциям электрона в магнитных подзонах. Полученные результаты были использованы для расчетов кривизны Берри и первых чисел Черна полностью заполненных магнитных подзон, отмеченных стрелкой на рис.1. С помощью формулы Кубо кондактанс  $\sigma_{xy}^\mu$  полностью заполненной  $\mu$ -й подзоны определялся как интеграл по магнитной зоне Бриллюэна от кривизны Берри  $\Omega_\mu(\mathbf{k})$  – топологической характеристики магнитных блоховских состояний:

$$\sigma_{xy}^\mu = \frac{e^2}{h} \int_{\mathbf{k} \in \text{МЗБ}} \Omega_\mu(\mathbf{k}) d^2 \mathbf{k},$$

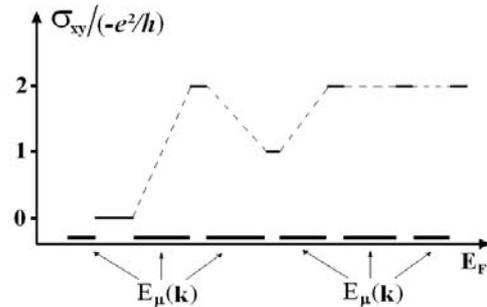
где

$$\Omega_\mu(\mathbf{k}) = \frac{1}{4\pi^2} \left( -I_H^2 + i \sum_{\nu \neq \mu} \left[ \frac{(\sum_{mm'} d_m^{\mu*}(\mathbf{k}) d_m^\nu(\mathbf{k}) \frac{\partial H_{mm'}}{\partial k_x})}{(E_\mu(\mathbf{k}) - E_\nu(\mathbf{k}))^2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \left( \sum_{ll'} d_l^{\nu*}(\mathbf{k}) d_l^\mu(\mathbf{k}) \frac{\partial H_{ll'}}{\partial k_y} \right) - c.c. \right] \right).$$

Здесь  $H_{mm'}$  – матричные элементы гамильтониана  $\hat{H} + \hat{H}_D$  в собственном базисе оператора  $\hat{H}$ ,  $d_m^\mu(\mathbf{k})$  есть собственные векторы гамильтониана гамильтониана  $\hat{H} + \hat{H}_D$ , вычисленные с учетом поправки первого приближения теории возмущений,  $E_\mu(\mathbf{k})$  – законы дисперсии в магнитных подзонах при учете СО взаимодействия Дрессельхауза.

Модельные расчеты закона квантования холловского кондактанса полностью заполненных магнитных подзон показали, что в системах, где СО взаимодействие Дрессельхауза намного слабее, чем взаимодействие по типу Рашба, топологические инварианты магнитных подзон Ландау (первые

числа Черна), определяющие закон квантования холловского кондактанса, не меняются по отношению к случаю, когда СО взаимодействие Дрессельхауза в электронном газе отсутствует. Имеет место закон квантования холловского кондактанса электронного газа для случая СО взаимодействия Рашба [3] (рис. 2).



**Рис. 2.** Закон квантования холловского кондактанса электронного газа в гетеропереходе  $GaAs/In_{0.23}Ga_{0.77}As$  с поверхностной сверхрешеткой ( $m^* = 0.05 m_0, \alpha = 2.5 \cdot 10^{-11} eV \cdot m, \beta = 2.5 \cdot 10^{-12} eV \cdot mg = -4.0, a = 80 \text{ nm}, V_0 = 1 \text{ meV}$ ). в полностью заполненных магнитных подзонах при  $p/q = 3/1$ .

Таким образом, первые числа Черна магнитных подзон, являясь целыми числами, не изменяются при учете СО взаимодействия Дрессельхауза по теории возмущений. Очевидно должно существовать критическое значение параметра  $\beta/\alpha$ , при котором кардинально изменится закон квантования холловского кондактанса. Также можно с уверенностью предположить, что в определенном диапазоне значений  $\beta/\alpha$  распределение кондактанса по магнитным подзонам будет нечувствительным к соотношению вкладов Рашба и Дрессельхауза в СО взаимодействие в электронном газе сверхрешетки.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ (задание № 3.2637.2017/4.6).

### Литература

1. M.-C. Chang, Q. Niu, Phys. Rev. Lett., **75**, 1348 (1995).
2. C. Albrecht, J.H. Smet and K. von Klitzing *et al.*, Phys. Rev. Lett., **86**, 147 (2001).
3. V.Ya. Demikhovskii, A.A. Perov, Phys. Rev. B **75**, 205307 (2007).

# Влияние спин-орбитального взаимодействия и электрон-электронного рассеяния на проводимость квантовых каналов

К.Э. Нагаев<sup>1,\*</sup>, В.С. Храпай<sup>2</sup>

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

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

\*nag@cplire.ru

Рассматривается вклад парных электрон-электронных столкновений в электрическое сопротивление баллистических квантовых каналов со спин-орбитальным взаимодействием, которое перемешивает разные поперечные моды. Благодаря этому перемешиванию возникает возможность для рассеяния электронов назад, даже когда заполнена только нижняя квантовая подзона. Это приводит к возникновению трёх резонансных провалов в первом плато проводимости (см. рисунок). Поправка к проводимости степенным образом зависит от температуры и оказывается гораздо больше, чем в случае геликальных жидкостей. Это позволяет объяснить особенности, недавно замеченные в нижнем плато проводимости в каналах InAs.

## Введение

Хорошо известно, что в одномерных квантовых проводниках парные электрон-электронные столкновения не влияют на электрический ток вследствие ограничений, накладываемых на рассеяние законами сохранения энергии и импульса. На ток в таких проводниках влияют только трёхчастичные столкновения, вклад которых при низких температурах экспоненциально мал [1].

Наличие спин-орбитального взаимодействия не меняет ситуацию в чисто одномерном случае, поскольку оно может быть сведено к сдвигу обычного потенциала при помощи калибровочного преобразования [2]. Однако в действительности квантовый проводник никогда не бывает строго одномерным, и спин-орбитальное взаимодействие приводит к смешиванию состояний из нижней подзоны поперечного квантования и более высоких подзон. В одночастичном приближении это смешивание лишь деформирует две ветви дисперсии с разной спиновой поляризацией и не влияет на проводимость в области первого плато [3], но зато оно создаёт спиновую текстуру собственных состояний в импульсном пространстве. Это открывает новые каналы для электрон-электронного рассеяния, что приводит к особенностям в проводимости при конечных температурах. Целью нашей работы было теоретическое исследование этих особенностей.

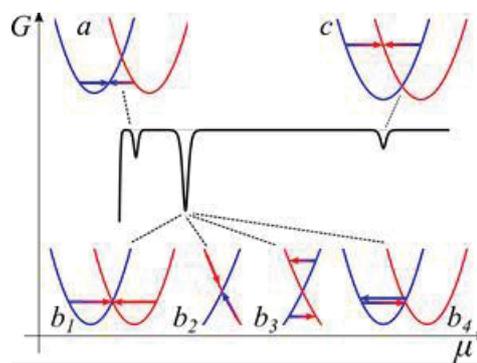


Рис. 1. Зависимость проводимости от уровня Ферми и процессы электрон-электронного рассеяния, дающие вклад в неё. Красные и синие линии показывают две ветви дисперсии, соответствующие разной спиновой поляризации

## Методы расчёта

Для вычисления проводимости использовалось кинетическое уравнение в базисе одночастичных собственных функций, вычисленных с учётом спин-орбитального взаимодействия и межзонной гибридизации. При этом считалось, что величина расщепления между первой и второй подзонами поперечного квантования много больше характерных энергий, связанных со спин-орбитальным взаимодействием. Вероятности переходов при электрон-электронных столкновениях вычислялись в борновском приближении с учётом прямого и обменного взаимодействия. При этом сам интеграл столкновений в кинетическом уравнении рассмат-

ривался как возмущение, и поправка к проводимости вычислялась в низшем приближении по рассеянию.

## Результаты

Поправка к току от электрон-электронного рассеяния пропорциональна частоте столкновений, которые изменяют число электронов, двигающихся вправо. Из-за сохранения энергии и импульса это число может изменяться, только если один или несколько электронов переходят с одной ветви на другую, как показано на рис. 1. Эти переходы происходят только вблизи уровня Ферми, и они возможны только для трёх его положений, которые обозначены на этом рисунке как  $a$ ,  $b$  и  $c$ . Поэтому вблизи этих положений проводимость имеет особенности резонансного типа подобно предсказанным в [4] для канала с двумя заселёнными поперечными модами.

Если бы вероятность рассеяния  $W$  можно было бы считать не зависящей от импульсов, поправки к проводимости были бы пропорциональны температуре  $T$ . Однако поскольку квантовые состояния,

участвующие в рассеянии, не вырождены по спину, взаимная компенсация прямого и обменного взаимодействия приводит к степенной зависимости  $W$  от малых разностей импульсов порядка  $T/v_F$ . Поэтому для большинства переходов поправка к проводимости оказывается пропорциональна  $T$  в степени выше первой [5]. Так, поправка от нижнего перехода  $a$  пропорциональна  $T^3$ . В точке пересечения ветвей возможно несколько процессов рассеяния  $b_1 - b_4$  с разной температурной зависимостью. Наибольший из них вклад, пропорциональный  $T$ , даёт процесс  $b_4$ , поскольку для него матричные элементы прямого и обменного взаимодействия соответствуют существенно разной передаче импульса. Поправка от верхнего перехода  $c$  снова пропорциональна  $T^3$ .

Оценки показывают, что для реалистических проводков из InAs длиной 300 нм и шириной 50 нм при  $T=4$  К провал в проводимости может достигать  $\sim 0.1 e^2/h$ , и его вполне возможно наблюдать экспериментально. Похожий провал недавно наблюдался в работе [6].

## Литература

1. A.M. Lunde, K. Flensberg, and L.I. Glazman // Physical Review B, V. 75, 245418 (2007).
2. L.S. Levitov and E.I. Rashba // Physical Review B, V. 67, 115324 (2003).
3. M. Governale and U. Zülicke // Solid State Communications, V. 131, 581 (2004).
4. A.M. Lunde, K. Flensberg, and L.I. Glazman // Physical Review Letters, V. 97, 256802 (2006).
5. V.S. Khrapai and K.E. Nagaev // Physical Review B, V. 98, 121404(R) (2018).
6. J. Kamhuber, M.C. Cassidy, F. Pei, M. P. Nowak, A. Vuik, O. Gül, D. Car, S. R. Plissard, E. P. A. M. Bakkers, M. Wimmer, and L.P. Kouwenhoven // Nature Communications, V. 8, 478 (2017).

# Электрон-электронное рассеяние и проводимость длинных многомодовых каналов

К.Э. Нагаев<sup>1,\*</sup>

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

\*nag@cplire.ru

Вычислена проводимость длинных многомодовых баллистических каналов при наличии электрон-электронного рассеяния. Показано, что с увеличением длины канала она уменьшается и стремится к ненулевому предельному значению. Предельная величина поправки к проводимости по-разному зависит от температуры для трёхмерного и двумерного каналов. В первом случае она не зависит ни от температуры, ни от параметра электрон-электронного рассеяния, поскольку частота тех столкновений, которые влияют на ток, сравнима с полной частотой столкновений, которая определяет форму функции распределения. Во втором случае частота столкновений, влияющих на ток, много меньше полной частоты столкновений, и в результате предельная величина отрицательной поправки к проводимости оказывается пропорциональна температуре. Характерная длина канала, при которой эта поправка достигает насыщения, в этом случае оказывается много больше стандартной длины электрон-электронного рассеяния.

## Введение

Хотя электрон-электронное рассеяние не даёт непосредственного вклада в электрическое сопротивление в отсутствие процессов переброса, оно влияет на ток в проводниках малого размера. В частности, оно приводит к минимуму в температурной зависимости сопротивления провода с диффузным рассеянием на границах благодаря электронным аналогам эффектов Кнудсена и Пуазеля [1]. Последний из них представляет собой уменьшение сопротивления с увеличением температуры вследствие уменьшения вязкости электронной жидкости и известно также как эффект Гуржи [2]. В этом случае электрон-электронное рассеяние играет роль смазки для шероховатых границ провода.

Поскольку электрон-электронные столкновения сохраняют суммарный импульс электронов, они могут влиять на проводимость только при наличии пространственной неоднородности. В предыдущем случае такая неоднородность присутствовала явно в виде жёстких границ проводящей области, которые поглощали избыточный импульс электронов, но этот избыточный импульс может также поглощаться неявно в электронных резервуарах (электродах) на концах проводника. Таким образом, в проводниках конечных размеров электрон-электронное рассеяние может давать вклад в сопротивление даже в случае зеркального отражения от границ. Оказывается, что этот вклад положителен и определяется такими парными столкновениями

электронов, которые изменяют число электронов, двигающихся вправо или влево. Как показано на рисунке 4, такие столкновения возможны всегда, если движение электронов не является строго одномерным. Другими словами, если электрон после вылета из одного из резервуаров рассеивается обратно в него же, то он не даёт вклада в ток, и, следовательно, такое столкновение увеличивает сопротивление проводника.

## Методы расчёта

Поправка к электрическому току определяется угловой релаксацией распределения электронов, которая имеет существенно разный характер в трёхмерном и двумерном электронном газе. Трёхмерная релаксация определяется рассеянием на малые углы, и поэтому все угловые гармоники, чётные и нечётные, имеют одно и то же характерное время затухания. В противоположность этому, в двумерную релаксацию большой вклад может давать рассеяние электронов на большие углы, которое становится возможным при столкновении электронов с почти противоположными импульсами. Этот механизм рассеяния очень эффективен для чётных гармоник, поскольку в результате пара лишних электронов на противоположных сторонах поверхности Ферми может повернуться на произвольный угол в импульсном пространстве, и соответствующая скорость релаксации пропорциональна квадрату температуры. Однако в случае нечётных гармоник лишней электрон на одной стороне поверхно-

сти Ферми не имеет пары на её противоположной стороне, и поэтому этот механизм не работает. Таким образом, для нечётных гармоник остаётся только рассеяние на малые углы, которое приводит к гораздо меньшей их скорости релаксации, пропорциональной лишь четвёртой степени температуры. Поскольку в пространственно-неоднородной системе чётные и нечётные гармоники функции распределения перемешиваются между собой благодаря дрейфовому члену в кинетическом уравнении, это приводит к нетривиальной зависимости поправки к проводимости от температуры.

В трёхмерном случае в кинетическом уравнении для неравновесной добавки к функции распределения  $\psi$  удобно выделить нулевую и первую гармоники  $\psi$  и  $\psi_1$ , на которые электрон-электронное рассеяние не влияет, и записать интеграл столкновений для остальных гармоник в приближении времени одного времени релаксации  $\tau$ . С помощью этого кинетического уравнения можно выразить через её нулевую и первую гармоники, а затем, проинтегрировав её по углам импульса, получить интегральные уравнения самосогласования для них. Решая эти уравнения и выражая ток через  $\psi_1$ , можно получить поправку к проводимости. В случае коротких проводников, длина которых  $L$  много меньше длины электрон-электронного рассеяния  $l_{ee} = v_F \tau$ , относительная поправка к проводимости равна  $\delta G/G_0 = -L/4l_{ee}$ . С увеличением длины проводника она стремится к предельному значению  $\delta G/G_0 \approx -0.07$ , которое не зависит ни от параметра электрон-электронного рассеяния, ни от температуры.

В двумерном случае в кинетическом уравнении для  $\psi$  удобно выделить симметричную и антисимметричную по импульсу части  $\psi_s$  и  $\psi_a$ , введя для них соответствующие времена релаксации  $\tau_s$  и  $\tau_a$ . Из него легко получить систему уравнений для этих частей. Выражая  $\psi_s$  и  $\psi_a$  через  $\psi$  нулевую и первую гармонику и интегрируя их по углам, можно получить уравнения самосогласования для  $\psi$  и  $\psi_1$ . В результате в пределе большой длины проводника

поправка к проводимости имеет вид  $\delta G/G_0 \approx -0.1(\tau_s/\tau_a)^{1/2}$ , то есть пропорциональна температуре.

## Результаты

Полученные результаты можно объяснить следующим образом. Если длина проводника мала, функция распределения электронов практически постоянна внутри него, и поправка к току пропорциональна этой длине и скорости релаксации антисимметричной по импульсам части функции распределения. Однако если длина проводника много больше характерной длины электрон-электронного рассеяния, распределение электронов внутри него сильно зависит от координат. Вблизи электродов оно резко меняется и содержит большое число угловых гармоник, но в его средней части электроны имеют квазиравновесное фермиевское распределение со смещённым центром масс, которое обеспечивает сохранение тока и почти не зависит от координат. Такое распределение тождественно обращает в ноль интеграл столкновений, и поэтому на сопротивление проводника влияют только столкновения электронов вблизи его концов. Поэтому поправка к току достигает насыщения в пределе большой длины проводника и оказывается пропорциональна произведению антисимметричной скорости релаксации и характерной длины релаксации распределения электронов. В случае трёхмерного канала как симметричная, так и антисимметричная часть распределения релаксируют с одной и той же скоростью, в то время как характерная длина релаксации обратно пропорциональна ей же. Поэтому их произведение в пределе большой длины проводника постоянно.

В случае двумерного проводника релаксация симметричной и антисимметричной части распределения электронов описываются двумя разными скоростями  $\tau_s^{-1}$  и  $\tau_a^{-1}$ , и характерная длина релаксации из-за их перемешивания оказывается пропорциональна  $(\tau_s \tau_a)^{1/2}$ . Поэтому в итоге относительная поправка к проводимости имеет порядок  $\tau_a^{-1}(\tau_s \tau_a)^{1/2} = (\tau_s/\tau_a)^{1/2} \sim T$  [3].

## Литература

1. J.E. Black // *Physical Review B*, V. 21, 3279 (1980).

2. P.H. Gurev // *Успехи физических наук*, E. 94, 689 (1968).

3. K.E. Nagaev // *Physica E*, V. 101, 144 (2018).

# Моделирование реакции субмикронных структур «кремний на изоляторе» на воздействие низкоинтенсивных проникающих излучений

К.А. Насеткин<sup>1\*</sup>, И.Ю. Забавичев<sup>1</sup>, А.А. Потехин<sup>1</sup>, А.С. Пузанов<sup>1</sup>,  
С.В. Оболенский<sup>1</sup>, В.А. Козлов<sup>2, 1</sup>

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.

\* zverbeshenka@gmail.com

На основе модели ультраквазигидродинамического электронного транспорта проведены расчеты изменения тока, протекающего через полевой транзистор «кремний на изоляторе», при воздействии низкоинтенсивных проникающих излучений космического пространства. Получено хорошее соответствие с оригинальными экспериментальными данными.

## Введение

Известно, что при воздействии низкоинтенсивных проникающих излучений космического пространства на структуры «кремний на изоляторе» происходит постепенное накопление заряда в диэлектрических подзатворном и захороненном слоях, приводящее к изменению пространственного распределения потенциала электрического поля в рабочей области транзисторов и росту их тока утечки. Для моделирования указанного выше комплекса физических процессов к настоящему времени разработаны как физико-топологические, так и компактные математические модели, например, BSIMSOI-RAD [1].

Одним из недостатков существующих в настоящее время компактных моделей является слабый учет короткоканальных эффектов, моделирование которых зачастую проводится путем коррекции значения подвижности носителей заряда в канале субмикронных транзисторов в зависимости от его длины. При этом в модели BSIMSOI-RAD для учета эффекта накопления заряда при радиационном воздействии вводится феноменологическая зависимость подвижности  $\mu$  от поглощенной дозы ионизирующего излучения  $D$  вида [1]

$$\mu(D) = \frac{\mu(0)}{1 + \alpha \cdot N_{it}(D)}, \quad (1a)$$

$$N_{it}(D) = a \cdot D^b, \quad (1b)$$

где  $\alpha$ ,  $a$  и  $b$  – подгоночные коэффициенты, зависящие от топологии структуры. Однако при радиационном воздействии подвижность носителей заряда может меняться только за счет структурных повреждений, но не за счет накопления заряда  $N_{it}$  на границах раздела полупроводник-диэлектрик. В действительности, накопление заряда приводит к изменению порогового напряжения и емкости оксида. Отметим, что аналогичные процессы перезарядки поверхностных состояний происходят в транзисторах с высокой подвижностью электронов [2–6]. Так как подвижность и емкость оксида мультипликативно входят в формулы для вычисления тока, протекающего через канал транзистора, то с феноменологической точки зрения неважно, какой из параметров принимается радиационно-чувствительным. Однако это существенным образом повышает погрешность моделирования ионизационной реакции субмикронных транзисторов, изготовленных по технологии «кремний на изоляторе», так как подвижность становится «перегруженным» параметром модели в силу одновременной зависимости от двух параметров  $\mu = \mu(L, D)$ , где  $L$  – длина канала транзистора.

## Математическая модель

Для расчета изменения тока потребления  $I$  при воздействии низкоинтенсивных проникающих излучений космического пространства на субмикронные структуры «кремний на изоляторе» применялась

модель ультраквазигидродинамического электронного транспорта, предложенная в работе [7]

$$I \approx \frac{C\mu W}{2L} (V_g - V_t)^2 \sqrt{7\phi_0}, \quad (2)$$

Здесь  $C$  – удельная емкость оксида,  $W$  – ширина канала,  $V_g$  – напряжение на затворе,  $V_t$  – пороговое напряжение,  $\phi_0 \approx 5\phi_T$ , где  $\phi_T$  – тепловой потенциал.

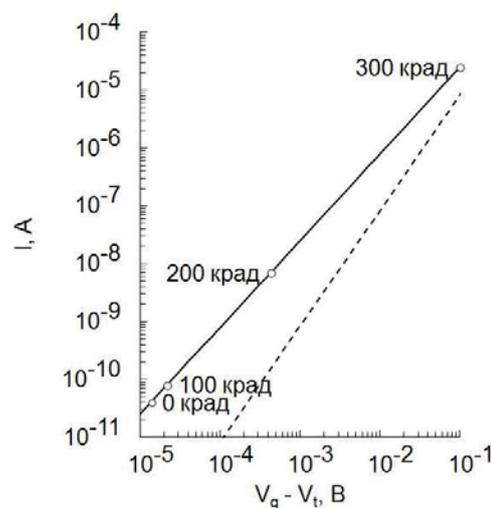
Радиационно-чувствительным параметром модели являлось пороговое напряжение, изменение которого обусловлено двумя факторами: накоплением положительного заряда дырок в диэлектрических слоях и накоплением заряда на границе раздела полупроводник-диэлектрик, знак которого зависит от типа транзистора – отрицательного для п-канального и положительного для р-канального. Это обуславливает немонотонный характер зависимости порогового напряжения для п-канальных транзисторов: при низких дозах облучения доминирует процесс накопления положительного заряда в толще оксида, что приводит к уменьшению порогового напряжения; при высоких дозах облучения доминирует отрицательный заряд на границе раздела полупроводник-диэлектрик, что приводит к увеличению порогового напряжения. Точка минимума порогового напряжения обычно лежит в диапазоне 100...1000 крад. Зависимость порогового напряжения от дозы облучения для р-канальных транзисторов является монотонно убывающей.

## Результаты и их обсуждение

В качестве тестовой структуры был рассмотрен полевой транзистор на подложке «кремний на изоляторе», параметры которого приведены в таблице 1. Результаты расчетов увеличения тока потребления при воздействии низкоинтенсивных проникающих излучений космического пространства приведены на рисунке 1. Видно хорошее совпадение результатов расчетов с экспериментальными данными.

**Таблица 1.** Параметры тестового транзистора

Наименование параметра, размерность	Значение
Длина канала, мкм	0,5
Ширина канала, мкм	8,0
Удельная емкость, фФ/мкм <sup>2</sup>	3,0
Подвижность, см <sup>2</sup> /(В·с)	350



**Рис. 1.** Зависимость тока насыщения от разности между напряжением на затворе и пороговым напряжением: ультраквазигидродинамическая модель (—); стандартная модель (- - -); экспериментальные данные (o)

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Государственного задания по теме 0035-2019-0020-С-01.

## Литература

1. К. О. Петросянц Л. М. Самбурский, И. А. Харитонов *и др.* // Известия ВУЗов. Электроника, Т. 16, № 1, С. 20 (2011).
2. Е. А. Тарасова, Д. С. Демидова, С. В. Оболенский *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 46, № 12, С. 1587 (2012).
3. Е. А. Тарасова, А. В. Хананова, С. В. Оболенский *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 50, № 3, С. 331 (2016).
4. Е. А. Тарасова, Е. С. Оболенская, А. В. Хананова *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 50, № 12, С. 1599 (2016).
5. Е. А. Тарасова, С. В. Оболенский, О. Е. Галкин *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 51, № 11, С. 1543 (2017).
6. М. М. Венедиктов, Е. А. Тарасова, А. Д. Боженькина *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 52, № 12, С. 1414 (2018).
7. В. А. Гергель, В. Г. Мокеров, М. В. Тимофеев *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 34, № 2, С. 239 (2000).

# Ультразвуковое детектирование аномалии модуля Юнга, наблюдающейся при критическом растяжении вискеро́в квазиодномерного проводника $TaS_3$

М.В. Никитин\*, В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев, А.В. Фролов

Институт Радиотехники и Электроники им. В. А. Котельникова РАН, Моховая ул., д.11, корп..7, Москва, 125009.

\*nikitin@cplire.ru

С помощью методики гетеродинирования исследованы механические колебания вискеро́в квазиодномерного проводника  $TaS_3$  в состоянии волны зарядовой плотности (ВЗП) в зависимости от удлинения  $\epsilon$  вдоль кристаллографической оси  $c$ . Установлены собственные частоты и собственные моды возбуждаемых колебаний для образцов разной длины. Показано, что наиболее высокочастотные моды соответствуют возбуждению ультразвуковых стоячих волн. Это подтверждается рассчитанными значениями скорости звука, а также зависимостями частоты резонанса  $f$  от номера гармоники и  $\epsilon$ . Кроме того, в области фазового перехода ВЗП в «ультракогерентное» состояние при  $\epsilon_c \sim 0.5\%$  наблюдалось снижение  $f$  на величину от 1 до 4.5%. Показано, что этот минимум соответствует минимуму дифференциального модуля Юнга. Из зависимости величины данной аномалии  $\delta f/f$  от  $f$  получена оценка времени фазового перехода,  $\tau \sim 10^{-5} - 10^{-6}$  с

## Введение

Квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности (ВЗП) интересны своими уникальными электромеханическими свойствами, которые позволяют возбуждать и детектировать различные моды механических колебаний в подвешенных образцах, используя методику гетеродинирования с частотной модуляцией (ГЧМ) [1]. При этом образцы играют роль и актюаторов (приводов), и детекторов колебаний, являясь источником тензорезистивного сигнала обратной связи.

Другое интересное и пока не нашедшее объяснения механическое свойство квазиодномерных проводников — рост когерентности ВЗП при одноосном растяжении,  $\epsilon$ , наблюдающийся в соединениях  $TaS_3$  и  $NbS_3$ . При этом в  $TaS_3$  процесс имеет вид фазового перехода ВЗП в «ультракогерентное» (УК) состояние при критическом удлинении  $\epsilon_c \approx 0.7\%$  [2]. В области  $\epsilon \sim \epsilon_c$  наблюдался также минимум модуля упругости [3].

Переход ВЗП в УК состояние, в области которого благодаря резкому росту сопротивления образца  $R(\epsilon)$  можно получить высокий тензорезистивный отклик, имеет смысл использовать для получения максимального сигнала при детектировании колебаний методом ГЧМ.

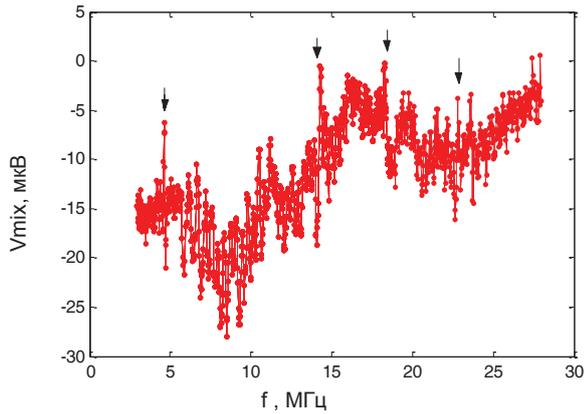
## Методика эксперимента

Для детектирования механических колебаний применялся вариант ГЧМ, описанный в [4]. Подаваемое на образец  $TaS_3$  ВЧ напряжение  $V_{\omega}$  вызывает колебания и связанную с ними модуляцию сопротивления образца, которая резко увеличивается при механическом резонансе. Используя частотную модуляцию  $V_{\omega}$ , с помощью синхронного детектора можно измерить напряжение на образце  $V_{\text{mix}}$ , которое пропорционально производной по частоте величины модуляции сопротивления образца, которая, в свою очередь, пропорциональна амплитуде механических колебаний.

Методика растяжения образцов описана в [2,5].

## Результаты и обсуждение

Были проведены исследования ультразвуковых колебательных мод вискеро́в  $TaS_3$  в состоянии ВЗП в зависимости от  $\epsilon$ . Длина образцов варьировалась от 2240 до 30 мкм, ширина — от 10 до 0.6 мкм. Обнаружены резонансные пики в интервале частот  $f = 10$  кГц – 60 МГц. Показано, что наиболее высокочастотные моды соответствуют возбуждению ультразвуковых стоячих волн. Это подтверждается рассчитанными значениями скорости звука, а также зависимостями частоты от номера гармоники и  $\epsilon$  [6].



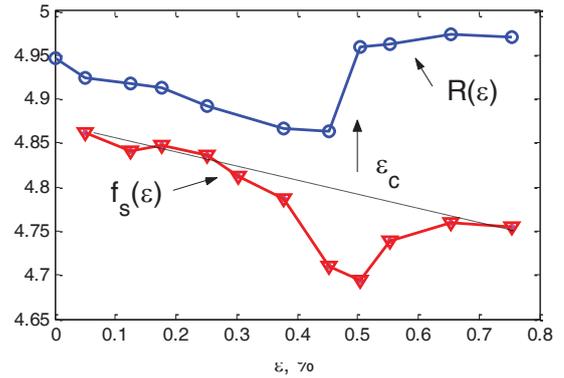
**Рис. 1.** Зависимость  $V_{\text{mix}}(f)$  для образца длиной 503 мкм, при  $\epsilon = \epsilon_c$ . Амплитуда  $V_- = 750$  мВ; пороговое напряжение:  $V_1 = 29.5$  мВ ( $\epsilon = 0$ ),  $V_1 = 7$  мВ ( $\epsilon = \epsilon_c$ ). Амплитуда модуляции – 80 кГц, частота модуляции – 33 Гц.  $T = 126$  К

Пример частотной зависимости  $V_{\text{mix}}$ , измеренной методом ГЧМ для образца длиной 503 мкм, приведён на рисунке 1. Кривая получена при  $\epsilon_c = 0.58\%$ , когда сигнал достигает максимума. Стрелками на графике отмечен ультразвуковой резонанс на частоте 4.67 МГц и его 3-я, 4-я и 5-я гармоники. Вторая гармоника не видна, очевидно, потому что на длине образца укладывается две полуволны, и растяжение-сжатие двух половин образца, как и модуляция сопротивления, происходит в противофазе.

На рисунке 2 приведена зависимость частоты  $f_s$  основной моды ультразвуковых колебаний от  $\epsilon$  для этого же образца. В области  $\epsilon_c$  наблюдается снижение  $f_s$  на величину  $\delta f_s/f_s = 2\%$ . Этот минимум соответствует минимуму модуля Юнга, ранее наблюдавшемуся при статических исследованиях  $\text{TaS}_3$  [3].

Используя образцы разной длины, а также разные гармоники, мы исследовали упругие свойства  $\text{TaS}_3$  на разных частотах. Наблюдалось снижение величины  $\delta f_s/f_s$  с ростом  $f_s$  [6], благодаря которому удалось оценить время фазового перехода ВЗП в УК состояние  $\tau \sim 10^{-5} - 10^{-6}$  с. В [2] показано, что в области перехода два состояния ВЗП сосуществуют, причём с изменением  $\epsilon$  электроны переходят из одной ВЗП в другую при сохранении суммарной концентрации. Поэтому можно предположить, что  $\tau$  определяется скоростью распространения доменных стенок, разделяющих два состояния ВЗП.

В результате оптимизации методики ГЧМ удалось измерить сигнал амплитудой 100 нВ, что соответствует относительной модуляции тока  $\sim 10^{-7}$ . Такой



**Рис. 2.** Зависимости  $f_s(\epsilon)$  и  $R(\epsilon)$  для образца длиной 503 мкм. Зависимость  $R(\epsilon)$  приведена для определения  $\epsilon=0$  и  $\epsilon=\epsilon_c$ .  $T = 126$  К

уровень шума позволил измерить сигнал в полях, всего в 2-3 раза превышающих пороговое. Мы рассчитываем, что исследование звуковых колебаний в микрообразцах позволит обнаружить и другие ВЧ аномалии свойств ВЗП, например — связанную с возбуждением плазменных колебаний в ВЗП [7]. В перспективе мы не видим препятствий для работы в диапазоне частот до ГГц при уменьшении размеров образцов до  $\sim 1$  мкм.

Авторы благодарны Р.Е.Торну за предоставление образцов  $\text{TaS}_3$ . Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты #17-02-01343, 18-02-00931) и РНФ (проект #17-12-01519).

## Литература

1. V.Ya. Pokrovskii, M.V. Nikitin and S.G. Zybtev // *Physica B*, V. 460, 39 (2015).
2. S.G. Zybtev, V.Ya. Pokrovskii // *Physica B*, V. 460, 34 (2015).
3. K. Das, M. Chung, M.J. Skove, and G.X. Tessema // *Phys. Rev. B*, V. 52, 7915 (1995).
4. М.В. Никитин, В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев // *Радиотехника и электроника*, Т. 63, № 10, С. 1110 – 1114 (2018).
5. S.G. Zybtev and V.Ya. Pokrovskii // *Phys. Rev. B* V. 94, 115140 (2016).
6. М.В. Никитин, В.Я. Покровский, С.Г. Зыбцев, А.В. Фролов // *Письма в ЖЭТФ*, Т. 109, 54 (2019).
7. Sh. Sengupta, N. Samudrala, V. Singh et al. // *Phys. Rev. Lett.*, V. 110, 166403 (2013).

# Люминесцентные свойства одиночных донорно-акцепторных пар в квантовых ямах на основе ZnSe

С.Н. Николаев<sup>1</sup>, В.С. Кривобок<sup>1,\*</sup>, Е.Е. Онищенко<sup>1</sup>, А.А. Пручкина<sup>1</sup>,  
М.А. Чернопицкий<sup>1</sup> С.И. Ченцов<sup>1</sup>

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

\*kolob7040@gmail.com

На основе измерений низкотемпературной (5К) микрофотолюминесценции исследованы свойства изолированных (квантовых) излучателей, связанных с донорно-акцепторными парами, в гетероструктуре с широкой квантовой ямой ZnSe/ZnMgSSe.

Стандартные спектроскопические методы, которые оперируют интегральными, усредненными по макроскопическому ансамблю величинами, часто оказываются малоэффективными для исследования дефектов в полупроводниках гетероструктурах. Основные ограничения связаны со случайным положением дефектов по отношению к различным интерфейсам, которое определяет заметное неоднородное уширение линии излучения (комбинационного рассеяния света) для любого макроскопического ансамбля дефектов. Для систематизированного исследования подобных сложных систем необходимо привлечение локальных методов, позволяющих выделять одиночные объекты и анализировать их свойства [1]. В данной работе подобный метод успешно реализован для исследования оптически активных фононных мод одиночных акцепторов в квантовой яме (КЯ) на основе ZnSe.

Для исследований был отобран образец, с широкой ZnSe КЯ толщиной 20 нм, размещенной между двумя барьерными слоями  $Zn_{0.84}Mg_{0.16}S_{0.12}Se_{0.88}$  толщиной 100 нм. Данная структура была выращена с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs:Si (001) с электронной проводимостью. В ранее опубликованной работе [1] сообщалось, что в спектрах микрофотолюминесценции наблюдаются одиночные (квантовые) излучатели, связанные с излучением донорно-акцепторных пар (ДАП), демонстрирующие скачкообразное изменение энергии излучаемых квантов со временем. В данной работе для одиночной КЯ на основе ZnSe получены спектры излучения одиночных ДАП, в состав которых входят водородоподобные доноры и акцепторы с различной энергией основного состояния. На рис.1 приведен пример полученного

изображения таких излучателей для области размером  $\sim 1 \times 100$  мкм. Показано, что независимо от энергии залегания акцепторного уровня, для излучения донорно-акцепторных пар характерны биения спектрального положения бесфононной линии излучения с течением времени. Данные биения вызваны взаимодействием дипольного момента ДАП (в основном состоянии) с флуктуациями локального электрического поля. Наиболее вероятной причиной перестройки электрического поля вблизи ДАП является изменения заряда дефектов в ее окрестностях. При больших временах накопления описанный эффект приводит к формированию сложных спектральных структур, компоненты которых демонстрируют антикорреляцию.

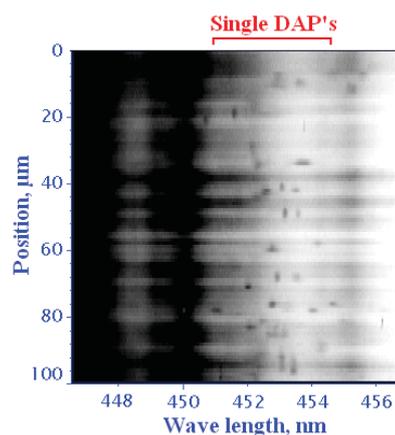


Рис. 1. Изображение ПЗС камеры иллюстрирующее характерный пример излучения ансамбля отдельных ДАП из области размером  $\sim 1 \times 100$  мкм

Использование времен накопления сигнала заметно меньших, чем характерные времена спектральной перестройки бесфононной линии, позволяет отслеживать спектральное положение бесфононной линии ДАП с течением времени. Показано, что аккумуля-

ция спектров излучения в режиме, при котором энергия кванта отсчитывается от бесфонновой линии, позволяет восстановить структуру оптически активных фононных мод для одиночной донорно-акцепторной пары, см. рис. 2. Ввиду того, что величина электрон-фононной связи пренебрежимо мала для состояний водородоподобного донора, полученные спектры демонстрируют зондирование оптически активных фононных мод для одиночных акцепторов.

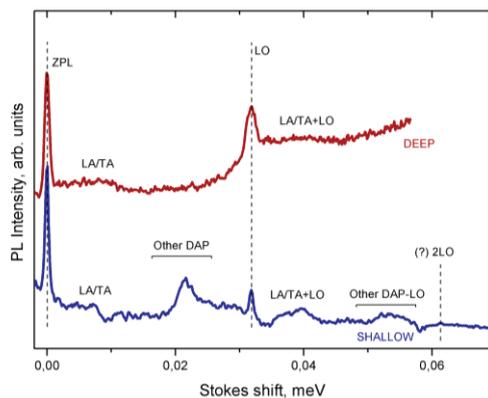


Рис. 2. Глубокая и мелкая одиночные ДАП

Таким образом, в широких квантовых ямах на основе ZnSe обнаружены и исследованы изолированные (квантовые) излучатели, свойства которых указывают на их связь с взаимодействующей парой двух дефектов – мелкого или глубокого акцептора и водородоподобного донора. На основе анализа спектров излучения данных объектов предложен метод оптического зондирования отдельных акцепторных центров в квантовых ямах. Метод апробирован на простейших примерах, демонстрирующих возможность определения частот активных в люминесценции фононов для одиночных акцепторных центров различного типа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (грант № 17-72-10265).

## Литература

- [1] В.С. Кривобок, С.Н. Николаев, С.И. Ченцов, Е.Е. Онищенко, В.С. Багаев, В.И. Козловский, С.В. Сорокин, И.В. Седова, С.В. Гронин, С.В. Иванов Письма в ЖЭТФ, 104(2), 107, (2016).

# Светоизлучающая 9R фаза кремния, сформированная методом ионной имплантации инертного газа в подложки SiO<sub>2</sub>/Si

А.А. Никольская, Д.С. Королев, А.Н. Михайлов, А.И. Белов, А.А. Сушков, Н.О. Кривулин, М.О. Марычев, К.Р. Мухаматчин, А.А. Елизарова, А.А. Конаков\*, Д.И. Тетельбаум, Д.А. Павлов

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.  
\*konakov\_anton@mail.ru

Впервые путем имплантации ионов инертного газа в подложки SiO<sub>2</sub>/Si получены светоизлучающие слои гексагонального кремния 9R. Методом просвечивающей электронной микроскопии поперечного сечения установлено формирование данной фазы в подложке кремния у границы с диоксидом кремния при облучении ионами Kr<sup>+</sup> (80 keV) с последующим отжигом при 800 °С. Синтезированные слои 9R-Si демонстрируют фотолюминесценцию с максимумом ~1240 нм. Первопринципные расчеты зонной структуры 9R-Si показали, что данная фаза является непрямозонной, причем значение ширины запрещенной зоны 1.06 эВ находится в хорошем соответствии со спектральным положением линии фотолюминесценции экспериментальных образцов.

## Введение

Гексагональные модификации Si привлекают внимание главным образом в связи с проблемой использования кремния в оптоэлектронике. Обычный (алмазоподобный) кремний 3C-Si – непрямозонный полупроводник, с чем связана его низкая эффективность как излучателя света. Одним из перспективных способов, направленных на решение указанной проблемы, является использование фазового перехода алмазоподобного Si в одну из гексагональных модификаций, проявляющих лучшие излучательные свойства (см., например, [1]).

В настоящей работе впервые показано образование светоизлучающей фазы 9R-Si в кремниевой подложке при облучении ионами инертных газов слоя термического оксида SiO<sub>2</sub> на поверхности Si [2].

## Методика эксперимента

Для подготовки образцов использовались подложки n-Si с удельным сопротивлением 4.5 Ω·см и ориентацией поверхности (001). Поверхностные слои аморфного SiO<sub>2</sub> с толщинами 120, 160 и 300 нм формировались на кремнии путем термического окисления при 1100 °С в сухом кислороде. Облучение проводилось ионами Kr<sup>+</sup> с энергией 80 кэВ, дозой 5×10<sup>16</sup> см<sup>-2</sup>. После имплантации про-

водился отжиг при 800 °С (30 мин) в осушенном азоте.

Исследование структуры образцов проводилось методом просвечивающей электронной микроскопии на микроскопе JEM-2100F. Поперечный срез (110) получался с применением установки Gatan 601.07000 TEM Specimen Preparation Kit по методике, основанной на технологии фирмы Gatan (США). Излучательные свойства определялись посредством спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при возбуждении светодиодам с длиной волны 530 нм и регистрировались по стандартной схеме с синхронным детектированием в диапазоне температур от 20 до 300 К в гелиевом криостате замкнутого цикла Janis Research©.

## Результаты и обсуждение

Структурные исследования полученных образцов, выполненные методом просвечивающей электронной микроскопии поперечного среза, выявили фазовое превращение кремния от 3C к 9R вблизи границы раздела Si/SiO<sub>2</sub> в образцах с исходной толщиной оксидной пленки 120 и 160 нм. В то же время в образце с толщиной оксида 300 нм имплантация не привела к каким-либо фазовым превращениям, а граница Si/SiO<sub>2</sub> не претерпела изменений.

Измерения ФЛ при 78 К для образцов с толщинами 120 и 160 нм выявили спектральную линию

с максимумом на длине волны 1240 нм. Измерения, выполненные до и после травливания слоя  $\text{SiO}_2$ , показали, что данная линия не исчезает, а даже усиливается после травления. Следовательно, она не связана с возможной люминесценцией слоя диоксида кремния. Усиление интенсивности линии ФЛ после травливания можно объяснить двумя факторами. Во-первых, в поверхностном слое  $\text{SiO}_2$  происходит поглощение излучаемых фотонов из-за наличия в нём дефектов. Во-вторых, травливание снижает количество центров безызлучательной рекомбинации, которые существовали на границе  $\text{Si/SiO}_2$  после имплантации и отжига. Тот факт, что при толщине плёнки 160 нм интенсивность ФЛ несколько выше, чем при 120 нм, можно объяснить тем, что в этом случае внутри подложки Si образуется меньшее количество радиационных дефектов, как первичных, так и вторичных, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации. Как ожидалось, для образца с толщиной 300 нм измерения ФЛ не выявили каких-либо спектральных линий в диапазоне энергий квантов, меньших энергии межзонного перехода в 3C-Si.

Чтобы судить о том, можно ли приписать наблюдаемую линию ФЛ излучению фазы 9R-Si, нами впервые был выполнен первопринципный расчет электронной структуры этой модификации. Элементарная ячейка 9R-Si моделировалась в гексагональной системе координат с параметрами

0.384 и 2.822 нм на основании результатов исследования структуры экспериментальных образцов. Расчеты зонной структуры проводились методом теории функционала плотности с использованием полнопотенциального подхода в базе линейаризованных присоединенных плоских волн с применением программного пакета Wien2k.

Результаты расчетов показывают, что объемный 9R-Si является непрямозонным полупроводником с запрещенной зоной 1.06 эВ и прямой энергетической щелью 1.7 эВ. Найденная величина непрямой щели для 9R-Si весьма близка к энергии квантов, отвечающей максимуму экспериментально полученной линии ФЛ (1.00 эВ). Это дает основание считать, что данная линия обусловлена непрямым межзонным переходом в фазе 9R-Si, хотя окончательное суждение об этом требует дальнейших исследований.

Работа поддержана грантами РФФИ 18-32-00740 и 18-32-20168, а также грантом Президента РФ МК-6679.2018.2.

## Литература

1. C. Rödl, T. Sander, F. Bechstedt *et al.* // *Physical Review B*, V. 92, 045207 (2015).
2. A.A. Nikolskaya, D.S. Korolev, A.N. Mikhaylov *et al.* // *Applied Physics Letters*, V. 113, 182103 (2018).

# Низкотемпературные особенности фотопроводимости «комнатной» волны зарядовой плотности в квазиодномерном соединении NbS<sub>3</sub>-II

С.А. Никонов<sup>1</sup>, С.Г. Зыбцев<sup>1</sup>, В.Я. Покровский<sup>1</sup>

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

Исследовано воздействие ИК-излучения на проводимость волны зарядовой плотности (ВЗП), существующей в моноклинной фазе NbS<sub>3</sub> ниже  $T_{P1}=365$  К. Обнаружено, что пороговое поле  $E_t$  для начала движения ВЗП увеличивается с ростом мощности облучения. При  $T < 20$  К может наблюдаться снижение  $E_t$ , связанное с воздействием излучения на метастабильные состояния ВЗП. Результат проясняет механизмы фотопроводимости NbS<sub>3</sub> в состоянии ВЗП.

## Введение

В квазиодномерных проводниках в электрических полях выше порогового ВЗП может скользить и вносить вклад в проводимость. Ниже порогового поля наблюдается линейная (квазичастичная) проводимость, а выше – нелинейная, связанная с движением ВЗП. Соответственно, кроме линейной фотопроводимости, может наблюдаться и нелинейная, связанная с влиянием фотонов на динамику ВЗП. После наблюдения в K<sub>0,3</sub>MoO<sub>3</sub> роста порогового поля при ИК облучении [1], долгое время считалось, что из-за малых времён рекомбинации фотоносителей в квазиодномерных проводниках можно наблюдать только нелинейную фотопроводимость.

Впервые линейную фотопроводимость удалось наблюдать на нанокристаллах квазиодномерного проводника TaS<sub>3</sub> [2]. Значительный сигнал был объяснён размерным эффектом: в нанокристаллах сечением меньше  $10^{-2}$  мкм<sup>2</sup> из-за уменьшения объёма когерентности ВЗП резко возрастает её неоднородная деформация и, вместе с ней, встроенные электрические поля. Это приводит к увеличению времен рекомбинации фотоносителей, по аналогии с «замороженной» фотопроводимостью в неоднородных полупроводниках.

Одним из соединений, в которых наблюдается ВЗП, является квазиодномерный проводник NbS<sub>3</sub>, в котором наблюдается три пайерлсовских перехода с температурными  $T_{P0}=460$ К (ВЗП-0),  $T_{P1}=360$ К (ВЗП-1, или «комнатная» ВЗП),  $T_{P2}=150$ К (ВЗП-2) [3,4]. NbS<sub>3</sub>-II обладает самой высокой анизотропией из всех известных материалов с ВЗП. В отличии,

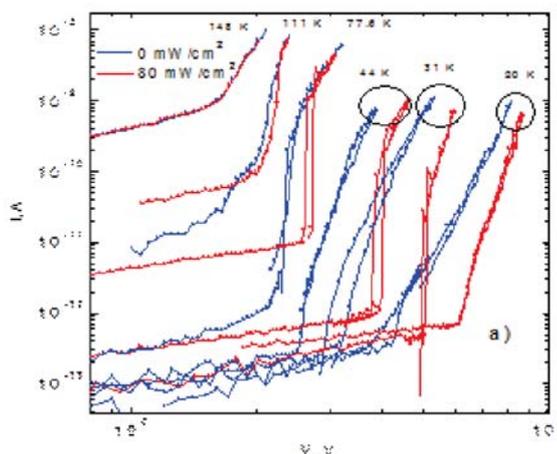
скажем, от TaS<sub>3</sub>, NbS<sub>3</sub> вырастет в виде готовых для монтажа нанокристаллов.

Ранее в квазиодномерных проводниках TaS<sub>3</sub> и K<sub>0,3</sub>MoO<sub>3</sub> наблюдалось увеличение порогового поля,  $E_t$ , с ростом мощности ИК облучения. Рост порогового поля в TaS<sub>3</sub> был объяснён в рамках модели слабого пининга увеличением линейной проводимости [5]. Рост порогового поля в K<sub>0,3</sub>MoO<sub>3</sub> связывался с образованием локальных центров проскальзывания фазы, которые стабилизировали крип ВЗП [1].

Детальные исследования образцов NbS<sub>3</sub> показали, что среди образцов можно выделить 2 подфазы: низкоомную и высокоомную [3]. В высокоомной подфазе существуют только два перехода – при  $T_{P0}$  и при  $T_{P1}$ . В данной работе мы поставили задачу исследования воздействия ИК-излучения на ВЗП-1. Варьируя условия её депининга и скольжения, можно прояснить механизмы её проводимости.

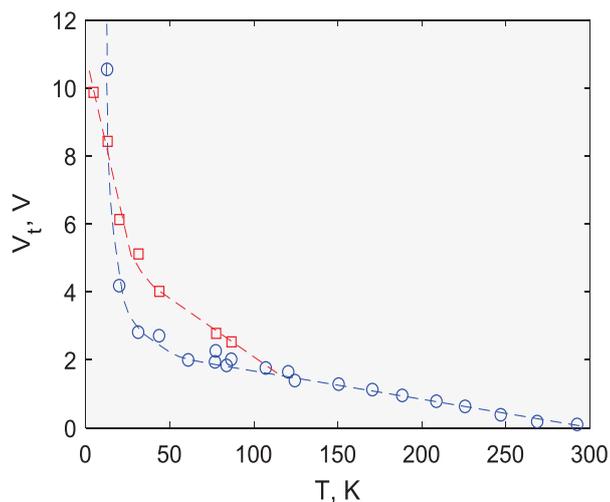
## Фотопроводимость

Поскольку фотопроводимость в NbS<sub>3</sub> удавалось наблюдать только ниже 140 К, для исследования «комнатной» ВЗП необходимо было отбирать высокоомные образцы, без ВЗП-2, т.к. нелинейность ВАХ от ВЗП-2 экранировала нелинейность ВЗП-1 ниже  $T_{P2}=150$ К. На рис. 1 представлен набор ВАХ для различных температур при ИК облучении с интенсивностью  $80$  мВт/см<sup>2</sup> и без облучения. Видно, что при воздействии света наблюдается увеличение  $E_t$ . Эффект достигает максимума при 30-40 К.



**Рис. 1.** Набор ВАХ для различных температур с подсветкой ИК (красные) и без (синие). Размеры образца 22мкм x 0.01 мкм<sup>2</sup>

На рис. 2 представлены температурные зависимости порогового поля в темноте и при ИК облучении. Видно, что в отсутствии облучения для температур выше 50 К наблюдается линейная зависимость  $E_t$ , а ниже 30 К  $E_t$  резко увеличивается. Выше 20 К наблюдалось «стандартное» воздействие ИК излучения – увеличение  $E_t$ . Однако начиная с 15 К ИК облучение уменьшает пороговое поле, причем необратимо. Это похоже на сброс метастабильных состояний, поскольку после многократного включения ИК света пороговое поле переставало зависеть от облучения.



**Рис. 2.** Зависимость напряжения порогового поля от температуры без ИК облучения (синяя) и с ИК облучением (красная). Размеры образца 22мкм x 0.01 мкм<sup>2</sup>

Увеличение порогового поля в TaS<sub>3</sub> можно объяснить моделью слабого пиннинга, согласно которой в одномерном случае  $E_T \approx (n_i \omega / K_{\parallel})^{1/3}$ , где  $n_i$  – концентрация примесей,  $\omega$  – потенциал пиннинга и  $K_{\parallel}$  – модуль упругости ВЗП. Так как  $K_{\parallel} \sim 1/n$ ,  $E_T \sim n^{1/3} \sim \sigma^{1/3}$  [5]. В отличие от TaS<sub>3</sub> на образцах NbS<sub>3</sub> мы не наблюдали зависимости  $E_T \sim \sigma^{1/3}$ . По-видимому, модель слабого пиннинга в нашем случае не работает, и необходимо другое объяснение.

## Выводы

В образцах NbS<sub>3</sub> при низких температурах, благодаря зависимости  $K_{\parallel} \sim 1/n$ , в ВЗП-1 могут возникать дефекты типа дислокаций, что может объяснить резкое увеличение  $E_t$  с понижением температуры (рис. 1б). Эти дефекты могут иметь разные конфигурации в электронном кристалле, в зависимости от предыстории, что объясняет метастабильные состояния ВЗП. С учётом этого, уменьшение  $E_t$  ниже 15 К в результате ИК облучения, причем необратимо, можно объяснить приближением конфигурации ВЗП к равновесному состоянию. Возможно, ИК облучение создает области локального подавления Пайерлсовской щели, которые могут являться центрами пиннинга. Являясь дефектами, при  $T > 20$  К они могут увеличивать  $E_t$ . При  $T < 20$  К, на фоне более сильного собственного пиннинга, доминирующим следствием локального подавления щели оказывается сброс метастабильных состояний.

Проведенное исследование нелинейной фотопроводимости в соединении NbS<sub>3</sub>-II показало необычность поведения порогового поля при низких температурах. По крайней мере, ниже 15К, требуется новая модель, описывающая влияние ИК излучение на пороговое поле.

Работа проводилась при поддержке РФФИ (грант 17-02-01343) и РНФ (грант 17-12-01519).

## Литература

1. Ogawa N., Shiraga A., Kondo R. et al. // Phys. Rev. Lett., 87, 256401, (2001)
2. Зайцев-Зотов С.В., Минакова В.Е. // Письма ЖЭТФ, 79, 680 (2004).
3. Zybtev S.G., Pokrovskii V.Ya., Nasretdinova V. F., Zaitsev-Zotov S.V. // Physica B 407, 1696 (2012)
4. Zybtev S.G., Pokrovskii V.Ya., Nasretdinova V. F., Zaitsev-Zotov S.V. // Phys. Rev., B 95, 035110 (2017).
5. Zaitsev-Zotov S.V., Minakova V.E. // Phys. IV France. 2005. V. 131. P. 95.

# Излучательные свойства слоев n-Ge, выращенных на Ge и Si подложках

**А.В. Новиков<sup>\*</sup>, Д.В. Юрасов, Н.А. Байдакова, П.А. Бушуйкин, Б.А. Андреев, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов, А.Н. Яблонский, 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.

<sup>\*</sup> anov@ipmras.ru

В работе представлены результаты сравнительных исследований люминесцентных свойств легированных Sb слоев Ge, выращенных на Si(001) и Ge(001) подложках. Показано, что в сигнал фотолюминесценции слоев Ge:Sb/Ge, в отличие от Ge:Sb слоев, выращенных на кремнии, значительный вклад дают непрямые оптические переходы. Данный факт связывается с большим временем жизни носителей заряда в гомоэпитаксиальных Ge:Sb/Ge структурах вследствие отсутствия в них дефектов кристаллической решетки, связанных с релаксацией упругих напряжений. При высокой концентрации Sb, значительно выше ее равновесной растворимости, на излучательные свойства Ge:Sb слоев, выращенных на различных подложках, начинают оказывать влияние дефекты, связанные с кластерами примесных атомов.

В последние годы легированные донорами слои Ge, сформированные на кремнии, привлекают к себе пристальное внимание как материал кремниевой оптоэлектроники и плазмоники [1, 2]. В частности, обсуждается возможность увеличения вероятности прямых оптических переходов в Ge при его легировании донорами [1]. Однако для достижения желательных физических эффектов необходимо формирование n-Ge/Si слоев с уровнем легирования, значительно превышающим уровень равновесной растворимости электрически активных доноров в Ge. В результате на излучательные свойства n-Ge/Si слоев существенное влияние могут оказывать дефекты, связанные с высокой концентрацией доноров [3]. Но выявление влияния уровня легирования на излучательные свойства n-Ge/Si слоев, выращенных на кремнии, затруднено, так как на люминесценцию данного класса гетероструктур также значительное воздействие оказывают дефекты, связанные с релаксацией упругих напряжений при росте Ge на Si [4]. Кроме того, отмеченное в ряде работ [4] значительное различие в соотношении интенсивности пиков ФЛ, связанных с непрямыми и прямыми оптическими переходами, в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) Ge/Si слоев и объемного Ge может быть вызвано небольшой толщиной слоев Ge, выращенных на Si, что приводит к значительно более слабому проявлению в них эффектов самопоглощения излучения, по сравнению с объемным Ge [5]. Также на ФЛ слоев Ge/Si могут оказывать влияние остаточные деформации.

В настоящей работе для выявления влияния дефектов, связанных с донорной примесью и релаксацией

упругих напряжений, на излучательные свойства n-Ge выполнены сравнительные исследования ФЛ Ge:Sb слоев, выращенных на Si(001) и Ge(001) подложках.

## Методика эксперимента

Исследованные Ge:Sb слои с различной концентрацией сурьмы были выращены методом МПЭ на Si(001) и Ge(001) монокристаллических подложках. Гомоэпитаксиальные структуры на Ge подложках состояли из тонкого (100 нм) Ge буфера и Ge:Sb слоя. Гетероструктуры на Si подложках состояли из Ge релаксированного буфера, сформированного с помощью двухстадийного роста и циклического отжига [6], и Ge:Sb слоя. Слои Ge на Si(001) характеризовались деформацией растяжения на уровне  $0.2 \div 0.25\%$ , вызванной разницей коэффициентов термического расширения Ge и Si. Толщина Ge:Sb слоев, выращенных на различных подложках, составляла 300 нм, а концентрация Sb в них варьировалась в широком диапазоне от  $N(\text{Sb}) = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , до значений  $N(\text{Sb}) > 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , которые более чем на порядок превосходят равновесную растворимость Sb в Ge ( $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Концентрация и распределение Sb определялась методом ВИМС, а концентрация электронов – из холловских измерений, спектров отражения и рентгенодифракционных исследований [3]. Исследования ФЛ выполнены при комнатной температуре с использованием оптической накачки на длине волны 808 нм, решеточного монохроматора Acton 2300i и многоканального детектора OMA-V на основе линейки фотодиодов InGaAs (0.8-2.2 мкм).

## Результаты и их обсуждение

Проведенные исследования продемонстрировали, что, в отличие Ge:Sb/Si(001) слоев, в сигнале ФЛ которых, независимо от  $N(\text{Sb})$ , доминирующий вклад дают прямые оптические переходы [3], в спектрах ФЛ слоев Ge:Sb/Ge(001) наблюдается сигнал как от непрямых, так и от прямых оптических переходов (рис. 1). При этом при невысокой концентрации Sb сигнал ФЛ от непрямых переходов в Ge:Sb/Ge структурах, как и в случае монокристаллического Ge, оказывается значительно более интенсивным (рис. 1). Выявленное различие связывается с двумя причинами. Полагается, что малый вклад прямых переходов в сигнал ФЛ слоев Ge:Sb/Ge обусловлен большим временем жизни носителей заряда в них по сравнению со слоями Ge:Sb/Si из-за более высокого кристаллического

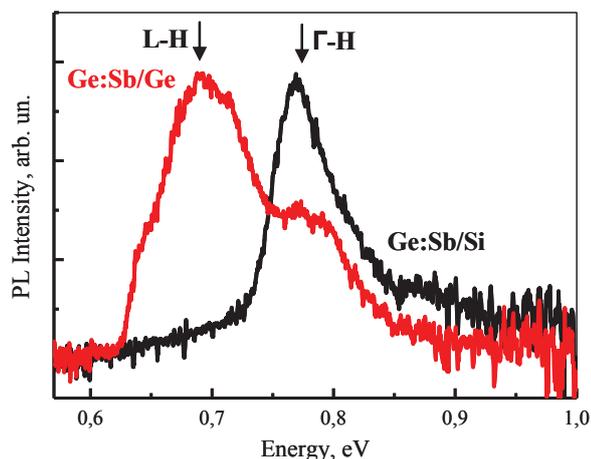


Рис. 1. Спектры ФЛ Ge:Sb слоев с  $N(\text{Sb})=2\text{-}4\cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , выращенных на различных подложках. Стрелками отмечено положение прямых (Г-Н) и непрямых (L-H) оптических переходов

качества гомоэпитаксиальных структур вследствие отсутствия в них дефектов, связанных с релаксацией упругих напряжений. Ранее было показано [4], что уменьшение времени жизни электронов в L-долинах приводит к росту отношения числа электронов в Г-долине к числу электронов в L-долинах. Росту вероятности прямых переходов в исследованных Ge/Si структурах способствует также их растяжение на уровне  $0.2\div 0.25\%$ , которое уменьшает энергетический зазор между Г и L-долинами на  $20\div 30 \text{ мэВ}$ .

При увеличении  $N(\text{Sb})$  в спектрах ФЛ слоев Ge:Sb/Ge наблюдается общее уменьшение интенсивности сигнала ФЛ, смещение пика, связанного с

прямыми переходами, в область меньших энергий и рост его вклада в общий сигнал ФЛ (рис. 2). Падение интенсивности ФЛ и уменьшение вклада от непрямых переходов обусловлено уменьшением времени жизни носителей заряда из-за дефектов, вызванных высокой концентрацией Sb [3]. Такими дефектами могут быть кластеры примесных атомов, формирующие при  $N(\text{Sb})$  выше равновесной растворимости Sb в Ge. Как и в случае Ge:Sb/Si структур [3], наблюдаемое с ростом  $N(\text{Sb})$  смещение пика ФЛ от прямых переходов в меньшие энергии вызвано эффектом перенормировки зон в легированных полупроводниках.

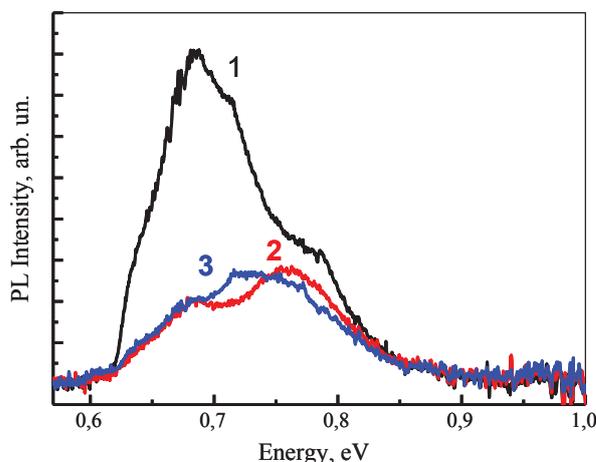


Рис. 2. Спектры ФЛ слоев Ge:Sb/Ge(001) с  $N(\text{Sb}) = 5\cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (1),  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  (2) и  $2\cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  (3)

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 18-02-00771 и 16-29-14056\_офи-м) 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, 043002 (2016).
2. L. Baldassarre, E. Sakat, J. Frigerio *et al.* // *Nano Lett.*, V. 15, 7225 (2015).
3. D.V. Yurasov, A.V. Antonov, M.N. Drozdov *et al.* // *J. Cryst. Growth*, V 491, 26 (2018).
4. G. Grzybowski, R. Roucka, J. Mathews *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 84, 205307 (2011).
5. T. Arguirov, M. Kittler, N. V. Abrosimov // *J. of Physics: Conf. Ser.*, V. 281, 012021 (2011).
6. Д.В. Юрасов, А.И. Бобров, В.М. Данильцев и др. // *ФТП*, Т. 49, 1463 (2015).

# Сравнение особенностей транспорта электронов и ТГц генерации в диодах на основе 6-, 18-, 30- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток

Е.С. Оболенская<sup>1\*</sup>, А.С. Иванов<sup>1</sup>, Д.Г. Павельев<sup>1</sup>, В.А. Козлов<sup>1,2</sup>, А.П. Васильев<sup>3,4</sup>

1 ННГУ им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603022.

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

3 НТЦ микроэлектроники РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

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

\*bess009@mail.ru

Проведено сравнение особенностей транспорта электронов в диодах на основе 6-, 18-, 30- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток (СР), в которых дизайн сверхрешеток подобен, а количество периодов и площадь контактов различны. Сопоставлены значения паразитных сопротивлений приконтактных областей диодов и определена величина удельного падения напряжения на одном периоде СР для всех особых точек на ВАХ диодов. Это позволило определить причину возникновения устойчивых ТГц колебаний тока в диодах.

## Введение

Исследованию процессов генерации в диодах на основе сверхрешеток (СР) посвящен ряд статей [1, 2], где было показано, что причиной возникновения генерации ТГц сигналов в СР является наличие отрицательной дифференциальной проводимости на зависимости скорости электронов от напряженности электрического поля, возникающей из-за взаимодействия электронов с потолком минизоны СР. Такой тип генерации аналогичен доменной генерации в диодах Ганна [3]. Снижение площади контактов диодов, а также сокращение длины пролетной области диодов с целью повышения их предельных частот требует повышения уровня легирования [2, 4]. В настоящей работе проведен анализ причин возникновения квазигармонических колебаний тока в диодах на основе 6-, 18-, 30- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток с высоким ( $10^{18}\text{см}^{-3}$ ) уровнем легирования СР. Исследованы возможности подавления доменной неустойчивости в диодах с малым количеством периодов СР.

## Эксперимент

Исследовались диоды на основе 6-, 18-, 30-, 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток, их конструкция показана на рис.1, а параметры - в таблице 1. На рис. 2 сопоставлены экспериментальные ВАХ диодов. Так как диоды имели различную площадь и

длину рабочей области СР, то для проведения корректного сравнения ВАХ нормировали на значения напряжений и токов в максимуме. Видно, что присутствует сходство между ВАХ для диодов с разным количеством периодов СР, а именно наличие 1-го и 2-го экстремумов.

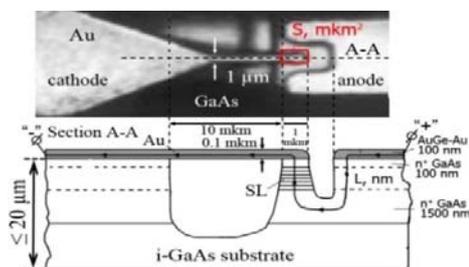
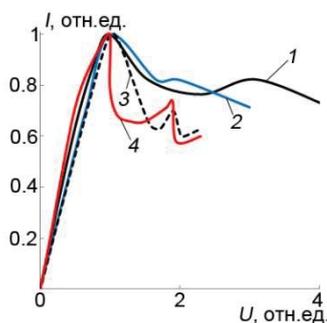


Рис. 1. Микрофотография, конструкция и эквивалентная схема исследуемых диодов. «SL» - рабочая область диода (длинной  $L$ ) со сверхрешеткой, стрелками показано прохождение электронов в диоде.  $S$  - площадь контакта

Таблица 1. Параметры исследуемых диодов

Количество периодов СР	6	18	30	120
Длина активной области диодов $L$ , нм	37.3	111.9	186.6	746.4
Легирование активной области диода $n$ , $\text{см}^{-3}$	$10^{18}$	$10^{18}$	$10^{18}$	$1.4 \cdot 10^{17}$
Площадь контакта $S$ , $\text{мкм}^2$ (см. рис.1)	1	5	6	64
Кол-во монослоев СР, GaAs x AlAs	18x4	18x4	18x4	14x3

Важно, что второй максимум для 6-периодной СР в 3 раза больше по напряжению, чем первый, а для остальных диодов только в 1.5-2 раза, несмотря на то, что конструкции диодов подобны.



**Рис. 2.** Сравнение вольтамперных характеристик диодов: 1 – СР с 6-ю периодами, 2 – СР с 18-ю периодами, 3 – СР с 30-ю периодами, 4 – СР с 120-ю периодами

Для измерений применялась схема, в которой на смесительный диод подавалось постоянное напряжение смещения, а мощность автоколебаний измерялась с помощью Фурье-спектрометра с приемником на криогенном болометре. При напряжениях смещения в диапазоне между первым и вторым максимумами ВАХ регистрировалась шумовая генерация. Максимум мощности квазигармонических автоколебаний наблюдался при выборе рабочей точки немного больше второго максимума ВАХ.

**Таблица 2.** Параметры диодов в режиме автогенерации

Кол-во периодов СР	6	18	30	120
F, ГГц	200-250	70-110	50-100	40-90
P <sub>вых</sub> , мкВт	1-10	20-30	50-200	400-900
Эффективность, %	0.5-1	1	1	1-2

## Обсуждение результатов эксперимента

Сопоставление ВАХ диодов с одинаковой конструкцией контактов [2, 5, 6] и различным количеством периодов сверхрешетки позволило уточнить контактное сопротивление и сопротивление сильнолегированных контактных  $p^+$  слоев диодов. В результате было корректно определено сопротивление СР, что позволило уточнить модель переноса электронов в сверхрешетках с малым (менее 10-ти) числом периодов. Сравнение исследуемых диодов показало, что ступенька на вольтамперной характеристике всех диодов, кроме 6-периодного соответ-

ствует разрыву зон, т.е. такому напряжению на диоде, когда падение напряжения на одном периоде СР становится больше, чем отношение ширины минизоны СР к заряду электрона. Для 6-ти периодного диода это напряжение в 1.5-2 раза выше. Для сравнения условий возникновения автогенерации было предложено использовать аналог критерия Кремера. Показано, что в диодах с количеством периодов СР более 10-ти указанный критерий выполняется, так что возможна доменная генерация. Эффект «разрыва» минизоны диодов, видимо, способствует возникновению доменной генерации. В диодах с количеством периодов менее 10-ти доменная генерация запрещена, так что наряду с уменьшением длины рабочей области открывается возможность возникновения автогенерации на пролетных эффектах [7].

Авторы благодарят М.С. Кагана за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке Программы повышения конкурентоспособности ННГУ им. Н.И. Лобачевского среди ведущих мировых научно-образовательных центров и Министерства образования и науки РФ в рамках Государственного задания по теме 0035-2019-0020-С-01.

## Литература

1. А.А. Ignatov, D.G. Pavel'ev et al.// Phys. Rev. B, 56, 10303 (1997).
2. Д.Г. Павельев и др.// ФТП, вып. 38, т.9, 1141 (2004).
3. М.С.Каган и др. // Материалы XXII международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника», т.2, 538(2018).
4. Heribert Eisele et al.// Appl. Phys. Lett. 112, 172103 (2018).
5. Е.С. Оболенская и др. // ФТП, Вып. 11, Т.52, 1337(2018).
6. D.G. Pavel'ev et al.// Physical Review B, V.65, 155320(2002).
7. D.G. Paveleyev, E. S. Obolenskaya et al. //IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology, Vol. 8 (2), 231(2018).

# Особенности роста на кремнии и свойства наноструктурированных островковых пленок кубической фазы карбида кремния

Л.К. Орлов<sup>1</sup>, В.И. Вдовин<sup>2</sup>, М.Л. Орлов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 433423.

<sup>3</sup> НИУ РАНХиГС, пр. Гагарина, д. 46, Нижний Новгород, 603950.

Обсуждаются механизмы формирования и кристаллическая структура островковых 3С-SiC пленок, получаемых из смеси водород содержащих соединений в условиях пониженных ростовых температур. Для разных участков поверхности микрокристаллической островковой пленки кубической фазы карбида кремния, осаждаемой на Si(100), изучены спектры излучательной рекомбинации, при возбуждении электронной подсистемы ионным пучком. Основное внимание уделено нанокристаллической структуре формируемых на поверхности микроостровков и анализу природы линии катодолюминесценции, сдвинутой относительно основной (550 нм) полосы излучения в область короткого (320 нм) ультрафиолета.

## Введение

Нанокристаллические гетерокомпозиции карбида кремния вызывают повышенный интерес вследствие многообразия образуемых кристаллических и фрактальных карбидных форм, а также благодаря своеобразию механизмов их формирования и наблюдаемых на их характеристиках особенностей. Примером, в частности, может служить проявление в ряде карбидных фаз эффектов, связываемых с возможной реализацией в системе естественной квантовой сверхрешетки [1]. В связи с этим в литературе в последнее время, активно обсуждается возможность наблюдения в нанокристаллитах карбида кремния размерных квантовых эффектов. В литературе для формирования наноструктурированных гетерокомпозиций с размерами SiC нанокристаллитов 2-20 нм, встраиваемых в различные диэлектрические матрицы (SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и др.), чаще всего используются методы электрохимии и ионной имплантации. Наиболее же обсуждаемыми являются причины высокой при комнатной температуре эффективности фото- и электролюминесценции, а также наблюдаемый в слоях кубической фазы карбида кремния сдвиг основной полосы излучения в ультрафиолетовую область спектра [2]. Необходимо отметить, что указанные особенности люминесцентных спектров присущи и сплошным эпитаксиальным текстурированным пленкам 3С-SiC, осаждаемых на пластинах кремния [3,4]. Очевидно, однако,

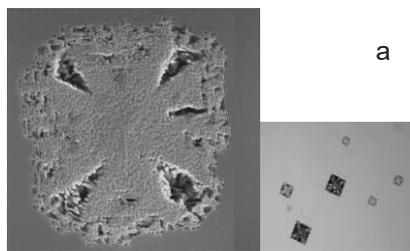
что своеобразные оптические характеристики формируемых различными способами микрокристаллитов, могут быть связаны не только с пространственным ограничением их электронной подсистемы, но и со свойствами межфазных и межзеренных границ в рассматриваемой системе.

## Структура пленок и особенности спектров катодолюминесценции

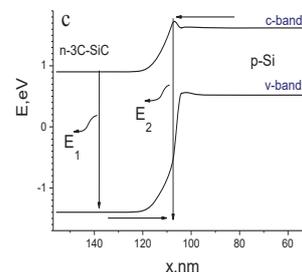
В работе изучаются механизмы формирования, тонкая кристаллическая структура и особенности излучательной рекомбинации различных участков островковых 3С-SiC пленок, осаждаемых на поверхности Si(100) и Si(110). Особое внимание уделено структуре и природе линий, обнаруживаемых в люминесцентных спектрах исследуемых структур и сопоставления их с идентичными спектрами сплошных текстурированных пленок и отдельных 3С-SiC/Si нанокристаллитов, встраиваемых в диэлектрические матрицы. Особое внимание уделено природе линий, сдвинутых в область дальнего (~320 нм) ультрафиолета [2,4-6].

Структура поверхности осаждаемых островковых 3С-SiC пленок показана на рис.1а. Здесь прослеживается начальная стадия зарождения и роста 3С-SiC островков размером 0.1-5 мкм на поверхности тонкого сплошного карбидизированного слоя кремния. Условием осаждения островковых пленок является низкая (~650°C) температура эпитаксии, обуславлива-

ющая низкую скорость распада адсорбируемых поверхностью молекул рабочих газов ( $\text{SiH}_4$ ,  $\text{C}_6\text{H}_{14}$ ), а также низкие значения объемной и поверхностной диффузии атомов Si и C,



обеспечивая низкую скорость роста слоя. Присутствие на поверхности Si подстилающего монокристаллического 3C-SiC слоя подтверждается как видом электронограмм, так и ха-



**Рис. 1.** а) Микроскопия поверхности островковой 3C-SiC/Si(100) структуры, б) спектры катодолуминесценции от поверхности подстилающего слоя (1) и одной из граней островка (2), в) структура зон в окрестности гетероперехода с промежуточным насыщенным дефектами  $\text{p}^+\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x$  слоем (на вставке – распределение по слоям структуры концентраций электронов и дырок)

актером спектров катодолуминесценции. Спектры катодолуминесценции, полученные при возбуждении ионным пучком тонкого карбидизированного слоя Si(100) и граней 3C-SiC островка, показаны на рис.1б. Вид спектров от разных участков поверхности идентичен, а положение линий совпадает с положением линий фотолуминесценции, представленных в работе [4] при возбуждении поверхности структуры 3C-SiC/Si(111) излучением третьей гармоники фемтосекундного Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> лазера.

В спектрах излучения эпитаксиальных пленок, кроме основной линии ( $E_1^{\text{max}} \approx 2.25$  эВ), соответствующей ширине запрещенной зоны кубической фазы карбида кремния, обнаруживается дополнительная линия с энергией  $E_2^{\text{max}} \approx 3.8$  эВ, сдвинутая в область дальнего ультрафиолета. Соответствующая полоса излучения наблюдалась также в спектрах люминесценции SiC нанокристаллитов, встраиваемых в различные матрицы [2,5]. В работе [6], где данная линия впервые при  $T_{\text{изм}} = 77\text{K}$  наблюдалась в спектрах катодолуминесценции отожженного в кислороде пористого 6H-SiC, она связывалась с квантово-размерным сдвигом основной линии люминесценции. В нашем случае исследование тонкой структуры микроостровков методами высокоразрешающей электронной и ионной микроскопии (рис. 1а) показало, что отдельные формируемые на поверхности островки являются текстурированными поликристаллами с нанометровыми в плоскости слоя размерами зерен вер-

тикально нарастающих по колончатому механизму. Механизм и характер роста карбидного островка на поверхности кремния существенно отличается от традиционно изучаемых напряженных островковых систем, таких как Ge/Si и InAs/GaAs, растущих по механизму Странско-Крастанова.

Сопоставительный анализ поведения линий в наблюдаемых люминесцентных спектрах, не показал заметного влияния размеров формируемых поверхностных нанокристаллитов на их положение, но продемонстрировал по данным ВИМС явную зависимость их свойств от содержания кислорода на границе между 3C-SiC слоем и кремниевой подложкой. Анализ поведения линии с энергией  $E_2$  в разных экспериментах, показал, что более вероятным механизмом излучательных переходов с энергией  $E_2$  является механизм, связанный с переходами между состояниями Si-C-O связей, образующихся на границах 3C-SiC нанокристаллитов. Участие пограничных состояний в излучательных рекомбинационных процессах подтверждается также расчетом структуры зон в области гетероперехода (рис.1с) и распределения возбуждаемых ионным пучком неравновесных носителей заряда. Структура характеризуется повышенной плотностью ловушек на гетерогранице, связанных со скоплениями точечных дефектов решетки акцепторного типа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18- 42-520062.

**Литература**

1. В.И. Санкин и др. // ФТП, т.34, 831 (2000).
2. J.Y. Fan, et.al. // Prog. Mat. Sc., v.51, 983 (2006).
3. А.А. Лебедев и др. // ФТП, т.40, 1432 (2006).
4. Л.К. Орлов и др. // ФТТ, т.51, 446 (2009).
5. A.V. Semenov, et.al. // ThSF, v.520, 6626 (2012).
6. J.S. Shor, et.al.// J. Appl. Phys., v.76, 4045 (1994).

# Плазмохимическое осаждение DLC-пленок на поверхности монокристаллического высоколегированного алмаза

А.И. Охупкин\*, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов, С.А. Королев, С.А. Краев,  
Е.А. Архипова, Е.В. Скорородов, П.А. Бушуйкин, В.И. Шашкин

Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, дер. Афонино Кстовского района Нижегородской области, 603087.

\*andy-ohapkin@yandex.ru

Проведено плазмохимическое осаждение DLC-плёнок на монокристаллический сильнолегированный бором (концентрация  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) алмаз р-типа проводимости в плазме  $\text{CH}_4+\text{Ar}$ . Скорость осаждения составила 7 нм/мин. Детально исследованы элементный состав и свойства полученных пленок. Плёнки оказались обогащены водородом, имели плотность  $2.4 \text{ г/см}^3$  и обладали ультра гладкой поверхностью (шероховатость 0.4 нм).

## Введение

Алмазоподобный углерод (Diamond Like Carbon, DLC) – аморфный углерод как с алмазными ( $\text{sp}^3$ ), так и с графитоподобными связями ( $\text{sp}^2$ ) в структуре. DLC-плёнки химически стойкие, твёрдые, биосовместимые. Это позволяет использовать их в роли защитных покрытий для MEMS-датчиков [1], в полевых транзисторах [2] и в биологических протезах [3]. Особый интерес DLC-пленки представляют в микроэлектронике в качестве изолирующих слоёв и контактов для транзисторов и диодов. В литературе отсутствуют сведения о процессе осаждения DLC-плёнок на поверхности монокристаллического алмаза с концентрацией примесей порядка  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  и выше. Упомянется лишь о применении DLC в качестве промежуточных областей между металлом и алмазом, улучшающих омические контакты без описания их структурных и морфологических свойств [4]. В связи с этим, получение DLC-покрытий на монокристаллическом сильнолегированном алмазе с последующим детальным исследованием их свойств является весьма актуальным.

## Методика эксперимента

Для проведения процессов осаждения и анализа полученных плёнок было задействовано оборудование ЦКП ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур». Плазмохимическое осаждение выполнено на установке Oxford Plasmalab 80 Plus в реакторе с двумя плоскопараллельными электрода-

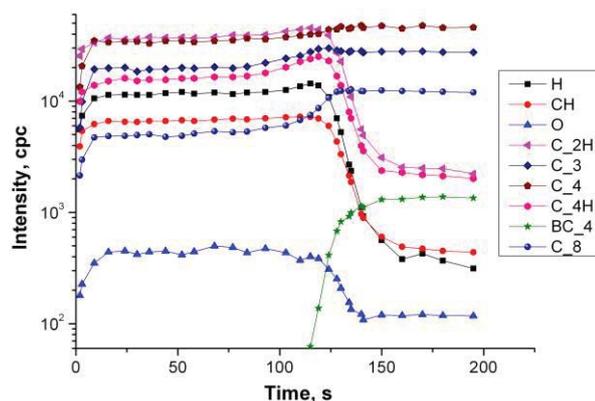
ми и источником индуктивно-связанной плазмы частотой 13.56 МГц.

Толщину, плотность и шероховатость плёнок измеряли методом малоугловой рентгеновской рефлектометрии. Элементный состав DLC-покрытий установили в результате послойного анализа методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) с высоким разрешением по глубине. Дополнительно поверхность плёнок была изучена методами интерферометрии белого света и сканирующей электронной микроскопии. Структурный состав плёнок DLC определен из анализа спектров комбинационного рассеяния при возбуждении аргоновым лазером с длиной волны 514.5 нм в диапазоне рамановского сдвига от  $1000 \text{ см}^{-1}$  до  $2000 \text{ см}^{-1}$ . Электрофизические свойства алмазоподобных покрытий определены путём измерения вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик между проводящей подложкой и контактами на поверхности DLC. Для формирования контактов была проведена фотолитография с нанесением металлической маски из Al методом электронно-лучевого напыления.

## Результаты и обсуждение

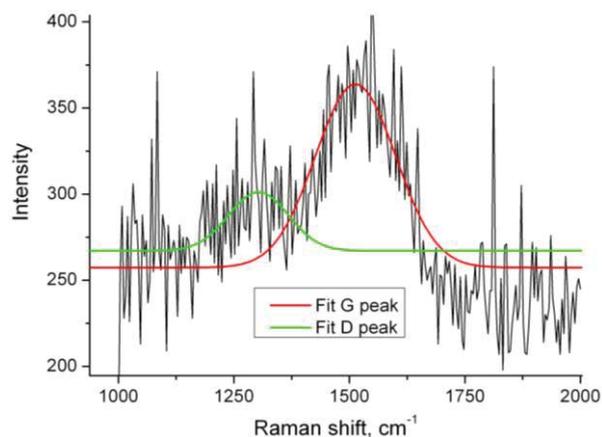
На поверхности монокристаллического высоколегированного алмаза (концентрация бора  $\sim 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ) и кремния (в качестве сравнения) в плазме метана и аргона были получены первые образцы DLC-покрытий. Скорость осаждения плёнок на кремнии при использовании чистого метана составила 7.4 нм/мин. При добавке аргона скорость осаждения составила 7.8 нм/мин для кремния и 7 нм/мин для монокристалличе-

ского алмаза. Плёнки, выращенные на монокристалле алмаза, оказались ультра гладкими с шероховатостью 0.4 нм и более плотными (плотность 2.4 г/см<sup>3</sup>) по сравнению с образцами, полученными на кремнии (1.9 г/см<sup>3</sup>). На поверхности образцов, осажденных на Si, имелись крупные неоднородности диаметром более 100 нм. В пленках, полученных на алмазе, таких дефектов не было. В результате анализа химического состава выяснилось, что все образцы содержат значительное количество водорода, как в свободном, так и в связанном с углеродом состоянии (Рисунок 1), что характерно для плёнок, выращенных методом низкотемпературного плазмохимического осаждения. Повышенное содержание кислорода в DLC по сравнению с алмазом объясняется очисткой камеры реактора кислородной плазмой перед проведением процесса осаждения.



**Рис. 1.** Профиль распределения элементов (полученный послойным ВИМС – анализом) по глубине плёнки DLC, осаждённой на монокристаллическом алмазе

На рамановском спектре плёнки DLC, осаждённой на кремнии, присутствовало два характерных пика: G пик при 1513 см<sup>-1</sup>, отвечающий колебаниям sp<sup>2</sup>-связей углерода и D пик при 1303 см<sup>-1</sup>, связанный с наличием нанометровых графитовых доменов (Рисунок 2). Сдвиг положений характерных пиков в меньшую область волновых чисел (по сравнению с монокристаллическим графитом), наряду с низким соотношением их интенсивностей (0.3) свидетельствует об аморфном состоянии углерода с высоким содержанием sp<sup>3</sup>-связей (стадия 2, согласно модели Феррари-Робертсона) [5].



**Рис. 2.** Спектр комбинационного рассеяния DLC-плёнки, осаждённой в плазме CH<sub>4</sub>+Ar

Удельное сопротивление DLC-плёнок, осаждённых на кремнии, варьировалось в диапазоне от 3·10<sup>10</sup> до 2·10<sup>11</sup> Ом·см в зависимости от их толщины. Поле пробоя составило 0.2 – 0.6·10<sup>7</sup> В/см, константа диэлектрической проницаемости 3.3 – 4.6.

Таким образом, в работе было проведено плазмохимическое осаждение DLC-плёнок на монокристаллический сильнолегированный бором (концентрация ~ 10<sup>20</sup> см<sup>-3</sup>) алмаз p-типа проводимости в индуктивно-связанной плазме CH<sub>4</sub>+Ar. Полученные покрытия обладали хорошими морфологическими и структурными свойствами.

## Литература

1. Bandorf R., Luthje H., Staedler T. // *Diamond and related materials*, 13 (4-8), 1491-1493 (2004).
2. Tan K.M., Fang W.W., Yang M., Liow T.Y., Lee R.T.-P., Balasubramanian N., Yeo, Y.C. // *IEEE electron device letters*, 29 (7), 750–752 (2008).
3. Hatem A., Lin J.L., Wei R., Torres R.D., Laurindo C., Soares P. // *Surface and coatings technology*, 332, 223-232 (2017).
4. Galbiati A. Lynn S., Oliver K., Schirru F., Nowak T., Marczevska B., Duenas J. A., Berjillos R., Martel I., Lavergne L. // *IEEE transactions on nuclear science*, 56 (4), 1863-1874 (2009).
5. Ferrari A. C. and Robertson J. // *Phys. Rev. B*, 64, 075414 (2001).

# Использование высокотемпературной аммиачной МЛЭ для улучшения свойств нитридных НЕМТ гетероструктур

С.И. Петров<sup>1\*</sup>, А.Н. Алексеев<sup>1</sup>, В.В. Мамаев<sup>1</sup>, С.А. Новиков<sup>1</sup>, Е.В. Луценко<sup>2</sup>, М.В. Ржеуцкий<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ЗАО «НТО», 194156, г. Санкт-Петербург, пр. Энгельса, 27, Россия;

<sup>2</sup> Институт физики имени Б.И. Степанова НАН Беларуси, 220072, г. Минск, пр. Независимости, 68-2, Беларусь

\*petrov@semiteq.ru

Использование высокотемпературных буферных слоев AlN/AlGaN выращенных методом МЛЭ при использовании аммиака и экстремально высокой температуре (до 1200°C) позволяет кардинально улучшить структурное совершенство активных слоев GaN и понизить плотность дислокаций в них до значений  $9 \cdot 10^8 - 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ . Исследовано влияние потока аммиака в диапазоне температур подложки 1000–1200°C. Получена атомарно-гладкая поверхность AlN с террасами и RMS ниже 1 нм. Использование оптимизированного потока аммиака при росте буферного слоя AlN, а также Ga как сурфактанта позволило увеличить подвижность электронов в канале GaN/AlGaN до  $2000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ .

## Введение

Одной из основных проблем при изготовлении приборов на основе III-нитридов является отсутствие недорогих согласованных по параметру решетки подложек. Выращивание на рассогласованных подложках приводит к высокой плотности дислокаций в слоях GaN ( $10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-2}$  для МЛЭ,  $10^8 - 10^9 \text{ см}^{-2}$  для МОГФЭ), что усложняет задачу получения приборных гетероструктур. Более высокие значения плотности дислокаций при выращивании МЛЭ связаны с меньшей температурой роста, и соответственно худшей поверхностной подвижностью атомов на ростовой поверхности. Типичные значения подвижности электронов при комнатной температуре в слоях GaN, выращенных на сапфире с использованием буферных слоев находятся в диапазоне  $250 - 350 \text{ см}^2$  для МЛЭ и  $500 - 700 \text{ см}^2$  для МОГФЭ.

При этом метод МЛЭ обладает рядом достоинств по сравнению с МОГФЭ, а именно: позволяет контролировать рост на уровне одного монослоя и получать резкие гетерограницы, обеспечивает высокую чистоту камеры роста и материала, предоставляет возможность построения высоковакуумных кластерных систем и др. В настоящее время все большее число исследователей выбирают МЛЭ с плазменным источником азота, поскольку она более проста в обслуживании, а также обладает рядом особенностей, таких как возможность низкотемпературного роста и отсутствие водорода на ростовой

поверхности. Однако в отличие от аммиачной МВЕ данный метод не позволяет заметно увеличить температуру роста и таким образом повысить качество материала.

## Эксперимент

Ранее были представлены результаты использования обоих разновидностей МЛЭ (с использованием плазменной активации азота и аммиака), полученные на установке STE3N (ЗАО «НТО», SemiTEq). Показано, что выращивание высокотемпературных буферных слоев AlN при экстремально высокой температуре (до 1150°C) позволяет кардинально улучшить структурное совершенство всей гетероструктуры и слоев GaN в частности. Использование данного подхода вместе со сверхрешетками AlGaIn/AlN позволило понизить плотность дислокаций в GaN до значений  $9 \cdot 10^8 - 1 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ , что привело к увеличению подвижности электронов в «объемном» GaN до  $600 - 650 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  при концентрации электронов  $3 - 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . При этом подвижность в ДЭГ образованном на границе таких слоев GaN достигает  $1500 - 1800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  на подложках сапфира и SiC. Полученные значения плотности дислокаций и подвижности электронов в «объемных» слоях GaN являются лучшими на сегодняшний день для метода МЛЭ и находятся в числе лучших для метода МОГФЭ.

Важно отметить, что получение таких буферных слоев трудно реализовать в плазменной МЛЭ, по-

сколькy для двумерного режима роста AlN необходимо Al-обогащенный режим, а десорбция алюминия становится существенной при температуре подложки более 900°C.

Детально исследовано влияние потока аммиака в интервале температур 1000–1200°C на шероховатость слоя AlN. Установлено заметное улучшение морфологии поверхности при увеличении потока аммиака с 30 см<sup>3</sup>/мин до 100 см<sup>3</sup>/мин. Отмечено, что температура подложки менее 1050°C способствует поликристаллическому росту, приводящему к образованию разориентированных кристаллитов. При слишком высокой температуре или избытке аммиака на поверхности слоя образуются гексагональные призматические дефекты. Можно предположить, что дефектами являются области инверсной полярности. Дальнейшее увеличение потока NH<sub>3</sub> до 200 см<sup>3</sup>/мин не позволяет существенно улучшить качество поверхности. Поэтому температура подложки 1100°C и поток NH<sub>3</sub> в 100 см<sup>3</sup>/мин в минуту приняты как оптимальные. В данных условиях получена атомарно-гладкая поверхность AlN с террасами и RMS ниже 1 нм.

Далее было исследовано влияние Ga как сурфактанта при росте буферного слоя AlN. При температурах выше 1000°C и потоке аммиака менее 100 см<sup>3</sup>/мин скорость термического разложения нитрида галлия существенно выше скорости роста, поэтому рост нитрида галлия невозможен и галлий может выступать в качестве сурфактанта для роста слоев AlN. Было установлено, что даже использование равных потоков Al и Ga не приводит к изменению скорости роста AlN при температуре подложки 1150°C, что говорит о том, что атомы галлия

не встраиваются в решетку AlN, при этом обеспечивается ускоренный переход в двумерный режим роста. Наиболее быстрый переход к двумерной картине роста происходит при соотношении потоков около 10:1.

Применение данных подходов позволило дополнительно увеличить на 20-30% подвижность электронов в канале GaN/AlGaN до 2000 см<sup>2</sup>/В·с.

Использование гетероструктур, выращенных с использованием аммиака на подложках SiC в АО «Светлана-РОСТ» позволило достигнуть в СВЧ транзисторах плотность мощности до 9 Вт/мм на 50 В (6,5 Вт/мм на 28 В) и до 5,2 Вт/мм на 28 В на частотах 3 ГГц и 10 ГГц соответственно. Предлагаемые подходы также могут быть применимы для УФ-оптоэлектроники, а также для выращивания темплейтов AlN/Si и технологии получения FBAR фильтров.

## Заключение

Показано, что увеличение температуры роста буферного слоя для аммиачной МЛЭ по сравнению с плазменной и оптимизация конструкции гетероструктуры позволяют снизить плотность дислокаций в слоях GaN на 1–1,5 порядка, что приводит к существенному увеличению подвижности в двумерном газе до значений 1500–1800 см<sup>2</sup>/В·с. Использование как оптимизированного потока аммиака так и сурфактанта Ga при росте слоя буферного слоя AlN позволило дополнительно увеличить подвижность электронов до 2000 см<sup>2</sup>/В·с. Полученные приборные характеристики и качество гетероструктур подтверждают правильность выбранных технологических подходов.

# Комплексное применение спектроскопии комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции для диагностики многослойных гетероструктур

С.М. Планкина<sup>1\*</sup>, О.В. Вихрова<sup>2</sup>, Б.Н. Звонков<sup>2</sup>, С.Ю. Зубков<sup>1</sup>, Р.Н. Крюков<sup>1</sup>,  
А.В. Нежданов<sup>1</sup>, Д.А. Павлов<sup>1</sup>, И.Ю. Пашенькин<sup>3</sup>, А.А. Сушков<sup>1</sup>

1 Национальный исследовательский Нижегородский университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

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

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

\*plankina@phys.unn.ru

Разработана методика диагностики твердых растворов полупроводниковых гетероструктур с комплексным применением спектроскопии комбинационного рассеяния света и спектроскопии фотолюминесценции в режиме латерального сканирования поперечных сколов. Определены составы слоев GaInAs и GaInP с учетом механических напряжений на гетерограницах в фотолюминесцентных структурах GaAs/GaInP/GaInAs.

## Введение

Эффективность работы полупроводниковых приборов на основе эпитаксиальных гетероструктур чувствительна к наличию в активной области дефектов, таких как дислокации несоответствия, вызванные рассогласованием параметров решеток сопрягаемых материалов. Для осуществления контроля и отработки технологии изготовления гетероструктур хорошо подходит метод конфокальной спектроскопии комбинационного рассеяния света (микро-КРС) в режиме латерального сканирования поперечных сколов благодаря информативности и отсутствию необходимости специальной подготовки образцов. Однако зависимость частот фононных колебаний одновременно от соотношения компонентов твердых растворов и механических напряжений делает невозможным определение состава напряженного слоя по спектру КРС. Дополнительное использование метода спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) позволяет однозначно определить соотношение компонентов в твердом растворе. Целью данной работы была разработка методики определения состава твердых растворов гетероструктур с комплексным применением спектроскопии КРС и ФЛ.

## Методика эксперимента

Исследованные образцы представляли собой фотолюминесцентные р-и-n структуры GaAs/InGaP/InGaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии при

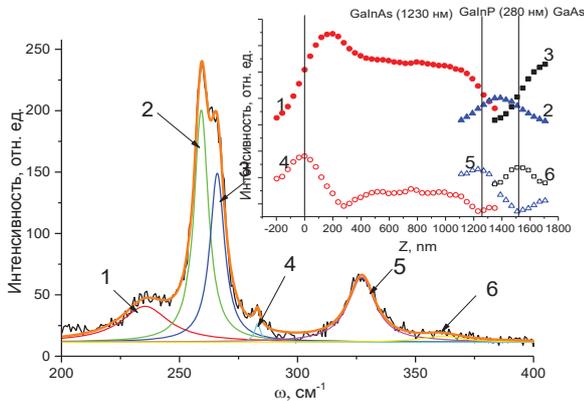
650°C на подложке n<sup>+</sup>-GaAs (100) в лаборатории эпитаксиальной технологии НИФТИ ННГУ. Образцы различались составом твердых растворов, который регулировался соотношением потоков металлоорганических соединений. Исследования спектров КРС и ФЛ от поперечного скола гетероструктуры (плоскости (110)) 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. Латеральное сканирование производилось с шагом 40 нм вдоль направления роста структуры (<001>). Пространственное разрешение метода – около 300 нм [1].

Для определения состава твердых растворов GaInAs и GaInP на установке Omicron Multiprobe были получены спектры рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). В качестве источника возбуждения фотоэлектронов использовалась характеристическая рентгеновская линия Al Kα с энергией 1486.6 эВ.

## Результаты и обсуждение

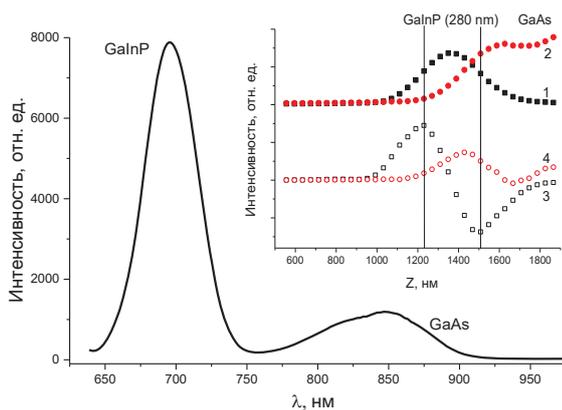
В связи с неоднородностью механических напряжений по координате роста для корректного определения состава твердых растворов важно, чтобы используемые при расчетах спектры КРС и ФЛ бы-

ли получены из одной области фотозвуждения. На рисунке 1 представлен аппроксимированный функцией Лоренца спектр КРС от поперечного скола (110) фотодиодной структуры, полученный в точке, соответствующей границе раздела твердых растворов GaInAs и GaInP. На вставке показаны распределения по координате сканирования интенсивности характерных фоннных мод.



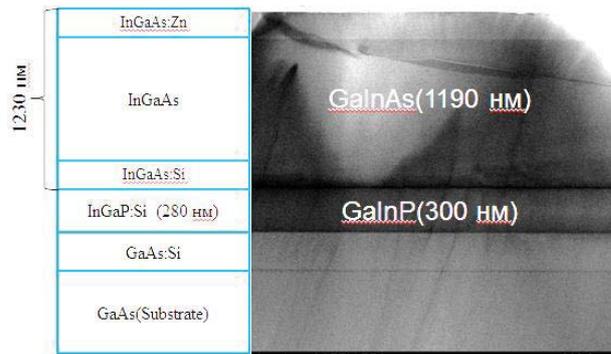
**Рис. 1.** Аппроксимированный функцией Лоренца спектр КРС фотодиодной структуры, полученный вблизи гетерограницы GaInAs/GaInP. Фоннные моды от твердого раствора GaInAs: 1 – InAs-подобная TO-мода, 2 – DATO-мода, 3 – GaAs-подобная TO-мода, 4 – GaAs-подобная LO-мода; моды от GaInP: 5 – InP-подобная TO-мода; 6 – GaP-подобная TO-мода. На вставке: 1,2,3 – распределения интенсивности GaAs-подобной TO-моды от GaInAs, InP-подобной TO-моды от GaInP, TO-моды от подложки GaAs, 4, 5, 6 – их первые производные соответственно

На рисунке 2 приведен спектр ФЛ от поперечного скола той же структуры, полученный вблизи гетерограницы GaInP/GaAs, и распределение по координате сканирования интенсивности пиков ФЛ.



**Рис. 2.** Спектр ФЛ фотодиодной структуры, полученный вблизи гетерограницы твердого раствора GaInP/GaAs. На вставке: 1,2 – распределения по координате сканирования интенсивности пиков ФЛ от твердого раствора GaInP и GaAs-подложки, 3,4 – их первые производные соответственно

Координаты гетерограниц и толщины слоев GaInAs и GaInP определялись по методике, описанной в [2]. Последние хорошо согласуются с данными просвечивающей электронной микроскопии (рис. 3).



**Рис. 3.** Схема фотодиодной структуры GaAs/InGaP/InGaAs и микроскопическое изображение ее поперечного среза

Состав твердого раствора определяется численным решением системы уравнений вида:

$$\begin{cases} \omega_{TO}(x, \sigma) = \omega_0(x) + \frac{1}{2\omega_0(x)} \left[ p(x) \cdot (S_{11}(x) + S_{12}(x)) + q(x) \cdot (S_{11}(x) + 3S_{12}(x)) \right] \sigma, \\ E_g(x, \sigma) = E_{g0}(x) - [2a(x) \frac{C_{11}(x) - C_{12}(x)}{C_{11}(x)} + b(x) \frac{C_{11}(x) + 2C_{12}(x)}{C_{11}(x)}] [S_{11}(x) + S_{12}(x)] \sigma \end{cases}$$

где  $\omega(x, \sigma)$  – зависимость частоты фоннной моды от состава твердого раствора и механических напряжений,  $\omega_0(x)$  – зависимость положения пика КРС от состава,  $p$  и  $q$  – фоннные деформационные потенциалы,  $E_g(x, \sigma)$  – зависимость ширины запрещенной зоны от состава и механических напряжений,  $E_{g0}(x)$  – зависимость ширины запрещенной зоны от состава,  $a(x)$  и  $b(x)$  – гидростатические деформационные потенциалы,  $C_{ij}(x)$  – упругие константы материала,  $S_{ij}(x)$  – константы упругой податливости,  $\sigma$  – механические напряжения. Рассчитанное по описанной методике содержание галлия в твердом растворе GaInP хорошо согласуется с данными РФЭС.

Таким образом, комплексное применение спектроскопии КРС и ФЛ в режиме латерального сканирования поперечных сколов позволяет определять состав твердых растворов без дополнительного привлечения структурных исследований.

### Литература

1. S.M. Plankina, O.V. Vikhrova, Yu.A. Danilov, B.N. Zvonkov, et al. // Semiconductors, 50 (11), 1539 (2016).
2. A.V. Kudrin, S.M. Plankina, O.V. Vikhrova, A.V. Nezhdanov, et al. // Micron, 93, 38 (2017).

# Резонансные магнитооптические эффекты в полупроводниковых наноструктурах

А.Н. Поддубный

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

\*poddubny@coherent.ioffe.ru

Предсказан новый магнитооптический эффект – направленное излучение для источника, находящегося вблизи поверхности и помещенного в параллельное поверхности магнитное поле. Эффект обнаружен экспериментально в фотолюминесценции CdMnTe квантовых ям. В гибридных плазмонно-полупроводниковых наноструктурах степень направленности усиливается до 60%. Также развита исследован гигантский резонансный поперечный магнитооптический эффект Керра в CdMnTe квантовых ямах.

## Введение

Управление интенсивностью и направлением распространения света требуется во многих областях современной оптики, от макроскопических прожекторов до наноантенн. Магнитооптические эффекты, такие как эффект Фарадея и эффект Керра, широко используются для управления поляризации проходящих и отраженных световых лучей. Такие эффекты могут дополнительно усиливаться в плазмонных наноструктурах. Управление направлением излучения магнитным полем требует специального дизайна структуры. До настоящего времени это демонстрировалось лишь для излучения киральных объектов в геометрии Фарадея, когда направление излучения переключалось вдоль магнитного поля. Переключение интенсивности излучения в направлении, поперечном магнитному полю, не изучалось.

В настоящей работе предложен и экспериментально продемонстрирован новый магнитооптический эффект, заключающийся в переключении направления излучения для источника в поперечном магнитном поле  $\mathbf{B}$ , когда источник расположен вблизи поверхности, нарушающей зеркальную симметрию среды. Волновой вектор  $\mathbf{k}$  излучения пропорционален  $[\mathbf{B} \times \mathbf{n}]$ , где  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к поверхности, см. рис. 1.

Эффект основан на двух ключевых ингредиентах: во-первых, правила отбора для излучения источника света должны изменяться магнитным полем, что возможно для любого источника в магнитных материалах. Во-вторых, излучаемый свет должен иметь ненулевой поперечный спин (угловой момент)  $\mathbf{S} \parallel \mathbf{B} \perp \mathbf{k}$ . Ненулевой локальный поперечный

спин присутствует в любой структуре с нарушенной симметрией отражения, например, когда излучатель расположен вблизи плоского зеркала. Обычные электромагнитные плоские волны остаются в среднем линейно поляризованными и направление их распространения в среде не зависит от их поляризации. Следовательно, в объемном материале можно ожидать только слабых эффектов направленности. В противоположность этому субволновые оптические поля обладают сильным поперечным спином, знак которого зависит от направления распространения [1]. Качественно этот объясняется тем, что для ТМ-поляризованных волн вектор поляризации электрического поля с волновым вектором  $\mathbf{k}$  можно записать как  $\mathbf{E} \sim k_y \mathbf{e}_z - k_z \mathbf{e}_y$ , где  $\mathbf{e}_z$ ,  $\mathbf{e}_y$  – базисные орты. Для поверхностной волны компонента волнового вектора  $k_y$  является комплексной, поэтому  $z$  и  $y$  компоненты электрического поля сдвинуты по фазе на 90 градусов, что можно интерпретировать как возникновение поперечного спина. Таким образом, использование субволновых поверхностных мод плазмонов и фотонов приводит к усилению эффекта направленности.

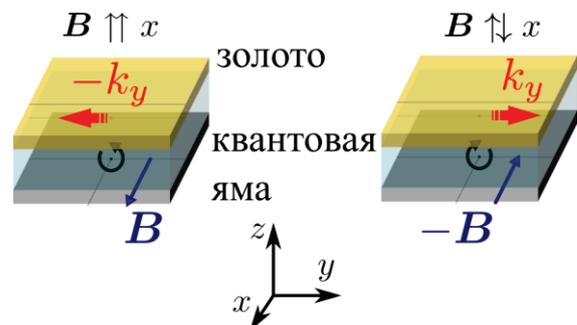
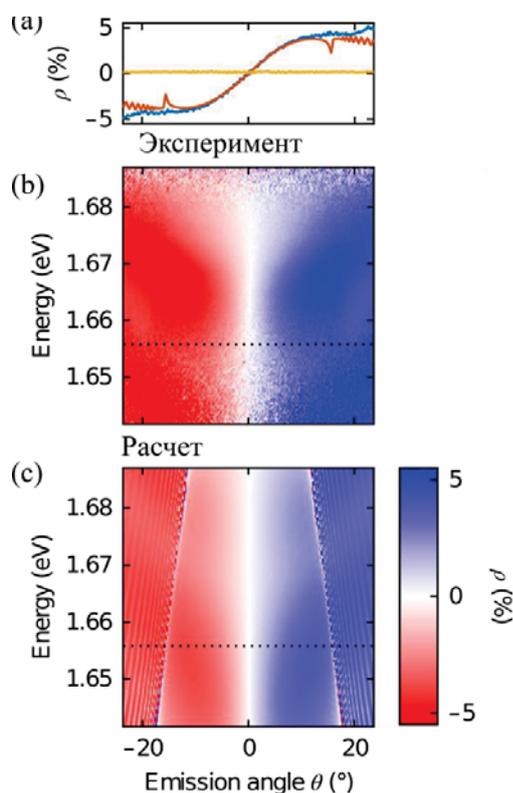


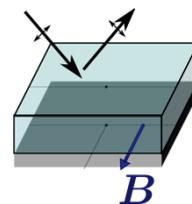
Рис. 1. Схема эксперимента по переключению направления излучения поверхностных плазмонов из квантовой ямы поперечным магнитным полем



**Рис. 2.** Зависимость степени направленности излучения  $\rho$  от угла (а) для фиксированной энергии излучения (синие кривые – эксперимент, красные – расчет). (b,c) Экспериментальные и рассчитанные зависимости степени направленности  $\rho$  от угла и энергии фотона

### Переключение направления излучения

В эксперименте [2] исследовалась фотолюминесценция квантовых ям  $\text{Cd}_{0.974}\text{Mn}_{0.026}\text{Te}/\text{Cd}_{0.73}\text{Mg}_{0.27}\text{Te}$  при нерезонансном возбуждении. Магнитное поле лежало в плоскости квантовой ямы, как показано на рис. 1. Магнитное поле приводит к изменению правил отбора оптических переходов за счет смешивания состояний с легкими и тяжелыми дырками. За счет этого возникает степень циркулярной поляризации переходов,  $P_{\text{circ}} \sim \text{Im} d_y d_z^* \sim B_x$ , где  $d$  – матричный элемент дипольного момента перехода. Это приводит к направленному излучению плазмонов, которое, благодаря нанесенной дифракционной решетке, преобразуется в дальнее поле и детектируется в задней фокальной плоскости объектива. Степень направленности излучения характеризуется величиной  $\rho = [I(+B) - I(-B)] / [I(+B) + I(-B)]$ , которая линейно зависит от величины магнитного поля и угла наблюдения  $\theta$ .



**Рис. 3.** Поперечный магнитооптический эффект Керра – зависимость величины коэффициента отражения от магнитного поля

На рис. 2 представлены экспериментальные результаты измерения спектральной и угловой направленности излучения при температуре 10 К в магнитном поле 0.5 Т. В согласии с теоретическим предсказанием и численным расчетом, степень направленности меняет знак с углом, и достигает значений в 5%. Охлаждение до 4К и увеличение магнитного поля до 2Т позволило добиться степени направленности в 60%.

### Поперечный магнитооптический эффект Керра

Также проведено исследование поперечного магнитооптического эффекта Керра для  $\text{CdMnTe}$  квантовых ям [3], см. рис. 3. Предыдущие исследования были ограничены режимом слабой связи, когда спектральная ширина оптических переходов значительно превышала зеемановское расщепление в магнитном поле. В настоящей работе был исследован эффект в режиме гигантского зеемановского расщепления экситонных спиновых состояний. Для слабых магнитных полей в режиме слабой связи величина эффекта растет линейно с ростом расщепления Зеемана. В больших полях величина эффекта насыщается, а спектр состоит из четырех отдельных пиков, соответствующих зеемановски расщепленным уровням тяжелых дырок и легких дырок.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-52-12038 ННИО\_а.

### Литература

1. P. Lodahl, S. Mahmoodian, S. Stobbe, A. Rauschenbeutel *et al.*// Nature **541**, 473-480 (2017).
2. F. Spitzer, A. N. Poddubny, I. A. Akimov, M. Bayer// Nature Physics, V. 14, 1043 (2018)
3. O.V. Borovkova, F. Spitzer, V.I. Belotelov, M. Bayer *et al.*// Nanophotonics (2019, in press), doi: 10.1515/nanoph-2018-0187, arXiv:1810.13344

# Усиление терагерцового излучения в режиме антикроссинга плазмонных резонансов в периодической двухслойной структуре на основе графена

О.В. Полищук<sup>1\*</sup>, В.В. Попов<sup>1</sup>, Д.В. Фатеев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019.

<sup>2</sup> Саратовский государственный университет, ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012.

\*polischuk.sfire@mail.ru

В данной работе рассматривается возбуждение крайне высокодобротных резонансных плазмонов в периодической двухслойной структуре на основе графена в режиме усиления терагерцовой волны. Резонансные частоты оптической и акустической мод разнонаправлено зависят от изменения толщины изолирующего диэлектрического слоя, что делает возможным режим их антикроссинга при определенных параметрах. В режиме антикроссинга оптическая плазмонная мода гибридизируется с акустической, в результате чего происходит резкое сужение ширины плазмонного резонанса (увеличение добротности резонанса) и достигается максимальное усиление.

## Введение

Плазменные колебания (плазмоны) в графеновых структурах могут возбуждаться в широком диапазоне терагерцовых (ТГц) частот [1] и характеризуются очень малыми 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, исследование плазменных колебаний в графене в качестве платформы для создания эффективных компактных устройств управления ТГц излучением является крайне актуальным.

## Теоретическая модель

В данной работе теоретически исследуется возбуждение крайне высокодобротных резонансных плазмонов в периодической двухслойной структуре на основе графена в режиме усиления ТГц волны. Рассматривается два периодических массива графеновых микрополосок, расположенных в двух параллельных плоскостях, разделенных тонким диэлектрическим барьерным слоем, как показано на Рисунке 1. Внешняя ТГц волна падает нормально на плоскость исследуемой структуры, при этом ее электрическое поле поляризовано поперек направления периодичности графеновых полосок. Графе-

новые полоски верхнего и нижнего периодических массивов микрополосок имеют разную ширину.

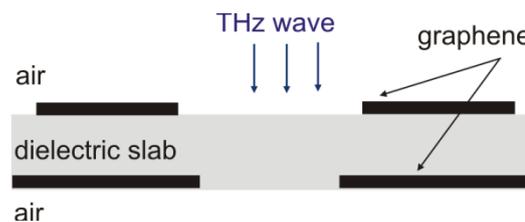


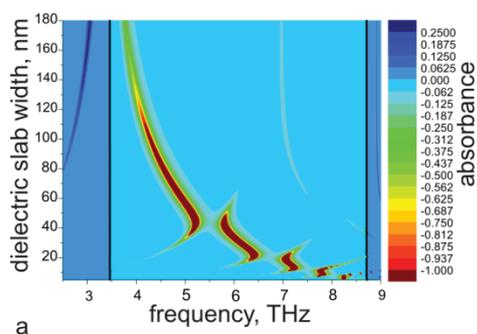
Рис. 1. Схематическое изображение двухслойной периодической структуры на основе графена

Задача о падении ТГц волны на данную структуру решалась с использованием самосогласованного электродинамического подхода, аналогичного описанному в [3]. Отклик графена описывается комплексной динамической поверхностной проводимостью [4]. Наличие неэкранированных участков на нижних (по направлению падения волны) графеновых полосках приводит к тому, что рассматриваемая система поддерживает существование не только оптических, но и сильных акустических плазмонных мод. Резонансные частоты оптической и акустической мод разнонаправлено зависят от изменения толщины изолирующего диэлектрического слоя, что делает возможным режим антикроссинга этих мод при определенных параметрах. В режиме антикроссинга оптическая плазмонная мода гибридизируется с акустической, в результате чего происходит резкое сужение ширины плазмон-

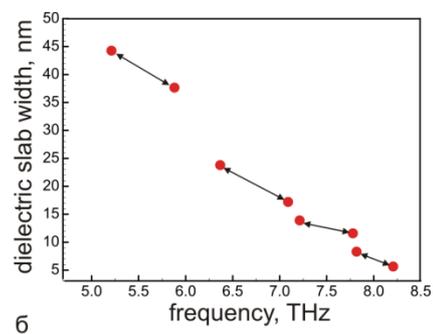
ного резонанса (увеличение добротности резонанса) и достигается максимальное усиление.

## Результаты и обсуждение

Численно рассчитаны спектры ТГц поглощения/усиления в зависимости от частоты падающей ТГц волны и толщины диэлектрического барьерного слоя (см. Рисунок 2а). Расчеты выполнены для реалистичных параметров структуры: ширины верхней и нижней полосок соответственно 250 и 300 нм, период структуры – 550 нм. Поглощение ТГц волны вызвано преимущественно внутризонными процессами в графене, описываемыми феноменологической скоростью внутризонного рассеяния носителей заряда  $10^{12} \text{ с}^{-1}$  при комнатной темпе-



ратуре. Усиление ТГц волны связано со стимулированной межзонной излучательной рекомбинацией электронно-дырочных пар в графене. Расчеты проводились для малой величины квазиэнергии Ферми на микрополосках графена с инверсной населенностью носителей заряда 20 мэВ. Однако, такой низкой накачки достаточно, чтобы межзонные переходы в графене преобладали над потерями Друде. Следовательно, реальная часть проводимости графена становится отрицательной, что соответствует режиму усиления энергии в графене. Вертикальные сплошные черные линии на Рисунке 2а соответствуют нулевому значению реальной части проводимости графена и ограничивают частотный диапазон режима усиления.



**Рис. 2.** (а) Спектр усиления ТГц излучения в двухслойном периодическом массиве графеновых микрополосок в зависимости от толщины диэлектрического барьерного слоя, при температуре 300 К. (б) Показано положение точек самовозбуждения плазменных колебаний в каждой области антикроссинга

Показано, что в широком частотном диапазоне режима усиления возможно существование нескольких областей антикроссинга. Число таких областей определяется геометрическими параметрами структуры. В каждой области антикроссинга достигаются наибольшие значения добротности резонансных плазмонов и максимальное усиление ТГц излучения (показаны точками на Рисунке 2б). Максимальное усиление (режим самовозбуждения плазменных колебаний) наступает, когда суммарные потери за счет рассеяния носителей заряда в графене и потерь на излучение уравниваются плазмонным усилением [5,6], что обеспечивает высокую когерентность коллективной плазменной моды. Баланс между суммарными потерями и плазмонным усилением для фиксированной низкой величины накачки достигается всякий раз в области антикроссинга за счет резкого уменьшения потерь на излучение (величины радиационного затухания).

Резонансная частота плазменных колебаний в графене может варьироваться как за счет изменения

толщины изолирующего барьерного слоя, так и уровня Ферми.

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. О.В. Полищук, Д.В. Фатеев, В.В. Попов // *Физика и техника полупроводников*, Т. 51(11), 1514 (2017).
4. A.A. Dubinov, V.Y. Aleshkin, V. Mitin *et al.* // *J. Phys.: Condens. Matter*, V. 23, 145302 (2011).
5. V.V. Popov, O.V. Polischuk, A.R. Davoyan *et al.* // *Phys. Rev. B*, V. 86, 195437 (2012).
6. V.V. Popov, O.V. Polischuk, S.A. Nikitov *et al.* // *Journal of Optics*, V. 15, 114009 (2013).

# Накопление заряда в GaAs квантовых ямах резонансно-туннельного диода индуцированное квантующим магнитным полем

В.Г. Попов<sup>1,2\*</sup>, В.Г. Криштоп<sup>2</sup>, L. Eaves<sup>3</sup>, M. Henini<sup>3</sup>, J.-C. Portal<sup>4,5,6</sup>

1 ОАО «ИнфоТекС», ЦНИПР, Старый Петровско-Разумовский проезд, 1/23 стр 1, Москва, 127287.

2 Институт проблем технологии микрэллектроники РАН, ул. Академика Осипьяна, 6, Московская обл., 142432.

3 School of Physics and Astronomy of Nottingham University, Nottingham, NG7 2RD, UK.

4 Grenoble High Magnetic Field Laboratory, CNRS, BP 166, F-38042, Grenoble Cedex 9, France.

5 INSA, 135 Avenue de Rangueil, F-31077, Toulouse Cedex 4, France.

6 Institut Universitaire de France, 103 Bd. St. Michel, F-75005, Paris, France.

\*popov@iptm.ru

Экспериментально исследованы вольт-амперные характеристики резонансно-туннельного диода в магнитных полях разных ориентаций. Обнаружено значительное увеличение накопления заряда в GaAs квантовой яме между  $Al_{0,6}Ga_{0,4}As$  барьерами в магнитном поле, перпендикулярном плоскостям двумерных систем. Заселенность уровней Ландау в двумерных электронных системах близка к 1. В этом случае при описании особенностей на ВАХ необходимо рассматривать такие эффекты как формирование полярных состояний и псевдощели.

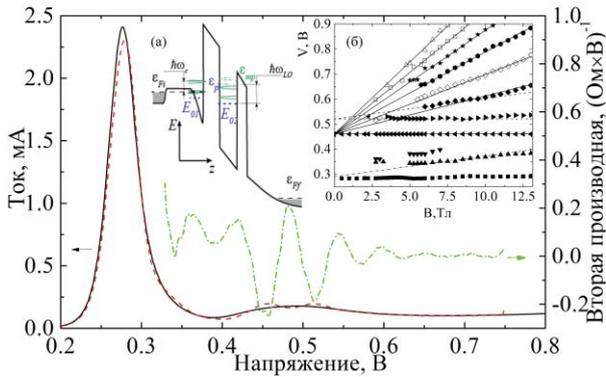
## Введение

Процессы туннелирования в сильных магнитных полях, квантующих двумерные электронные системы (ДЭС) представляют фундаментальный интерес в связи с уникальными многочастичными состояниями ДЭС, которые до сих пор активно исследуются [1]. Туннельные же эксперименты могут позволить получить новую информацию о свойствах состояний ДЭС в сильных квантующих магнитных полях. Что касается туннелирования оно обнаруживает в таких системах псевдощель, проявляющуюся как подавление проводимости при малых напряжениях смещения [2], или как сдвиг резонанса в сторону больших напряжений [3]. Это явление так же сопровождается пиннингом уровней Ландау и их расщеплением по спине [4]. Накопление заряда в квантовых ямах (КЯ) резонансно-туннельных диодов (РТД) исследовалось довольно давно и проявлялось как эффект бистабильности на вольтамперной характеристике (ВАХ) [5]. Примечательно, что увеличение накопления заряда в магнитном поле ранее наблюдалось для КЯ РТД расположенной между барьерами [6]. В этой работе мы декларируем, что накопление заряда увеличивается и в эмиттерной КЯ, кроме того этот эффект сопровождается такими многочастичными эффектами как псевдощель, спиновое расщепление уровней

Ландау (УЛ) и увеличением электрон-фононного взаимодействия.

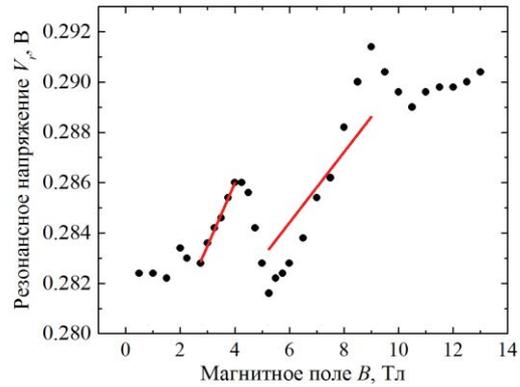
## Эксперимент и его обсуждение

Исследуемые РТД были изготовлены стандартными методами фотолитографии и химического травления из полупроводниковой гетероструктуры последовательность слоев, которой можно найти в работе [6]. В кратце можно сказать, что барьерные слои состояли из слоев  $Al_{0,4}Ga_{0,6}As$  толщинами 8,3 нм и 11,1 нм, между ними был слой GaAs толщины 5,8 нм. Эмиттерная КЯ формировалась при конечном напряжении смещения  $V_{th}$  в слаболегированном спейсерном GaAs слое толщиной 53 нм. На вставке к рисунку 1 показан схематически профиль дна зоны проводимости РТД с квантовыми уровнями при приложенном напряжении смещения. На рисунке 1 приведены туннельные спектры РТД, измеренные при температурах жидкого гелия. Полярность напряжения была такова, что менее прозрачный барьер большей толщины примыкал к эмиттерной КЯ. Как видно из рисунка область бистабильности не наблюдается на ВАХ, что говорит о незначительном накоплении заряда в КЯ между барьерами. Измерения ВАХ РТД в планарном магнитном поле выявили, что энергия Ферми в



**Рис. 1.** Туннельные спектры РТД. ВАХ РТД при нулевом поле – непрерывная линия. ВАХ РТД при поле 7,5 Тл – штриховая линия. Вторая производная тока по напряжению при поле 7,5 Тл – штрих-пунктирная линия. (а) Профиль дна зоны проводимости РТД с квантовыми уровнями. (б) Веерная диаграмма экспериментальных положений (символы) по напряжению дополнительных особенностей индуцированных магнитным полем. Расчетные значения представлены прямыми линиями

эмиттерной КЯ составляет  $\varepsilon_{Fi} = 3$  мэВ. В перпендикулярном магнитном поле на ВАХ появляются новые особенности (см. минимумы 2-й производной тока по напряжению на Рис. 1), положение которых меняется с величиной поля (см. вставку (б) к Рис. 1). По магнитным зависимостям положений этих особенностей можно получить величину фактора «плеча» ( $\alpha = 4,65$ ) путем подгонки экспериментальных значений к расчетному вееру, показанному на рисунке 1 непрерывными линиями. Интересно отметить, что положение резонансного пика в токе или резонансное напряжение имеет слабую магнитную зависимость. Однако эта зависимость существует (см. Рис. 2) и она существенно немонотонна, в отличие от зависимостей дополнительных особенностей. Подобная немонотонная зависимость исследовалась в работе [4]. Объяснялась она вкладами трех эффектов пиннига УЛ в КЯ, спинового расщепления УЛ и псевдощели. Используя этот подход, можно построить расчетные значения, которые достаточно близки к экспериментальным (см. отрезки прямых линий на рис. 2). Исходя из модели, использованной в работе [4], можно утверждать, что энергия Ферми эмиттерной КЯ составляет  $\varepsilon_{Fir} = 8$  мэВ, что соответствует переходу пиннига УЛ при факторе заполнения УЛ 1, наблюдаемом при  $B = 9$  Тл, а по наклону прямолинейных участков можно определить фактор «плеча» как  $\alpha_r = 1,4$ . Таким образом, можно сказать о значительном накоплении заряда не только в КЯ



**Рис. 2.** Магнитная зависимость резонансного напряжения. Кружки – экспериментальные значения, непрерывные отрезки – расчетные значения в модели работы [4]

между барьерами, но и в эмиттере. Такое накопление приводит к значительной экранировке электрического поля в области более прозрачного барьера и значительному уменьшению фактора «плеча» РТД.

## Заключение

Резюмируя можно утверждать, что впервые обнаружен эффект значительного накопления заряда в эмиттерной КЯ РТД индуцированное квантующим магнитным полем. Работа выполнена в рамках Государственного задания № 075-00475-19-00.

## Литература

1. A.T. Hatke, H. Deng, Y. Liu, L.W. Engel, L.N. Pfeiffer, K.W. West, K.W. Baldwin, M. Shayegan. arXiv: 1810.05925v1(2018).
2. J.P. Eisenstein, L.N. Pfeiffer, and K.W. West, Phys. Rev. Lett. **69**, 3804 (1992).
3. J.G.S. Lok, A.K. Geim, J.C. Maan, L. Eaves, A. Nogaret, P.C. Main, and M. Henini, Phys. Rev. B **56**, 1053 (1997).
4. V.G. Popov, Y.V. Dubrovskii, and J.-C. Portal, JETP **102**, 677 (2006).
5. V.J. Goldman, D.C. Tsui and J.E. Cunningham, Phys. Rev. Lett, **58**,1256, (1987).
6. L. Eaves, T. J. Foster, M. L. Leadbeater and D.K. Maude, Chapter, in *Resonant Tunneling in Semiconductors: Physics and applications*, edited by L. L. Chang, E. E. Mendez and C. Tejedor (Plenum, New York, 1990).

# Усиленная фотолюминесценция сильнолегированных слоев Ge/Si(001) *n*-типа проводимости

Д.С. Прохоров<sup>1</sup>, В.Г. Шенгуров<sup>1</sup>, С.А. Денисов<sup>1</sup>, Д.О. Филатов<sup>1</sup>, А.В. Здравейцев<sup>1</sup>,  
В.Ю. Чалков<sup>1</sup>, А.В. Зайцев<sup>1</sup>, М.В. Ведь<sup>1</sup>, М.В. Дорохин<sup>1</sup>, М.В. Степихова<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680

\*dprokhov95@mail.ru

Исследованы люминесцентные свойства эпитаксиальных структур *n*<sup>+</sup>-Ge/Si(001), выращенных методом горячей проволоки, легированных Р с максимальной концентрацией  $2 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Продемонстрировано влияние на спектры фотолюминесценции уровня легирования слоев Ge:P, отжига, а также дополнительного буферного слоя Ge.

## Введение

В последние годы наметился значительный прогресс на пути создания интегральной оптоэлектроники на базе Si. Ge является перспективным кандидатом для использования его в качестве материала активной области оптоэлектронных приборов. Деформация растяжения в совокупности с высоким уровнем легирования донорами ( $> 5 \cdot 7 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) позволяют получить квазипрямозонное поведение Ge [1].

Ранее [2] нами был развит метод горячей проволоки (англ. Hot Wire Chemical Vapor Deposition, HW CVD) для роста как тонких ( $\sim 0,2$  мкм), так и толстых ( $\geq 1$  мкм) эпитаксиальных слоев (ЭС) Ge/Si(001) приборного качества с предельно низкими плотностями прорастающих дислокаций ( $\leq 10^5$  см<sup>-2</sup>) и приемлемой морфологией поверхности. Также была разработана методика легирования ЭС Ge/Si(001) потоком молекул фосфора (Р<sub>2</sub>), формируемого путем термического разложения соединения GaP в эффузионной ячейке, в процессе выращивания их методом горячей проволоки [3].

В данной работе мы сообщаем об исследовании люминесцентных свойств ЭС *n*<sup>+</sup>-Ge:P/Si(001), выращенных с использованием этих методик.

## Методика эксперимента

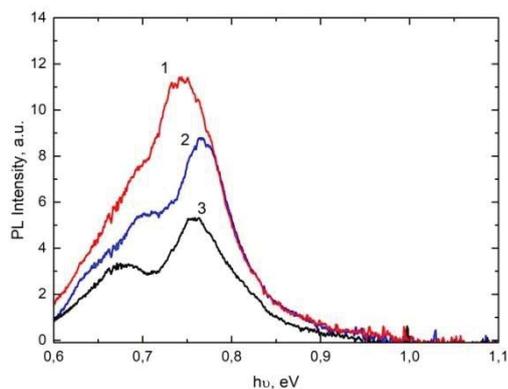
Рост ЭС *n*<sup>+</sup>-Ge/Si(001) осуществляли в сверхвысоковакуумной установке, аналогичной описанной в [4]. В камеру роста до давления  $\sim 2 \cdot 10^{-4}$  Торр напускался газ моногерман GeH<sub>4</sub>, который разлагался на полоске из Ta, разогретой до 1400-1500 °С пропус-

канием через неё постоянного электрического тока. Температура подложки в ходе осаждения Ge составляла  $\sim 325$  °С. Легирование фосфором (Р<sub>2</sub>) проводилось путем его селективного испарения (сублимации) из твердой фазы GaP, находящегося в BN тигле стандартной эффузионной ячейки, нагреваемой до 700 - 750 °С.

Измерения фотолюминесценции (ФЛ) ЭС *n*<sup>+</sup>-Ge/Si(001) проводились при комнатной температуре в диапазоне длин волн от 1,3 мкм до 2,1 мкм с использованием InGaAs-фотодиода (Hamamatsu G12182-110K). В качестве источника возбуждающего излучения использовался полупроводниковый лазер с длиной волны излучения 445 нм и мощностью накачки  $\approx 250$  мВт. Ряд люминесцентных измерений осуществлялся с использованием монохроматора АСТОН 2300i и охлаждаемого детектора ОМА-V на основе линейки InGaAs фотодиодов в диапазоне 1–2,2 мкм с возбуждением излучением диодного лазера с длиной волны 808 нм.

## Результаты и обсуждение

Первоначально было исследовано влияние уровня легирования Р на спектры ФЛ слоев *n*<sup>+</sup>-Ge:P/Si(001). На рис. 1 приведены спектры ФЛ, полученные от образцов, легированных Р с различной концентрацией. Видно, что интенсивность ФЛ повышается с увеличением концентрации Р в слоях Ge:P. Наблюдаемые линии ФЛ в диапазоне энергий квантов  $\sim 0,77$  эВ обусловлены прямыми (в обратном пространстве) переходами в Г точке зоны Бриллюэна Ge.



**Рис. 1.** Спектры ФЛ слоев Ge, легированных P до разных концентраций (1 –  $1,1 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , 2 –  $7,4 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , 3 –  $5,5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ )

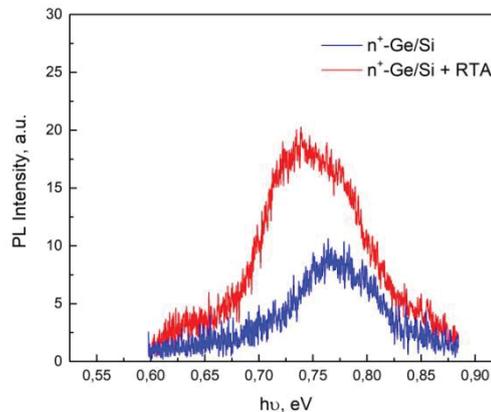
Также исследовалось влияние отжига на ФЛ слоев Ge. Для этого были сняты спектры ФЛ образца  $n^+$ -Ge/Si(001) до быстрого термического отжига (RTA) и после него. Быстрый термический отжиг проводился при  $800 \text{ }^\circ\text{C}$  в течение 15 сек. Полученные спектры ФЛ приведены на рис. 2.

После быстрого термического отжига наблюдается красное смещение спектра, а также повышение интегральной интенсивности ФЛ. Это может быть связано с возникновением дополнительных растягивающих напряжений в процессе высокотемпературного отжига, в результате чего уменьшается разница между энергетическими зазорами для прямого и непрямого переходов.

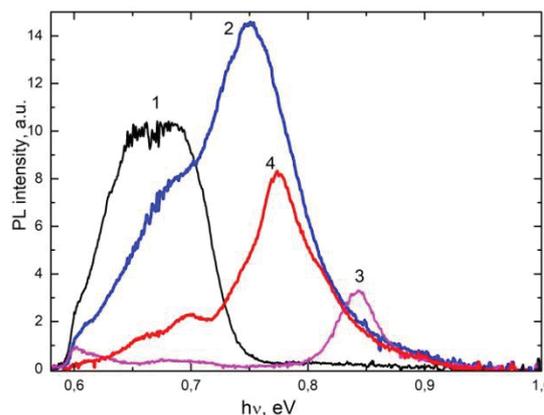
Кроме того, было проведено исследование влияния нелегированного буферного слоя Ge на спектры ФЛ структуры  $n^+$ -Ge/Si(001). На рис. 3 приведены снятые при 77K и 300K спектры ФЛ структуры с ЭС  $n^+$ -Ge, выращенном на нелегированном буферном слое Ge (кривые 3 и 4) и без него (кривые 1 и 2).

Для спектра ФЛ ЭС  $n^+$ -Ge, выращенного на буферном слое Ge, наблюдается снижение интенсивности, а также красное смещение ФЛ. Кроме того, в образце с буферным слоем Ge при 77K практически отсутствует сигнал, связанный с прямыми переходами в Ge, что говорит о термической активации таких переходов. В образце без буферного слоя при 77K наблюдается широкий спектр ФЛ, предположительно, дефектной природы. Таки образом, буферный слой Ge снижает вклад дефектов в слое  $n^+$ -Ge в сигнал ФЛ.

Таким образом, в работе показано, что эпитаксиальные слои  $n^+$ -Ge/Si(001) могут быть использованы в качестве основы для ИК источников излучения. Продемонстрировано влияние на спектры ФЛ слоев  $n^+$ -Ge/Si(001) буферного слоя Ge, легирования и отжига слоев.



**Рис. 2.** Спектры ФЛ структуры  $n^+$ -Ge/Si(001), иллюстрирующие влияние быстрого термического отжига (RTA)



**Рис. 3.** Спектры ФЛ ЭС  $n^+$ -Ge, выращенных на подложке Si(001) без буферного слоя Ge при 77K (кривая 1) и 300K (кривая 2) и при наличии буферного слоя Ge (77K – кривая 3, 300K – кривая 4)

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект №18-72-10061).

## Литература

1. J. Liu *et al.* // Opt. Express., V. 15, 11272 (2007).
2. В.Г. Шенгуров *и др.* // ФТП, Т. 49, 1411 (2015).
3. Д.С. Прохоров *и др.* // Материалы XXII Международного Симпозиума "Нанофизика и Нанoeлектроника", Т. 2, 741 (2018).
4. В.Г. Шенгуров *и др.* // Вакуумная техника и технология, Т. 21, 45 (2011).

# Применение локально-неравновесных физико-топологических моделей переноса носителей заряда для оценки сбоеустойчивости интегральных схем при воздействии тяжелых заряженных частиц и ультракоротких импульсов ионизирующего излучения

А.С. Пузанов<sup>1\*</sup>, М.М. Венедиктов<sup>1</sup>, С.В. Оболенский<sup>1</sup>, В.А. Козлов<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603600.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*aspuzanov@inbox.ru

С использованием локально-неравновесной диффузионно-дрейфовой модели проведены расчеты заряда, собираемого в рабочей области субмикронного транзистора в процессе прохождения первичных атомов отдачи различных энергий при воздействии потока нейтронов. Полученная расчетная оценка сечения одиночных сбоев показывает хорошее соответствие с экспериментальными данными.

## Введение

Уменьшение топологических норм изделий микроэлектроники приводит к улучшению их характеристик, в частности уменьшению энергии, необходимой для переключения элементов сверхбольших интегральных схем. Это положительным образом сказывается на энергопотреблении и обеспечивает дальнейшее увеличение числа активных элементов на кристалле. С другой стороны, уменьшение энергии переключения неизбежно приводит к снижению пороговых энергий возникновения локальных радиационных эффектов, приводящим к сбоям и отказам сверхбольших интегральных схем вследствие воздействия тяжелых заряженных частиц космического пространства [1].

Большинство моделей, используемых для анализа явлений в интегральных схемах при воздействии тяжелых заряженных частиц, оперирует величиной критического заряда или пороговой энергией возникновения эффекта, необходимых для переключения отдельного элемента [2]. Однако точность аналитических моделей может оказаться недостаточной для оценки сбоеустойчивости субмикронных интегральных схем, физические процессы в которых при радиационном воздействии носят сложный

комплексный нелинейный характер. Поэтому для расчетов была применена локально-неравновесная диффузионно-дрейфовая модель [3], адаптированная для решения данной задачи.

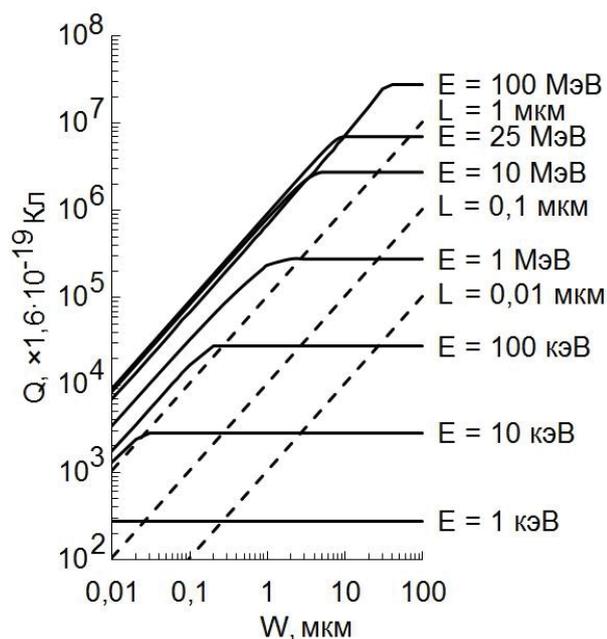
## Методика расчета

В последнее время значительный интерес вызывает анализ сбоев и отказов микросхем в области малых величин линейной передачи энергии (порядка 1...3 МэВ·см<sup>2</sup>/мг) и сечений одиночных сбоев (порядка (1...4)×10<sup>-14</sup> см<sup>2</sup>/бит), что позволяет рассматривать в качестве источника воздействия не только тяжелые заряженные частицы космического пространства, но и нейтронные потоки. Рабочая область элемента представлялась в виде параллелепипеда:  $L$  – длина канала и прилегающих областей стока и истока,  $W$  – ширина и  $H$  – толщина рабочей области транзистора. Моделировался наихудший случай – пролет частицы по диагонали параллелепипеда длиной  $S = \sqrt{L^2 + W^2 + H^2} \approx W$ , учитывалось изменение величины передачи энергии вдоль траектории, рассчитывался коэффициент генерации неравновесных носителей заряда в треке. Зависимость линейной передачи энергии от энергии рассчитывалась при помощи программы SRIM [4].

## Результаты и их обсуждение

В качестве тестовой структуры был рассмотрен полевой транзистор на подложке «кремний на изоляторе». Варьировались длина и ширина рабочей области элемента, а также начальная энергия первичного атома отдачи. Удельная емкость затвора предполагалась равной 1,66 фФ/мкм, средняя напряженность электрического поля в канале транзистора составляла 100 кВ/см.

Величина заряда, собираемого в рабочей области транзистора в процессе прохождения первичного атома отдачи, сначала растет, а затем выходит на насыщение в зависимости от ширины транзистора (рисунок 1). Выход на насыщение соответствует ситуации, в которой энергия частицы целиком выделяется в рабочей области элемента. Величина линейной передачи энергии Si в Si имеет максимум 14 МэВ·см<sup>2</sup>/мг при энергии 25 МэВ. Для больших энергий наблюдается предсказуемое уменьшение энерговыделения при малой ширине рабочей области транзистора.



**Рис. 1.** Заряд, собираемый в рабочей области транзистора в процессе прохождения первичного атома отдачи (—); минимальный заряд, необходимый для переключения элемента (- - -)

Из графика видно, что чувствительность элементов увеличивается с уменьшением их топологических норм, однако сечение одиночных сбоев при этом уменьшается, что обусловлено снижением вероятности попадания нейтрона в микрообъем рабочей

области субмикронного элемента, которая может быть оценена по формуле [5, 6]

$$P = 1 - \exp(-\sigma \cdot F \cdot N \cdot V) \quad (1)$$

где  $\sigma$  — усредненное по энергетическому спектру сечение рассеяния нейтронов, которое для большинства полупроводников лежит в пределах  $(2...3) \cdot 10^{-24}$  см<sup>2</sup> [7],  $F$  — флюенс нейтронов,  $N = 5 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup> — концентрация атомов кремния,  $V$  — объем рабочей области элемента.

Значимых значений вероятность попадания нейтрона в микрообъем рабочей области субмикронного элемента достигает при флюенсе порядка  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>, сечение одиночных сбоев представляет обратную величину порядка  $10^{-14}$  см<sup>2</sup>/бит, что коррелирует с экспериментальными данными [1].

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках Государственного задания по теме 0035-2019-0020-С-01.

## Литература

1. С.В. Баранов, Б.В. Васелегин, П.Н. Осипенко *и др.* // Микроэлектроника, Т. 37, № 1, С. 52 (2008).
2. А.И. Чумаков, А.В., Афонин, В.А. Полуниин // Известия ВУЗов. Электроника, Т. 17, № 5, С. 5 (2012).
3. А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // Физика и техника полупроводников, Т. 52, № 11, С. 1295 (2018).
4. Электронный ресурс: <http://www.srim.org/>.
5. 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.
6. А.С. Пузанов, С.В. Оболенский // В кн.: Физические и физико-химические основы ионной имплантации: Тезисы докладов VI всероссийской конференции – Нижний Новгород, 2016, С. 89.
7. Е.А. Ладыгин *и др.* Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. – М.: Советское радио, 1980. – 224 с.

# Полевые эмиссионные структуры на основе углеродного наноматериала

А.А. Резван<sup>1,\*</sup>, В.С. Климин<sup>1</sup>, Ю.В. Морозова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Южный федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения, ул. Шевченко, 2, Таганрог, 347922.

\*arezvan@sfnedu.ru

Данная исследовательская работа посвящена разработке технологии формирования и получения конструкции полевого эмиттера электронов с активной областью на основе углеродных наноструктур. В качестве основной идеи данной технологии является применение плазменных методов, таких как плазмохимическое травление и плазмохимическое осаждение из газовой фазы. На основе проведенных исследований был получен опытный образец полевого эмиттера с параметрами, соответствующими заданным параметрам формирования. Так, была получена структура с пороговой напряженностью поля начала эмиссии  $6,7 \cdot 10^8$  В/м, коэффициентом усиления поля  $7,9 \cdot 10^7$  и работой выхода электронов в диапазоне от 3,1 до 5,3 мА/см<sup>2</sup>.

## Введение

В последние годы, идет интенсивное развитие науки и техники, с каждым годом совершаются новые открытия в области материалов и их формирования. Совсем недавно были открыты аллотропные видоизменения углерода, но которые уже нашли своё применения в различных отраслях микро- и нанозлектроники. Так, углеродные нанотрубки, обладающие способностью к низковольтовой эмиссии электронов, стали перспективным материалом вакуумной электроники и способны по своим эмиссионным характеристикам способны вытеснить существующие структуры термоэмиссионных катодов. Однако, использование существующих методов формирования приводит к деградации эмиссионных свойств активной области данных структур. Основываясь на этом существует проблема поиска технологий для формирования полевых эмиттеров на основе углеродных наноструктур с использованием плазмы.

## Методологическая часть

В работе проводились исследования режимов формирования полевого эмиттера с активной областью на основе углеродных структур с использованием плазменных технологий травления и осаждения для формирования макета ячейки полевого эмиттера.

Для формирования диффузионного барьера был использован диэлектрический слой Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>, полученный методом плазмохимического осаждения из газовой фазы [1-4]. Использование опытного режима формирования позволяет добиться скорости роста слоя диэлектрика  $V_G = 11,5$  нм/мин.

На экспериментальных образцах формировалась структура для роста углеродных наноструктур. Важным является материал подслоя, который обеспечивает контакт к будущим углеродным наноструктурам. Получены подслои V и Cr с толщиной 20 нм, а также Al с толщиной 500 нм. Наличие подслоя позволяет предотвратить образование силицидов с материалом каталитических центров, а также при применении аммиака в процессе образует соединения, служащие металлическим контактом к автоэмиссионной структуре. Методом магнетронного распыления был получен каталитический слой никеля. Толщина напыленного слоя никеля варьировалась составила 10 нм. После чего, при помощи метода плазмохимического осаждения из газовой фазы на поверхности сформированной структуры был сформирован дополнительный слой диэлектрика Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> толщиной 5 мкм. Комбинацией методов литографии и плазмохимического травления был сформирован макет полевого эмиттера, обеспечивающий подвод напряжения и формирования верхнего электрода, а также управляющего электрода [5-8]. Каркас, а именно стенки полевого эмиттера, выполненные из диэлектрического материала, позволяют не только защитить активную область эмиссии от механического воздействия извне, а также предотвратить образование электростатического напряжения, препятствующего протеканию тока эмиссии. Процесс травления был произведен во фторсодержащей среде. Рост углеродной структуры проводился в несколько этапов [9-12]. Общее время нагрева и активации составило порядка 21 минуты. Последующий контроль поверхности сформированных структур производился с исполь-

зованием атомно силовой и растровой электронной микроскопии [13-14].

Углеродные нанотрубки были получены методом плазмохимического осаждения из газовой фазы. В качестве углеродсодержащего газа был использован ацетилен, концентрация которого составляла  $N_{Ar} - 70 \text{ см}^3/\text{мин}$ , также в состав рабочей смеси при росте углеродных наноструктур входил аммиак со скоростью потока  $210 \text{ см}^3/\text{мин}$ , температура процесса  $750^\circ\text{C}$ . Давление атмосфера газов в реакторе составляло 4,5 Торр.

### Обсуждение результатов

Полученные экспериментальные макеты отличаются высокой степенью адгезии, а сформированный массив углеродных наноструктур активной области эмиссии обладает достаточной степенью перпендикулярности к подложке, что позволило получить структуры с высоким аспектным отношением.

Кроме этого, полученные данные продемонстрировали, что полевой эмиттер на основе углеродных наноструктур, сформированный с использованием приведенных режимов формирования способен достигать следующих параметров: пороговая напряженность поля начала эмиссии  $E = 6,7 \cdot 10^8 \text{ В/м}$ , работой выхода электронов в пределах от 3,1 до  $5,3 \text{ мА/см}^2$ , а также коэффициент усиления поля  $\beta = 7,9 \cdot 10^7$

### Заключение

В данной работе проведена экспериментальные исследования по получению углеродных наноструктур на различных материалах подслоя с каталитическими центрами из никеля. Были получены углеродные наноструктуры с подслоями ванадия, хрома, алюминия, так же показано, что для формирования эмиссионных структур наиболее подходит подслоя хрома, был сформирован макет эмиссионной ячейки с активным элементом из углеродных наноструктур ориентированных перпендикулярно к подложке. Были исследованы характеристики макета и показано, что применение углеродных наноструктур в качестве активного элемента эмиссионной ячейки является перспективным. Данная тех-

нология может быть применена для формирования современных устройств вакуумной микроэлектроники и для формирования сенсоров давления и газа.

Работа выполнена при поддержке Южного федерального университета (грант ВнГр-07/2017-02). Исследование проведено в Научно-образовательном центре «Нанотехнологии» Южного федерального университета

### Литература

1. V.S. Klimin, A. A. Rezvan and O. A. Ageev // J. Phys.: Conf. Ser. V. 1124, 022035 (2018).
2. C.G. Morgan, P. Kratzer and M. Scheffler // Phys. Rev. Lett. V. 82, 4886 (1999).
3. D.A. Murdick, H. N. G. Wadley and X. W. Zhou // Phys. Rev. B V.75, 125318 (2007).
4. K. Shiraishi and T. Ito // Phys. Rev. B V.57, 6301 (1998).
5. V.S. Klimin, M. S. Solodovnik, S. A. Lisitsyn *et. al.* // J. Phys.: Conf. Ser. V. 1124, 041024 (2018).
6. A. Amrani, M. Djafari Rouhani and A. Mraoufel // Appl. Nanosci. V. 1, 59 (2011).
7. Y. Kangawa, T. Ito, A. Taguchi, K. Shiraishi, T. Irisawa and T. Ohachi // Appl. Surf. Sci. V. 190, 517 (2002).
8. V.S. Klimin, A. A. Rezvan, I. N. Kots *et. al.* // J. Phys.: Conf. Ser. V. 1124, 071019 (2018).
9. L. Daweritz and K. Ploog // Semicond. Sci. Tech. V. 9, 123 (1994).
10. C.T. Foxon and B. A. Joyce // Surf. Sci. V. 64, 293 (1977).
11. V.S. Klimin, A. A. Rezvan and O. A. Ageev // J. Phys.: Conf. Ser. V. 1124, 071020 (2018).
12. E.S. Tok, J. H. Neave, J. Zhang, B. A. Joyce and T. S. Jones // Surf. Sci. V. 374, 397 (1997).
13. A. Kley, P. Ruggerone and M. Scheffler // Phys. Rev. Lett. V. 79, 5278 (1997).
14. M. Nagase, K. Nakamatsu, S. Matsui, H. Namatsu // Japanese J. of Appl. Phys. V.44(7), 5409 (2005).

# МПЭ рост и свойства нитридных и других 3–5 ННК на гибридной SiC/Si подложке. Восходящая диффузия Si из подложки в GaN ННК

Р.Р. Резник<sup>1, 3, 5, \*</sup>, К.П. Котляр<sup>1, 4</sup>, С.А. Кукушкин<sup>3, 6</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1, 3, 5, §</sup>

1 Санкт-Петербургский Академический университет РАН, ул. Хлопина, 8/2, Санкт-Петербург, 194021.

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

3 Университет ИТМО, Кронверкский пр., 49, Санкт-Петербург, 197101.

4 Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.

5 Институт Аналитического приборостроения РАН, ул. Ивана Черных, 31-33, лит. А, Санкт-Петербург, 198095.

6 Институт Проблем Машиноведения РАН, Большой проспект, 61, Санкт-Петербург, 199178.

\*moment92@mail.ru, §george.cirlin@mail.ru

Продемонстрирована принципиальная возможность роста GaN, InN и A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> 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 фотолуминесценции 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 на кремнии. Открыт новый механизм восходящей диффузии кремния в GaN ННК.

## Введение

Широкозонные наногетероструктуры на основе GaN, InN, а также A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> 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. Од-

нако 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 A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> соединений в виде нитевидных нанокристаллов (ННК), которые позволяют радикально уменьшить плотность структурных дефектов [11]. Управляемый синтез ННК позволяет осуществлять контроль их электронных свойств, в том числе степени легирования n- и р-типа [12], и создавать их основе ультрафиолетовые лазеры [13] и светодиоды [12].

Целью данной работы является демонстрация принципиальной возможности роста нитевидных нанокристаллов GaN, InN и A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> 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 подтверждён 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 решёток 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 приведёт к образованию дефектов в выращенных наноструктурах.

В данной работе с целью уменьшения диаметра A3B5 (GaAs, AlGaAs и InAs) нитевидных нанокристаллов для роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии были использованы гибридные подлож-

ки кремния ориентации (111) с нанометровым буферным слоем карбида кремния. Для данных гибридных подложек рассогласование по постоянной решётки с этими A3B5 соединениями значительно больше, чем обычной кремниевой подложки (так, для GaAs и AlGaAs - 44% (для кремния – 4%), для InAs – 48% (для кремния 11 %).

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).

# Влияние морфологии поверхности на упругие деформации в КЯ InGaAs/GaAs с компенсирующими слоями GaAsP

Д.Г. Реунов<sup>1</sup>, Д.С. Абрамкин<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия.

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Академика Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

\*reunoff.dima@gmail.com

В работе сообщается о результатах моделирования распределения упругих деформаций в гетероструктуре с InGaAs/GaAs квантовой ямой (КЯ), содержащей компенсационные слои GaAsP. Обсуждается влияние шероховатости ростовой поверхности на распределение деформаций. Показано, что увеличение амплитуды модуляции толщины КЯ ведёт к локальному росту упругих деформаций в областях утолщения КЯ.

## Введение

На данный момент наблюдается прогресс в создании лазеров с квантовыми ямами (КЯ) InGaAs/GaAs на подложках Si с метаморфным слоем Ge [1]. Для перехода в диапазон излучения  $>1100$  нм необходимо увеличивать концентрацию In в КЯ и ее толщину. Это приводит к росту упругих деформаций в КЯ и образованию дислокаций несоответствия, снижающих эффективность излучательной рекомбинации. В целях снижения величины упругих деформаций в КЯ используются компенсирующие слои GaAsP, с постоянной решетки меньше GaAs. Рассогласование параметров решетки в структурах с метаморфным слоем Ge/Si приводит к увеличению среднеквадратичной шероховатости поверхности, на которой в дальнейшем производится рост АЗВ5. Хорошо известно, что неоднородности размера и состава оказывают существенное влияние на распределение упругих деформаций в КЯ и её окрестностях. В данной работе обсуждаются результаты расчётов распределения упругих деформаций в структурах с InGaAs/GaAs КЯ и компенсирующими GaAsP слоями, проведённых с учётом шероховатости поверхности.

## Методика расчетов

Расчёты проведены в рамках приближения сплошной среды [2] в двумерном приближении. Распределение деформаций рассчитывалось по алгоритму минимизации упругой энергии. Последовательность слоёв в моделируемой структуре представлена на рисунке 1.

Шероховатость ростовой поверхности моделировалась как модуляция толщины слоев InGaAs и GaAsP с латеральным периодом  $L$  и амплитудой  $h$ . При расчётах использовались значения  $L = 5$  нм и  $h = 0.6 \div 1.8$  нм.

GaAs	
GaAs <sub>0.87</sub> P <sub>0.13</sub>	12 нм
GaAs	2 нм
In <sub>0.4</sub> Ga <sub>0.6</sub> As	8 нм
GaAs	2 нм
GaAs <sub>0.87</sub> P <sub>0.13</sub>	12 нм
GaAs	

Рис. 1. Последовательность слоёв в модельной структуре

## Результаты и обсуждение

Расчёты распределения деформаций, проведённые при различных значениях  $h$  показали, что увеличение  $h$ , при фиксированных остальных параметрах структуры, ведёт к росту одноосных деформаций сжатия в области вершин неоднородностей КЯ и, соответственно, деформаций растяжения GaAs матрицы вблизи вершин неоднородностей КЯ. Этот эффект аналогичен концентрации упругих деформаций в вершинах КТ. Расчёты показывают, что увеличение  $h$  с 0.6 нм до 1.2 нм ведёт к росту величины упругих одноосных деформаций почти на 50 %, т.е. данный эффект является значимым.

Обнаруженный эффект может приводить к локальному росту упругих деформаций и превышению ими критического порога введения дислокаций несоответствия, что негативно скажется на люминесцентных свойствах гетероструктур с КЯ. Также

данный эффект необходимо учитывать при расчётах зонных диаграмм, поскольку неоднородное распределение упругих деформаций приводит к смещению краёв энергетических зон в гетероструктуре.

## Литература

1. Н.В. Байдусь, В.Я. Алешкин и др. ФТП, 52, 1443 (2018).
2. C. G. Van de Walle, Phys. Rev. B 39, 1871 (1989).

# Фотоэмиссионные и инжекционные свойства полупроводниковых гетероструктур с эффективным отрицательным электронным сродством

В.С. Русецкий<sup>1, 4</sup>, В.А. Голяшов<sup>1, 2</sup>, Н.С. Назаров<sup>2</sup>, И.Б. Чистохин<sup>1</sup>, А.С. Ярошевич<sup>1</sup>, Т.С. Шамирзаев<sup>1, 2</sup>, И.А. ДЕРЕБЕЗОВ<sup>1</sup>, В.А. Гайслер<sup>1, 2, 3</sup>, А.К. Бакаров<sup>1, 2</sup>, Д.В. Дмитриев<sup>1</sup>, А.И. Торопов<sup>1</sup>, И.И. А.В. Миронов<sup>4</sup>, В.В. Аксенов<sup>4</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1, 2\*</sup>

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 Новосибирский государственный технический университет, пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092.

4 ЗАО «ЭКРАН-ФЗП», ул. Зеленая горка, д.1, Новосибирск, 630060.

\*teresh@isp.nsc.ru

Методами поляризованной катодолюминесценции (КЛ) изучена инжекция поляризованных по спину электронов в температурном диапазоне 80°–300 К в вакуумных фотодиодах, в которых источником поляризованных по спину электронов являлся GaAs с эффективным отрицательным электронным сродством (ЭОЭС), а детектором — гетероструктура AlGaAs/GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами (КЯ), также активированная до состояния с ЭОЭС. Максимальная поляризация КЛ составила 3% при инжекции 20% поляризованного по спину пучка электронов с энергией 0.5 эВ при T = 80 К. Асимметрия спиновой поляризации КЛ при этом составила 15%. Обсуждаются механизмы деполяризации электронов в гетероструктурах.

## Введение

В настоящее время большой научный интерес проявляется к поиску и исследованию свойств систем с необычной электронной структурой (например, топологическим изоляторам). На данный момент основным экспериментальным методом исследования зонного строения поверхностей кристаллов является фотоэмиссионная спектроскопия с угловым разрешением (ARPES). В дополнение к ARPES важно получать информацию о поляризации электронов по спину в зонах, однако ее изучение с использованием существующих типов спин-детекторов затруднено. Поэтому, актуальной задачей является создание спин-детектора свободных электронов с пространственным разрешением для использования в данном методе. Предлагаемый нами тип спин-детектора позволяет измерять три компоненты проекции спина: две компоненты спина в плоскости поверхности, используя тонкий ферромагнитный слой на полупроводнике в качестве спин-фильтра [1, 2], и нормальную компоненту, измеряя поляризацию катодолюминесценции (КЛ), возникающей при инжекции свободных электронов в гетероструктуру на основе соединений A<sub>3</sub>B<sub>5</sub>.

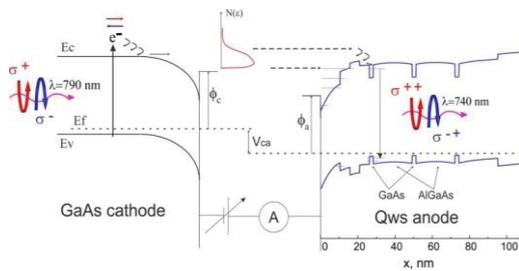
Целью данной работы являлось изучение эмиссии и инжекции свободных электронов, поляризованных по спину, в гетероструктурах A<sub>3</sub>B<sub>5</sub> с квантовыми ямами (КЯ).

Проведение исследований по инжекции свободных электронов, поляризованных по спину, в общем случае требует сверхвысоковакуумной камеры, содержащей источник электронов, систему электронных линз и исследуемую структуру-мишень. Однако, данную систему можно упростить до вакуумного фотодиода, состоящего из фотокатода GaAs с эффективным отрицательным электронным сродством (ЭОЭС) — источника поляризованных по спину электронов, и анода — исследуемой гетероструктуры. Кроме того, использование вакуумных диодов позволяет избежать ряда проблем при работе с электронами очень малых энергий (0,5°–1 эВ).

## Результаты и обсуждение

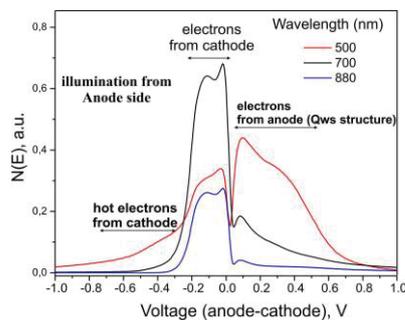
Для экспериментов были изготовлены вакуумные фотодиоды, состоящие из GaAs-фотокатода на стекле и гетероструктуры AlGaAs/GaAs/AlGaAs с тремя КЯ GaAs, также на стекле, в качестве анода, герметично и плоскопараллельно закрепленных на противоположных торцах цилиндрического алюмооксидного корпуса. Диаметры катода и анода

составляли 18 мм, промежуток между электродами — 1 мм. Зонная диаграмма контакта двух полупроводниковых электродов с ЭОЭС представлена на рис.1.



**Рис. 1.** Зонная диаграмма вакуумного фотодиода, состоящего из двух плоских полупроводниковых электродов с ЭОЭС

Разделение на катод и анод в данном случае является условным и используется для обозначения электродов диода. Это хорошо демонстрируют фотоэмиссионные спектры энергетического распределения по продольной составляющей энергии эмитированных электронов при освещении диода со стороны анода (рис.2). Также стоит отметить, что при нулевой разности потенциала в широком спектральном диапазоне в диоде наблюдается фототок.

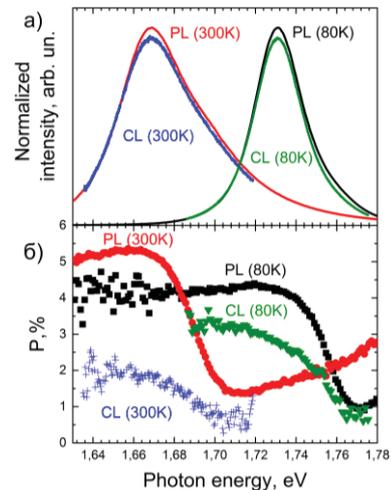


**Рис. 2.** Энергетическое распределение эмитированных электронов при освещении со стороны анода с разными длинами волн,  $T=300$  К

И в спектрах катодоллюминесценции (при инжекции поляризованных по спину электронов из катода в анод), и в спектрах фотоллюминесценции анода наблюдается пик при энергии фотона, соответствующей энергии рекомбинационного излучения инжектированных электронов в КЯ (рис.3а). При температуре 300 К эта энергия равна примерно 1,67 эВ, а при  $T = 80$  К — 1,73 эВ (длины волн равны 740 и 712 нм соответственно).

На рисунке 3б представлены спектральные зависимости поляризации фотоллюминесценции (ФЛ) и КЛ в исследуемых структурах. Максимальная поляризация ФЛ при освещении циркулярно-

поляризованным светом с длиной волны 650 нм составила 4% при температуре 80 К и увеличилась до 5% при 300 К. Максимальная поляризация КЛ при инжекции пучка электронов со степенью поляризации по спину  $\sim 20\%$  в направлении по нормали к поверхности и энергией 0.5 эВ составила 3% при 80 К и уменьшилась до 2% при температуре 300 К. Асимметрия спиновой поляризации КЛ (поляризация при инжекции 100% поляризованных электронов) составила 10% при температуре 300 К и 15% при 80 К.



**Рис. 3.** Спектры КЛ и ФЛ анодной гетероструктуры (а); спектральные зависимости циркулярной поляризации КЛ и ФЛ анодной гетероструктуры (б). Энергия инжектированных электронов равна 0.5 эВ, степень поляризации  $\sim 20\%$ . Возбуждение фотоллюминесценции производилось циркулярно-поляризованным излучением 650 нм

Несмотря на то, что начальная поляризация электронов по спину при возбуждении гетероструктуры циркулярно-поляризованным светом равна 50 %, поляризация ФЛ близка по значениям к поляризации КЛ. Также стоит отметить, что поляризация ФЛ при комнатной температуре выше, чем при низких температурах (в случае КЛ — наоборот). Обсуждаются механизмы спиновой релаксации.

Полученные результаты показывают возможность использования полупроводниковых детекторов спиновой поляризации свободных электронов.

## Литература

1. О.Е. Tereshchenko, D. Lamine, G. Lampel *et al.* // J. of Appl. Phys. 109, 113708 (2011).
2. X. Li, О.Е. Tereshchenko, G. Lampel *et al.* // Appl. Phys. Lett. 105, 052402 (2014).

# Вариации дислокационных фильтров в структурах АЗВ5 на подложке Ge/Si

А.В. Рыков<sup>1,\*</sup>, П.С. Вергелес<sup>2</sup>, А.В. Здоровейцев<sup>1</sup>, В.А. Ковальский<sup>2</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1</sup>, М.В. Дорохин<sup>1</sup>, В.Г. Шенгуров<sup>1</sup>, С.А. Денисов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, ул. Академика Осипьяна, д. 6, г. Черноголовка, 142432.

\*rikov@nifti.unn.ru

В работе были изготовлены слои GaAs на подложке Ge/Si(100) с использованием переходных слоев на основе гетероструктур АЗВ5. Слой Ge был осажден методом «горячей проволоки», а слои АЗВ5 были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении. В работе рассматриваются варианты дислокационных фильтров – наборов слоев InGaAs/GaAs, AlGaAs/GaAs и InGaAs/GaAs/GaAsP. Структуры были исследованы методами спектроскопии фотолюминесценции, оптической и атомно-силовой микроскопии и методом измерения наведенного электронным пучком тока в растровом электронном микроскопе.

## Введение

Кремниевые подложки остаются востребованными как основа приборов оптоэлектроники, в качестве альтернативы GaAs [1]. Слои GaAs могут быть выращены непосредственно на подложке Si, но при этом из-за разницы параметров решетки и коэффициентов термического расширения GaAs и Si, они имеют высокую плотность структурных дефектов. В данной работе используются виртуальные подложки - подложки Si с буферным слоем Ge, которые успешно используются для дальнейшего роста слоев GaAs. Одной из задач исследования структур АЗВ5 на кремнии является снижение дефектности выращиваемых слоев. Так, для снижения плотности проникающих дислокаций используются так называемые дислокационные фильтры, представляющих из себя наборы упруго напряженных слоев. Для выращивания приборных структур часто встречаются дислокационные фильтры на основе квантовых ям InGaAs/GaAs [2]. Как альтернатива предлагались слои AlGaAs/GaAs, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии [3], упруго компенсированные сверхрешетки (на текстурированных Si подложках) [4], а также слои с квантовыми точками InAs/GaAs [5]. В данной работе сравниваются структуры, выращенные на подложках Ge/Si(100) с отклонением  $4^\circ$  к  $\langle 110 \rangle$ , с дислокационными фильтрами InGaAs/GaAs, InAlAs/GaAs, а также InGaAs/GaAs с компенсирующими слоями GaAsP.

Для оценки дефектности структур использовался метод наведенного сфокусированным электронным

пучком тока (НТ) в растровом электронном микроскопе. Этот метод позволяет с высоким разрешением визуализировать электрически активные дефекты в материале или структуре.

## Эксперимент и результаты

Виртуальные подложки изготавливались из подложек КДБ-0,005 с ориентацией  $(100)+4^\circ \rightarrow \langle 110 \rangle$ . На первом этапе на подложку был нанесен промежуточный слой Si методом молекулярно-лучевой эпитаксии толщиной 200 нм при температуре  $800^\circ\text{C}$  из сублимационного источника КДБ-0,03. Затем температура подложки была снижена до  $325^\circ\text{C}$ , и методом разложения германа  $\text{GeH}_4$  в области танталовой проволоки, разогретой до  $1500^\circ\text{C}$ , осуществлялся рост слоя Ge. Толщина слоя составила 1 мкм.

На втором этапе была выращена структура АЗВ5 при давлении 50 мбар на установке AIX 200RF. Структуры выращивались одновременно на подложке GaAs и виртуальной подложке Ge/Si для сравнения оптических свойств структур. В Таблице 1 указаны основные параметры выращенных слоев.

Таблица 1. Параметры выращенных структур.

Слой	Толщина, нм	Легирование, $\text{cm}^{-3}$
AlAs	10	-
GaAs	50	-
AlAs	10	-
GaAs	100	-
GaAs:Si	300	$1 \div 3 \cdot 10^{17}$
DFL	200	$1 \div 3 \cdot 10^{17}$
GaAs:Si	1000	$1 \div 3 \cdot 10^{17}$

Первые 4 слоя (Таблица 1) выращивались со скоростью 1 монослой в секунду, далее скорость роста была увеличена до 1 нм/сек, и выращивались легированные кремнием слои. Дислокационные фильтры (DFL - dislocation filter layer) представляли собой описанные ниже наборы слоев. Структура А - 5 квантовых ям InGaAs толщиной 10 нм, разделенных барьерами GaAs:Si толщиной 30 нм. Структура В - 5 слоев InGaAs (10 нм), разделенных слоями GaAs:Si (30 нм). Структура С - 5 квантовых ям InGaAs, разделенных барьерами GaAs (10 нм) + GaAsP (10 нм) + GaAs (10 нм). После роста структуры исследовались методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ). Для измерения методом НТ на поверхности структур формировались Al контакты методом термического испарения в вакууме, а затем сформированы меза-структуры диаметром 0,5 мкм.

На Рис.1 представлены спектральные зависимости интенсивности фотолюминесценции образцов на различных подложках. Спектры структур А и В на подложках Ge/Si неразличимы на обзорном изображении.

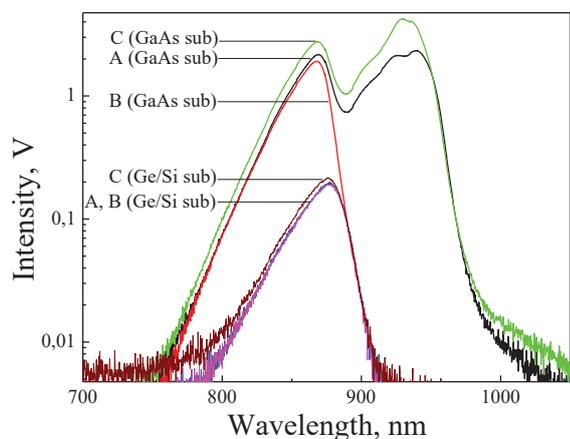


Рис. 1. Спектры ФЛ выращенных структур при 300К

Для структур на подложках Ge/Si отмечается спад интенсивности на порядок по сравнению со структурами на подложке GaAs. Также для структур на Ge/Si отмечается отсутствие пиков от квантовых ям InGaAs в дислокационных фильтрах, что может быть объяснено большими неровностями выращиваемых слоев, которые видны в оптический микроскоп (не приведено). Это подтверждается данными атомно-силовой микроскопии, согласно которым средняя неровность поверхности выращенных образцов превысила 20 нм (см. Таблица 2 – RMS рассчитан по области 20×20 мкм).

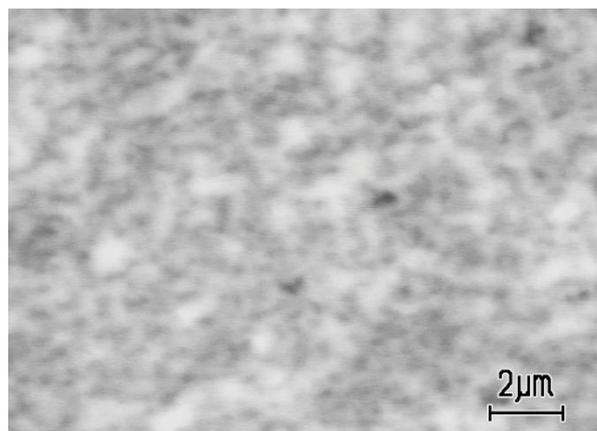


Рис. 2. Изображение в режиме НТ структуры С на подложке Ge/Si при ускоряющем напряжении 35 кВ

Также в таблице 2 приведена плотность электрически активных дефектов  $P_{ED}$ , рассчитанная по изображениям в режиме НТ по полю 20×20 мкм при разных ускоряющих напряжениях  $U$ . При ускоряющем напряжении в 5 кВ сбор сигнала производится с приповерхностной области, в то время как при 35 кВ глубина сбора сигнала превышает 1 мкм.

Таблица 2. Структурные характеристики образцов.

Структура	$P_{ED}$ , см <sup>-2</sup> (U=5 кВ)	$P_{ED}$ , см <sup>-2</sup> (U=35 кВ)	RMS, нм
A	$1,4 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^8$	27,7
B	$1,2 \cdot 10^8$	$2,5 \cdot 10^8$	21,3
C	$1,5 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^8$	27,5

Таким образом, показано, что использование дислокационных фильтров приводит к снижению плотности дислокаций на поверхности. В проведенных экспериментах было выявлено незначительное преимущество фильтров InAlAs/GaAs.

Работа проводилась при поддержке РФФИ, проект № 18-32-00636 мол\_а (рост структур, исследования ФЛ, атомно-силовая и оптическая микроскопия). Работы, проведенные в ИПТМ РАН (исследования в режиме НТ), выполнены в рамках государственного задания № 075-00475-19-00.

## Литература

1. D. Liang, E. Bowers *Nature Photonics* 2010 **4**, 511
2. D. Jung, et al. *Appl.Phys.Lett.* 2017 **111**, 122107
3. M. Tang, et al. *Optics Express* 2014 **22**(10), 11528
4. L. Megalini, et al. *Materials* 2018 **11**, 337
5. H. Hu, et al. *Appl. Phys. A* 2016 **122**: 588

# Лазерные гетероструктуры с увеличенной квантовой эффективностью, изготовленные на подложке InP

Ю.Л. Рябоштан, В.Н. Светогоров, А.А. Падалица, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, В.Д. Курносов, К.В. Курносов, В.И. Романцевич, А.В. Иванов

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», г. Москва, ул. Введенского, д. 3 корп. 1, 117342  
yu.ryaboshtan@splus.ru

Методом МОС-гидридной эпитаксии выращены гетероструктуры в системе материалов AlGaInAs/InP для одномодовых лазерных диодов спектрального диапазона 1,2-1,7 мкм. При исследовании ватт-амперных характеристик таких лазеров, отмечено ухудшение линейности выходной мощности с ростом тока накачки. Данное обстоятельство потребовало новых подходов по увеличению энергетической локализации электронов в активной области формируемых гетероструктур. Реализация таких подходов позволила создать одномодовые лазерные диоды с улучшенными параметрами генерации.

## Введение

Лазерные диоды (ЛД), созданные на основе гетероструктур AlGaInAs/InP и излучающие в области 1,2-1,7 мкм, широко используются в системах передачи данных по волоконно-оптическим линиям связи, дальнометрии, спектроскопии, медицине. Одной из важнейших проблем, ограничивающей квантовую эффективность таких ЛД, является недостаточная энергетическая локализация электронов в квантовых ямах (КЯ). Увеличение рабочего тока в таких ЛД приводит к росту безызлучательной рекомбинации, как следствие, ухудшению линейности выходной мощности и её падению.

Для борьбы с этим нежелательным явлением эффективно используются подходы по ограничению носителей в активной области. Среди них, хорошо себя зарекомендовал метод увеличения энергетической глубины КЯ. Показано, что использование упруго-компенсированных КЯ позволяет заметно увеличить квантовую эффективность, но требует прецизионного контроля параметров наращиваемых слоев. Установлено, что дополнительный эффект достигается путем введения барьера на границе волновод/эмиттер [1]. Как правило, такие барьерные слои выращиваются согласованными по периоду решетки с подложкой [2,3]. Согласованность данного слоя с InP определяет его ширину запрещенной зоны, а, следовательно, и величину энергетического барьера. Очевидно, что эффективность данного барьера можно увеличить, перейдя к использованию более широкозонных слоев. В рамках используемой системы

материалов это приводит к необходимости использования напряженных слоев, не согласованных с подложкой. При этом, переход к напряженным барьерным слоям должен улучшить ограничение носителей заряда в активной области и способствовать повышению выходных характеристик лазера. Практическая реализация данного подхода требует выбора допустимых параметров таких барьерных слоев в отношении генерации дислокаций несоответствия.

Данная работа направлена на изучение перспектив использования напряженных слоев с увеличенной шириной запрещенной зоны в качестве блокирующих барьеров, ограничивающих утечку носителей заряда в лазерных гетероструктурах спектрального диапазона 1,2-1,7 мкм.

## Экспериментальные результаты

Гетероструктуры AlGaInAs/InP выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении. Геометрия гетероструктуры представляет собой активную область из упруго-компенсированных КЯ GaInAs, расположенных в центре волновода AlGaInAs. Волновод контактирует с ограничивающими слоями AlInAs, окруженными эмиттерными слоями InP соответствующего типа проводимости. Исследованы два типа лазерных гетероструктур: с барьерным слоем AlInAs, согласованным с подложкой, и с более широкозонным, не согласованным. Схематичные зонные диаграммы активных областей ЛД представлены на рис.1. Оптимальность конструкции гетероструктуры оценивалась посред-

ством фотолюминесцентных измерений при комнатной температуре. Сравнение спектров фотолюминесценции приведено на рис.2. Видно, что введение более широкозонного барьерного слоя позволяет увеличить интенсивность сигнала в максимуме пика фотолюминесценции.

На основе полученных гетероструктур изготовлены одномодовые ЛД и изучены их характеристики без покрытий на гранях резонатора. Рис.3 показывает, что использование упруго-компенсированных КЯ в совокупности с напряженным барьерным слоем позволяет снизить пороговый ток и увеличить крутизну ватт-амперной характеристики ЛД. Такие полупроводниковые лазеры, благодаря более широкозонным слоям AlInAs, улучшают локализацию электронов в активной области и снижают утечку носителей заряда в эмиттерные слои. Это дает возможность достигнуть более высокой выходной мощности при том же токе накачки.

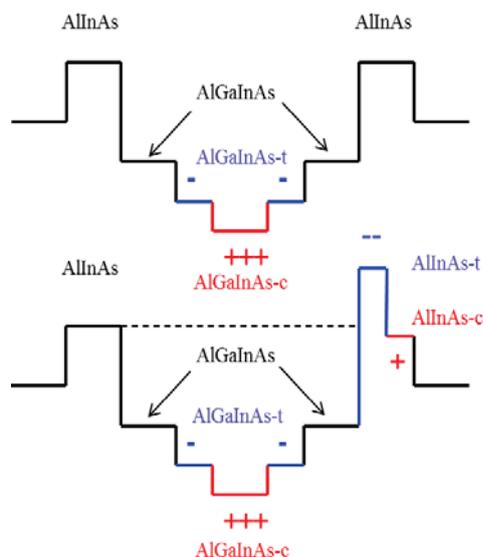


Рис. 1. Схема зонных диаграмм активных областей ЛД (AlGaInAs-t – слой с напряжением растяжения, AlGaInAs-c – слой с напряжением сжатия)

## Заключение

В рамках данной работы предложено введение в конструкцию гетероструктуры упруго компенсированного барьерного слоя, позволившего улучшить параметры генерации одномодовых ЛД. Отмечен рост квантовой эффективности и повышенная линейность выходной мощности в области больших токов накачки.

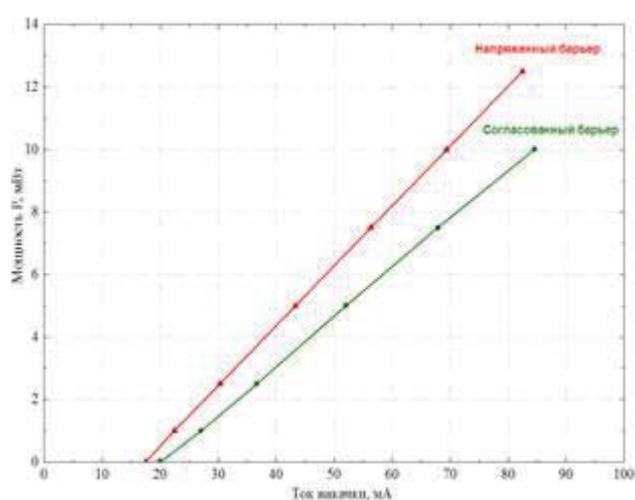


Рис. 2. Сравнение интенсивностей фотолюминесценции гетероструктур после (1) и до (2) оптимизации

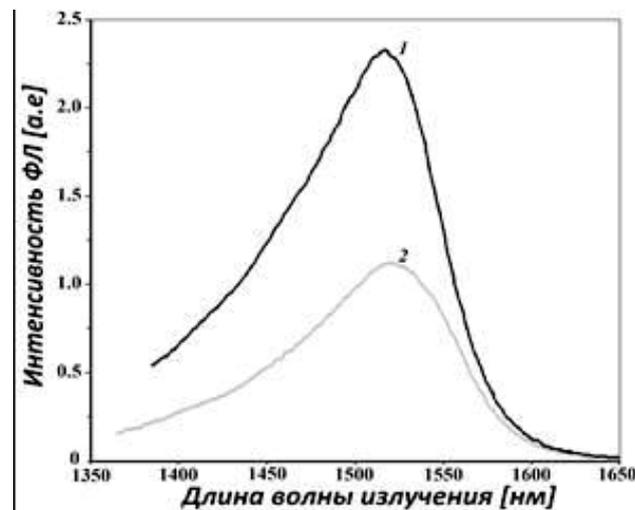


Рис. 3. Ватт-амперные характеристики исследованных полупроводниковых лазеров

## Литература

1. Д.А. Веселов и др. // ФТП, Т. 50, 1247 (2016).
2. H. Wada // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron., V. 5, 420 (1999).
3. P.H. Lei // IEE Proc. Optoelectron., V. 150, 541 (2003).

# Синглет-триплетный переход в основном состоянии двухэлектронной системы без магнитного поля

В.А. Сабликов\*, А.А. Суханов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, пл. академика Введенского, 1, Фрязино, Московская обл., 141190.

\*sablikov@gmail.com

Изучены спектры и спиновая структура двухэлектронных состояний, локализованных в двойной квантовой точке в двумерном топологическом изоляторе. Найдено, что в отличие от тривиальных систем в топологической фазе основное состояние может быть как синглетом, так и триплетом и при определенных условиях возможен синглет-триплетный переход без магнитного поля, управляемый потенциалом квантовых точек.

## Введение

Вопрос о спине основного состояния системы локализованных электронов представляет собой фундаментальную проблему в квантовой физике небольшого числа частиц, имеющую большое значение для создания спин-поляризованных состояний и для реализации спиновых кубитов на квантовых точках. В решении этого вопроса конкурируют два классических результата, полученных для топологически тривиальных систем. Согласно теореме Вигнера [1] основное состояние двух электронов является синглетом. Если же электронов достаточно много, то основное состояние является триплетом (правило Хунда) [2]. Применительно к современным материалам с более сложным зонным спектром, эта проблема мало исследована. Мы изучили ее для двухэлектронных систем с двухзонным спектром в топологической и тривиальной фазах и установили, что при определенных условиях теорема Вигнера нарушается и основное состояние двух электронов может стать поляризованным триплетом [3].

## Модель

Рассмотрены два электрона, локализованные в двух узких квантовых ямах в двумерном материале, электронный спектр которого описывается моделью ВНЗ [4], применимой как к топологической, так и тривиальной фазам. При большом расстоянии между ямами взаимодействие между электронами является достаточно слабым, так что его эффект может быть рассчитан по теории возмущений. Двухчастичные базисные состояния нулевого приближения, на которых строится теория возмущений, образуются на основе одночастичных состоя-

ний в двухямном потенциале, которые вычисляются точно для квантовых ям с короткодействующим потенциалом  $V$ .

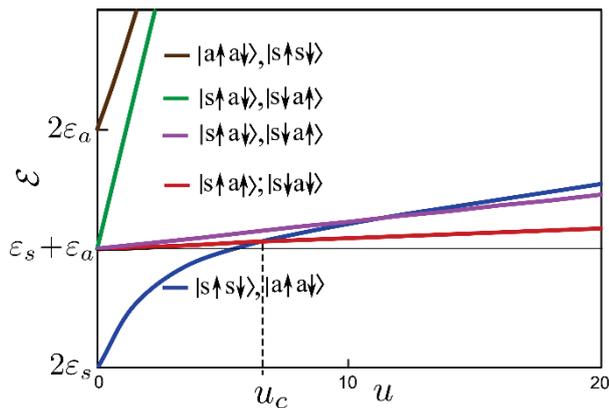
Одночастичные состояния представляют собой систему четырех состояний, образовавшихся вследствие конфигурационного расщепления двух состояний электронного ( $e$ ) и дырочного ( $h$ ) типа, имеющих в изолированных квантовых ямах, на симметричные (связывающие) и антисимметричные (антисвязывающие) состояния. Каждое из них дважды вырождено по спину.

Мы ограничились рассмотрением состояний дырочного и электронного типа отдельно, так как матричные элементы межэлектронного взаимодействия типа  $\langle h|U|e\rangle$ , связывающие эти состояния, малы. В каждом случае имеется шесть двухчастичных состояний с разной энергией и спиновой структурой, которые характеризуются распределением электронов со спином  $\uparrow$  и спином  $\downarrow$  по симметричным ( $s$ ) и антисимметричным ( $a$ ) состояниям. Мы изучили спектры этих состояний в зависимости от амплитуды потенциала электрон-электронного взаимодействия  $U$ .

## Синглет-триплетный переход

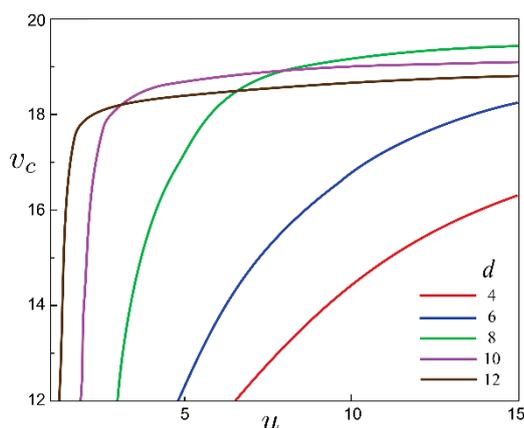
Для состояний  $h$ -типа при  $V>0$  электрон-электронное взаимодействие приводит к смешиванию состояний невзаимодействующих частиц и перестройке спектра, показанной на рис. 1. При слабом взаимодействии электронов основным состоянием является синглет  $|s\uparrow s\downarrow\rangle$ . С ростом  $U$  энергия основного состояния увеличивается из-за роста энергии кулоновского отталкивания. При этом к

волновой функции подмешивается возбужденное состояние  $|a\uparrow a\downarrow\rangle$ . Энергия поляризованных триплетов  $|s\uparrow a\uparrow\rangle$  и  $|s\downarrow a\downarrow\rangle$  увеличивается с ростом  $U$  очень слабо, так как кулоновское отталкивание сильно компенсируется обменным взаимодействием. При критическом значении  $U=U_c$  синглетный терм пересекается с триплетом и основным становится состояние, формирующееся триплетными волновыми функциями.



**Рис. 1.** Зависимость энергии двухчастичных состояний дырочного типа от амплитуды потенциала взаимодействия электронов для параметров модели  $d=6$ ,  $v=15$ ,  $\Lambda=3$ ,  $a=2$

Здесь указаны безразмерные параметры:  $d$  – расстояние между квантовыми точками,  $v$  – потенциал точек,  $1/\Lambda$  – ширина потенциальных ям,  $a$  – параметр гибридизации электронной и дырочной зон [3].



**Рис. 2.** Зависимость критического значения потенциала  $V_c$ , при котором происходит синглет-триплетный переход, от амплитуды потенциала взаимодействия электронов  $U$  для разных значений расстояния между квантовыми точками. В области  $V < V_c(U)$  основное состояние является триплетом, при  $V > V_c(U)$  основное состояние – синглет

Критическое значение  $U_c$  зависит от величины потенциала квантовых точек  $V$ , определяющего глубину квантовых ям, и от расстояния  $d$  между ними. Таким образом, синглет-триплетный переход может быть осуществлен путем изменения одного из параметров  $V$ ,  $U$ ,  $d$ . Практически наибольший интерес представляет реализация синглет-триплетного перехода путем изменения потенциала  $V$ , который может управляться затвором.

Интересно, что для состояний электронного типа (при  $V > 0$ ), а также для всех состояний в топологически тривиальной фазе синглет-триплетный переход отсутствует.

Механизм возникновения синглет-триплетного перехода в двухэлектронной системе связан с тем, что в топологической фазе значительно изменяется соотношение между обменной энергией и энергией кулоновского отталкивания локализованных электронов по сравнению с обычной ситуацией, для которой устанавливается теорема Вигнера. Происходит это вследствие того, что спинорная волновая функция помимо спиновых компонент содержит псевдоспиновые компоненты, связанные с наличием дополнительных орбитальных степеней свободы системы и имеющие разное пространственное распределение. Они формируют набор матричных элементов электрон-электронного взаимодействия (в рассмотренном случае имеется 5 независимых элементов), благодаря которым по-разному изменяется энергия разных спиновых конфигураций.

Наличие в системе спин-орбитального взаимодействия, обусловленного нарушением симметрии пространственной инверсии структуры, приводит к антикроссингу термов синглетных и триплетных состояний в точках пересечения. Образующиеся при этом отщепленные состояния не поляризованы по спину.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-02-00309) и программ РАН.

## Литература

1. E. Lieb and D. Mattis // *Physical Review B*, V. 125, 164 (1962).
2. W. Kutzelnigg and J. D. Morgan III // *Zeitschrift für Physik D*, V. 36, 197 (1996).
3. V.A. Sablikov, A.A. Sukhanov // *Physical Review B*, V. 98, 115423 (2018).
4. B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang // *Science* V. 314, 1757 (2006).

# Фоточувствительная структура InGaAs на подложке Si/Ge (001) с градиентным метаморфным буферным слоем InGaAsP

И.В. Самарцев<sup>1\*</sup>, С.М. Некоркин<sup>1</sup>, Б.Н. Звонков<sup>1</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1</sup>, А.В. Рыков<sup>1</sup>,  
К.Е. Кудрявцев<sup>2</sup>, В.Г. Шенгуров<sup>1</sup>, В.Ю. Чалков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*woterbox@mail.ru

Показана возможность выращивания фоточувствительных структур на «виртуальных» подложках Si/Ge с метаморфным буферным слоем InGaAsP и фоточувствительной областью InGaAs на длину волны 1,44 мкм. Проведены исследования фотолюминесценции полученной структуры при комнатной температуре и температуре жидкого азота.

## Введение

В настоящее время актуальной задачей является интеграция кремниевой технологии и АЗБ5 [1]. Перспективным направлением стало создание гибридных структур на подложках Si. Наибольшие успехи в этом направлении достигнуты с применением метода молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), который является малопродуктивным по сравнению с методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ). Метод МОГФЭ используется для формирования большинства промышленно выпускаемых полупроводниковых структур, и создание гибридных структур для массовой кремниевой интегральной электроники ставит задачу по получению лазеров и фотодиодов на кремниевой подложке именно этим методом.

В настоящей работе представлены результаты исследования структуры р-і-п диода с фоточувствительной областью на длину волны 1,44 мкм, полученной методом МОГФЭ на неотклоненной кремниевой подложке с буферным слоем германия [2]. Данная длина волны достигнута за счет использования метаморфного буфера InGaAsP и InGaAs с высоким содержанием In (58%) в качестве активной среды.

## Экспериментальные образцы

Фоточувствительная структура была выращена в три этапа. Сначала методом МПЭ выращивалась «виртуальная» подложка Si/Ge [3]. Затем, в установке МОГФЭ при пониженном давлении выращивалась буферная структура представляющая

собой зародышевый слой, состоящий из чередующихся слоев AlAs (10 нм)/GaAs (50 нм) и слой GaAs (1000 нм) [4]. Получена карта фотолюминесценции буферной структуры при комнатной температуре. Фотолюминесценция возбуждалась непрерывным лазером с длиной волны 532 нм. Длина волны фотолюминесценции постоянная по всей площади структуры и соответствует излучению GaAs. Отсутствие в спектре излучения слоев AlAs связано с поглощением возбуждающего излучения в верхнем слое GaAs (1000 нм). После выращивания буферной структуры методом МОГФЭ при атмосферном давлении выращивался градиентный метаморфный буферный слой InGaAsP и р-і-п структура. Состав четверного раствора изменялся ступенчатым образом при изменении потоков In и As. Такой буферный слой позволяет изменить постоянную решетки от соответствующей GaAs до величины, согласованной с постоянной решетки твердого раствора In<sub>0,58</sub>Ga<sub>0,42</sub>As р-і-п структуры. Дизайн выращенной структуры показан в таблице 1.

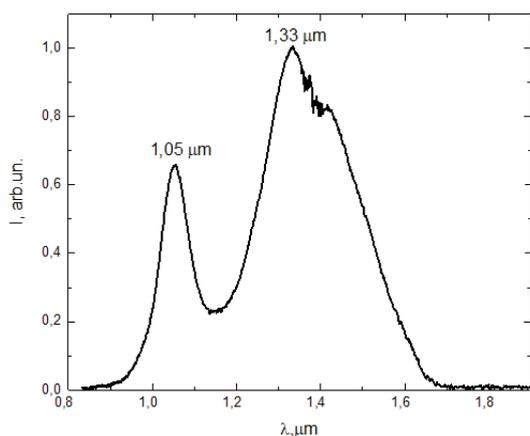
На основе полученных структур изготовлены фотодиоды. Со стороны структуры были нанесены AuGe омические контакты методом термического испарения в вакууме, методом фотолитографии и последующем травлением сформированы контакты в виде кольца с внешним и внутренним диаметром 0,55 мм и 0,35 мм, соответственно. Затем была вытравлена мезаструктура с диаметром 0,6 мм. Со стороны подложки нанесен сплошной AuGe омический контакт методом термического испарения в вакууме

**Таблица 1.** Конструкция исследуемой структуры

№	Слой	Толщина, нм
	Подложка n-Si/Ge	
1	n-AlAs	10
2	n-GaAs	50
3	n-AlAs	10
4	n-GaAs	50
5	n-AlAs	10
6	n-GaAs	1000
7	n-InGaP	150
8	n-InGaAsP с градиентом состава (состоит из 6 слоев)	450
9	i-InGaAs	900
10	p-InGaAs	300

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлен спектр фотолюминесценции (ФЛ) исследуемого образца при температуре жидкого азота.

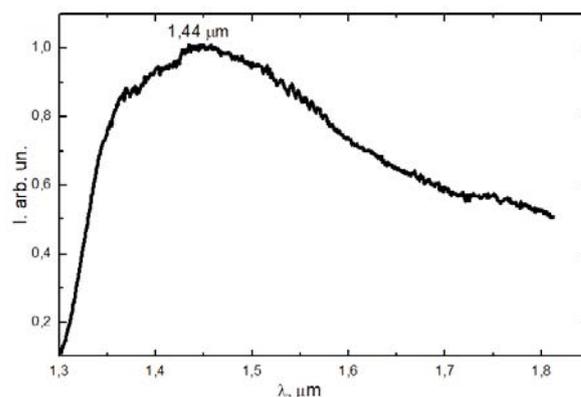


**Рис. 1.** Спектр фотолюминесценции структуры с градиентным буферным слоем InGaAsP, выращенным на подложке Si/Ge

В спектре ФЛ наблюдаются два пика; более длинноволновый пик ( $\lambda_{\text{max}} \sim 1,33$  мкм) соответствует излучению фоточувствительной области InGaAs, а более коротковолновый ( $\lambda_{\text{max}} \sim 1,05$  мкм) - излучению буферного слоя InGaAsP, интенсивность ФЛ из фоточувствительной области превышает интенсивность ФЛ из буферного слоя. При комнатной температуре интенсивность фотолюминесценции снижается, примерно, в 4 раза, причем интенсивности излучения ФЛ из буферного слоя и фоточувствительного слоя становятся равными. Относительно малый вклад фоточувствительной области InGaAs в общий сигнал ФЛ образца при комнатной температуре связан, вероятно, с высокой долей

безызлучательной рекомбинации через дефекты кристаллической структуры.

С целью исследования спектральной зависимости поглощения фотодиодов, изготовленных на основе выращенных структур, получен спектр фотоэдс при комнатной температуре (Рис.2). Спектр фотоэдс имеет максимум фоточувствительности на длине волны 1,44 мкм, ширина спектра составляет 0,49 мкм.



**Рис. 2.** Спектр фотоэдс фотодиодов с метаморфным слоем InGaAsP на подложке Si/Ge при комнатной температуре

Таким образом, показана возможность создания фоточувствительных структур на длину волны 1,44 мкм на подложке Si/Ge с помощью метаморфного слоя InGaAsP.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках проектной части госзадания, базовой части госзадания №16.7443.2017/БЧ и гранта Президента РФ № МК-1004.2019.2

## Литература

1. Sun C., Wade M.T., Lee Y. et al // Nature. 2015. V. 528. P. 534–538.
2. V.G. Shengurov, S.A. Denisov, V.Yu. Chalkov, Yu.N. Buzynin, M.N. Drozdov, A.N. Buzynin, P.A. Yunin // Technical Physics Letters. 2015. V. 41 (1). P. 36–39.
3. Шенгуров В.Г., Чалков В.Ю., Денисов С.А. и др. ФТП. 2015. Т. 49. В. 10. С. 1411–1414.
4. Байдусь Н.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А. и др. // ФТП. 2017. Т. 51. В. 11. С. 1579–1582.

# Генерация мощного ТГц излучения и нелинейные эффекты при его взаимодействии с твердыми телами и жидкостями

Ю.А. Сергеев<sup>1</sup>, И.В. Оладышкин<sup>1</sup>, С.Б. Бодров<sup>1,2</sup>, А.И. Корытин<sup>1</sup>, А.А. Мурзанев<sup>1</sup>, М.Д. Токман<sup>1</sup>, А.Н. Степанов<sup>1,\*</sup>

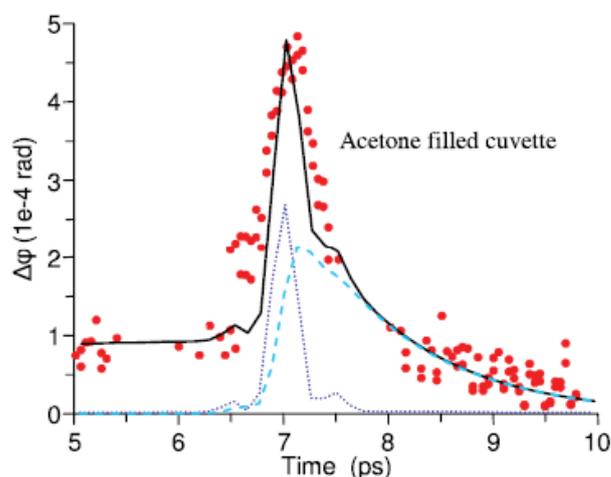
<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН, ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950.

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

\* step@ufr.appl.sci-nnov.ru

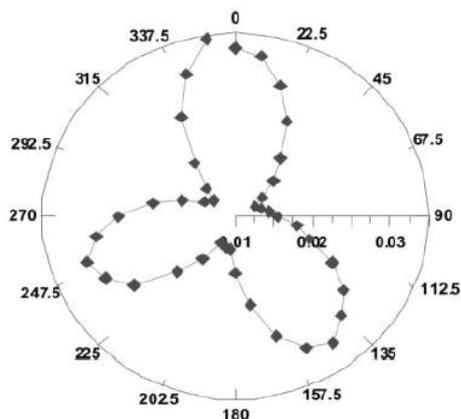
Существенный прогресс был достигнут за последние годы в области генерации сильных терагерцовых импульсов длительностью порядка одного периода поля с использованием фемтосекундных лазерных импульсов. Максимальная величина терагерцовых полей достигает десятков мегавольт на сантиметр [1]. В докладе будет дан обзор основных схем получения терагерцовых полей большой амплитуды (схема с наклонным фронтом интенсивности, двуцветная генерация ТГц излучения в газах, применение органических кристаллов в качестве нелинейной среды).

Далее в докладе будут представлены результаты исследований нелинейного взаимодействия мощного терагерцового излучения с различными средами. При совместном распространении интенсивного ТГц и фемтосекундного оптического излучения в прозрачных средах (плавленый кварц, полярные (ацетон, хлороформ) и неполярные (бензол, четыреххлористый углерод) жидкости) в них наводится под действием терагерцового импульсного поля анизотропия, приводящая к деполяризации оптического излучения. Изменение относительной задержки между оптическим и ТГц импульсами позволяет исследовать динамику наведенной анизотропии, в частности, в исследованных жидкостях выделить быструю (связанную с электронной Керровской нелинейностью) и медленную часть, обусловленную ориентационными движениями молекул в жидкостях (рис.1).



**Рис. 1.** Деполяризация в ацетоне, точки – эксперимент, сплошная кривая – теория, пунктирная и штриховая линии – быстрая и медленная части деполяризации,  $E_{THz} = 300$  кВ/см

Применение сильных терагерцовых полей позволяет расширить область использования эффекта генерации второй гармоники оптического излучения, которая активно применяется для диагностики различных материалов. Совместное использование фемтосекундного лазерного излучения и ультракоротких терагерцовых импульсов с большой амплитудой электрического поля позволяет наблюдать генерацию второй гармоники оптического излучения в центральносимметричных средах, в которых в отсутствие ТГц поля генерация гармоники запрещена, исследовать временную динамику нелинейных процессов, приводящей к генерации второй гармоники оптического излучения (рис.2).

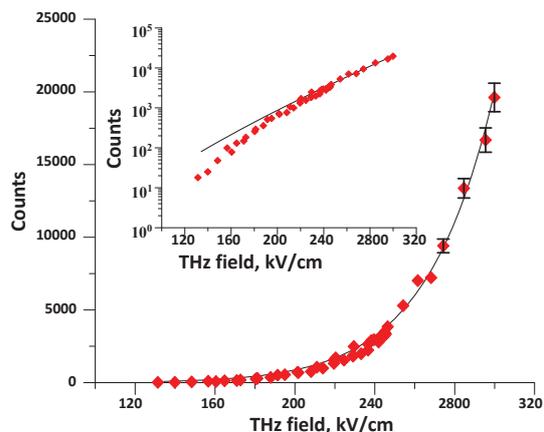


**Рис. 2.** Угловая зависимость сигнала второй гармоники; кремний,  $\rho$  поляризация оптического, ТГц излучений и излучения второй гармоники

В работе [2] экспериментально и теоретически исследована генерация оптической эмиссии из графена, помещенного в поле интенсивного ТГц импульса (рис.3).

Показано, что механизмом, определяющим люминесценцию, является баллистический механизм генерации электрон-дырочных пар в графене и формирование в зоне проводимости распределения

фермионов, приводящее к чернотельному спектру люминесценции.



**Рис. 3.** Зависимость интенсивности оптической эмиссии из графена от терагерцового поля

## Литература

1. C. Vicario, A.V. Ovchinnikov, S.I. Ashitkov, et al. // Opt. Lett. V. 39 (23) 6632–6635 (2014).
2. I.V. Oladyshkin, S.B. Bodrov, Yu.A. Sergeev, et al. // Phys. Rev. B V. 96, 155401 (2017).

# Упорядоченные массивы Ge(Si) квантовых точек, встроенные в микрорезонаторы

Ж.В. Смагина<sup>1,\*</sup>, В.А. Зиновьев<sup>1</sup>, Е.Е. Родякина<sup>1,2</sup>, Б.И. Фомин<sup>1</sup>, А.В. Ненашев<sup>1,2</sup>, М.В. Степихова<sup>3</sup>, А.Н. Яблонский<sup>3</sup>, А.В. Новиков<sup>3</sup>, А.В. Двуреческий<sup>1,2,§</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090.

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

\*smagina@isp.nsc.ru, §dvurech@isp.nsc.ru

Исследованы люминесцентные свойства упорядоченных nanoостровков Ge(Si), встроенных в микрорезонаторы на основе двумерных фотонных кристаллов. В данных структурах наблюдалось увеличение интенсивности фотолюминесценции, что объясняется увеличением эффективности вывода излучения из структуры. Для структур с упорядоченными группами nanoостровков, расположенных с периодом 1 мкм относительно друг друга, наблюдается интенсивный сигнал фотолюминесценции с тонкой структурой из резонансных линий.

## Введение

В настоящее время в мире существует значительный интерес к поиску возможных путей создания светоизлучающих приборов на основе кремния. Гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками (КТ) рассматриваются сегодня как один из объектов для решения этой задачи. Привлекательностью этих структур является наличие в их спектрах люминесценции сигнала при комнатной температуре в области длин волн 1.3-1.6 мкм. Однако существенным недостатком данного типа светоизлучающих структур является низкая квантовая эффективность. Одним из подходов повышения эффективности излучательной рекомбинации носителей заряда в Ge/Si структурах является встраивание КТ в микрорезонаторы на основе фотонных кристаллов (ФК) [1, 2]. В данной работе рассматриваются следующие возможные способы повышения эффективности источников света на основе КТ: упорядочение взаимного расположения КТ и их встраивание в оптические микрорезонаторы.

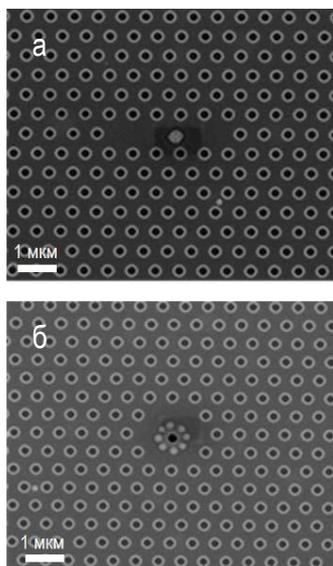
## Методика эксперимента

Для получения структур с пространственно упорядоченными КТ, встроенными в микрорезонаторы на основе двумерных фотонных кристаллов, использовались подложки кремния на изоляторе (SOI). Создание тестовых образцов проводилась в три этапа. На первом этапе методами электронной литографии и плазмохимического травления были созданы структурированные подложки, представляющие собой периодические последовательности

ямки в виде квадратных решёток с периодом от 0.5 до 6 мкм. На втором этапе методом МПЭ на структурированных подложках SOI проведено формирование пространственно упорядоченных массивов КТ и групп КТ. Для этого на поверхность структурированных подложек с упорядоченной системой ямок при температуре 700°C осаждался слой Ge толщиной, достаточной для зарождения трёхмерных nanoостровков (квантовых точек) внутри ямок или вблизи краёв ямок, но меньшей, чем критическая толщина зарождения трёхмерных nanoостровков на плоской поверхности. Были созданы два типа упорядоченных структур: 1) одиночные квантовые точки внутри ямок, 2) группы квантовых точек, упорядоченных в кольцо. На третьем этапе была отработана технология по созданию и пространственному совмещению микрорезонаторов на базе ФК с упорядоченными массивами GeSi КТ. Параметры ФК выбирались такими, чтобы обеспечить усиление сигнала фотолюминесценции (ФЛ) от SiGe КТ в спектральном диапазоне от 0.9 до 1 эВ. Диаметр отверстий ФК варьировался от 150 до 350 нм, отверстия располагались в гексагональной решётке с периодом 500 нм.

Излучательные свойства тестовых образцов с пространственно-упорядоченными SiGe КТ, встроенными в микрорезонаторы на основе ФК, исследовались методом микро-фотолюминесценции с высоким пространственным и спектральным разрешением. Сигнал ФЛ возбуждался непрерывным лазером на длине волны 532 нм, интенсивность возбуждения составляла около 3 мВт. Измерения проводились в геометрии нормального падения воз-

буждающего луча лазера и детектируемого сигнала ФЛ. Лазерное излучение фокусировалось в пятно диаметром  $\sim 2$  мкм. Сигнал ФЛ детектировался охлаждаемым Ge детектором. Измерения проводились при комнатной температуре и температуре жидкого азота.



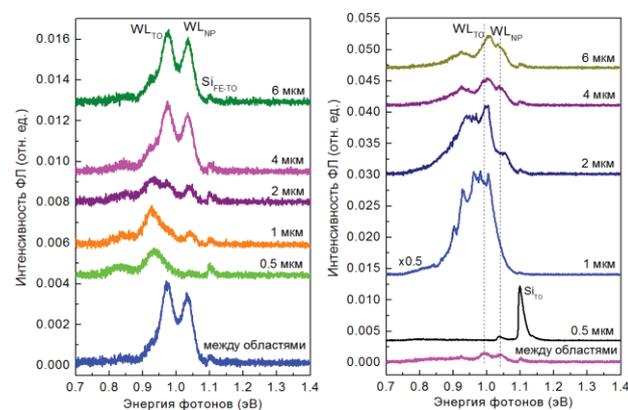
**Рис. 1.** СЭМ-изображения двумерного ФК со встроенными в микрорезонатор: одиночными GeSi КТ (а) и кольцевыми группами GeSi КТ (б), полученными осаждением 4 монослоев Ge при температуре 700°C

## Экспериментальные результаты и обсуждение

Методом сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) были исследованы Ge/Si структуры, выращенные по технологии, описанной в работе [3], и встроенные в фотонные кристаллы с дефектами типа L5 и H5. Из рисунка 1 хорошо видно, что как одиночные КТ, так и группы КТ прецизионно встроены микрорезонаторы. Исследования данных структур методом микро-ФЛ показало, что интенсивность люминесцентного отклика возрастает для образцов с ФК по сравнению с интенсивностью от образцов с упорядоченными кольцевыми группами КТ без ФК. Возрастание интенсивности связано с увеличением эффективности вывода излучения из структуры за счет ФК. Ярко выраженные пики ФЛ от КТ наблюдаются в спектральном диапазоне от 0.9 до 1.0 эВ (рис. 2). С увеличением расстояния между КТ уменьшается интенсивность сигнала от КТ и возрастает интенсивность пиков, связанных со смачивающим слоем, что согласуется с данными,

полученными ранее в работе [3] для одиночных КТ. Падение интенсивности сигнала ФЛ от КТ с увеличением периода вызвано уменьшением числа КТ, попадающих в область фотовозбуждения используемой установки ФЛ. Интенсивность сигнала от КТ для структур с группами КТ выше, чем для одиночных КТ при одном и том же периоде. Однако сигнал ФЛ от групп КТ полностью отсутствует при расстоянии между ними 0.5 мкм, т.к. согласно данным СЭМ зарождения КТ в данном случае не наблюдается. Обнаружено, что для структур с упорядоченными группами КТ, расположенных с периодом 1 мкм относительно друг друга, наблюдается интенсивный сигнал ФЛ с тонкой структурой из резонансных линий в области свечения GeSi КТ (рис. 2, правая панель). Для структур с одиночными КТ подобного эффекта не наблюдалось.

Работа финансировалась из средств гранта РФФИ № 16-29-14031 в части создания структур с КТ, встроенными в микрорезонаторы, гранта РФФИ № 18-29-20016-мк в части люминесцентных измерений. Электронно-лучевая литография проводилась на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».



**Рис. 2.** Спектры микро-ФЛ при 77 К от Ge/Si структур с одиночными GeSi КТ (слева) и группами GeSi КТ (справа) встроенными в оптический микрорезонатор. Цифры у спектра – период решетки КТ

## Литература

1. M. Schatz, F. Hackl, M. Glaser *et al.* // ACS Photonics, V. 4 (3), 665 (2017).
2. M. V. Stepikhova, A. V. Novikov, A. N. Yablonskiy *et al.* // Semicond. Sci. Technol., V. 34, 024003 (2019).
3. Ж. В. Смагина, В. А. Зиновьев, Г. К. Кривякин, и др. // ФТП, Т. 52 (9), 1028 (2018).

# Вырожденные характеристики полупроводниковых лазеров на квантовых ямах

З.Н. Соколова<sup>1,\*</sup>, Н.А. Пихтин<sup>1</sup>, Л.В. Асрян<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Политехническая ул., 26, Санкт-Петербург, 194021.

<sup>2</sup> Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA 24061, USA.

\*zina.sokolova@mail.ioffe.ru

Полупроводниковый лазер на квантовых ямах может иметь два порога генерации. Второй порог возникает при большем пороговом токе, чем первый. Выше второго порога у лазерных характеристик появляется вторая ветвь, и характеристики становятся вырожденными. Возникновение второго порога генерации обусловлено возрастанием внутренних оптических потерь с увеличением тока накачки, которое происходит из-за роста концентрации носителей заряда в волноводной области лазера. Для существования у лазерных характеристик двух ветвей необходимо выполнение определенного соотношения параметров лазерной структуры.

## Введение

Современные полупроводниковые лазерные структуры с резонатором Фабри-Перо содержат наноразмерные активные области (в настоящей работе рассматривается активная область, состоящая из квантовых ям (КЯ)), которые окружены более широкозонными объемными волноводными областями (область оптического ограничения – optical confinement layer – OCL) (Рис.1). В таких лазерных структурах электроны и дырки сначала инжектируются из эмиттеров в OCL, а затем с конечной скоростью захватываются в КЯ. При увеличении тока накачки конечность скорости захвата носителей заряда из OCL в КЯ приводит к накоплению носителей в OCL, что является причиной возрастания внутренних оптических потерь в OCL. Нами показано, что конечность скорости захвата в сочетании с зависящими от тока накачки внутренними потерями могут приводить к появлению второго порога генерации лазера, за которым у лазерных характеристик появляется вторая ветвь [1]. Вторая ветвь в лазерах появляется только при выполнении определенного соотношения параметров лазерной структуры. Второй порог генерации у лазера на квантовых точках был предсказан в работах [2,3].

## Теоретическая модель

Наша теоретическая модель для расчета лазерных характеристик основывается на решении системы пяти скоростных уравнений, в которых существуют следующие неизвестные величины: объемные (3D) значения концентрации электронов  $n^{\text{OCL}}$  и дырок  $p^{\text{OCL}}$  в волноводной области (OCL), двумерные (2D) концентрации электронов  $n^{\text{w}}$  и дырок  $p^{\text{w}}$  в КЯ активной области и число фотонов  $N$  в лазерной моде. В расчетах мы учитывали а) немгновенность захва-

та носителей заряда из широкозонного OCL в наноразмерную КЯ, б) глобальную электронейтральность носителей заряда, т.е. равенство суммарного заряда электронов в КЯ и в OCL суммарному заряду дырок в этих двух областях; в) влияние на характеристики лазера увеличения внутренних оптических потерь в OCL с ростом тока накачки.

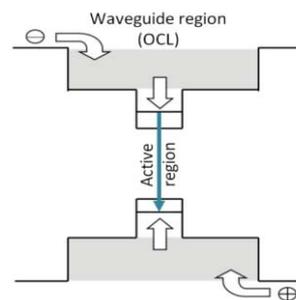


Рис. 1. Схематическое изображение полупроводникового лазера с квантоворазмерной активной областью

## Обсуждение лазерных характеристик

Численные расчеты проводились для полупроводниковых лазерных структур с одной InGaAs напряженной QW толщиной 50 Å, излучающей на длине волны 1.01 мкм; волноводная область (OCL) представляла собой слой GaAs толщиной 0.8 мкм, эмиттерами являлись слои твердого раствора  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . 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  $v_{n,0} = 2 \cdot 10^6$  см/с, для дырок  $v_{p,0} = 10^6$  см/с; в OCL и в эмиттерах сечения поглощения света электронами  $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>, дырками  $\sigma_p = 10^{-17}$  см<sup>2</sup>; концентрация легирующей примеси в *n*-

эмиттере  $n^{cl} = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , в  $p$ -эмиттере  $p^{cl} = 3.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Были получены зависимости двумерных концентраций электронов и дырок в КЯ ( $n^{QW}, p^{QW}$ ) (Рис.2) и трехмерных концентраций электронов и дырок в OCL ( $n^{OCL}, p^{OCL}$ ) (Рис.3) от плотности тока накачки

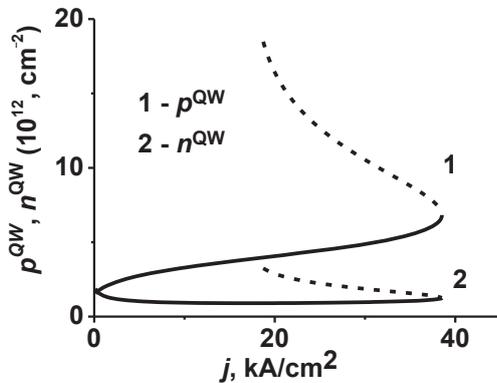


Рис. 2. Зависимость концентрации электронов и дырок в квантовой яме от плотности тока накачки

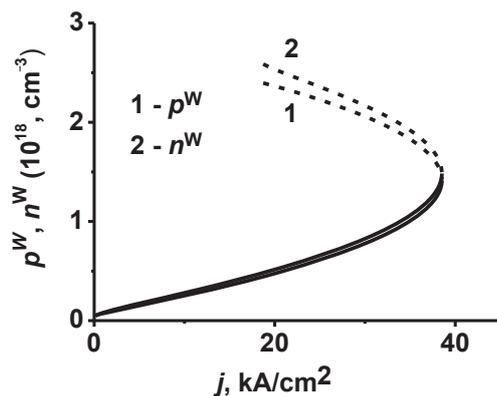


Рис. 3. Зависимость концентрации электронов и дырок в волноводной области от плотности тока накачки

$j$ . Проведенные расчеты показали, что начиная с некоторой плотности тока накачки  $j = j_{th(2)}$ , которая значительно превышает плотность тока начала генерации  $j_{th(1)}$  ( $j_{th(1)}$  – первый порог генерации,  $j_{th(2)}$  – второй порог генерации), появляется второе независимое стационарное решение. При  $j > j_{th(2)}$  вычисленные физические величины становятся вырожденными. Это приводит к появлению в зависимостях физических величин от плотности тока накачки двух ветвей: первая ветвь соответствует плотностям токов накачки от первого порога генерации  $j_{th(1)}$  до срыва генерации при  $j_{срыва}$ , вторая ветвь – от второго порога  $j_{th(2)}$  также до  $j_{срыва}$ .

Из Рис.2 и Рис.3 видно, что для первой ветви концентрации электронов и дырок в КЯ и OCL возраст-

тают с ростом плотности тока накачки, а для второй ветви концентрации электронов и дырок уменьшаются. Для второй ветви на втором пороге при  $j_{th(2)}$  концентрации как электронов, так и дырок существенно превосходят концентрации, соответствующие первой ветви. Таким образом, при достижении второго порога генерации в лазерной структуре возможен фазовый переход, приводящий к резкому возрастанию концентрации носителей заряда в КЯ и в OCL.

На Рис. 4 приведена оптическая мощность лазера в зависимости от плотности тока накачки - ватт-амперная характеристика лазера (ВтАХ), которая имеет вид "лепестка". При достижении второго порога генерации мощность первой ветви ВтАХ начинает насыщаться и далее убывает, в то время, как мощность второй ветви резко возрастает.

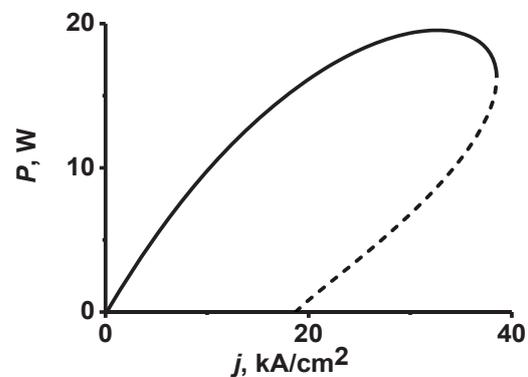


Рис. 4. Ватт-амперная характеристика лазера

## Заключение

В полупроводниковом лазере на квантовых ямах, параметры которого удовлетворяют определенным условиям, возможно возникновение второго порога генерации, за которым у различных лазерных характеристик, зависящих от тока накачки, появляется вторая ветвь – лазерные характеристики становятся вырожденными. Обнаружено различное поведение физических характеристик лазера в зависимости от плотности тока накачки для первой и второй ветвей.

## Литература

1. Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, L.V. Asryan. // Journal of Lightwave Technology, V. 36, 2295, (2018).
2. L.V. Asryan, S.Luryi. // Appl. Phys. Lett., V. 83, 5368, (2003).
3. L.V. Asryan, S.Luryi. // IEEE J. Quant. Electron., V. 40, 833 (2004).

# Прогресс в создании квантово-каскадных лазеров инфракрасного и терагерцового диапазона

Г.С. Соколовский

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021.  
gs@mail.ioffe.ru

В докладе обсуждается прогресс в создании квантово-каскадных лазеров инфракрасного и терагерцового диапазона. Особое внимание уделено результатам исследования квантово-каскадных лазеров, все технологические операции по созданию которых выполнены в нашей стране.

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ), со времени первой публикации в 1971 [1] и практической реализации в 1994 году [2], привлекают к себе пристальное внимание. На сегодняшний день по этой тематике опубликовано более 8 тысяч работ, процитированных более 130 тысяч раз по данным Web of Science. ККЛ, созданные к настоящему времени, генерируют излучение в среднем инфракрасном и терагерцовом спектральном диапазоне. Их основным отличием от «лазерных диодов», является униполярность. Иными словами, ККЛ используют только один тип носителей и излучение фотонов происходит при переходе электронов между уровнями размерного квантования в зоне проводимости. По этой причине структуры ККЛ чрезвычайно сложны для практической реализации – это объясняется как количеством слоев, на два порядка превышающим аналогичный показатель в «обычном» полупроводниковом лазере, так и необходимостью поддержания однородности слоев в течение длительного эпитаксиального роста. Объясняемое этим значительное отставание отечественных ученых в создании ККЛ удалось заметно сократить в течение последних лет. В докладе обсуждаются результаты исследования ККЛ, все технологические операции по созданию которых выполнены в нашей стране. Помимо демонстрации лазерной генерации в четырехсклолотой [3] и полосковой геометрии [4] при комнатной температуре, будет обсуждаться демонстрация генерации при повышенных температурах (до +65<sup>0</sup>C) [5], а также еще не опубликованные результаты по достижению оптической мощности более 0.5 Вт и одночастотной генерации с подавлением боковых мод более 25 дБ.

Помимо достигнутых успехов, перспектив развития и применения ККЛ среднего ИК диапазона, в докладе обсуждаются два метода создания компактных источников ТГц-излучения: квантово-каскадный лазер с прямой генерацией терагерцового излучения и нелинейное преобразование излучения на разностной частоте в двухчастотном ККЛ среднего ИК диапазона. Принцип действия ТГц-ККЛ прямой генерации аналогичен ККЛ среднего ИК диапазона. В связи с этим они имеют принципиальный недостаток, связанный с тем, что энергия ТГц фотона мала по сравнению с тепловым уширением энергетических уровней при комнатной температуре, что делает невозможным создание инверсной заселенности уровней при повышенных температурах. Максимальная достигнутая на сегодняшний день рабочая температура ТГц-ККЛ этого типа не достигает 200 К [6]. Этому недостатка лишены ТГц-ККЛ разностной генерации, поскольку их компонентами являются ККЛ, работающие в среднем ИК-диапазоне, где энергия оптического перехода на порядок превосходит тепловую энергию, что позволяет создавать лазерные источники ТГц-излучения при комнатной температуре [7]. К сожалению, из-за несоблюдения фазового синхронизма в ТГц-ККЛ разностной генерации используют так называемую Черенковскую схему фазового согласования. Вывод излучения при этом требует создания скошенной выходной грани, что существенно усложняет технологию изготовления таких лазеров. В конце доклада обсуждаются наметившиеся тренды развития и перспективные пути совершенствования характеристик квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона.

Автор благодарит Минобрнауки (уникальный идентификатор RFMEFI61617X0074).

### Литература

1. Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис // ФТП **5**, 797 (1971).
2. J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco *et al.* // Science **264**, 553 (1994).
3. В.В. Дюделев, С.Н. Лосев, В.Ю. Мыльников, *и др.* // Оптика и спектроскопия **125**(3), 387 (2018).
4. В.В. Дюделев, С.Н. Лосев, В.Ю. Мыльников, *и др.* // ЖТФ **88**(11), 1708 (2018).
5. В.В. Дюделев, С.Н. Лосев, В.Ю. Мыльников, *и др.* // ФТТ **60**(11), 2251 (2018).
6. S. Fatholouloumi, E. Dupont, C.W.I. Chan *et al.* // Opt. Exp. **20**, 3866 (2012).
7. M.A. Belkin, Q.J. Wang, C. Pflügl, *et al.* // IEEE J. Sel. Topics Quant. Electron. **15**, 952 (2009).

# Особенности спектра остаточной фотопроводимости в узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами

К.Е. Спирин<sup>1\*</sup>, Д.М. Гапонова<sup>1</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, Россия, 630090

\*spirink@ipmras.ru

Ранее мы исследовали эффекты остаточной фотопроводимости в гетероструктурах HgTe/CdHgTe (013) с двойными квантовыми ямами (ДКЯ). В настоящей работе в продолжении исследований ОФП мы демонстрируем отличия в спектрах остаточной фотопроводимости в структурах HgTe/CdHgTe (013) с различным типом проводимости.

## Введение

Интерес к гетероструктурам с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/CdHgTe связан с их замечательными свойствами. При толщине КЯ больше критической  $d > d_c \sim 6.3$  нм в КЯ происходит инверсия зона и структура переходит в состояние двумерного (2D) топологического изолятора [1,2]. При исследовании зонной структуры КЯ возникает необходимость изменения концентрации носителей, что при магнитотранспортных исследованиях обычно реализуется путем приложения напряжения к нанесенному на поверхность структуры металлическому затвором. Для магнитооптических исследований более удобным способом является использование эффекта остаточной фотопроводимости (ОФП) (см. например [3-5]). В работе [5] мы впервые исследовали спектры биполярной ОФП в структурах с КЯ HgTe/CdHgTe и показали, что в зависимости от длины волны подсветки концентрация носителей может меняться более чем на порядок. В настоящей работе мы демонстрируем кардинальные отличия в спектрах ОФП для структур  $n$ -  $p$ - типа проводимости.

## Эксперимент

Исследуемые структуры с КЯ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксией на подложках GaAs (013) с с метаморфным буферным и покрывающим слоем CdTe и содержали КЯ квантовую яму HgTe, окруженную широкозонными барьерами  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (см. Таблицу 1).

При исследовании остаточной фотопроводимости образцы размещались в гелиевом криостате при

температуре 4.2К. На образец квадратной формы, 5x5 мм наносились два полосковых омических контакта по краям. Через образец пропусклся постоянный ток 0.1~100  $\mu A$ . С помощью гибкого многожильного световода образец освещался монохроматическим излучением с выхода решеточного монохроматора МДР-23 [3]. Измерялось изменение сопротивления образца от длины волны падающего излучения.

Таблица 1. Параметры исследуемых структур

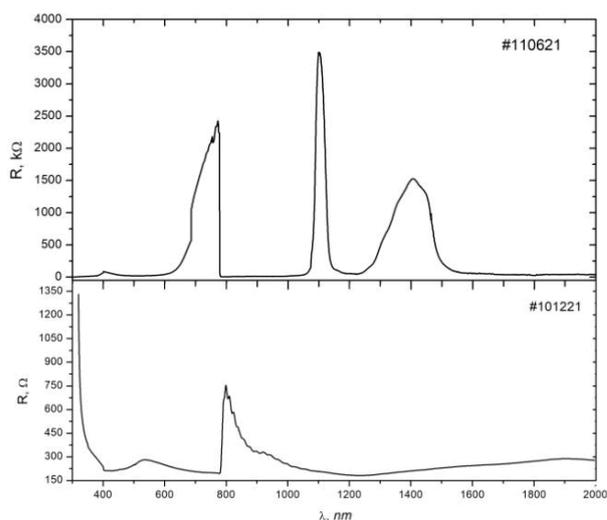
Образец	$x$ в барьере	$d_{qw}$	Тип носителей
110621	0.7	6.3	$p$
101221	0.41	8	$n$

## Результаты и обсуждение

На Рисунке 1 приведены спектры ОФП в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с различным типом проводимости. В спектре наблюдается несколько различных особенностей, отвечающие разным процессам, происходящим в образце под действием падающего излучения и являющимся следствием нескольких конкурирующих процессов [5]. Локальный максимум сопротивления, наблюдаемый в начальной части спектра ( при  $\lambda \sim 550$  нм, Рис.1б) образце  $n$ -типа мы, как и ранее в работе [5], связываем с возбуждением электронов в зону проводимости неких локализованных центров под спинотщепленной зоной в слоях CdTe. Образующиеся высокоэнергетичные дырки сваливаются в КЯ, рекомбинируют с электронами, что приводит к падению концентрации последних и к росту сопротивления. В образце  $p$ -типа похожий максимум смещен в существенно более короткие волны (Рис.1а),

что указывает на его другую природу. При дальнейшем увеличении длины волны, наблюдаются заметные различия в спектрах проводимости для образцов *n*- и *p*- типа. Так, для образца *p*-типа (Рис.1а) на участке 450нм > $\lambda$ >780 нм наблюдается рост сопротивления, и, соответственно уменьшение проводимости. Для образца *n*-типа (Рис.1б) на участке 550нм > $\lambda$ > 780 нм, напротив, наблюдается некоторое увеличение проводимости. Такое поведение подтверждает модель перераспределения фотовозбужденных носителей, предложенную в работе [5]. При большой энергии кванта излучения в покрывающем слое CdTe происходит межзонная генерация электронно-дырочных пар. Под действием встроенного электрического поля, направленного от подложки в сторону поверхности структуры, происходит пространственное разделение носителей заряда, и увлечение электронов к КЯ, где они рекомбинируют с дырками (в образце *p*- типа) и, напротив, увеличивают концентрацию носителей в образце *n*-типа. Этот процесс продолжается до тех пор, пока энергия кванта падающего излучения не станет сравнима с шириной запрещенной зоны CdTe (~ 1,6 эВ,  $\lambda \sim 780$  нм). При этом прекращается генерация электрон-дырочных пар в CdTe, и динамическое равновесие смещается «в сторону дырок», что приводит к резкому падению сопротивления в образце *p*- типа (Рис.1а) и росту сопротивления в образце *n*-типа (Рис.1б). В работе [5] генерация высокоэнергетичных дырок связывалась с фотовозбуждением электронов с глубоких центров в валентной зоне.

Яркие длинноволновые ( $\lambda > 1000$  нм) спектральные особенности, наблюдаемые в исследуемом образце *p*- типа (Рис.1а), как и в других выращенных в течение одной ростовой серии образцах с КЯ, связаны очевидно с фотовозбуждением сравнительно мелких центров, расположенных в валентной зоне в барьерных слоях Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te, приводящим к генерации высокоэнергетичных электронов, «сваливающихся» в КЯ. В образце *p*- типа (Рис.1а) и росту сопротивления, а в образце *n*-типа, где в этой спектральной области наблюдается широкий минимум сопротивления (Рис.1б), очевидно к росту концентрации электронов в КЯ.



**Рис. 1.** Спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с различным типом проводимости. Спектр (а) соответствует образцу *p*-типа, спектр (б) соответствует образцу *n*-типа

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИФМ РАН и при поддержке РФФИ (грант 18-02-00309). В работе использовано оборудование ЦКП ИФМ РАН.

## Литература

1. В.А. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang. Science, 314, 1757 (2006).
2. M. Konig, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. Science, 318, 766 (2007).
3. В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.М. Гапонова, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, Ю.Г. Садофьев, S.R. Johnson, Y.-H. Yang. ФТП, том 39, вып. 1, с.30 (2005).
4. А. В. Иконников, А. А. Ластовкин, К. Е. Спирин и др. // Письма в ЖЭТФ. — 2010. — Т. 92. вып. 11—12, —С. 837—841 (2010).
5. К.Е. Спирин, Д.М. Гапонова, К.В. Маремьянин, В.В. Румянцев, В.И. Гавриленко, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий. ФТП 52(12), 1482 (2018).

# Усиление люминесцентного отклика наноостровков Ge(Si) в фотонных кристаллах: эффекты взаимодействия с резонансными и радиационными модами в Г точке зоны Бриллюэна

М.В. Степихова<sup>1\*</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, С.А. Дьяков<sup>3</sup>, Е.В. Скороходов<sup>1</sup>,  
С.М. Сергеев<sup>1</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>1</sup>, З.Ф. Красильник<sup>1, 2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ГСП-105, Нижний Новгород, 603950.

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

<sup>3</sup> Сколковский институт науки и технологий, Центр фотоники и квантовых материалов, Инновационный центр Сколково, ул. Нобеля, 3, Москва, 121205.

\*mst@ipmras.ru

В работе представлены результаты исследований фотонных кристаллов и фотонно-кристаллических резонаторов, сформированных на кремниевых структурах с наноостровками Ge(Si), излучающих в диапазоне длин волн 1,1 – 1,7 мкм. Обсуждаются наблюдаемые в таких структурах явления усиления сигнала фотолюминесценции наноостровков в условиях взаимодействия с резонансными и радиационными модами фотонных кристаллов в Г точке зоны Бриллюэна.

## Введение

Фотонные кристаллы (ФК) и фотонно-кристаллические резонаторы, формируемые введением «дефекта» в фотонный кристалл, являются с одной стороны – интересными объектами для исследований процессов взаимодействия света с излучающей средой в условиях сильной локализации излучения на масштабах, сравнимых с длиной волны [1]. С другой стороны – такие структуры представляют интерес с точки зрения возможности создания на их основе перспективных элементов нанопотоники, в частности для схем оптической обработки сигнала на кремниевом чипе [2].

В данной работе рассмотрены люминесцентные свойства фотонных кристаллов и ФК-резонаторов, сформированных на кремниевых структурах с самоформирующимися наноостровками Ge(Si), излучающими в диапазоне длин волн 1.1 – 1.7 мкм. Обсуждаются наблюдаемые в таких структурах явления усиления сигнала фотолюминесценции наноостровков при комнатной температуре и их взаимосвязь с параметрами ФК.

## Методика эксперимента

Структуры с самоформирующимися наноостровками Ge(Si) выращивались методом МПЭ на подлож-

ках «кремний на изоляторе» (SOI) и представляли собой периодическую последовательность слоев наноостровков Ge(Si), разделенных промежуточными слоями Si. В исследованных структурах активная область была представлена 5 слоями наноостровков Ge(Si). Суммарная толщина волноводного слоя структуры над слоем оксида кремния составляла ~ 250 нм.

Для формирования ФК и ФК-резонаторов в работе использовались методики электронно-лучевой литографии и плазмохимическим травлением. Были получены фотонные кристаллы с периодом решетки ( $a$ ), варьируемым в интервале от 350 до 600 нм. Радиус отверстий ФК ( $r$ ) определялся соотношением  $r/a = 0,2 \div 0,4$ . В работе рассмотрены резонаторы с линейной ( $L3$ ) геометрией дефекта.

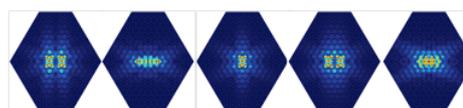
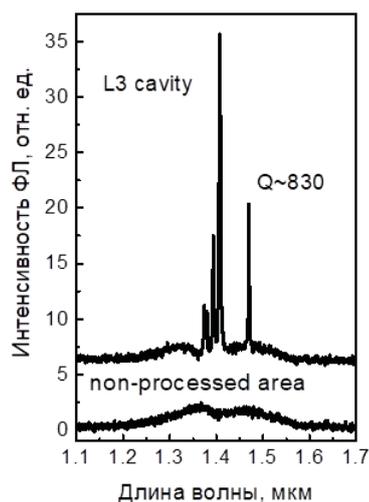
Полученные структуры исследовались методом микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) в геометрии нормального падения возбуждающего и детектируемого лучей. Спектры ФЛ регистрировались Фурье-спектрометром Bruker IFS 125 HR, обеспечивающим спектральное разрешение до  $0,05 \text{ см}^{-1}$ , и Ge фотоприемником. Пространственное разрешение системы (до 2 мкм) обеспечивалось объективами Mitutoyo M Plan Apo (увеличение 50x и 10x). Для возбуждения сигнала ФЛ использовался твердотельный лазер с длиной волны излучения 532 нм.

Все результаты, представленные в работе, были получены при комнатной температуре.

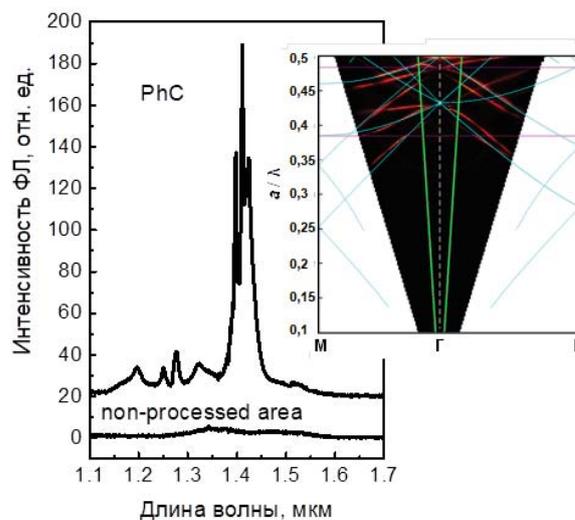
## Результаты и их обсуждение

Результаты исследований полученных ФК и ФК-резонаторов показывают, что, в зависимости от параметров ФК, в таких структурах возможно наблюдение эффектов усиления сигнала ФЛ наноструктур Ge(Si) как на резонансных модах ФК-резонатора, так и радиационных модах фотонного кристалла. Усиление сигнала ФЛ в условиях взаимодействия с резонансными модами ФК (Рис. 1) проявлялось в резонаторах, сформированных на ФК с периодом решетки, не превышающем 500 нм. Интенсивный сигнал ФЛ в таких структурах наблюдался только при возбуждении активной области самого резонатора и отсутствовал при возбуждении области фотонного кристалла. При этом, усиление сигнала ФЛ наноструктур в максимуме интенсивности достигало 30 при увеличении интегральной интенсивности сигнала не более чем в 2 раза. Другой характер носят явления взаимодействия с радиационными модами ФК (Рис. 2). Эти явления проявляются в ФК и ФК-резонаторах с периодом решетки более 500 нм. В таких структурах вклад в сигнал ФЛ отклика, связываемого с модами ФК-резонатора, фактически отсутствует, и усиление сигнала ФЛ наблюдается как в области резонатора, так и самого ФК. Максимальное усиление сигнала ФЛ наноструктур в данном случае наблюдалось в ФК с периодом решетки  $a = 600$  нм, не содержащем области резонатора. При этом сигнал ФЛ в максимуме интенсивности в 60 раз превышал сигнал ФЛ, измеряемый в непроцессированной области образца, а его интегральная интенсивность возрастала в 10 раз. Результаты теоретических расчетов показывают, что наблюдаемое усиление сигнала ФЛ для ФК с  $a > 500$  нм связаны с особенностями зонной структуры ФК в  $\Gamma$  точке зоны Бриллюэна (см. вставку на Рис. 2). Наблюдаемое усиление сигнала может объясняться как увеличением эффективности вывода излучения из ФК, так и усилением взаимодействия излучающей среды с модами ФК, характеризуемыми малой групповой скоростью в  $\Gamma$  точке зоны Бриллюэна.

Работа поддержана РФФИ (проект #18-42-520047\_p) и программой фундаментальных исследований Президиума РАН «Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий».



**Рис. 1.** Спектр микро-ФЛ и картина поля оптически активных мод ФК-резонатора, сформированного на структуре с наноструктурами Ge(Si). Параметры решетки ФК-резонатора:  $a = 350$  нм,  $r/a = 0,23$ . Значение Q на рисунке – добротность резонансной моды



**Рис. 2.** Спектр микро-ФЛ и результаты теоретического расчета зонной диаграммы, и коэффициента выхода ФЛ? в ФК, сформированном на структуре с наноструктурами Ge(Si). Коэффициент выхода ФЛ на рисунке приведен в цветовой шкале «темно красный – красный – желтый – белый» с максимумом, соответствующим белому цвету. Параметры ФК:  $a = 600$  нм,  $r/a = 0,23$

## Литература

1. K.J. Vahala // Nature, V. 424, 839 (2003).
2. F. Priolo, T. Gregorkiewicz, M. Galli, *et al.* // Nature Nanotechnology, V. 9, 19 (2014).

# Структурные и оптические свойства слоя GaAs, выращенного на подложке Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

А.А. Сушков<sup>1,\*</sup>, Д.А. Павлов<sup>1</sup>, В.Г. Шенгуров<sup>2</sup>, С.А. Денисов<sup>2</sup>, В.Ю. Чалков<sup>2</sup>,  
Н.В. Байдусь<sup>2</sup>, А.В. Рыков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

\*sushkovartem@gmail.com

Создана и исследована GaAs/AlAs/GaAs/AlAs/Ge гетероструктура, выращенная на Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> подложке. Буферный слой Ge получен методом «горячей проволоки», а A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> пленки с помощью газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Для определения оптического качества A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> слоев использована спектроскопия фотолюминесценции. Структурные исследования проведены с помощью высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии. Элементный состав определен методом рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии. В данной работе была показана возможность роста монокристаллического слоя GaAs на Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> подложке через AlAs/GaAs/AlAs/Ge буферные слои.

## Введение

В электронных системах управления ядерной энергетикой, в авиакосмической и военной промышленности в качестве основы для интегральных микросхем (ИМС) используются радиационно-стойкие подложки. Актуальной задачей на сегодняшний день является увеличение быстродействия ИМС, которая может быть решена путем перехода к оптическим межсоединениям [1]. Данный подход возможно реализовать с помощью создания гибридных A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> гетеролазеров, в которых полупроводники, способные эффективно излучать свет в окне прозрачности объемного кремния, будут выращены на радиационно-стойких подложках. Среди них широко известны структуры кремний на сапфире (КНС). Особенностью таких подложек является наличие верхнего слоя Si. В направлении роста полупроводников группы A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> на не отклоненной Si-подложке с использованием переходных слоев было проведено множество исследований [2] и достигнуты серьезные результаты. Благодаря отработанной технологии создан инжекционный гибридный A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> гетеролазер инфракрасного диапазона на основе напряженных InGaAs/GaAs квантовых ям на подложке Si, работающий при комнатной температуре [3]. Поэтому является целесообразным отработанную технологию использовать и для роста полупроводников A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> на подложках КНС.

В настоящей работе представлены результаты исследования оптических и структурных свойств слоя

GaAs, выращенного на системе буферных слоев AlAs/GaAs/AlAs/Ge и подложке Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(1 $\bar{1}$ 02).

## Методика эксперимента

A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>/Ge гетероструктура выращена на подложке Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>(1 $\bar{1}$ 02) в две стадии. В первой стадии слой Ge толщиной 1.7 мкм получен методом газофазного осаждения с разложением моногермана (GeH<sub>4</sub>) на «горячей проволоке» при температуре роста ~350°C [4]. Во второй стадии, A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> пленки были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии при температуре роста 700°C. Оптическое качество эпитаксиальных слоев исследовано с помощью спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ). Структурные и аналитические исследования проведены с помощью высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии (ВРПЭМ) и рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС) соответственно.

## Результаты и обсуждение

Спектр ФЛ с максимумом в 862.5 нм, соответствующий GaAs, показан на рисунке 1 (а). Карты ФЛ (не показано) демонстрируют однородность выращенного верхнего слоя GaAs: среднее значение максимумов длин волн составляет (862.3 ± 0.7) нм, а ширины пика на полувысоте (FWHM)<sup>о</sup> — (26.7 ± 1.1) нм. Сдвиг максимума спектра ФЛ в направлении коротких длин волн является типичным для GaAs, выращенного на Ge и Ge/Si подложках [5].

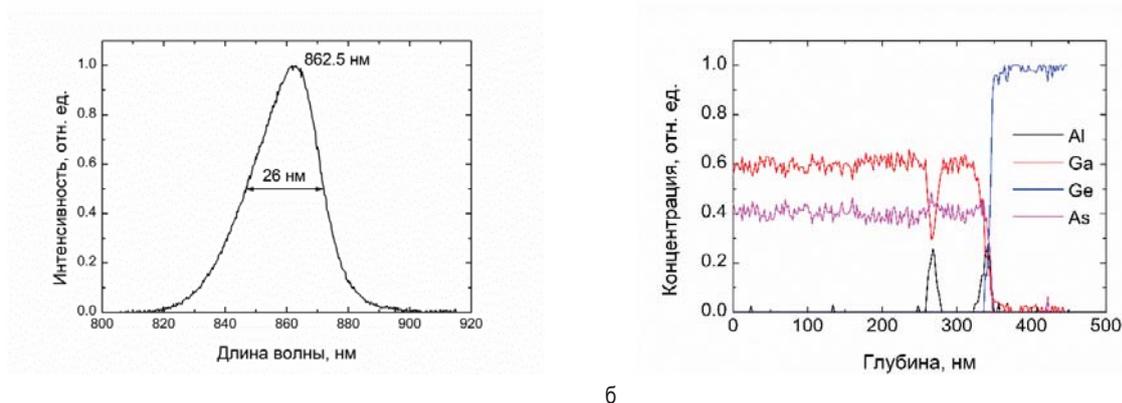


Рис. 1. (а) Спектр фотолюминесценции  $A^3B^5/Ge/Si/Al_2O_3$  структуры; (б) ЭДС-профиль распределения состава в слоях GaAs/AlAs/GaAs/AlAs/Ge (указан на рисунке 2 (в))

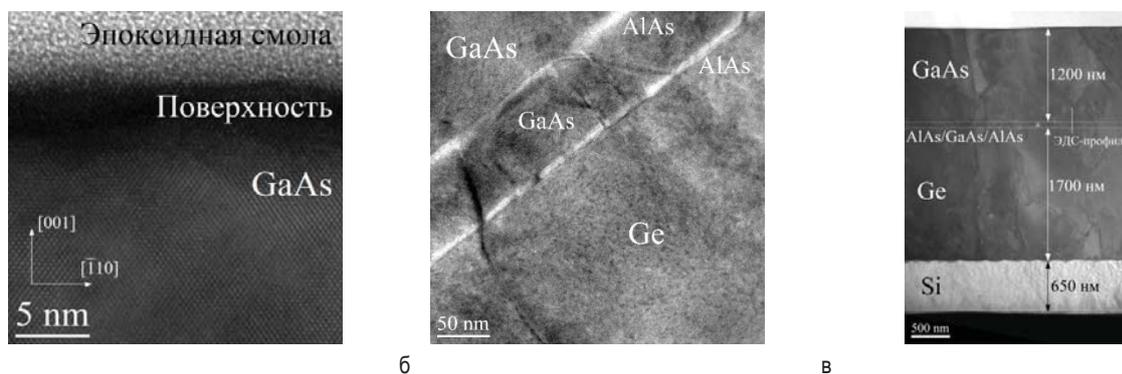


Рис. 2. (а) ВРПЭМ-изображение поперечного среза поверхности слоя GaAs; (б) ПЭМ-изображение поперечного среза GaAs/AlAs/GaAs/AlAs/Ge гетерограниц; (в) обзорное ПЭМ-изображение структуры, включающее область с ЭДС-профилем

Серия ПЭМ-изображений поперечного среза структуры была получена в режиме фазового контраста. ВРПЭМ исследования показали, что слой GaAs имеет монокристаллическую структуру (рисунок 2 (а)). Дифракционная картина (не показано) демонстрирует характерные для GaAs со структурным типом сфалерит рефлексии. На рисунке 2 (б) видно, что дефекты, образующиеся вблизи гетерограницы AlAs/Ge и распространяющиеся к поверхности, частично запираются между прослойками AlAs. ЭДС исследования подтверждают, что слой AlAs предотвращает взаимную диффузию атомов Ge, Ga и As между GaAs и Ge (рисунок 1 (б)), что согласуется с результатами в других работах [2, 6].

Таким образом, был выращен и исследован слой GaAs на  $Si/Al_2O_3$  подложке с буферными слоями AlAs/GaAs/AlAs/Ge. Результаты данной работы указывают на возможность роста напряженных InGaAs/GaAs квантовых ям на сапфире для создания светоизлучающих структур на радиационно-стойких подложках. Это мотивирует на дальнейшие исследования с целью получения слоя GaAs высокого структурного качества на буферных слоях и подложке  $Si/Al_2O_3$ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-32-00636) и МОН РФ (проект № 16.7443.2017/БЧ).

## Литература

1. T. Creazzo, E. Marchena, S. B. Krasulick *et al.* // *Opt. Express*, V. 21, 23 (2013).
2. N. Baidus, V. Aleshkin, A. Dubinov *et al.* // *Crystals*, V. 8, 8 (2018).
3. V. Ya. Aleshkin, N. V. Baidus, A. A. Dubinov *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 109, 061111 (2016).
4. V. G. Shengurov, S. A. Denisov, V. Yu. Chalkov *et al.* // *Technical Physics Letters*, V. 41, 1, pp. 36-39 (2015).
5. A. V. Rykov, M. V. Dorokhin, P. S. Vergeles *et al.* // *Journal of Physics: Conf. Series*, V. 993, 012014 (2018).
6. C. K. Chia, J. R. Dong, D. Z. Chi *et al.* // *Appl. Phys. Lett.* V. 92, 141905 (2008).

# Анализ причин интермодуляционных искажений перспективных квазибаллистических полевых транзисторов до и после радиационного воздействия

Е.А. Тарасова<sup>1</sup>, С.В. Оболенский<sup>1</sup>, В.А. Козлов<sup>2</sup>, Н.Д. Абросимова<sup>3</sup>, А.С. Боженкина<sup>1</sup>, А.Б. Иванов<sup>4</sup>, С.В. Хазанова<sup>1</sup>, В.Е. Дегтярев<sup>1</sup>

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

2 Институт физики микроструктур РАН (ФИЦ ИПФ РАН), ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

3 ФГУП «ФНПЦ НИИИС им. Ю.Е. Седакова», 603137, Нижний Новгород, ул. Тропинина, 47

4 ОАО «НПП САЛЮТ», ул. Ларина, д. 7, Нижний Новгород, 603950

\*thelen@yandex.ru, Sobolensk@rf.unn.ru

В работе проведено сравнение нелинейных эффектов транспорта электронов, приводящих к интермодуляционным искажениям сигналов в полупроводниковых GaN/AlGaN, AlGaAs/InGaAs транзисторах типа НЕМТ и полевых МДП транзисторах на структурах «кремний на изоляторе» (КНИ) до и после гамма-нейтронного облучения. Показано, что радиационная стойкость указанных транзисторов существенно зависит не только от типа полупроводниковой структуры, но и от длины затвора транзисторов. Для транзисторов с длиной затвора менее 30-70 нм необходимо учитывать эффекты баллистического движения электронов в канале с учетом рассеяния на радиационных дефектах, а также влияние накопления неподвижных зарядов в широкозонных материалах.

В современной микроэлектронике широко используются полевые транзисторы, содержащие слой двумерного электронного газа (НЕМТ). Особенность этих транзисторов – наличие квантовой ямы, которая формируется либо с использованием селективного легирования или путем добавления слоев узкозонных материалов, как в GaAs транзисторах, либо из-за возникновения пьезоэлектрической поляризации на границах слоев GaN/AlGaN. Помимо НЕМТ широкое применение получили транзисторы с подзатворным слоем металл-диэлектрик-полупроводник со встроенным или индуцированным каналом (МДП транзисторы) [1]. Причем использование специальных радиационно-стойких структур типа «кремний на изоляторе» (КНИ) позволяет существенно расширить область применения таких транзисторов в специализированных интегральных схемах [2]. Указанные приборы имеют схожие принципы работы на основе эффекта поля, однако, при проектировании этих приборов, а также усилителей на их основе становится необходимым учитывать конструктивно-технологические особенности их реализации, так как они влияют на протекание тока в канале транзистора, особенно после гамма-нейтронного облучения. Конкуренция процессов радиационного дефектообразования и накопления связанных зарядов в широкозонных

материалах, как полупроводниковых, так и диэлектрических, делает указанную задачу не тривиальной [2].

Физика работы затворных узлов транзисторов на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs, AlGaN/GaN, SiO<sub>2</sub>/Si на полупроводниковых и диэлектрических подложках (сапфир, кремний на изоляторе и т.д.) хорошо описывается сходными по типу энергетическими зонными диаграммами, а квазибаллистический транспорт электронов вдоль коротких (30–300 нм) каналов транзисторов исследовался нами ранее, в том числе с учетом гамма-нейтронного облучения [3]. В данной работе впервые проводилось сравнение причин возникновения интермодуляционных искажений при усилении сигналов больших амплитуд в транзисторах до и после гамма-нейтронного облучения.

Известно [1], что усилители мощности на основе полевых транзисторов обладают линейностью при небольших уровнях входной мощности, а при ее возрастании появляются нелинейные интермодуляционные искажения, приводящие к увеличению мощности паразитных гармоник выходного сигнала. В согласованных цепях это может привести к снижению КПД устройств [4]. В ряде работ [5–7] исследовались интермодуляционные искажения усилителей на основе AlGaN/GaN НЕМТ. Показа-

но, что наличие канала с двумерным электронным газом открывает новые возможности для проектирования высоколинейных усилителей. В этой связи актуально сопоставление перспективных полевых транзисторов с целью переноса конструктивно-технологических решений с одного типа полупроводниковых структур на другие.

В предыдущих работах авторов [8–9] показано, что параметры полупроводниковых структур приборов могут меняться при воздействии гамма-нейтронного излучения флюенсом  $10^{13}$ – $10^{15}$  н/см<sup>2</sup> и дозой гамма-квантов  $10^5$ – $10^7$  рад. Показано, что НЕМТ на основе GaAs, GaN, а также МДП транзисторы имеют разную чувствительность к уровням гамма-нейтронного излучения. Причем, МДП транзисторы более чувствительны к гамма-воздействию, в то время как у GaAs НЕМТ, и транзисторов Шоттки параметры, в основном зависят, от флюенса нейтронного облучения, которое приводит к возникновению кластеров радиационных дефектов. В GaN НЕМТ поражающее воздействие может оказать как нейтронное облучение, так и облучение гамма-квантами, поэтому, необходим анализ работы полупроводниковых приборов до и после комплексного радиационного воздействия.

В качестве основных объектов исследований были выбраны классические НЕМТ на основе соединений AlGaAs/InGaAs/GaAs, перспективные НЕМТ на основе AlGaN/GaN, а так же КНИ структуры на основе соединений SiO<sub>2</sub>/Si. Параметры структур приведены в таблице 1.

**Таблица 1.** Параметры сопоставляемых транзисторов. Длина затвора 30, 100, 350 нм

	GaN НЕМТ	AlGaAs/ InGaAs/ GaAs НЕМТ	КМОП КНИ
Затвор	Au	Au	Поликремний
Подзатворный слой	Широкозонный AlGaN	Широкозонный AlGaAs δ - легирование	SiO <sub>2</sub>
Канал	GaN	GaInAs	Si
Подложка	SiC-подложка	GaAs	Si

Модель транзисторов основана на системе уравнений, состоящей из уравнений Пуассона, Шредингера, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, а также выражения для плотно-

сти тока и потока энергии электронов [10]. Учет радиационного воздействия проводится изменением времен релаксации энергии и импульса средней энергии и дрейфовой скорости электронов и дырок [11].

В результате работы рассчитаны вольт-амперные характеристики указанных транзисторов до и после радиационного воздействия. Получено, что в GaN НЕМТ, в отличие от GaAs НЕМТ наблюдается увеличение тока в канале из-за связанного заряда в подзатворном слое AlGaN, прилегающему к барьерному контакту. Этот эффект схож с увеличением тока в канале МДП транзисторов, однако сила проявления данного эффекта меньше.

Проведен анализ нелинейных искажений мощности исследуемых транзисторов до и после гамма-нейтронного воздействия. Слабое изменение выходных вольт-амперных характеристик GaN НЕМТ после облучения нейтронами  $10^{14}$ – $5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-2</sup>, и гамма-квантами дозой более  $10^6$  рад привело к малым интермодуляционным искажениям IP2 и IP3. Максимальные искажения характерны для КМОП КНИ структур из-за роста тока более чем на 40 %.

## Литература

1. Пожела Ю. Физика быстродействующих транзисторов. - Вильнюс: Мокслас, 1989. – 264 с.
2. Аствацатурьян Е.Р., Громов Д.В., Ломако В.М. Минск: Университетское, 1992. - 219 с.
3. Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Галкин О.Е., Хананова А.В., Макаров А. Б. // Физика и техника полупроводников. Т. 51. № 11. 2017. С. 1543-1546.
4. Александров Р. // Компоненты и технологии, № 9, 2005.
5. K. Inoue, H. Yamamoto, K. Nakata // Sei Technical Review № 78, pp. 48 – 52, 2014.
6. H. Xu, C. Sanabria, A. Chini // IEEE microwave and wireless components letters, vol. 14, №. 6, pp. 262 – 264, 2004.
7. C. Tang, K. Teo, J. Shi // 2017 International Conference on Electron Devices and Solid-State Circuits (EDSSC) 8-20 Oct. 2017, pp. 1–4.
8. Тарасова Е.А., Оболенская Е.С., Хананова А.В. и др. // Физика и техника полупроводников. Т. 50. № 12. 2016. С. 1599–1604.
9. Тарасова Е.А., Хананова А.В., Оболенский С.В. и др. // Физика и техника полупроводников, т. 50, № 3, 2016
10. Е.А. Тарасова, Д.С. Демидова, С.В. Оболенский и др. // Физика и техника полупроводников, т. 46, вып. 12, с 1587-1592, 2012 г.
11. Киселева Е.В., Оболенский С.В. // Микроэлектроника, №5, 2006, т.35, с. 371-373.

# Влияние состава тонких пленок перовскитоподобных фотоабсорберов на их устойчивость к свето-индуцированной деградации

В.В. Травкин\*, А.Н. Федосеев, Г.Л. Пахомов

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

\*trav@ipmras.ru

Методом термического испарения в вакууме были получены тонкопленочные солнечные ячейки на основе перовскитоподобного фотоабсорбера иодида свинца-метиламмония  $\text{MAPbI}_3$ , и измерены их вольтамперные характеристики в инертной атмосфере при освещении узкополосным излучением с максимумом 630 нм. Обнаружено, что исходная концентрация свободного иодида свинца  $\text{PbI}_2$  в пленках фотоабсорбера оказывает значительное влияние на параметры фотопреобразования ячеек при длительном освещении.

## Введение

Перовскитоподобные фотоабсорберы — перспективный класс гибридных материалов для высокопроизводительных тонкопленочных солнечных ячеек нового поколения, характеризующийся уникальной комбинацией оптических и электрических свойств, технологичности и сравнительно низкой стоимости конечного устройства. Однако, основная проблема данных устройств — эксплуатационная нестабильность рабочих параметров. Она напрямую связана, во-первых, с особенностями стехиометрии и фазового состава слоя фотоабсорбера [1], а, во-вторых, с факторами внешней среды [2]. Поэтому, в последние годы значительное внимание уделяется изучению механизмов деградации гибридных (органических/неорганических) или более устойчивых неорганических перовскитных структур. Ранее мы исследовали влияние узкополосного излучения различных диапазонов видимой области на: 1) структуру и морфологию слоёв иодида свинца-метиламмония  $\text{MAPbI}_3$ , уже содержащих некоторое количество иодида свинца  $\text{PbI}_2$ , не связанного с иодидом метиламмония MAI; 2) рабочие параметры солнечных ячеек на их основе. Было установлено, что излучение с длинами волн менее 520 нм (синий свет) приводило к деградации фазы перовскита  $\text{MAPbI}_3$ , накоплению в объеме пленки значительных количеств  $\text{PbI}_2$ , а при длительном облучении — к его фотолизу. Незначительный рост содержания  $\text{PbI}_2$  в пленке наблюдался и под воздействием красного света [3]. В данной работе мы исследовали влияние исходной концентрации не-

связанного  $\text{PbI}_2$  в слое  $\text{MAPbI}_3$  на рабочие параметры ячеек при освещении узкополосным источником излучения с максимумом 630 нм.

## Методика эксперимента

Методом термического испарения в вакууме (ВУП-5М) были изготовлены прототипы многослойных солнечных ячеек вида: «стекло / ITO ( $25 \text{ } \Omega/\text{cm}^2$ ) /  $\text{MoO}_3$  (3 нм) / CuI (15 нм) /  $\text{MAPbI}_3$  (200 нм) /  $\text{C}_{60}$  (35 нм) / ВСП (8 нм) / Ag (50 нм)». Слои фотоабсорбера  $\text{MAPbI}_3$ , формировались в режиме соосаждения (из двух независимо нагреваемых тиглей) паров  $\text{PbI}_2$  и MAI. Толщина и морфология слоёв  $\text{MAPbI}_3$  исследовались методами оптической (TalySurf CCI-2000) и атомно-силовой микроскопии (Протон-МИЕТ СММ-2000), оптической спектроскопии (FireFly 4000) и рентгеновской дифракции XRD (Bruker D8 Discover). Фотоэлектрические измерения (Keithley SCS-4200) проводились в кювете, заполненной высокочистым аргонном, при освещении красным ( $600 - 660 \text{ нм}$ ,  $9,5 \text{ мВт}/\text{см}^2$ ) светодиодом.

## Результаты и обсуждение

В XRD-спектрах слоёв фотоабсорбера полученных ранее в работе [3], наблюдаются характеристические узкие пики:  $\text{PbI}_2(003)$  на  $12,6^\circ$  и  $\text{MAPbI}_3(002/110)$  на  $14^\circ$ . Оптимизировав параметры осаждения (предельное остаточное давление в рабочем объёме, скорости испарения компонентов и температура подложки), мы получили слои

МАРbI<sub>3</sub>, в XRD-спектрах которых отсутствует пик на 12,6°. Следовательно, исходная концентрация свободного PbI<sub>2</sub> в слое близка к нулю. Ячейки, содержащие слои фотоабсорбера с разным составом, обозначены как №1 (с PbI<sub>2</sub>) и №2 (без PbI<sub>2</sub>).

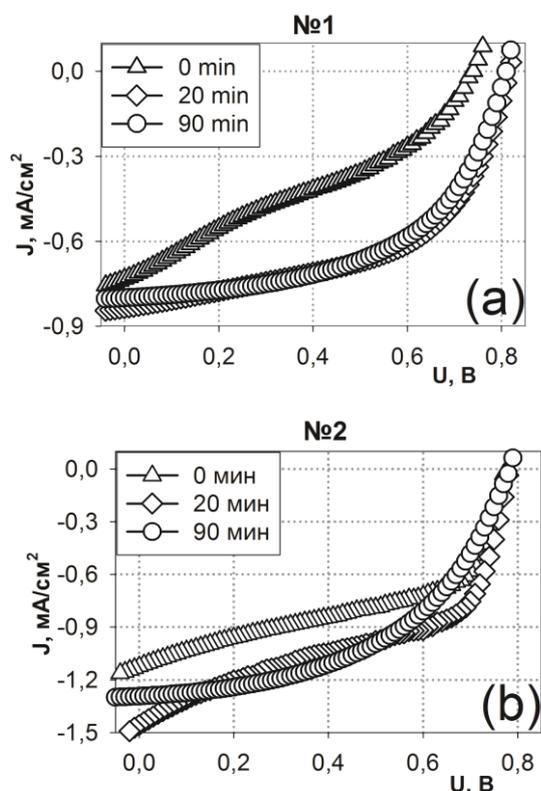


Рис. 1. Вольтамперные характеристики солнечных ячеек, содержащих пленки МАРbI<sub>3</sub> различного состава: а) №1, и б) №2 — при освещении красным светом

Исходно, последовательное сопротивление ячеек №2 ниже, а коэффициент заполнения  $FF$  выше (таб. 1), чем у ячеек №1 (0 мин на рис. 1). При длительном непрерывном освещении (90 мин), профили вольтамперных характеристик ячеек обоих типов становятся эквивалентными (рис. 1, а,б) из-за понижения высоты барьера (сопротивления) и выравнивания энергетических уровней на границе раздела перовскит/CuI [4]. Разница в токах короткого замыкания  $J_{sc}$  (таб. 1) объясняется различным содержанием PbI<sub>2</sub>.

В плёнках с низким содержанием PbI<sub>2</sub> присутствуют кристаллиты МАРbI<sub>3</sub> большого размера, и площадь поверхности границ зерен невелика [4]. Высокому содержанию PbI<sub>2</sub> в плёнке сопутствует дробление зёрен перовскита с ростом площади границ их раздела (на которых, в частности, накапли-

вается PbI<sub>2</sub>). PbI<sub>2</sub>, являясь полупроводником р-типа с большой шириной запрещенной зоны около 2,3 эВ, ответственен за ионный транспорт через границы зерен МАРbI<sub>3</sub>. Ионный транспорт в перовскитоподобных материалах — конкурирующий процесс по отношению к транспорту электронов/дырок. В незначительной/умеренной концентрации PbI<sub>2</sub> способен пассивировать дефекты на границах зерен, что препятствует ионному транспорту [4]. С другой стороны, слишком высокая концентрация PbI<sub>2</sub> обеспечивает ионный транспорт, что понижает КПД ячейки.

В нашей работе показано, что накопление небольших количеств PbI<sub>2</sub> в слое перовскитного фотоабсорбера при освещении приводит к росту монохроматической эффективности до ~6 %.

Таблица 1. Параметры фотопреобразования солнечных ячеек при освещении красным светом.

Параметр	Время облучения	Состав	
		№1	№2
$U_{oc}$ , В	0 мин	0,74	0,77
$J_{sc}$ , mA/cm <sup>2</sup>		0,73	1,12
$FF$		0,33	0,51
КПД, %		1,90	4,63
$U_{oc}$ , В	20 мин	0,82	0,78
$J_{sc}$ , mA/cm <sup>2</sup>		0,84	1,46
$FF$		0,54	0,49
КПД, %		3,86	5,9
$U_{oc}$ , В	90 мин	0,81	0,78
$J_{sc}$ , mA/cm <sup>2</sup>		0,80	1,29
$FF$		0,55	0,50
КПД, %		3,71	5,3

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ 17-79-10397).

## Литература

1. C.C. Stoumpos, C.D. Malliakas, M.G. Kanatzidis // *Inorg. Chem.*, V. 52, 9019 (2013).
2. H. Chen, S. Xiang, W. Li, *et al.* // *Solar RRL*, V. 2, 1700188 (2018).
3. V.V. Travkin, A.N. Fedoseev, G.L. Pakhomov // *Book of Abstracts of the 4th International fall school on organic electronics IFSOE-2018*, 115.
4. Q. Yang, Z. Chu, P. Wang // *Advanced Materials*, V. 29, 1703852 (2017).

# Создание и диагностика одиночных центров люминесценции в синтетическом алмазе

С.Д. Трофимов<sup>1,2,\*</sup>, В.С. Бормашов<sup>1,5</sup>, С.А. Тарелкин<sup>1,2</sup>, С.Ю. Трощев<sup>1</sup>, Н.В. Лупарев<sup>1</sup>, А.В. Голованов<sup>1</sup>, С.Г. Буга<sup>1,2</sup>, А.Н. Кириченко<sup>1</sup>, Т.Е. Дроздова<sup>1</sup>, С.В. Большедворский<sup>2,3</sup>, А.А. Шемухин<sup>4</sup>, Ю.В. Балакшин<sup>4</sup>, В.Д. Бланк<sup>1,2</sup>

1 Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов, улица Центральная, 7а, Москва, Троицк, 108840.

2 Московский физико-технический институт (государственный университет), Институтский пер., 9, Долгопрудный, 141701.

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

4 Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына (МГУ), ул. Ленинские Горы, 1с2, Москва, 119234.

5 Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений, ул. Озерная, 46, Москва, 119361.

\*sergey.d.trofimov@phystech.edu

Исследовано контролируемое создание одиночных азот-вакансионных (NV) центров в синтетическом монокристаллическом HPHT и CVD алмазе методом ионной имплантации. Определены основные параметры обработки алмазных пластин для получения одиночных NV-центров.

## Введение

Центры люминесценции в алмазе являются комбинацией дефектов кристаллической решетки, в основном комбинацией примесных атомов и вакансий. Из большого числа центров люминесценции лишь некоторые можно наблюдать на уровне одиночных дефектов. Азот-вакансионный (NV) центр стал первым исследованным дефектом такого типа [1]. В течение предыдущих двадцати лет NV-центр интенсивно изучался по всему миру, однако проблема технологически простого контролируемого создания одиночных центров окраски с хорошей пространственной локализацией не решена полностью.

## Методика эксперимента

В экспериментах использовались алмазные пластины с номерами NV01, NV02, NV03, выращенные методом HPHT, и пластины NV06, NV07, выращенные методом CVD. Азот присутствует в HPHT-образцах в качестве фоновой примеси с концентрацией  $\sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Вакансии в них создавались в процессе облучения кристалла ионами гелия. В CVD-пластинах концентрация остаточного азота крайне мала ( $< 1 \text{ ppb}$ ), поэтому проводилась имплантация ионов азота ( $^{14}\text{N}^+$ ) в образец.

Для определения оптимальной энергии и дозы имплантируемых ионов было проведено численное моделирование процесса имплантации при помощи программы SRIM. Задача заключалась в том, чтобы

создать NV-центры достаточно далеко от поверхности алмаза, и чтобы ионы не проходили через металлическую маску. Образцы NV02, NV03 подвергались имплантации ионов гелия с энергией 50 кэВ и дозой  $10^{10}$  ионов/ $\text{см}^2$ . Образцы NV06 и NV07 подвергались имплантации ионов азота с теми же параметрами. Для локализации областей с NV-центрами на этих образцах перед имплантацией с помощью оптической литографии были нанесены металлические маски (Ni, толщина 500 нм) с отверстиями различных диаметров (рисунок 1).

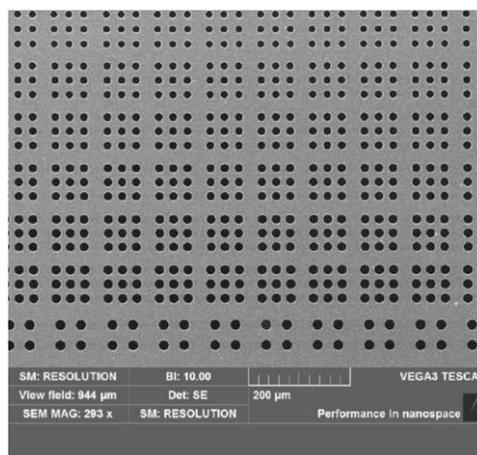


Рис. 1. РЭМ-изображение защитной имплантационной маски из никеля на образце NV02

После имплантации образец NV02 подвергался вакуумному отжигу при температуре 800 °С в течение 30 минут. Образцы NV03, NV06, NV07 были

отожжены при температуре 700 °С в течение 30 минут.

Визуализация распределения NV-центров выполнялась с помощью картографирования люминесценции на оптическом микроскопе Renishaw inVia Reflex с моторизованным столиком. Оптическое возбуждение осуществлялось лазером с длиной волны 532 нм. Области пластин, содержащие NV-центры, разбивались на матрицы точек, в каждой из которых измерялся спектр люминесценции. На основе этих данных строились карты интегральной интенсивности люминесценции в диапазоне 636 – 639 нм для пространственной локализации созданных NV-центров.

## Результаты и обсуждение

Для оценки количества и поиска одиночных NV-центров измерялась автокорреляционная функция люминесценции  $g^2(t)$  в исследуемых областях имплантации с помощью метода Хэнбери Брауна и Твисса [2]. Если NV-центр является одиночным, провал автокорреляционной функции при  $t = 0$  больше 0,5 (рисунок 2). В случае, если регистрируемые фотоны относятся к нескольким центрам люминесценции, находящимся рядом, по амплитуде

провала  $g^2(t)$  можно определить количество этих центров  $N$  по формуле  $g^2(0) = 1 - 1/N$ .

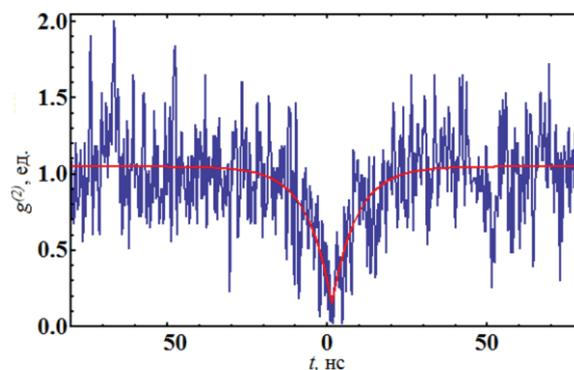
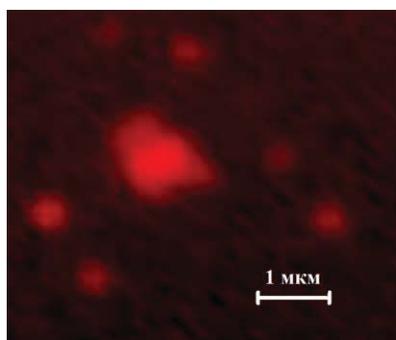
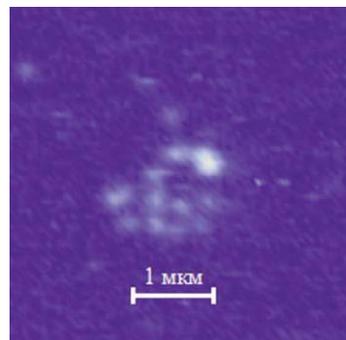


Рис. 2. Автокорреляционная функция для одной из областей с NV-центрами

Установлено, что в местах имплантации через отверстие диаметром 0,5 мкм в секторе {111} НРПТ-кристалла образуется кластер из 5 – 10 NV-центров, которые окружены одиночными NV-центрами, удаленными от кластеров на расстояния порядка 1 мкм (рисунок 3а). В CVD-образцах в областях имплантации диаметром 2 мкм образуется несколько кластеров из 3 – 5 NV-центров и одиночные NV-центры на расстояниях порядка 0,5 мкм (рисунок 3б).



а. Образец NV03 (НРПТ)



б. Образец NV07 (CVD)

Рис. 3. Области образцов NV03 и NV07, содержащие NV-центры

Таким образом, данный метод позволяет создавать одиночные NV-центры, однако для контролируемого создания изолированных одиночных NV-центров следует уменьшить диаметр отверстий в маске для имплантации за счет перехода к электронной литографии.

## Литература

1. A. Gruber // Science, V. 276, N 5321, 2012 (1997).
2. R. Brouri, A. Beveratos, J. P. Poizat, P. Grangier // Optics Letters, V. 25, N 17, 1294 (2000).

# Уширение циклотронного поглощения в дираковском полуметалле $Cd_3As_2$

Р.В. Туркевич<sup>1</sup>, А.П. Протогенов<sup>1,2,3,4\*</sup>, Е.В. Чулков<sup>3,4,5</sup>

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

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

3 Томский государственный университет, пр. Ленина, 36, Томск, 634050.

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.

\*alprotogenov@gmail.com

Рассматривается поглощение электромагнитного излучения в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле. Обнаружено универсальное уширение линии циклотронного бесстолкновительного затухания электромагнитных волн при уменьшении числа заполненных уровней Ландау. Найдены новые режимы распространения электромагнитных волн и новые сопутствующие им эффекты.

Исследование поглощения электромагнитных волн в проводниках, помещенных в сильное магнитное поле, принадлежит к числу основных методов изучения резонансных явлений в таких средах. 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 работе [1]. Дисперсионное уравнение  $\epsilon(\omega, q) = c^2 q^2 / \omega^2$  для поперечных циркулярных лево-поляризованных электромагнитных мод в приближении случайных фаз содержит диэлектрическую функцию  $\epsilon(\omega, q)$ .

Малым параметром приближения случайных фаз является параметр  $r_s = \frac{e^2}{\epsilon_0 \hbar v_F}$ , который аналогичен постоянной тонкой структуры. В этих выражениях  $e$  – заряд электрона,  $\epsilon_0$  – статическая диэлектрическая проницаемость,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $v_F$  – определяющая наклон дираковского конуса фермиевская скорость,  $\omega_p^2 = \frac{e^2}{\hbar v_F} \frac{2}{\pi} \left(\frac{v_F}{l_H}\right)^2$  – квадрат плазменной частоты в случае заполнения нулевого уровня Ландау [2],  $l_H = \sqrt{c \hbar / e H}$  – магнитная длина. Энергия  $E_{n,s}(k_z)$  и волновая функция дираковского электрона равны

$$E_{n,s}(k_z) = s \sqrt{\hbar^2 v_F^2 k_z^2 + \epsilon_0^2 |n|}, \quad (1)$$

$$\psi_{n,s}(k_z) = \begin{pmatrix} \cos \theta_{n,s}(k_z) |n-1\rangle \\ \sin \theta_{n,s}(k_z) |n\rangle \end{pmatrix}. \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2)  $\epsilon_0 = \sqrt{2} \hbar v_F / l_H$ ,  $\tan \theta_{n,s}(k_z) = (E_{n,s}(k_z) - \hbar v_F k_z) / \epsilon_0 \sqrt{|n|}$ ,  $|n| > -$

осцилляторная часть собственной функции частицы в магнитном поле. Значения  $s = \pm 1$  индекса  $s$  соответствуют зоне проводимости (+1) и валентной зоне (-1). В случае циркулярных лево-поляризованных электромагнитных волн, области бесстолкновительного затухания показаны на Рис.1. На рисунке были использованы безразмерные переменные для обозначения частоты  $\Omega = \hbar \omega / \epsilon_0$  и волнового вектора  $Q = l_H q_z / \sqrt{2}$ .

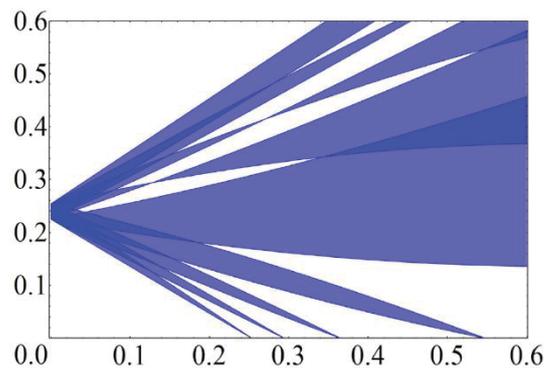


Рис. 1. Области бесстолкновительного затухания циркулярных лево-поляризованных волн в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле при заполнении пяти уровней Ландау ( $E_F = 4$ )

Из распределения областей бесстолкновительного затухания на Рис.1 обращает на себя внимание интервал частот  $\Omega_{min} \leq \Omega \leq \Omega_{max}$  при  $Q = 0$ , в котором имеет место поглощение электромагнитных волн. Физическая причина

возникновения этого интервала с шириной  $\Delta\Omega = \Omega_{max} - \Omega_{min}$  целиком связана с существованием "массивного" релятивистского спектра (1) дираковских электронов в квантующем магнитном поле. В этом случае возникает существенное различие между частотами электронных переходов между состояниями с соседними  $n$  и  $n+1$  по номеру уровня Ландау  $n$  значениями фермиевского импульса  $\hbar k_{F_n}$ . Приведем зависимость границ интервала от безразмерной энергии Ферми  $\varepsilon_F = E_F/\varepsilon_0 \cdot \Omega_{max} = \varepsilon_F - \sqrt{\varepsilon_F^2 - 1}$ ,  $\Omega_{min} = -\varepsilon_F + \sqrt{\varepsilon_F^2 + 1}$ .

Для описания условий поглощения электромагнитных волн с частотой выше плазменной нам понадобится цепочка соотношений  $n_F = \varepsilon_F^2 = l_H^2 k_F^2 / 2 = H_0 / H \equiv x^2 / 2$  при  $k_F = (3\pi^2 n_b)^{1/3}$ , где  $n_b$  – объемная концентрация электронов и  $H_0 = k_F^2 c \hbar / (2e)$ . В проблеме прохождения (поглощения) электромагнитного поля через рассматриваемую плазменную среду мы будем нуждаться также в зависимости от референтной плазменной частоты  $\bar{\omega}_p(x) = \omega_p / (\sqrt{\varepsilon_0} v_F k_F)$  от магнитного поля. Для произвольной величины магнитного поля эта зависимость опирается на хорошо известное [2] асимптотическое значение плазменной частоты  $\omega_{pBS} = \sqrt{2r_s / \pi} v_F / l_H$ , справедливое в сильном магнитном поле, когда заполнен только нулевой уровень Ландау, и на асимптотическое значение  $\omega_{pDS} = \sqrt{r_s} (64\pi)^{1/6} v_F n_b^{1/3}$  в отсутствие магнитного поля.

В терминах безразмерной частоты зависимости границ циклотронного поглощения при  $Q = 0$ , а также плазменной частоты  $\bar{\omega}_p$  от параметра  $x$  равны

$$\bar{\omega}_{max} = 1 - \sqrt{1 - 2/x^2}, \quad (3)$$

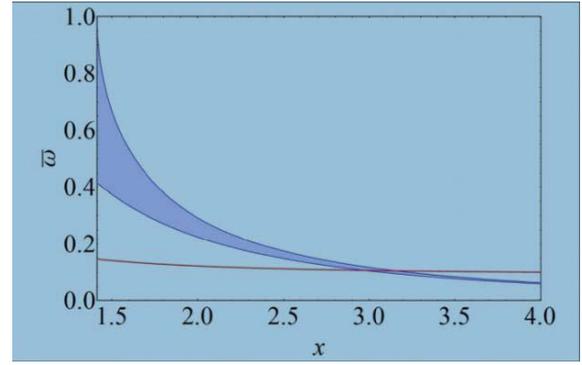
$$\bar{\omega}_{min} = -1 + \sqrt{1 + 2/x^2}, \quad (4)$$

$$\bar{\omega}_p = \frac{a}{x} \sqrt{1 + f(x)}. \quad (5)$$

Здесь  $a = \sqrt{2r_s / \pi}$ . Функция  $f(x) = \sum_{n=1}^{n_F} \sqrt{1 - n/(x^2/2)}$  равна  $x^2/3$  при  $n_F \gg 1$  и  $f(\sqrt{2}) = 0$  при  $n_F = 1$ . Заметим, что дисперсионная зависимость поперечных волн в используемых безразмерных переменных имеет вид:

$$\bar{\omega}^2(Q) = \bar{\omega}_p^2 + 2c^2 Q^2 / (\varepsilon_0 v_F^2 x^2) \quad (6)$$

Зависимости (3-5) от параметра  $x$   $x \geq \sqrt{2}$  показаны на Рис. 2.



**Рис. 2.** Зависимости  $\bar{\omega}_{max}$ , (верхняя кривая),  $\bar{\omega}_{min}$ , (средняя кривая) и  $\bar{\omega}_p$ , при  $a=0.16$ , (нижняя кривая) от параметра  $x$  в интервале  $\bar{\omega}_{min} < \bar{\omega} < \bar{\omega}_{max}$  между верхней и средней кривой затенением показана область, где существует бесстолкновительное циклотронное затухание Ландау

При  $\sqrt{2} \leq x < x_{min}$  внешняя электромагнитная волна с фиксированной частотой  $\bar{\omega} < \bar{\omega}_{min}$  будет распространяться без поглощения при уменьшении магнитного поля вплоть до того значения  $x = x_{min}$  параметра  $x$ , пока не наткнется на область бесстолкновительного затухания из интервала частот  $\bar{\omega}_p < \bar{\omega} < \bar{\omega}_{min}$ . С дальнейшим уменьшением магнитного поля электромагнитная волна вновь будет распространяться без затухания при  $x > x_{max}$ , когда частота внешнего излучения  $\bar{\omega} = const$ , будучи больше плазменной частоты  $\bar{\omega}_p$ , пересечет кривую  $\bar{\omega}_{max}$  на Рис. 2.

Настоящие тезисы основаны на работе [3].

Мы благодарны В. Л. Братману, В. И. Гавриленко, В.В. Железнякову, Е.Д. Господчикову, С.В. Еремееву за полезные обсуждения. Эта работа была частично поддержана грантом РФФ 18-12-00169.

## Литература

1. Sergey Borisenko *et al.* // Phys. Rev. Lett. V. 113, 027603 (2014).
2. D.T. Son and B. Z. Spivak // Phys. Rev. B, V. 88, 104412 (2013).
3. Р.В. Туркевич, А.П. Протогенов, Е.В. Чулков // Письма в ЖЭТФ, Т. 109, вып. 5 (2019).

# Эволюция примесной фотопроводимости в эпитаксиальных пленках CdHgTe при изменении температуры

Т.А. Уаман Светикова<sup>1</sup>, А.В. Иконников<sup>1,\*</sup>, В.В. Румянцев<sup>2</sup>, Д.В. Козлов<sup>2</sup>,  
А.В. Галеева<sup>1</sup>, А.М. Кадыков<sup>2</sup>, В.С. Варавин<sup>3</sup>, М.В. Якушев<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>,  
С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, С.В. Морозов<sup>2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального исследовательского центра Институт прикладной физики РАН, ГСП-105, Н.Новгород, 603950

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, пр. ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090.

\*antikon@physics.msu.ru

Исследованы спектры фотопроводимости эпитаксиальных пленок CdHgTe (КРТ) в области дальнего ИК спектра при различных температурах. Прослежена эволюция субщелевых особенностей спектров, связываемых с примесными состояниями, при изменении температуры. На основании уравнения электронейтральности оценена концентрация акцепторов в исследуемых структурах.

## Введение

Твердые растворы КРТ широко используются для создания приемных устройств среднего ИК диапазона [1]. Одним из факторов, ухудшающих приемные свойства является наличие остаточных примесей и дефектов даже в самых высококачественных структурах, что приводит к уменьшению времен жизни носителей заряда [2]. Особенности, связанные с состояниями примесей и дефектов, проявляются на спектрах фотопроводимости (ФП) [3], пропускания и магнитопоглощения [4], что осложняет изучение зонной структуры. В данной работе в спектрах ФП узкозонных эпитаксиальных пленок КРТ были идентифицированы линии, связанные с вакансиями ртути, и оценена концентрация данных акцепторов по температурной эволюции субщелевых особенностей ФП.

## Методика эксперимента

Исследуемые образцы Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te были выращены методом молекулярно пучковой эпитаксии на подложке GaAs (013) в ИФП СО РАН [5]. Исследовались 2 образца: А (120613) с толщиной структуры 5,5 мкм и номинальным составом  $x = 0,22$  и В (120621) толщиной 6 мкм и составом 0,23. По данным измерений эффекта Холла после роста образцы обладали *n*-типом проводимости с концентрацией  $\sim 2 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. После роста структуры отжигались в атмосфере гелия при  $T = 200\text{--}250$  °С в течение суток [6], что приводило к образованию до-

полнительных вакансий ртути (являющимися двухзарядными акцепторами) и к смене типа проводимости на дырочный. Спектры ФП измерялись при различных температурах с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v со спектральным разрешением 4 см<sup>-1</sup>. В качестве источника использовался глобар, в качестве светоделителя — Mylar Multilayer. Образец размещался в проточном криостате Oxford Instruments OptistatCF, который устанавливался в спектрометр так, чтобы образец находился в фокусе пучка излучения. Окна в криостате были из полипропилена и лавсана. Перед образцом размещался холодный фильтр из черного полиэтилена.

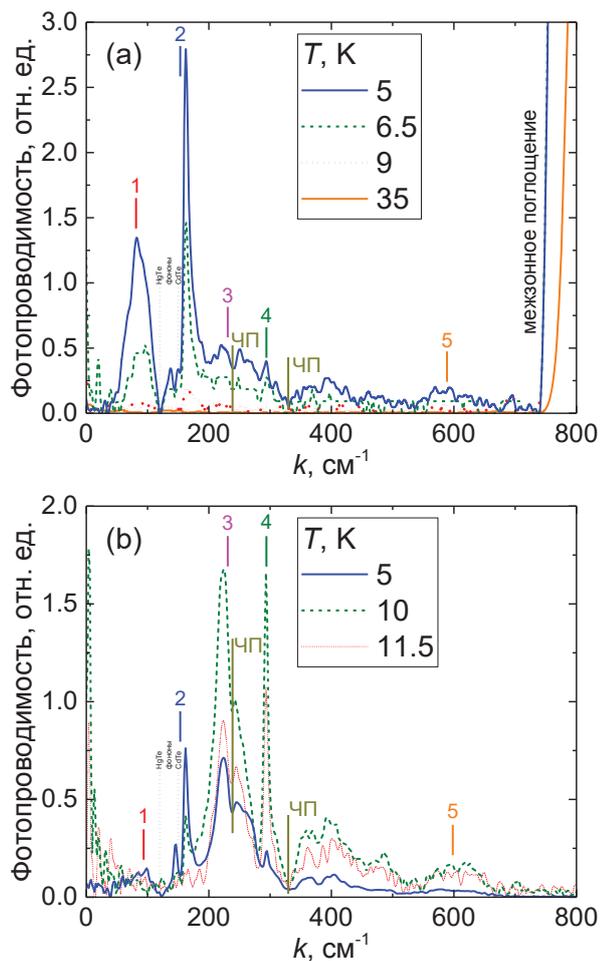
## Метод расчета

Рассматривались состояния двухзарядного акцептора ( $A^0$  и  $A^{-1}$  центры). Рассчитывался сигнал фототока, который пропорционален числу центров  $N_a$  и времени жизни носителя в зоне  $\tau$ , которое, в свою очередь, пропорционально  $1/N_\Phi$ , где  $N_\Phi$  — число фононов. Предполагалось, что релаксация дырок происходит по механизму Ясиевич, т.е. вначале носители захватываются на очень мелкие акцепторные состояния ( $\hbar\omega_\Phi \ll T$ ). Тогда

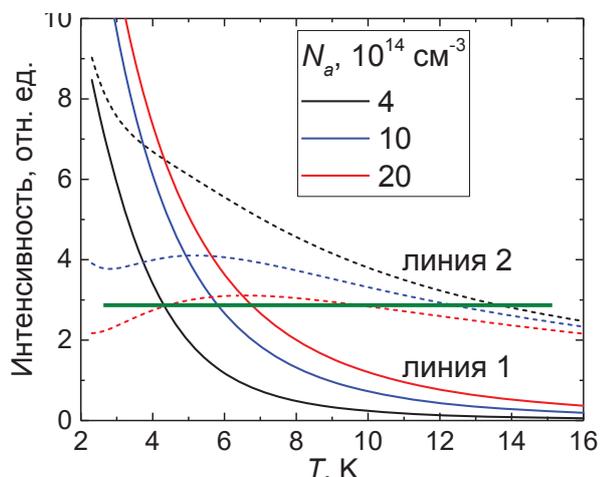
$$N_\Phi = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar\omega_\Phi}{T}\right) - 1} \approx \frac{T}{\hbar\omega_\Phi}.$$

При этом фототок  $j \sim N_a \tau \sim N_a / T$ . Далее рассчитывалось уравнение электронейтральности в котором положительные заряды — это ионизованные доно-

ры и дырки, а отрицательные — свободные электроны в зоне проводимости, однократно ионизованные  $A^{-1}$



**Рис. 1.** Спектры ФП при различных температурах образцах А (а) и В (б). Числами обозначены субщелевые особенности. ЧП — провалы, связанные с поглощением в черном полиэтилене



**Рис. 2.** Рассчитанное соотношение интенсивностей линий 1 и 2 в зависимости от температуры. Горизонтальная линия показывает предполагаемый уровень шума

центры и двукратно ионизованные  $A^{-2}$  центры. Концентрация доноров полагалась  $N_d = 2 \cdot 10^{14} cm^{-3}$ , энергия ионизации  $A^0$  и  $A^{-1}$  центров — 11 и 21 мэВ [6].

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 показаны спектры фотопроводимости в образцах АиВ. В спектрах наблюдаются как особенности, связанные с межзонным поглощением, так и субщелевые особенности, связанные с возбуждением акцепторов [7]. Увеличение температуры приводит к сдвигу красной границы поглощения в сторону больших энергий в соответствии с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны в КРТ [2]. Положения красных границ хорошо соответствуют номинальным составам образцов.

Увеличение температуры приводит к «исчезновению» примесных особенностей. Интенсивности линий уменьшаются с ростом температуры из-за температурного гашения и изменения доли состояний многозарядных акцепторов. Мы рассматриваем только линии 1 и 2 ( $A^0$  и  $A^{-1}$  центры) [6]. При некоторой температуре и заданном уровне шума особенность перестает быть различимой в спектрах.

Рассчитанные интенсивности линий, соответствующих  $A^0$  и  $A^{-1}$  центрам, при различных температурах показаны на рис. 2. Видно, что при заданном уровне шума увеличение числа акцепторов должно приводить к сближению температур «исчезновения» линий 1 и 2. Это и наблюдается в эксперименте: в образце В линия 1 «исчезает» при  $T_1 \approx 6$  К, а линия 2 при  $T_2 \approx 12$  К (рис. 1б). Это соответствует концентрации акцепторов  $N_a = 10^{15} cm^{-3}$  (рис. 2). В образце А  $T_1 \approx 7$  К,  $T_2 \approx 10$  К (рис. 1а). Это соответствует  $N_a = 2 \cdot 10^{15} cm^{-3}$  при том же уровне шума (рис. 2)

Работа поддержана РФФИ (№17-02-00898 и 18-32-00628).

## Литература

1. A. Rogalski // Opto-Electron. Rev. **20** 279 (2012).
2. A. Rogalski // Rep. Prog. Phys. **68** 2267 (2005).
3. V.V. Rumyantsev et al. // Semicond. Sci. Tech. **28**, 125007 (2013).

4. F. Teppe et al. // Nat. comm. **7**, 12576 (2016).
5. V.S. Varnavin et al. // Proc. SPIE 5136, Solid State Crystals 2002: Crystalline Materials for Optoelectronics (2003).
6. В.С. Варавин, Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров // ЖФХ **84**, 1605 (2010).
7. V.V. Romyantsev et al. // Semicond. Sci. Technol. **32**, 095007 (2017).

# Численное моделирование вольт-амперных характеристик резистивной памяти на основе нестехиометрических оксидов металлов

Г.М. Умнягин<sup>1,\*</sup>, В.Е. Дегтярев<sup>1</sup>, С.В. Оболенский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

\*Umnyagingm@gmail.com

Проведено численное моделирование вольт-амперных характеристик RRAM на основе нестехиометрических оксидов металлов ( $TaO_x$ ). В рамках исследования показано влияние физических и геометрических параметров структуры на ВАХ и переходные процессы.

## Введение

Двухслойная память с изменяемым сопротивлением (RRAM) на основе тантала значительно улучшилась в отношении своих характеристик. Актуальность работы обусловлена необходимостью дальнейшего развития записывающих устройств и их характеристик, таких как плотность записи, быстродействие, энергонезависимость и пр. Известно, что образование и разрыв проводящих филаментов являются механизмом, который лежит в основе резистивного переключения. Физическая модель, описывающая полную структуру RRAM, пока не показана [1]. В работе предлагается полная численная модель электротермического резистивного переключения, основанная на методе конечных объемов. В используемой модели миграция вакансий кислорода определяется локальной температурой и электрическим полем, которые, в свою очередь, получены путём совместного решения уравнений непрерывности потока вакансий кислорода, теплопроводности и токостатики для двухслойной RRAM-структуры.

## Математическая модель

Мы исследовали двухслойную резистивную память на основе нестехиометрического оксида тантала ( $TaO_x$ ) и его пентооксида ( $Ta_2O_5$ ). Исследование проводилось при различных толщинах и формах проводящего филамента. Когда к изначальной структуре приложено большое отрицательное напряжение (процесс, называемый «формирование»), положительно заряженные вакансии кислорода притягиваются от нестехиометрического слоя

к верхнему электроду, образуя проводящие филаменты.

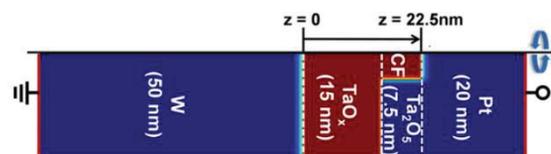


Рис. 1. Исследуемая RRAM-структура

Эти филаменты описываются как легированная область, где кислородные вакансии действуют в качестве легирующих примесей и, таким образом, способствуют локальным значениям электрической и тепловой проводимости.

Моделирование начинается сразу после процесса формирования. Поэтому структура имеет непрерывный проводящий филамент, который соединяет верхний электрод с нестехиометрическим слоем. После процесса формирования процесс установки и сброса (set/reset) описывается посредством миграции кислородных вакансий, вызванной локальным электрическим полем и градиентом температуры из-за джоулевых нагревов. Таким образом, для моделирования переходов требуется самосогласованное решение трех уравнений в частных производных:

$$\frac{\partial n_D}{\partial t} = \nabla(D\nabla n_D - v n_D) + G, \quad (1)$$

$$\nabla\sigma\nabla\psi = 0, \quad (2)$$

$$-\nabla k_{th}\nabla T = JE = \sigma|\nabla\psi|^2, \quad (3)$$

где  $G$  — слагаемое, описывающее генерацию процесса установки,  $\sigma$  — электропроводность,  $k_{th}$  — теплопроводность. Кинетику процесса установки можно интерпретировать как мягкий пробой диэлектрика, связанный с миграцией или генерацией кислородных вакансий вызванной преодолением работы выхода за счет температуры. Предполагается, что скорость роста проводящего филамента пропорциональна скорости генерации ионов, которая дается выражением

$$G = A \cdot \exp\left(-\frac{E_b - qV}{kT}\right) = A \cdot \exp\left(-\frac{E_b - q\beta E}{kT}\right),$$

где  $A$  — предэкспоненциальная константа,  $E_b$  — энергетический барьер (работа выхода иона из решетки),  $\beta$  — размер ячейки в моделировании [1]. Слагаемое  $q\beta E$  описывает снижение барьера, относящееся к прикладываемому полю. Это снижение заставляет кислородные вакансии двигаться вдоль направления электрического поля.

Была смоделирована область двухслойного RRAM на основе оксида тантала. В реальных расчетах осесимметричная модель позволила свести трехмерную задачу к двумерному решению в цилиндрических координатах. Материалы с активным оксидом контактируют с двумя электродами, также включёнными в область численного решения. Граничными условиями для уравнения (2) являются  $\psi=0$  и  $\psi=V$  на нижнем и верхнем электродах соответственно. Внешние границы двух электродов определяются как идеальные теплоотводы с граничными условиями  $T=300K$ , поскольку площадь электрода велика по отношению к проводящему филаменту.

Были проведены множественные эксперименты с различными параметрами моделирования (такими как теплоемкость, заряд кислородной вакансии, проводимость материалов, величина прикладываемого напряжения и т.д.), по итогам которых были построены вольт-амперные характеристики.

## Обсуждение результатов

Результаты моделирования ВАХ представляют из себя ожидаемые кривые с гистерезисом, имеющие характерный вид — «крылья бабочки». Начальные параметры моделирования были взяты из статьи [1]. На рис.1 видно, что кривая процесса образования

проводящего филамента не совпадает с экспериментальными данными. Это можно объяснить несколькими способами.

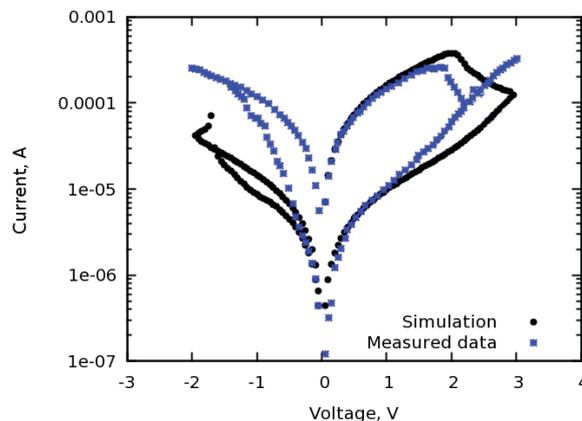


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика

Можно предположить, что данные статьи неточны, так как встречаются множественные противоречивые или сомнительные утверждения. Как, например, то, что параметр  $\beta$  (размер сетки), влияет на значение параметра  $G$ .

Возможно, уравнения (1-3) подходят только для процесса разрыва проводящего филамента, и неприменимы для процесса его образования.

Для проведения дальнейших экспериментов с изменением геометрии структуры необходимо добиться полного восстановления филамента после разрыва. Одним из следующих этапов исследования станет последовательное многократное повторение процессов образования и разрыва.

## Литература

1. Sungho Kim et al. Physical electro-thermal model of resistive switching in bi-layered resistance-change memory. Scientific Reports (2013).
2. Sungho Kim et al. Comprehensive Physical Model of Dynamic Resistive Switching in an Oxide Memristor. Scientific Reports (2014).
3. Olga Cueto et al. Development of an electro-thermal resistive switching model based on O-Frenkel pairs to study reset and set mechanisms in HfO<sub>2</sub>-based RRAM cells. International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD) (2014).

# Исследование структуры слоя галлида марганца, осаждённого на подложку GaAs (001)

Ю.В. Усов<sup>1,\*</sup>, Д.А. Павлов<sup>1</sup>, М.В. Дорохин<sup>2</sup>, А.В. Здоровейщев<sup>2</sup>, Б.И. Звонков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> НИФТИ Нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, корп. 3, Нижний Новгород, 603950.

\*usov@phys.unn.ru

Создана MnGa/GaAs гетероструктура, выращенная комбинированным методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений и импульсного лазерного осаждения. С помощью высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии проведены структурные исследования и определен элементный состав методом рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии. В результате работы продемонстрирована возможность выращивания слоёв галлида марганца с квазикристаллической решёткой.

## Введение

Одним из актуальных направлений современной оптоэлектроники является разработка спиновых светоизлучающих диодов, работа которых основана на электрической инжекции спин-поляризованных носителей в активную область. В качестве поляризующего слоя применяют спиновый инжектор, для создания которого пытаются использовать различные материалы, включая металлы и магнитные полупроводники. Преимущества кристаллических материалов на основе магнитных полупроводников в том, что если удастся состыковать их кристаллическую решётку с приборной структурой, то потери спиновой поляризации на переходной границе станут меньше [1]. С учётом данного утверждения, количество подходящих материалов оказывается довольно ограничено.

Примером таких материалов могут стать галлиды марганца. Выяснено, что они имеют упорядоченную кристаллическую структуру, причём могут быть эпитаксиально выращены на слоях арсенида галлия. Также установлено, что такие слои, как правило, оказываются не просто кристаллическими, а квазикристаллическими. Кроме этого такие материалы являются ферромагнитными с температурой Кюри превышающей комнатную [2,3]. Такие свойства делают подобные материалы актуальными для разработки эффективного ферромагнитного инжектора спинового светоизлучающего диода.

В настоящей работе представлены результаты структурного анализа слоя галлида марганца, вы-

ращенного методом импульсного лазерного осаждения на подложке арсенида галлия.

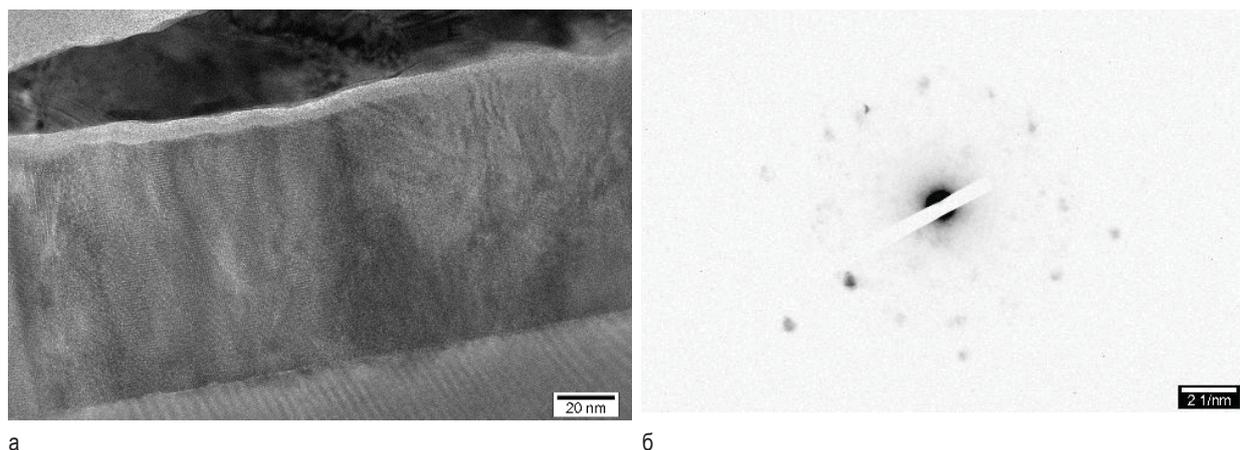
## Методика эксперимента

Исследуемый образец был получен комбинированием метода газофазной эпитаксии (ГФЭ) и импульсного лазерного осаждения (ИЛО) в одном ростовом процессе. На первом этапе буферные n-GaAs и 30 нм i-GaAs слои были последовательно выращены при температуре 650°C на подложке n-GaAs (001) методом ГФЭ из металлоорганических соединений. Затем в том же реакторе был сформирован 100 нм MnGa слой при температуре 300°C методом ИЛО в атмосфере водорода. Распыляемая мишень представляла собой сплав Mn<sub>3</sub>Ga<sub>5</sub>.

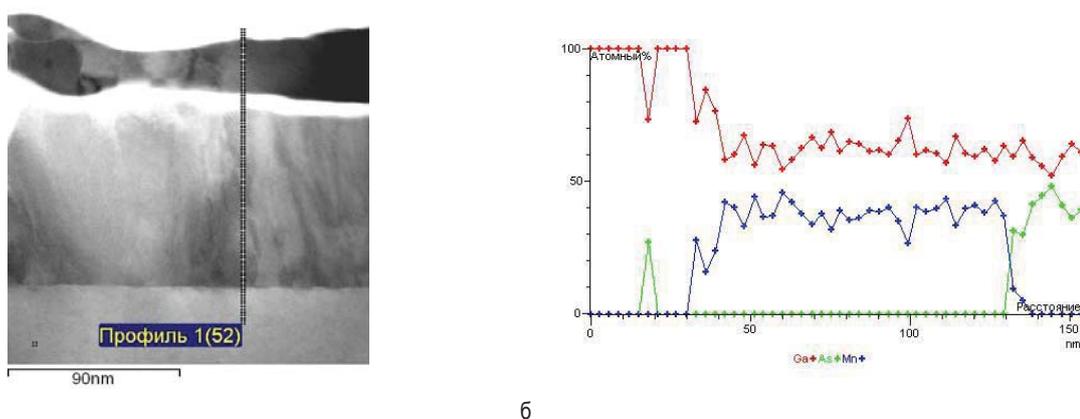
Структурные исследования были проведены на высокоразрешающем просвечивающем электронном микроскопе (ВРПЭМ) JEM 2100F фирмы JEOL. Химический состав определялся посредством энергодисперсионной спектроскопии (ЭДС) с помощью детектора X-MAX (Oxford Instrument), смонтированного на этом же микроскопе.

## Результаты и обсуждение

ВРПЭМ исследования показали, что поверхность выращенного галлида марганца являлась шероховатой, при этом слой получился сплошным, состоящим из разориентированных кристаллических областей, содержащих в себе сверхпериодичность.



**Рис. 1.** (а) ВРПЭМ-изображение поперечного среза MnGa/GaAs гетерограниц.; (б) Картина дифракции 12 порядка, полученная от латерального среза слоя MnGa



**Рис. 2.** (а) Изображение поперечного среза MnGa/GaAs гетерограниц, полученное в режиме сканирующей просвечивающей электронной микроскопии, с указанным участком проведенной ЭДС. (б) Профиль распределения материалов, полученный методом ЭДС на участке, указанном на Рисунке 2(а)

Атомные ряды всех областей оказались строго привязаны к рядам арсенида галлия, вместе с тем на гетерогранице MnGa/GaAs наблюдались атомарные ступени (рисунок 1(а)). Электронограммы от латерального среза MnGa-слоя содержали в себе некристаллографическую ось 12 порядка. Их расшифровка позволила сделать вывод, что слой состоял из квазикристалла с средним составом  $Mn_{101,5}Ga_{162,5}$  (рисунок 1(б)).

По результатам энергодисперсионного анализа было рассчитано среднее соотношение марганца и галлия в эпитаксиальном слое, составляющее 0,612 (38 Ат.% марганца и 62 Ат.% галлия), которое приблизительно сходится с полученным выше соотношением для квазикристалла  $Mn_{101,5}Ga_{162,5}$  (0.624).

## Заключение

Результаты данной работы указывают, что осаждение галлидов марганца на поверхность арсенида галлия (001) методом ИЛО позволяет выращивать гетероэпитаксиальные слои с квазикристаллической решёткой.

Работа выполнена при поддержке проектной части государственного задания Минобрнауки России (№8.1751.2017/ПЧ) и РФФИ (18-29-19137 мк).

## Литература

1. M.V. Dorokhin, D.A. Pavlov, A.I. Bobrov *et al.* // Semiconductors. V. 50, 11. Pp 1443-1448 (2016)
2. J. S. Wu, K. H. Kuo. // Metallurgical and Materials Transactions A. V. 28, 3. pp. 729-742 (1997).
3. J. P. Zhang, A. K. Cheetham, K. Sun *et al.* // Appl. Phys. Lett. V.71, 7, pp. 143-145 (1997).

# Фотолюминесценция в среднем ИК диапазоне в многослойном графене при импульсной оптической накачке

В.В. Уточкин<sup>1</sup>, Н.С. Куликов<sup>1</sup>, М.С. Жолудев<sup>1</sup>, В.В. Румянцев<sup>1</sup>, М.А. Фадеев<sup>1</sup>, В.Я. Алёшкин<sup>1</sup>, Т. Otuji<sup>2</sup>, F.Satou<sup>2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1</sup> и С.В. Морозов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт Физики Микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород

<sup>2</sup> Институт электрической коммуникации университета Тохоку, Сендай, Япония

\*more@ipmgras.ru

В структурах эпитаксиального графена, выращенного на подложках SiC, при импульсной оптической накачке с длиной волны 2.3 мкм при различных температурах (300 - 8 К) впервые получено широкополосная фотолюминесценция в диапазоне от 15 до 45 ТГц. Показано, что при возбуждении структур импульсным CO<sub>2</sub> лазером с рабочей длиной волны 10.6 мкм фотолюминесценция не наблюдается из-за высокого уровня Ферми в исследуемых образцах.

## Введение

Терагерцовые (ТГц) лазеры на основе графена, работающие на межзонных переходах, по своим потенциальным характеристикам могут не уступать униполярным квантовым каскадным лазерам (ККЛ). В потенциале ТГц лазеры на основе графена могут работать и при комнатной температуре. Прогресс ККЛ на основе полупроводников АЗВ5 из среднего ИК диапазона в длинноволновую область наталкивается на физические ограничения, связанные со значительным одно- и двухфононным решеточным поглощением. В итоге, на рынке нет ККЛ с частотой излучения в районе 6 - 18 ТГц (длиной волны 16 - 50 мкм), а о реализации ККЛ на частотах 12-17 ТГц (на длинах волн 17-24 мкм) сообщалось в считанном числе работ [1]. Представляется, что область частот 1-20 ТГц (длина волны 15-300 мкм) и является «экологической нишей» межзонных лазеров на основе графена, поскольку в графене энергии оптических фононов (~ 50 ТГц) существенно больше, чем в полупроводниках АЗВ5.

Для создания графенового лазера необходимо решить несколько задач. Максимальный коэффициент усиления при нормальном падении терагерцовой волны на графеновый слой не превышает 2.3%. Для увеличения коэффициента усиления можно использовать несколько подходов: создать конструкцию лазера, где электромагнитная волна распространялась бы вдоль слоя графена, кроме того, можно использовать плазменные эффекты для того, чтобы уменьшить групповую скорость электромагнитной волны и тем самым увеличить коэффициент усиления. Использование токовой накачки (или оптической накачки с большой длиной волны) позволило бы свести к минимуму эффект разогрева

носителей, препятствующий созданию инверсной населенности. Наконец, важный вопрос заключается в том, как получить одночастотную генерацию. Из-за того, что графен - бесщелевой полупроводник, спектр усиления очень широкий и фактически определяется суммой квазиэнергий Ферми электронов и дырок. Поэтому необходим резонатор для лазера с высокой добротностью для определенной частоты. Совсем недавно, с учетом этих трех ключевых факторов, удалось впервые продемонстрировать лазерную генерацию (до 1 мВт) на частоте 5.2 ТГц при температуре до 100 К [2].

## Методика исследования

В данной работе приводятся первые результаты исследования фотолюминесценции (ФЛ) эпитаксиального графена при импульсной оптической накачке. Исследуемые структуры на основе графена были выращены на SiC подложке. Исследована зависимость интенсивности ФЛ при разных температурах от длины волны и интенсивности импульсной оптической накачки. В качестве приемников использовались межзонный приемник на основе HgCdTe и высокочувствительный охлаждаемый кремниевый болометр. Использование импульсного оптического возбуждения на различных длинах волн в качестве межзонной накачки должно было позволить изучить зависимость ФЛ от эффективной температуры оптически возбужденных носителей, а также понизить плотность мощности возбуждения для достижения заданной концентрации неравновесных носителей. Для возбуждения использовался перестраиваемый импульсный источник излучения на основе оптического параметрического осциллятора (SolarLaserSystems) с диапазоном перестройки по длине волны от 1 до 2.3 мкм (длительность им-

пульса 7 нс), а также более длинноволновая накачка на основе импульсного  $\text{CO}_2$  лазера с длиной волны 10.6 мкм и длительностью импульса 70 нс. Исследования ФЛ были выполнены в интервале температур 18-300 К с использованием фурье-спектрометра BrukerVertex 80v, работающего в режиме пошагового сканирования. Методика пошагового сканирования (step-scan) позволяет записать для каждой точки интерферограммы ее временную эволюцию с необходимым числом усреднений, и, таким образом, реализовать времяразрешенную спектроскопию ФЛ. Важной особенностью использования данной методики 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 «комнаты» при перемещении зеркала. Таким образом, возможно существенно снизить вклад фонового теплового излучения в результирующий сигнал, что является критичным фактором для чувствительных измерений в ТГц области спектра.

## Результаты и обсуждение

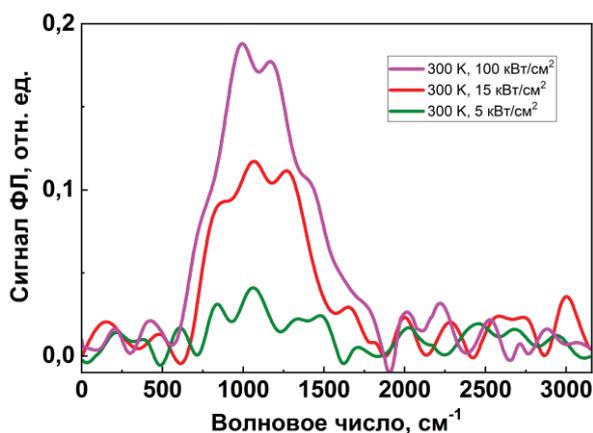


Рис. 1. Спектры ФЛ многослойного эпитаксиального графена при различных уровнях возбуждения и температурах при импульсном оптическом возбуждении 2.3 мкм

В структурах эпитаксиального графена, выращенного на подложках SiC, при импульсной оптической накачке с длиной волны 2.3 мкм при различных температурах (300 - 8 К) впервые получено

широкополосная фотолуминесценция в диапазоне от 15 до 45 ТГц (20 - 6.6 мкм). Показано, что при возбуждении данных структур более длинноволновым, по сравнению с 2.3 мкм, импульсным  $\text{CO}_2$  лазером (длина волны 10.6 мкм), излучение фотолуминесценции не наблюдается вследствие высокого уровня Ферми в данных структурах. Именно легирование, которое определяет уровень Ферми, и приводит к тому, что при использовании в качестве оптического возбуждения длинноволновой накачки  $\text{CO}_2$  лазера (10.6 мкм) сигнал ФЛ обнаружен не был в связи с отсутствием поглощения, при этом сигнал ФЛ наблюдается при использовании более коротковолновой накачки на 2.3 мкм.

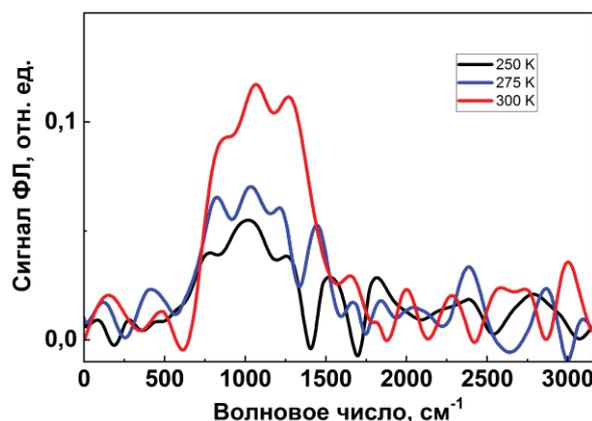


Рис. 2. Спектры ФЛ многослойного эпитаксиального графена при различных температурах при импульсном оптическом возбуждении 2.3 мкм

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки (МК-4399.2018.2) и РФФИ 18-52-50024-ЯФ.

## Литература

1. M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, and P. De Natale, "Quantum cascade lasers: 20 years of challenges," *Optics express* **23**, 5167-5182 (2015).
2. T. Watanabe, T. Fukushima, Y. Yabe, S. A. Boubanga Tombet, A. Satou, A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin, V. Mitin, V. Ryzhii and T. Otsuji. The gain enhancement effect of surface plasmon polaritons on terahertz stimulated emission in optically pumped monolayer graphene. *New Journal of Physics* **V. 15** 075003 (2013).

# Стимулированное излучение диапазона 2.8-3.5 мкм в гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe при термоэлектрическом охлаждении

М.А. Фадеев<sup>1</sup>, В.В. Румянцев<sup>1,2</sup>, А.М. Кадыков<sup>1,3</sup>, А.А. Дубинов<sup>1,2</sup>, А.В. Антонов<sup>1,2</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1,2\*</sup>, С.А. Дворецкий<sup>4</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>4,5</sup>, В.И. Гавриленко<sup>2</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>

1 Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, Россия.

2 Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, Россия.

3 UMR CNRS 5221, GIS-TERALAB, Université Montpellier, 34095, Montpellier, France.

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

5 Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, Россия.

\*e-mail: konstantin@ipmras.ru

Продемонстрировано стимулированное излучение в диапазоне длин волн 2.8–3.5 мкм из гетероструктур с узкими (1.5 – 2 нм) квантовыми ямами (КЯ) HgTe/CdHgTe при температурах, достижимых при термоэлектрическом охлаждении. Повышение рабочей температуры, по сравнению со случаем более широких КЯ HgCdTe, связывается с подавлением безызлучательной оже-рекомбинации в силу особенностей закона дисперсии носителей в узких HgTe КЯ.

Решение ряда задач спектроскопии, в том числе спектроскопии газов, в окне прозрачности атмосферы (3 – 5 мкм) определяет значимость разработки практических полупроводниковых источников излучения в этом спектральном диапазоне [1]. Применение квантовых каскадных лазеров (ККЛ), несмотря на их выдающиеся излучательные характеристики, сдерживается сложностью изготовления и высокой стоимостью. Альтернативой ККЛ могут стать «классические» межзонные лазеры на основе узкозонных материалов, в частности HgCdTe. В то же время, хорошо известным фактором, ограничивающим излучательную рекомбинацию и в значительной степени определяющим люминесцентные свойства узкозонных полупроводников является безызлучательная оже-рекомбинация, вклад которой возрастает по мере уменьшения ширины запрещенной зоны. По этой причине стимулированное излучение (СИ) в HgCdTe было достигнуто при комнатной температуре лишь на длинах волн, меньших 2.5 мкм, в то время как СИ на длине волны 2.8 мкм реализовано при температурах существенно ниже 200 К [2].

Рассчитывать на повышение рабочих температур и продвижение в область больших длин волн излучения возможно при использовании гетероструктур HgTe/CdHgTe с узкими (единицы нанометров) КЯ

HgTe. В подобных структурах ранее предсказывалось подавление оже-рекомбинации [3] за счет квазисимметричного закона дисперсии электронов и дырок в КЯ, что делает оже-процессы пороговыми по энергии носителей. Достигнутый к настоящему времени прогресс в технологии молекулярно-пучковой эпитаксии структур на основе HgCdTe позволяет контролируемо формировать гетероструктуры HgCdTe/CdHgTe с точностью до монослоя и открывает возможности практической реализации лазерных структур для диапазона 3 – 5 мкм.

## Образцы и методика эксперимента

Исследуемые образцы были выращены в ИФП СО РАН методом МПЭ на полуизолирующих подложках (013) GaAs; температура роста составляла 185 °С. Последовательно осаждались буферные слои ZnTe (50 нм) и CdTe (5 мкм), а затем волноведущий слой Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te (~600 нм), в который встраивались, вблизи расчетного положения максимума TE<sub>0</sub>-моды, 10 КЯ HgTe. Ширина КЯ варьировалась, в разных образцах, в пределах 1.5 – 2.2 нм.

Измерения фотолюминесценции (ФЛ) и СИ проводились с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex80v (в режиме пошагового сканирования), либо решеточного спектрометра Solar M833

с фотоприемниками на основе HgCdTe и InSb. Образец размещался в гелиевом криостате замкнутого цикла при измерениях в диапазоне температур  $T = 20 - 200$  К и криостате с термоэлектрическим охлаждением для диапазона  $200 - 300$  К. Для возбуждения ФЛ использовалось излучение параметрического генератора света ближнего ИК диапазона Solar LP601 (диапазон перестройки  $700 - 2300$  нм, длительность импульса  $10$  нс); максимальная плотность мощности накачки оценивается на уровне  $250$  кВт/см<sup>2</sup>.

## Результаты и обсуждение

В области низких температур ( $< 200$  К) все исследуемые образцы демонстрировали СИ вблизи длины волны  $3$  мкм [4]. Спектры СИ и ФЛ для образцов с номинальными ширинами КЯ  $1.9$  нм и  $1.5$  нм в зависимости от температуры приведены на рис. 1(a) и рис. 1(b), соответственно.

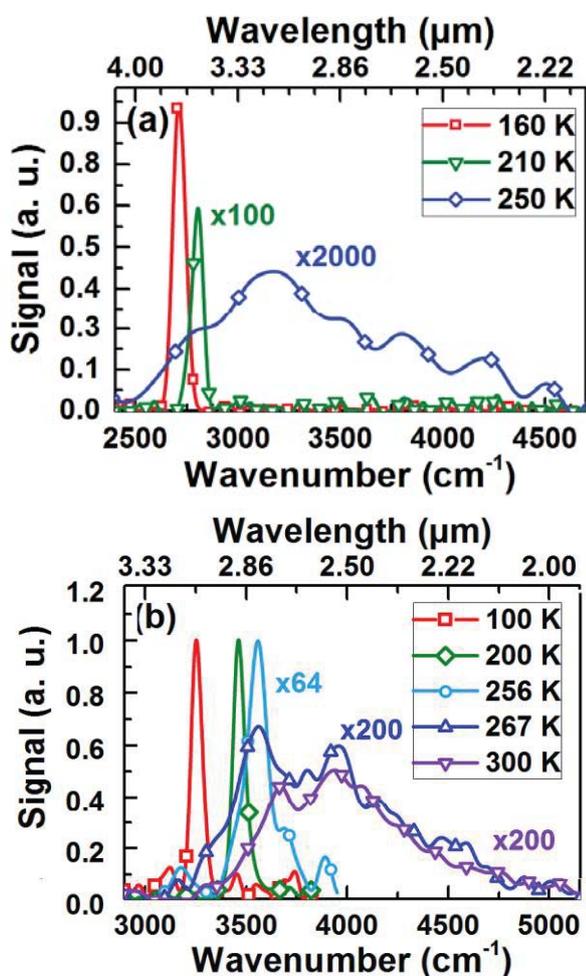


Рис. 1. Спектры ФЛ и СИ для структур с КЯ HgTe/CdHgTe различной ширины: (a)  $d_{\text{HgTe}} = 1.9$  нм, (b)  $d_{\text{HgTe}} = 1.5$  нм

При  $T = 200$  К оценка порога возникновения СИ составила  $20 - 80$  кВт/см<sup>2</sup> для структур с длиной волны излучения  $2.9 - 3.6$  мкм, а максимальная температура, при которой получено СИ –  $250$  К при  $\lambda = 2.8$  мкм ( $210$  К при  $\lambda = 3.57$  мкм).

В работе обсуждаются возможности дальнейшего улучшения излучательных характеристик структур HgTe/CdHgTe для диапазона  $3 - 5$  мкм за счет инженерии закона дисперсии носителей в КЯ. В сравнении с «длинноволновыми» лазерными структурами HgTe/CdHgTe для среднего и дальнего ИК диапазона, в исследуемых «коротковолновых» КЯ важно учитывать оже-процессы с выбросом носителей заряда в барьерные слои. Обсуждается также влияние разогрева носителей излучением накачки на условия достижения СИ.

Таким образом, гетероструктуры с узкими КЯ HgTe/CdHgTe позволяют, за счет подавления безызлучательной оже-рекомбинации, реализовать СИ в диапазоне  $2.8 - 3.6$  мкм при существенно более высоких температурах, в сравнении со структурами с широкими КЯ HgCdTe/CdHgTe и объемными слоями HgCdTe. При этом СИ в диапазоне  $3.2 - 3.4$  мкм может быть достигнуто при температурах порядка  $230$  К, т.е. в условиях термоэлектрического охлаждения. Данное обстоятельство, в сочетании с возможностью перестройки длины волны излучения в широких пределах за счет изменения температуры, позволяют позитивно оценивать перспективы практических применений лазерных структур HgTe/CdHgTe в задачах спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 19-02-00827) на оборудовании УСУ «Фемтоспектр» ЦКП «Физика и технология микро- и наноструктур» ИФМ РАН.

## Литература

1. F.K. Tittel et al., Mid-infrared laser applications in spectroscopy, in Solid-state Midinfrared Laser Sources (Springer, 2003), pp. 458–529.
2. A.A. Andronov et al., J. Lumin. **132**(3), 612 (2012).
3. I. Vurgaftman and J. Meyer, Opt. Express **2**(4), 137 (1998).
4. M.A. Fadeev et al., Opt. Express **26**(10), 12755 (2018).

# Излучатели СИК и ДИК диапазонов на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe

М.А. Фадеев<sup>1</sup>, В.В. Уточкин<sup>1,2</sup>, Н.С. Куликов<sup>1,2</sup>, М.С. Жолудев<sup>1,2</sup>, В.В. Румянцев<sup>1,2</sup>, В.Я. Алёшкин<sup>1,2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3,4</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>

1 Институт Физики Микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород.

2 Университет имени Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород.

3 Институт Физики Полупроводников имени А.В. Ржанова СОРАН, 630090 Новосибирск.

4 Новосибирский Государственный Университет, 630090, Новосибирск.

\*more@ipmras.ru

Представлены результаты по стимулированному излучению в диапазоне длин волн 10 – 20 мкм и фотолюминесценции вплоть до 32 мкм в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe/CdHgTe при импульсной и непрерывной оптической накачке. Оценка пороговой интенсивности накачки для гетероструктур HgCdTe с КЯ с запрещенной зоной 20 мэВ (что соответствует частоте 4,8 ТГц) дает 10 кВт/см<sup>2</sup>. Таким образом, HgCdTe гетероструктуры с КЯ должны обеспечить усиление излучения и в диапазоне 5 - 15 ТГц.

## Введение

Проблема создания источников терагерцевого (ТГц) излучения является одной из самых актуальных тем современной прикладной физики. Для многих приложений, связанных со спектроскопией, в качестве источников длинноволнового излучения выгодно использовать компактные полупроводниковые лазеры. Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) демонстрируют высокие характеристики в спектральном диапазоне от 1 ТГц до 5ТГц и выше 15 ТГц [1]. Однако, для подавляющего большинства ККЛ используются полупроводники GaAs или InP, в которых фоновое поглощение становится слишком сильным на частотах ниже 15 ТГц. ККЛ на основе GaN подступают к спектральному диапазону 5 - 15 ТГц со стороны низких частот, но требуют значительного улучшения [2]. Межзонные лазеры представляются простой альтернативой ККЛ, но для их создания требуются узкозонные полупроводниковые структуры, в которых, в свою очередь, ожидается высокая эффективность оже-рекомбинации. Тем не менее, существуют полупроводниковые системы, обладающие «графеноподобным» законом дисперсии носителей, позволяющим подавить оже-процессы при конечной ширине запрещенной зоны. Как было показано в работе [3], одна из таких систем – гетероструктуры с КЯ на основе HgTe/CdHgTe, в которых, кроме того, фоновое поглощение сдвинуто в область низких частот 5 ТГц. В отличие от графена, в таких структурах можно перестраивать ширину запрещенной зоны путем изменения ширины КЯ и содержания Cd в ней.

## Результаты и обсуждение

Исследуемые структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующих GaAs (013) подложках с ZnTe и CdTe буферами с in situ эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев [4]. Структура #1 содержит 5 КЯ толщиной 12 нм с составом Hg<sub>0.87</sub>Cd<sub>0.13</sub>Te и барьерами с составом Cd<sub>0.65</sub>Hg<sub>0.35</sub>Te, структура #2 -- 5 КЯ Hg<sub>0.91</sub>Cd<sub>0.09</sub>Te с толщиной 5.4 нм и составом барьеров Cd<sub>0.6</sub>Hg<sub>0.4</sub>Te. Структуры не были преднамеренно легированы; остаточная концентрация носителей, полученная при холловских измерениях, составляет порядка 10<sup>10</sup> см<sup>-2</sup> а типичная плотность дислокаций ~ 10<sup>6</sup> см<sup>-2</sup>. Структуры были сконструированы таким образом, чтобы эффективно локализовать свет вблизи КЯ, для чего «активная» область была выращена внутри волноводных слоев толщиной несколько микрон. В структурах было получено стимулированное излучение (СИ) при импульсной накачке с длиной волны 2.3 мкм с плотностью мощности ~10 кВт/см<sup>2</sup> для структуры #1 (T = 8К, T = 50К) и 65кВт/см<sup>2</sup> для структуры #2 при 175 К. Из-за весьма специфического направления роста (013) сколотые грани не образуют резонатор Фабри-Перо. Таким образом, в этой работе СИ исследовалось за счет однопроходового усиления. СИ в структуре #2 при 8К получено при непрерывной накачке с длиной волны 900нм и интенсивностью 7Вт/см<sup>2</sup>. Пунктиром показаны спектры ФЛ, полученные с помощью того же источника при мощности 5Вт/см<sup>2</sup> для структуры #1 (T = 8К, T = 50К) и 1 Вт/см<sup>2</sup> для структуры #2. На Рис. 1 показаны спек-

тры СИ для двух образцов при температуре 8К и «критической» температуре  $T_{\max}$ , выше которой СИ не наблюдается. Соответствующие пороговые значения интенсивности накачки составляют 5 кВт/см<sup>2</sup> и 120 Вт/см<sup>2</sup> для СИ длинах волн ~ 20 мкм (15 ТГц) и ~10 мкм (30 ТГц) соответственно.

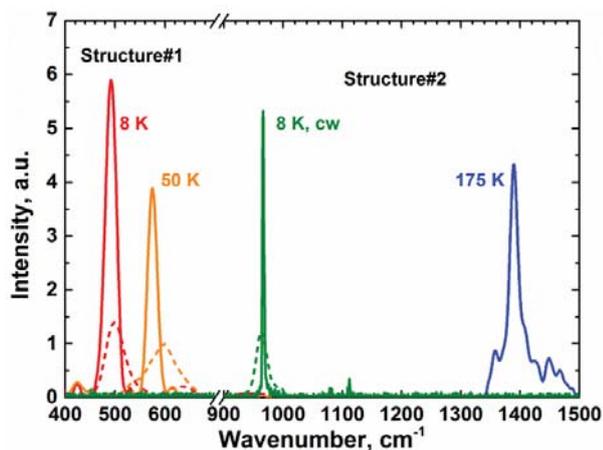


Рис. 1. Спектры стимулированного излучения исследуемых структур при различных температурах (сплошные кривые)

Однако, следует учесть, что эти значения получены для «подбарьерного» возбуждения, когда энергия кванта излучения накачки лежит ниже красной границы межзонных переходов в волноводном слое и барьерах между КЯ. В этом случае можно считать, что неравновесные носители генерируются только в КЯ. Принимая для оценки поглощение одной КЯ в 1%, можно найти, что соответствующая пороговая плотность носителей в каждой КЯ должна составлять  $n_{th} = 1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$  при длине волны  $\lambda_p = 2.3$  мкм и интенсивности накачки  $I_{th} = 0.12 \text{ кВт/см}^2$ . Это значение пороговой концентрации хорошо согласуется с нашими предыдущими расчетами: в работе [5] сообщается о возможности усиления излучения в узкозонных HgTe КЯ при концентрации неравновесных носителей в яме выше  $1 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Оно также позволяет оценить эквивалентную пороговую плотность тока для нескольких КЯ, помещенных в p-n переход. Для времени импульса  $\tau_{pulse} = 10$  нс и числа ям  $N_{well} = 5$  КЯ, пороговая плотность тока составляет  $J_{th} = 11 \text{ А/см}^2$ . Это значение по меньшей мере на порядок меньше, чем у лазеров на основе халькогенидов свинца, работающих при той же температуре и на той же длины волны излучения и практически равно пороговой плотности тока межзонных ККЛ на основе InAs излучающих вблизи 10.4 мкм при температуре 80 К [6]. В частности, порог достаточно низок, чтобы получить СИ

при непрерывном возбуждении: на Рис 1. показан соответствующий спектр, измеренный при непрерывной накачке на длине волны 900 нм. В этом случае излучение накачки генерирует электронно-дырочные пары в барьерах и как следствие, порог составляет 5 Вт/см<sup>2</sup>, а ширина линии СИ на полувысоте составляет всего 0.5 мэВ ( $\Delta\lambda / \lambda \sim 0.004$ ). В гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe обнаружена межзонная ФЛ в диапазоне длин волн вплоть до 32 мкм при 8К (рис. 2). Таким образом, на данный момент есть экспериментальные доказательства перспективности данных структур для источников диапазона длин волн от 10 до 32 мкм.

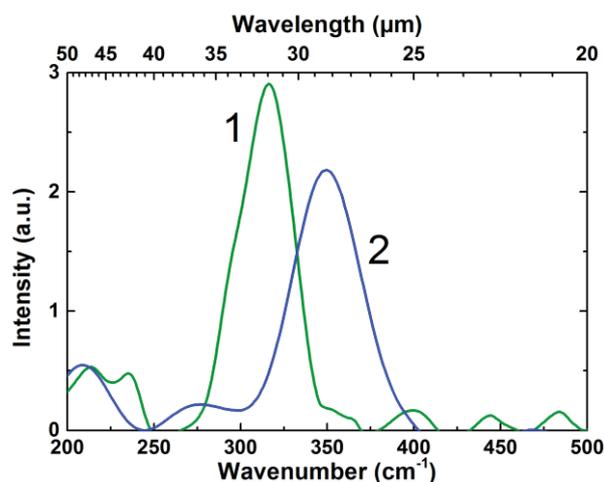


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции при 8 (кривая 1) и 30К (кривая 2) гетероструктуры с КЯ HgTe/CdHgTe при непрерывном возбуждении

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 17-12-01360).

## Литература

1. M.S. Vitiello et al., Opt Express, 2015. 23(4): p. 5167-82.
2. M.F. Anwar et al., Proc. SPIE, 2015. 9483: p. 948304.
3. B.A. Bernevig et al., Science, 2006. 314(5806): p. 1757-61.
4. S. Dvoretzky et al., Journal of Electronic Materials, 2010. 39(7): p. 918-923.
5. S.V. Morozov et al., Semiconductors, 2012. 46(11): p. 1362-1366.
6. Z. Tian et al., Electronics Letters, 2012. 48(2): p. 113-114.

# Терагерцовая фотолюминесценция, связанная с примесными переходами электронов в квантовых ямах в условиях компенсации

Д.А. Фирсов<sup>1,\*</sup>, И.С. Махов<sup>1</sup>, В.Ю. Паневин<sup>1</sup>, Л.Е. Воробьев<sup>1</sup>, Г.В. Климко<sup>2</sup>,  
Т.А. Комиссарова<sup>2</sup>

1 Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Политехническая ул., д. 29, Санкт-Петербург, Россия, 195251.

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

\*dmfir@rphf.spbstu.ru

Проведены исследования фотолюминесценции терагерцового и ближнего инфракрасного спектральных диапазонов при межзонном оптическом возбуждении в наноструктурах с легированными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs с разной степенью компенсации. Показано, что интенсивность примесной терагерцовой фотолюминесценции, связанной с оптическими переходами неравновесных электронов из первой электронной подзоны и возбужденных донорных состояний в основное состояние доноров в квантовой яме, может быть значительно увеличена за счет компенсации доноров акцепторами.

## Введение

Полупроводниковые наноструктуры с квантовыми ямами (КЯ), легированными мелкими примесными центрами, вызывают интерес ввиду возможности наблюдения оптических переходов неравновесных носителей заряда в терагерцовой области спектра. К настоящему времени в наноструктурах с легированными квантовыми ямами уже наблюдалась терагерцовая люминесценция, вызванная захватом неравновесных электронов из первой электронной подзоны и возбужденных донорных состояний на основные состояния доноров в КЯ, при межзонном оптическом возбуждении [1].

Одним из факторов определяющих скорость захвата неравновесных электронов на основное донорное состояние, от которой зависит интенсивность примесной терагерцовой люминесценции, является заселенность основных состояний доноров, являющихся конечными для терагерцовых оптических переходов электронов. Введение в КЯ, легированную мелкими донорами, компенсирующей акцепторной примеси уменьшает заселенность основных донорных состояний, что, в свою очередь, должно приводить к возрастанию интенсивности терагерцовой фотолюминесценции. Кроме того, компенсация доноров акцепторами приводит к возникновению дополнительного канала рекомбинации для электронов из основного состояния донора за счет рекомбинации типа "донор-акцептор".

Настоящая работа посвящена сравнительным исследованиям фотолюминесценции терагерцового и ближнего инфракрасного спектральных диапазонов в наноструктурах с КЯ, легированными донорами, и при компенсации доноров акцепторами.

## Образцы и методика эксперимента

Исследования выполнены на двух наноструктурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке из полуизолирующего GaAs и содержащих 50 периодов КЯ, сформированных слоями GaAs шириной 7.6 нм и разделенных барьерами Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As шириной 5 нм. КЯ в первой наноструктуре легированы донорной примесью (кремний) с поверхностной концентрацией  $3 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . КЯ во второй наноструктуре, помимо донорной примеси, содержат компенсирующую акцепторную примесь (бор) с той же концентрацией. Легирование осуществлялось в центральную область квантовых ям шириной 2.6 нм.

Образец размещался на медном держателе в криостате замкнутого цикла, оптическое возбуждение осуществлялось непрерывным твердотельным лазером с диодной накачкой (длина волны излучения 532 нм). Исследования спектров терагерцового излучения проводилось с помощью вакуумного фурье-спектрометра со светоделителем из лавсана и кремниевого болометра, охлаждаемого жидким гелием. Спектры фотолюминесценции ближнего инфракрасного диапазона измерялись с помощью

решеточного монохроматора, где в качестве детектора использовалась кремниевая ПЗС матрица, охлаждаемая жидким азотом. Зависимости интегральной интенсивности терагерцовой фотолуминесценции от мощности фотовозбуждения для обоих образцов исследовались с помощью фотоприемника Ge:Ga с холодными фильтрами из высокоомного Ge и черного полиэтилена, который был установлен рядом с образцами в криостате замкнутого цикла на расстоянии 1.2 мм.

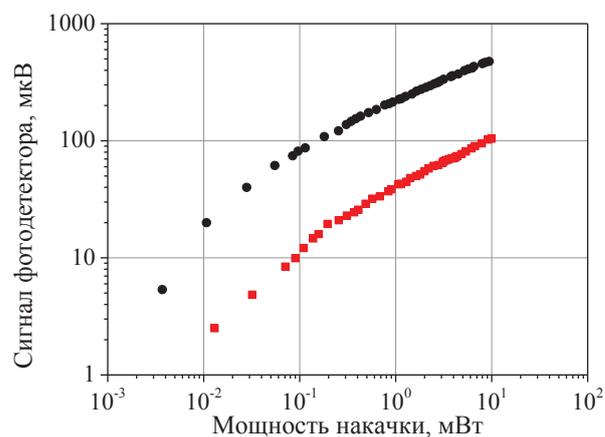
## Полученные результаты

В спектрах ближней инфракрасной фотолуминесценции для обеих наноструктур наблюдаются полосы излучательной рекомбинации свободных и связанных на примеси экситонов, а также полоса излучательной электрон-дырочной рекомбинации между донорными примесными состояниями и первой подзоной тяжелых дырок. Кроме того, для наноструктуры с компенсацией доноров акцепторами, в отличие от наноструктуры с КЯ, легированными только донорами, в спектре ближней инфракрасной фотолуминесценции присутствует дополнительная широкая полоса излучения, которая может быть связана с рекомбинацией неравновесных электрон-дырочных пар между первой электронной подзоной и акцепторными состояниями, а также между донорными и акцепторными состояниями.

В спектрах терагерцовой фотолуминесценции обеих наноструктур наблюдаются полосы излучения, вызванные оптическими переходами неравновесных фотовозбужденных электронов из первой электронной подзоны и возбужденных донорных состояний на основное состояние доноров в КЯ. Переходы неравновесных дырок между подзонами тяжелых дырок и основным акцепторным состоянием не проявляются в спектрах терагерцового излучения, поскольку энергия связи акцепторной примеси в наших КЯ соизмерима с энергией оптического фотона в GaAs, и такие переходы происходят более эффективно с испусканием оптических фононов.

Зависимости интегральной интенсивности примесной терагерцовой фотолуминесценции для обеих наноструктур от мощности оптического возбужде-

ния, измеренные в области чувствительности фотоприемника Ge:Ga, представлены на рис. 1. Как видно из сравнения этих зависимостей интегральная интенсивность терагерцовой фотолуминесценции для наноструктуры с КЯ, легированными донорами и акцепторами, практически на порядок превосходит интенсивность излучения наноструктуры с КЯ, легированными только донорной примесью, в измеренном диапазоне мощностей фотовозбуждения.



**Рис. 1.** Зависимости интегральной интенсивности терагерцовой фотолуминесценции от мощности оптической накачки для наноструктуры с КЯ, легированными донорами (квадраты) и донорами и акцепторами (круги)

Таким образом, в работе показано, что в КЯ компенсация доноров акцепторами со степенью близкой к 100 % приводит к возрастанию интегральной интенсивности терагерцовой фотолуминесценции, вызванной переходами неравновесных электронов из первой электронной подзоны и возбужденных донорных состояний на основное состояние донора в КЯ, практически на порядок в зависимости от мощности оптического возбуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №18-32-00122 и Минобрнауки России (государственные задания 3.933.2017/4.6 и 3.5518.2017/7.8).

## Литература

1. Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин *и др.* // Физика и техника полупроводников, Т. 49, Вып. 1, 30 (2015).

# Исследование спектров излучения ТГц квантово-каскадных лазеров на основе резонансно-фононного дизайна

Р.А. Хабибуллин<sup>1\*</sup>, О.Ю. Волков<sup>2</sup>, В.В. Павловский<sup>2</sup>, Д.С. Пономарев<sup>1</sup>,  
А.А. Афоненко<sup>3</sup>, Д.В. Ушаков<sup>3</sup>

1 Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

2 Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая, 11, Москва, 125009.

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

\*khabibullin@isvch.ru

В данной работе было проведено исследование спектров излучения ТГц ККЛ на основе каскада из трех- и четырех-квантовых ям GaAs/AlGaAs с резонансно-фононным дизайном. Обнаружен эффект “перекачки” интенсивности между соседними продольными модами при увеличении амплитуды возбуждающего импульса тока. Установлено, что при увеличении тока на 120 мА сдвиг частоты спектральных линий составляет 3.7 ГГц. Расчет зависимостей оптического усиления и эффективного показателя преломления от напряженности приложенного электрического поля, а также анализ спектра модовых потерь в ТГц ККЛ позволил объяснить наблюдаемые эффекты.

## Введение

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ), основанные на переходах электронов между уровнями внутри зоны проводимости гетероструктур GaAs/AlGaAs, являются уникальными источниками терагерцового излучения. Данные устройства работают в диапазоне частот 1.2–6.0 ТГц (без использования больших магнитных полей) в непрерывном режиме с выходной мощностью более 200 мВт [1] и в импульсном режиме с пиковой мощностью более 1 Вт. Для успешного использования ТГц ККЛ в спектроскопии очень важным является возможность перестройки частоты излучения. На сегодняшний день апробированы различные методы перестройки частоты ТГц ККЛ, которые основаны на прямом изменении латеральной оптической моды, использовании внешнего оптического резонатора, генерации разностной частоты ИК ККЛ, облучение одного из торцов ТГц ККЛ мощным ИК излучением и др. методах. При этом наиболее простым механизмом перестройки частоты является изменение температуры и/или амплитуды возбуждающего импульса тока.

## Моделирование и изготовление ТГц ККЛ

В работе были изготовлены и исследованы ТГц ККЛ на основе каскада состоящего из трех- и четырех квантовых ям (КЯ) GaAs/AlGaAs с резонансно-

фононным дизайном. Максимумы усиления предложенных структур соответствуют 94 мкм (3.3 ТГц) и 130 мкм (2.3 ТГц) для каскадов на основе 3- и 4-КЯ, соответственно. На основе данных структур были изготовлены гребневые мезаполоски с двойным металлическим волноводом Au-Au шириной 100 мкм и длиной 1, 1.6 и 2 мм, которые в дальнейшем были смонтированы на медном теплоотводе и разварены золотой проволокой.

## Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены вольт-амперная характеристика и зависимость интенсивности интегрального излучения от тока для изготовленного 4КЯ ТГц ККЛ с длиной резонатора Фабри-Перо – 1.6 мм. Порог генерации по току составляет  $J_{th} = 436$  мА. Зависимость интегрального излучения от тока имеет не монотонный характер с двумя максимумами при  $J_{1max} = 563$  мА и  $J_{2max} = 774$  мА. На рис. 2 представлен спектр излучения данного лазера, на котором присутствует четыре продольные моды Фабри-Перо – 2.243, 2.269, 2.295 и 2.321 ТГц (межмодовый интервал составляет 26 ГГц). Для всего диапазона рабочих токов 4КЯ ТГц ККЛ наблюдалось излучение на указанных выше модах. При увеличении длины лазерного полоска до 2 мм у 4КЯ ТГц ККЛ наблюдается генерация на 7 продольных модах Фабри-Перо (ТМ0) с интервалом около 16 ГГц и три дополнительные моды (ТМ1), отстоящие от основных на 5.5 ГГц.

В измеренном спектре излучения ЗКЯ ТГц ККЛ (см. рис. 3) присутствуют три эквидистантные спектральные линии около 3.3 ТГц [2], что соответствует рассчитанному спектру усиления структуры. Данные спектральные линии соответствуют продольным модам Фабри-Перо с интервалом между соседними модами около 40 ГГц, что соответствует длине резонатора 1 мм. Около порога генерации наибольшую интенсивность имеют высокочастотные моды, при увеличении тока происходит перекачка интенсивно-

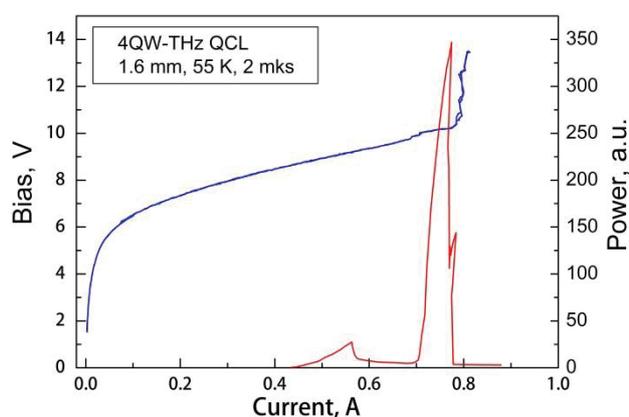


Рис. 1. ВАХ и зависимость интенсивности интегрального излучения от тока для 4КЯ ТГц ККЛ с длиной лазерного полоска 1.6 мм, измеренные при 55 К

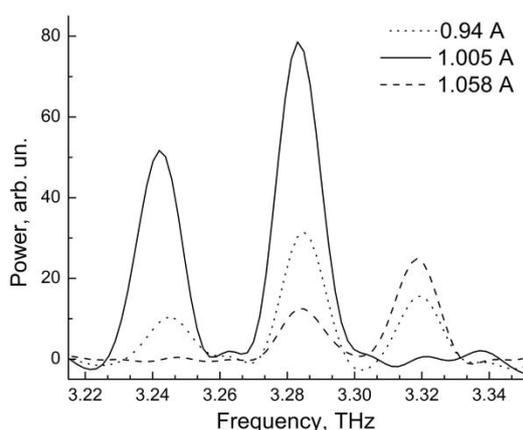


Рис. 3. Спектр излучения ЗКЯ ТГц ККЛ (1 мм) при различных значениях тока

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РНФ № 18-19-00493, РФФИ № 18-52-00011\_Бел и гранта БРФФИ № Ф18Р-107.

сти в две соседние моды в низкочастотной области и при больших токах область генерации опять смещается в высокочастотную область. Если рассматривать одну моду, которая существует в наибольшем диапазоне токов, то максимальная перестройка частоты моды составила 3.7 ГГц (см. рис. 4), что скорее всего связано с разогревом активной области лазера и температурной зависимостью эффективного показателя преломления.

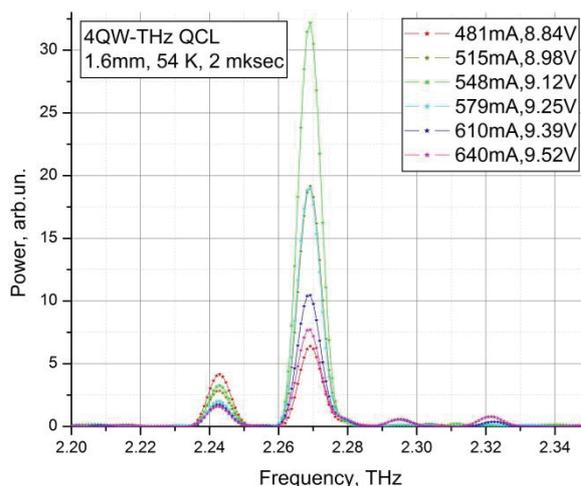


Рис. 2. Спектр излучения 4КЯ ТГц ККЛ (1.6 мм) при различных значениях напряжения

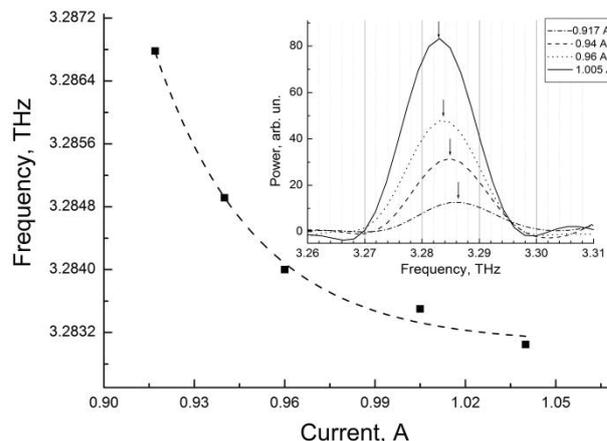


Рис. 4. Зависимость частоты излучения ЗКЯ ТГц ККЛ от тока

### Литература

[1] X. Wang, et al. AIP Advances, 6, 075210 (2016).  
 [2] О.Ю. Волков и др., Радиотехника и электроника, 63 (9), 981 (2018).

# Диагностика легированных гетероструктур InGaAs/GaAs методом моделирования профиля наблюдаемой концентрации

С.В. Хазанова<sup>1,\*</sup>, В.Е. Дегтярев<sup>1</sup>, Н.Н. Григорьева<sup>1</sup>, О.Л. Голиков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> 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 рассчитаны CV-характеристики в структурах на основе In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As/GaAs, содержащих КЯ и δ-легированные слои. Выявлены закономерности поведения CV-характеристик и эффективных профилей концентрации носителей при варьировании степени легирования, температуры, содержания индия. Подробно исследовано влияние геометрии структур и взаимного расположения КЯ.

## Введение

Гетероструктуры на основе A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> широко используются в современной электронике как для создания оптических устройств, так и при конструировании транзисторов с высокой подвижностью носителей заряда. Для создания мощных СВЧ транзисторов необходимы гетероструктуры с высокой концентрацией электронов при сохранении достаточно высокой подвижности. При этом одностороннее и двустороннее легирование слоев вблизи квантовых ям (КЯ) позволяет существенно повысить концентрацию носителей и проводимость двумерного газа [1]. Поскольку проектирование и диагностика подобных систем является достаточно дорогостоящим процессом, усовершенствование методов неразрушающего контроля выращиваемых структур является актуальной задачей. Построение вольт-фарадных характеристик и профилей наблюдаемой концентрации является одним из способов диагностики распределения концентрации носителей в данных структурах [2]. При этом математическое моделирование позволяет провести более точный анализ зависимости электрофизических характеристик от реальных технологических параметров роста.

## Методы расчета

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 гра-

ничных условий Дирихле на электростатический потенциал. Дифференцированием емкостных зависимостей получены эффективные профили концентрации электронов в зависимости от координаты вдоль структуры

## Результаты работы и их обсуждение

Квантоворазмерные слои в гетероструктурах создают области ярко выраженной неоднородности заряда внутри структуры. Причем каждая из этих областей приводит к образованию ступеньки на вольт-фарадной характеристике.

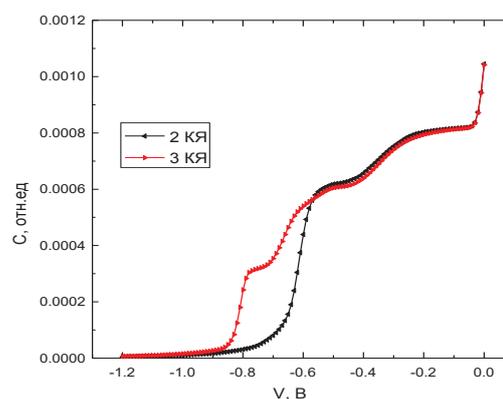
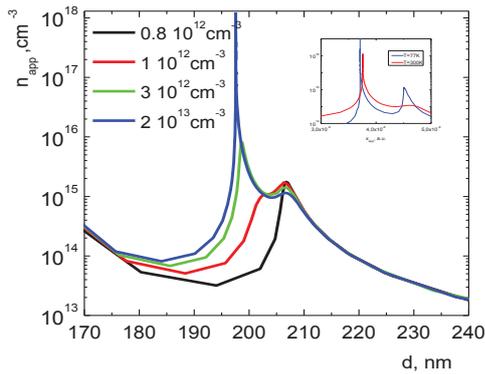


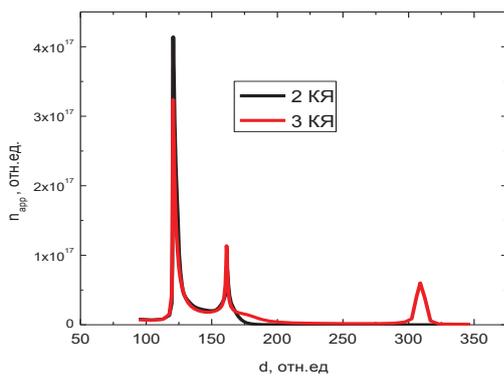
Рис. 1. Полученные моделированием вольт-фарадные характеристики структур InGaAs/GaAs, содержащих две или три КЯ

Наличие δ-слоя в гетероструктуре приводит к появлению на CV-характеристике дополнительной ступеньки и дополнительного пика на профиле наблюдаемой концентрации, величина которых определяется степенью легирования (Рис 2).



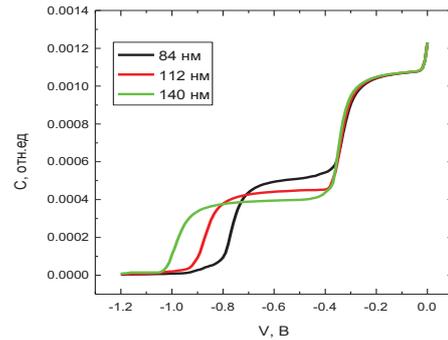
**Рис. 2.** Профили наблюдаемой концентрации, полученные моделированием, при различной степени легирования  $\delta$ -слоя

Можно показать, что с увеличением числа квантовых ям число ступенек и соответствующих им пиков наблюдаемой концентрации растет.



**Рис. 3.** Профили наблюдаемой концентрации, полученные моделированием для структур с различным количеством КЯ

Изменение геометрического расположения слоев гетероструктур или изменение расстояния между ямами приводит к соответствующему смещению ступенек CV-характеристик по напряжению. Сопоставление результатов численного моделирования CV-характеристик и профилей наблюдаемой концентрации параметров позволяет судить о геометрии и характеристиках квантово-размерных слоев структур, получаемых в эксперименте.



**Рис. 4.** Вольт-фарадные характеристики для структур с различным расстоянием между квантовыми ямами, полученные моделированием

## Выводы

1. Результаты моделирования CV-характеристик качественно совпадают с экспериментальными результатами исследования подобных гетероструктур. Наличие двух или трех КЯ приводит к появлению дополнительных ступенек на вольт-фарадной характеристике, что прослеживается и в экспериментальных данных.
2. Установлено качественное и количественное соответствие вида профилей наблюдаемой концентрации носителей и квантово-размерных слоев, обладающих различной плотностью заряда. Повышение степени фоновой легирования приводит к более ярко выраженным особенностям на вольт-фарадной характеристике.
3. Данная методика исследований позволяет подробно анализировать влияние вкладов от слоев различной степени легирования, толщины и их взаимного расположения. Таким образом, данная модель может использоваться для прогнозирования возможных результатов при создании подобных структур, а также для диагностики уже готовых.

## Литература

1. И.С. Васильевский, Г.Б. Галиев, Е.А. Климов, В.Г. Мокеров. и др, ФТП, (42), 9 (2008).
2. Г.Е. Яковлев, М.В. Дорохин, В.И. Зубков и др., ФТП, (52), 8 (2018).

# Моделирование спектра фотолуминесценции двойных асимметричных туннельно-связанных квантовых ям с высоким содержанием индия

С.В. Хазанова<sup>1,\*</sup>, В.Е. Дегтярев<sup>1</sup>, Н.Н. Григорьева<sup>1</sup>

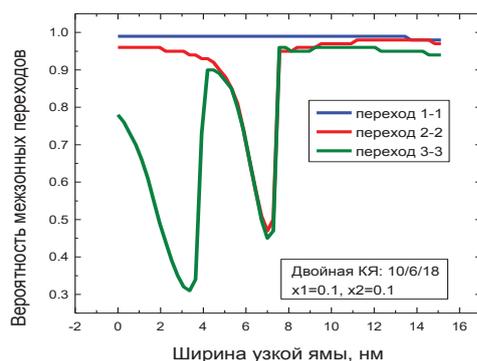
<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, д. 23, Нижний Новгород, 603950.

\* khazanova@phys.unn.ru

С помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона были рассчитаны профили потенциалов гетероструктур  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , уровни размерного квантования, огибающие волновых функций двойных асимметричных ТСКЯ. Исследовано влияние изменения геометрических параметров структуры на вероятность межзонных оптических переходов.

## Введение

Структуры, содержащие туннельно-связанные квантовые ямы (ТСКЯ)  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ , могут быть использованы при создании источников излучения в среднем и дальнем ИК диапазонах, приборов спинтроники, оптических модуляторов [1]. При этом энергетические характеристики и оптические свойства реальных приборов на основе квантово-размерных структур сильно зависят от параметров роста, содержания индия и геометрии системы. В частности, при незначительной вариации ширины барьера может резко меняться вероятность оптических межзонных переходов.



**Рис. 1.** Зависимость вероятности межзонных переходов от ширины узкой КЯ

С ростом содержания индия, квантовые ямы становятся потенциально более глубокими, что увеличивает вероятность заполнения более чем одного уровня квантования. Теоретический расчет спектров фотолуминесценции с учётом технологиче-

ских особенностей роста позволяет более корректно интерпретировать экспериментальные спектры гетероструктур со сложным профилем состава. В данной работе с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона были рассчитаны профили потенциалов гетероструктур, уровни размерного квантования, огибающие волновых функций двойных ТСКЯ  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ .

## Методика расчетов

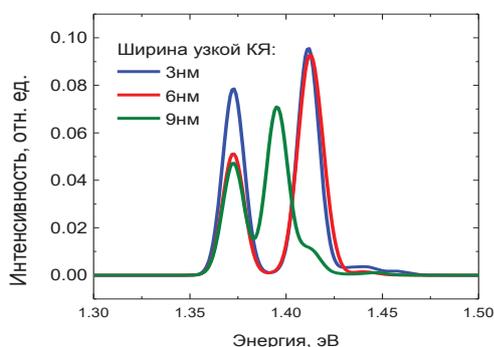
В качестве исследуемых структур рассматриваются двойные ТСКЯ 10/6/18 нм и 10/3/18 нм с одинаковым ( $x = 0.1$ ; 0.1) и различным содержанием индия ( $x = 0.1$ ; 0.3). Для моделирования энергетического спектра системы используется численное решение стационарного одномерного одноэлектронного уравнения Шредингера в приближении эффективной массы. Проведены численные расчёты положений энергетических уровней размерного квантования, оптических матричных элементов межзонных переходов. Теоретически построены спектры фотолуминесценции как функции энергии и температуры с учетом уширения по Гауссу [2]:

$$I_{cv}^{(i)}(E, T) = C \frac{\sum_{c',v'} |M_{c',v'}|^2 e^{-(E-E_{c',v'})^2/\lambda^2} e^{-(E_{c',v'}-E_{c,v})/k_B T}}{\sum_{c',v'} e^{-(E_{c',v'}-E_{c,v})/k_B T}}, \quad (1)$$

где  $M_{c',v'}$  — матричный элемент вида  $M_{c',v'} = \langle \Psi_v | x_i | \Psi_{c'} \rangle$ , рассчитываемый как интеграл перекрытия волновых функций соответствующих квантовых состояний.

При исследовании структуры, содержащей двойную ТСКЯ с одинаковым содержанием индия интерес представляет резкий скачок вероятности переходов при величине барьера 2–3 нм для переходов  $e_1-hh_1$  и  $e_2-hh_2$  (рис. 1). При определенных соотношениях ширины барьера и узкой ямы наблюдается перераспределение электронной плотности, что обусловлено высокой чувствительностью обобществленных квантовых состояний двойной ТСКЯ к параметрам структуры.

На основе рассчитанных матричных элементов межзонных переходов построены модельные спектры ФЛ с учетом упругих напряжений.



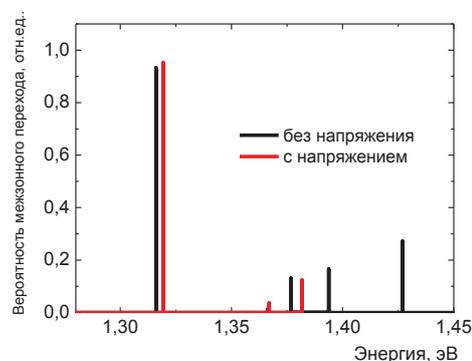
**Рис. 2.** Модельные спектры ФЛ для КЯ 10/6/18  $x = 0.1$  при изменении ширины узкой ямы

На рис. 2 показано изменение спектра ФЛ при незначительном варьировании ширины более узкой КЯ. В частности, первый из двух пиков ФЛ не меняет своего положения по энергии, однако заметно уменьшается по интенсивности. Перераспределение волновых функций в двойной КЯ приводит к смещению второго максимума в область меньших энергий.

Увеличение разницы содержания индия в соседних КЯ приводит к уширению энергетического спектра, что дает больше возможностей для его дальнейших преобразований. Необходимо заметить, что, меняя состав и расположение КЯ, можно получить конфигурацию, при которой можно эффективно управлять положением пиков ФЛ при помощи внешнего электрического поля.

На рис. 3 изображена совокупность матричных элементов в системе ТСКЯ различного состава

( $x = 0.1; 0.11; x = 0.1, 0.3$ ). Показано, что положение максимума, соответствующего основному оптическому переходу меняется незначительно, в тоже время заметно сдвигаются пики, соответствующие переходам с более высоких подзон.



**Рис. 3.** Изменение вероятности межзонных переходов для двойной ТСКЯ  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  КЯ (6/3/6) с различным содержанием индия ( $x = 0.1; x = 0.25$ ) при приложении внешнего напряжения

## Выводы

В результате данной работы определены геометрические параметр системы двойных ТСКЯ, при которых возможно резкое изменение вероятности оптических межзонных переходов. Зависимость вероятности оптических переходов от ширины более узкой ямы и барьера структуры имеет нетривиальный характер. Особенно интересным выглядит поведение межзонных переходов для второй и третьей подзоны размерного квантования. Данный эффект приводит к качественному изменению вида спектра фотолуминесценции, что может быть полезно при создании оптических модуляторов.

При приложении к гетероструктуре внешнего электрического поля, начиная с некоторого значения, наблюдается исчезновение одного из наиболее вероятных оптических переходов.

## Литература

1. D. Pagel, A. Alvermann, and H. Fehske // PRA 95, p. 013825 (2017).
2. Califano and A. Zunger. // PRB, 70, p.165127, (2004).

# Рассеивание и динамика краевых состояний и волновых пакетов на поверхности топологических изоляторов в присутствии барьеров

Д.В. Хомицкий \*, Д.А. Кулаков

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

\* khomitsky@phys.unn.ru

На основе метода Кэли численно решается нестационарное уравнение Шредингера для безмассового спектра состояний на поверхности топологических изоляторов в присутствии потенциальных барьеров. Исследуется динамика волновых пакетов в присутствии барьеров с различной магнитной поляризацией. Получен коэффициент прохождения волнового пакета через прямоугольный барьер, показано влияние начальных параметров, таких как энергия и намагниченность барьера. Обсуждается коэффициент надбарьерного прохождения при использовании приближения плоских волн.

## Введение

Управление краевыми состояниями в топологических изоляторах (ТИ) и подобных им структурах представляет собой важную задачу физики конденсированного состояния. Известно, что процессы распространения даже в присутствии немагнитных потенциальных барьеров через такие структуры, например, в графене [1] протекают с существенными особенностями, вызванными линейным характером спектра при малых энергиях. Эффекты же намагниченности барьера изучены в гораздо меньшей степени. Также значительное внимание уделяется проблемам динамики волновых пакетов в структурах типа ТИ. Свободная динамика таких пакетов исследовалась более 10 лет назад [2]. Динамика одномерных краевых состояний под действием импульсов электрического поля в ТИ на базе HgTe изучалась в работе [3]. В данном докладе мы представляем результаты исследования двух задач. В первой из них рассматривается численное моделирование динамики волновых пакетов на поверхности ТИ семейства  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  в присутствии потенциальных барьеров, как неполяризованных, так и поляризованных (магнитных). Исследуются возможности управления пространственными и спиновыми характеристиками пакета с помощью изменения параметров барьера. Во второй задаче обсуждается коэффициент надбарьерного прохождения через барьер прямоугольной формы с намагниченностью и без, при использовании приближения плоских волн.

## Модель и основные результаты

Для моделирования спектра краевых состояний на поверхности ТИ типа  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$  в присутствии потенциальных барьеров можно применить следующую модель гамильтониана:

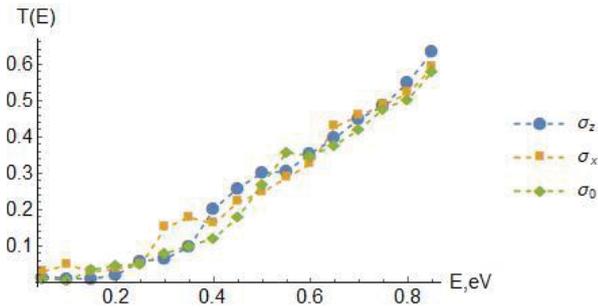
$$H = C + A(k_y \sigma_x - k_x \sigma_y) + U(x, y) \cdot \sigma_k \quad (1)$$

Здесь параметры  $A$  и  $C$  определяются свойствами материала, функция  $U(x, y)$  определяет профиль потенциального барьера, а матрица Паули  $\sigma_k$  описывает его спиновую поляризацию, т.е. намагниченность. Нами решается задача об эволюции волновой функции  $\Psi$ , которая описывается нестационарным уравнением Шредингера  $i\hbar \partial \Psi / \partial t = H \Psi$ . Известно [4], что для численного решения этого уравнения с сохранением нормы волновой функции при унитарной эволюции во времени удобна конечно-разностная схема Кэли. Основное выражение для волновой функции в этой схеме имеет вид:

$$\Psi^{n+1} = \left( 1 - \frac{iH\Delta t}{2\hbar} / 1 + \frac{iH\Delta t}{2\hbar} \right) \Psi^n \quad (2)$$

Здесь  $\Psi^n$  – волновая функция в момент времени  $n\Delta t$ , а  $\Psi^{n+1}$  – волновая функция в следующий момент времени  $(n+1)\Delta t$ . Мы вычисляем в рамках схемы (2) зависимость коэффициента прохождения  $T(E)$  от средней энергии пакета для прохождения через барьер – потенциальную ступеньку  $U=U(x)$ ,

расположенную параллельно  $Oy$  в пределах по  $Ox$  от  $-L/2$  до  $L/2$ .



**Рис. 1.** Коэффициент прохождения для движения волнового пакета через барьер-ступеньку с амплитудой  $U_0=300$  мэВ, для разных типов направления намагниченности барьера ( $\sigma_0$  – немагнитный барьер,  $\sigma_x, \sigma_z$  – магнитные барьеры), при нормальном падении

Коэффициент  $T(E)$  определяется как

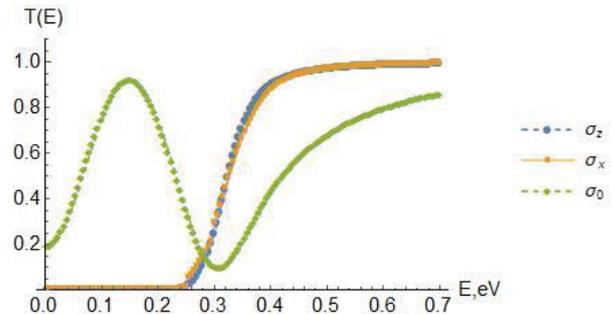
$$T(E) = \frac{\int |\Psi(x > L/2, t = t_1)|^2 dx dy}{\int |\Psi(x < -L/2, t = t_0)|^2 dx dy} \quad (3)$$

Здесь  $t_0$  и  $t_1$  есть моменты времени начала и окончания взаимодействия пакета с барьером. На рис.1 показана зависимость (3) для барьера с амплитудой  $U_0=300$  мэВ и  $L=200$  нм, для различной намагниченности барьера. Начальная поляризация пакета с полушириной 10 нм направлена по оси  $Oy$ , что отвечает распространению вдоль оси  $Ox$ . Изменение поляризации барьера, которому отвечают кривые с точками разной формы на рис.1, приводит к заметному отличию в коэффициентах прохождения, особенно при надбарьерном прохождении (при  $E > U_0$ ), что является основой для использования данной структуры в качестве спинового фильтра.

Во второй части работы рассматривается статическая задача о рассеивании и прохождении состояний вида плоских волн в структуре с тем же гамильтонианом (1) в присутствии немагнитных и магнитных барьеров с различной поляризацией. Коэффициент прохождения  $T=T(k_x, k_y)$  в этом случае рассчитывается аналитически для падающей плоской волны, описывающей Фурье-компоненту  $\Psi(k_x, k_y, E)$  пакета со средней энергией  $E$ . Для построенного из плоских волн пакета коэффициент прохождения  $T(E)$  определяется нами как

$$T(E) = \int T(k_x, k_y) |\Psi(k_x, k_y, E)|^2 dk_x dk_y \quad (4)$$

На рис.2 показана энергетическая зависимость коэффициента прохождения (4), аналогичная рис.1. Видны особенности коэффициента при низких энергиях  $E < 0.4$  эВ. В области высоких энергий  $E > 0.4$  эВ поведение коэффициента прохождения на рис.1 и рис.2 качественно схожее, при этом для динамической задачи коэффициент прохождения несколько ниже. Мы считаем, что это обусловлено более интенсивным отражением гармоник с большим волновым вектором в динамической задаче.



**Рис. 2.** Коэффициент прохождения для статической задачи о рассеивании волнового пакета на барьере-ступеньке с теми же параметрами, что на рис.1. Видны особенности коэффициента при низких энергиях  $E < 0.4$  эВ

## Выводы

Полученные результаты при дальнейшем моделировании параметров задачи (поляризация пакета и барьера, угол встречи пакета с барьером) позволят дать ответ на вопрос о возможности построения спинового фильтра в подобной системе. Работа выполнена в рамках проектной части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ 3.3026.2017/ПЧ.

## Литература

1. J. Milton Pereira Jr., V. Milnar, F. M. Peeters *et al.* // Physical Review B, V.74, 045424 (2006).
2. V. Ya. Demikhovskii, G. M. Maksimova, and E. V. Frolova // Physical Review B, V.75, 115401 (2008).
3. F. Dolcini, R. C. Iotti, A. Montorsi *et al.* // Physical Review B, V.94, 165412 (2016).
4. С. Кунин, Вычислительная физика: Пер. с англ. – М: Мир, 1992 – 518с.

# Безызлучательный перенос энергии в гибридных наноструктурах с различной размерностью

А.И. Хребтов<sup>1</sup>, Р.Р. Резник<sup>1,2</sup>, Е.В. Убийвовк<sup>4</sup>, Н.В. Сибирев<sup>2</sup>,  
Н.В. Крыжановская<sup>1</sup>, А.П. Литвин<sup>2</sup>, И.Д. Скурлов<sup>2</sup>, П.С. Парфёнов<sup>2</sup>,  
А.С. Кулагина<sup>1,2</sup>, В.В. Данилов<sup>3</sup>, Г.Э. Цырлин<sup>1,2</sup>

1 Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия.

2 Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, 197101, Санкт-Петербург, Россия.

3 Петербургский государственный университет путей сообщения, 191031, Санкт-Петербург, Россия.

4 Институт физики им. В.А. Фока Санкт-Петербургского государственного университета, 198504, Петродворец, Россия.

khrebtovart@mail.ru

Продемонстрирована возможность создания композитной наноструктуры на основе квазиодномерных нитевидных нанокристаллов InP с нановставками InAsP, выращенных на подложке Si (111) методом молекулярно-пучковой эпитаксии, и нульмерных коллоидных квантовых точек CdSe/ZnS. Экспериментально подтверждено наличие безызлучательного переноса энергии между составляющими гибридной наноструктуры, а именно между коллоидными квантовыми точками и нановставкой.

## Введение

В последнее время особый интерес представляет создание композитов из полупроводниковых материалов различной размерности [1,2]. Перспективность систем на основе квазиодномерных нитевидных нанокристаллов (ННК) и нульмерных коллоидных квантовых точек (КТ) была продемонстрирована нами при создании гибридной наноструктуры, состоящей из ансамбля GaAs ННК, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs (111) В и Si (111), с осажденными на них коллоидными CdSe/ZnS и PbS квантовыми точками [3,4].

Одним из важных проявлений взаимодействия между составляющими частями гибридных наноструктур является безызлучательный перенос энергии (FRET) [5]. При оптическом возбуждении наночастиц, находящихся в непосредственной близости друг к другу (1-10 нм), кулоновское взаимодействие может приводить к FRET [6]. В данной работе представлены результаты по исследованию переноса энергии в композитной структуре на основе коллоидных КТ CdSe/ZnS, осажденных на массив ННК InP с нановставкой InAsP, выращенных на подложке Si (111).

## Результаты и обсуждение

ННК были синтезированы методом МПЭ на установке Compact 21 (Riber). 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  $3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ . 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 ( $C \approx 10^{-6} \text{ М}$ ). КТ имели структуру типа ядро (CdSe, диаметром около 3 нм) – оболочка (ZnS) и были покрыты лигандным слоем триоктилфосфиноксида. Структурные свойства полученной гибридной структуры были исследованы методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Как следует из анализа ПЭМ-изображений (рис.1) КТ равномерно распределены по поверхности ННК без образования конгломератов.

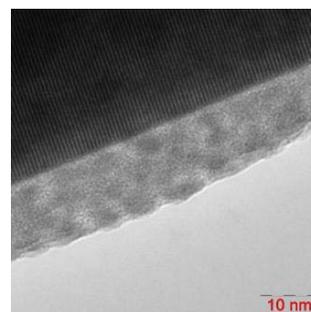


Рис. 1. ПЭМ-изображение высокого разрешения участка ННК после нанесения раствора с КТ

Для возникновения FRET между донором (в нашем случае донорами являлись КТ) и акцептором (InAsP

вставка) необходимо одновременное выполнение нескольких условий. В частности, спектр фотолюминесценции донора должен перекрывать спектр поглощения акцептора, а расстояние между донором и акцептором должно быть порядка 1-10 нм. Оба этих основных критерия выполнялись для нашей гибридной структуры. Вообще безызлучательный перенос энергии проявляется в снижении интенсивности и сокращении времени жизни ФЛ донора, и одновременной обратной динамике этих параметров у акцептора.

Для подтверждения факта наличия переноса энергии были проведены спектрально-кинетические исследования ФЛ CdSe/ZnS КТ и InAsP вставки. Время жизни ФЛ коллоидных КТ измерялось с помощью лазерного сканирующего люминесцентного микроскопа MicroTime 100 (PicoQuant). Спектры и кривые затухания ФЛ InAsP в ближнем ИК-диапазоне (1350 нм) были записаны с использованием InGaAs фотодиода (Hamamatsu), в качестве спектрального прибора использовался дифракционный монохроматор (линейная дисперсия – 9 нм). В качестве источника возбуждения ФЛ вставки использовался импульсный лазер (частота следования ~ 2.5 МГц, энергия в импульсе ~ 6 нДж, длительность импульса <100 пс) с длиной волны около 635 нм. Использование данной длины волны ведёт к возбуждению КТ с большим диаметром (по ансамблю) и упрощает общую картину исследования переноса энергии с КТ на вставку.

Сравнение интенсивностей люминесценции гибридных наноструктур показало, что интенсивность ФЛ InAsP вставки в ННК с нанесёнными коллоидными КТ по сравнению со случаем отсутствия нанесённых КТ возросла в среднем на порядок, в то время как интенсивность ФЛ самих коллоидных КТ, наоборот, упала в 5-6 раз. Среднее время жизни нанесённых коллоидных КТ при переходе от ННК без вставки к ННК со вставкой сократилось с 8.5 нс до 7 нс. Кинетика люминесценции InAsP вставки в целом носит не экспоненциальный характер. Средние времена релаксации ФЛ при двухэкспоненциальном разложении вставки приведены в таб. 1 при комнатной и азотной температурах для двух случаев: (1) ННК со вставкой и с нанесёнными КТ, (2) ННК со вставкой без КТ. Как

видно, наличие нанесённых КТ на поверхность ННК ведёт к увеличению в 4-5 раз времен релаксации ФЛ InAsP вставки.

**Таблица 1.** Средние времена релаксации ФЛ InAsP вставки ( $\lambda_{\text{возб.}} \approx 635$  нм)

Температура	<t>, нс	<t>, нс
	InAsP+CdSe/ZnS	InAsP
298 К	76.4	18.9
80 К	95.8	16.3

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о безызлучательном переносе энергии (FRET) между составляющими наноструктуры, а именно между коллоидными КТ и квантово-размерной вставкой в ННК, в результате чего зарегистрировано более чем десятикратное увеличение интенсивности фотолюминесценции.

Работа выполнена при поддержке Фонда Сколково (грантовое соглашение для Российских образовательных и научных организаций №7 dd.19.12.2017) и Сколковского Института Науки и Технологии (Основное соглашение №3663-MRA dd.25.12.2017).

## Литература

1. J. Briscoe, D. E. Gallardo, S. Hatch, V. Lesnyak, N. Gaponik, S. Dunn // *J. Mater. Chem.*, 21, 2517 (2011).
2. Meng-Lin Lu, Chih-Wei Lai, Hsing-Ju Pan, Chung-Tse Chen, Pi-Tai Chou, Yang-Fang // *Nano Lett.* 13,1920 (2013).
3. А.И. Хребтов, В.Г. Талалаев, Р. Werner, В.В. Данилов, Б.В. Новиков, И.В. Штрот, А.С. Панфутова, Г.Э. Цырлин // *ФТП*, Т.47, В. 10, С. 1356 (2013).
4. А.И. Хребтов, В.Г. Талалаев, Ю.Б. Самсоненко, Р. Werner, В.В. Руцкая, М.В. Артемьев, Г.Э. Цырлин // *ПЖТФ*, Т.40, В.13, С.36 (2014).
5. Förster, T. *ZwischenmolekulareEnergiewanderung und Fluoreszenz.* // *Ann. Phys.*, 437, 55 (1948).
6. K.F.Chou, A.M.Dennis // *Sensors*, 15, 13288 (2015).

# Перфорированные графеновые полупроводниковые наноструктуры: формирование, свойства, перспективы применений

Л.А. Чернозатонский, А.А. Артюх, В.А. Демин, Д.Г. Квашнин

Институт биохимической физики РАН, ул. Косыгина, 4, Москва, 119334  
chernol-43@mail.ru

В докладе рассматриваются последние достижения в области исследований полупроводниковых перфорированных графеновых наноструктур: эффекты воздействия высокоэнергетических ионов на графеновые и фтор-графеновые пленки с образованием «связанных» отверстиями соседних слоев. Проведен анализ упругих свойств сеток из бислойных графенов с «закрытыми» нано-отверстиями (БНГС). Показано, что предел прочности на разрыв рассмотренных наносеток выше прочности ГНС и сравним с прочностью биграфена и однослойных углеродных нанотрубок. Рассмотрено также возможное использование таких прочных наносеток в качестве наноконтейнера для хранения газов под давлением. Теоретически показано, что резонансными электронными и оптическими свойствами БНГС можно эффективно управлять приложением к ним механических нагрузок или внешнего поперечного электрического поля. Рассмотрены некоторые возможные применения рассмотренных графеновых наноструктур.

## Введение

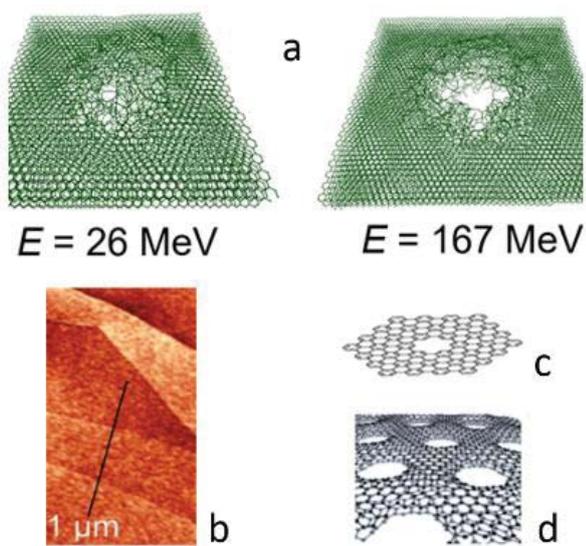
Квазидвумерные материалы (графен, гексагональный нитрид бора-h-BN, фосфор, силицен, дихалькогениды переходных металлов и др.) вместе с вандер-ваальсовыми гетероструктурами из нескольких таких слоев вызывают сегодня большой интерес не только особенностью свойств, но и перспективами их применения в электронике, оптоэлектронике и композитах. Такие гетероструктуры обладают замечательными свойствами, которые могут отсутствовать в отдельных составляющих слоях [1-3]. Среди них особое внимание привлекают структуры из перфорированных графеновых слоев (т.н. графеновые наносетки), в частности, из бислойных графенов, в которых из-за высокой химической активности граничных атомов отверстия «связывают» слои в единую непрерывную графеновую систему [4-7]. В докладе дается краткий обзор различных перфорированных графеновых структур и рассматриваются результаты наших последних исследований структур на основе биграфена.

## Эффекты воздействия высокоэнергетических ионов на графеновые пленки

ИБХФ РАН совместно с Институтом физики полупроводников СО РАН и Объединенным институтом ядерных исследований изучены морфоло-

гия и электронные свойства одно- и многослойных графеновых пленок, наноструктурированных под воздействием тяжелых высокоэнергетических (ВЭ) ионов. Обнаружено, что облучение приводит к образованию наноразмерных пор. Их размеры оказались слабо зависимыми от энергии ионов, тогда как плотность пор увеличивалась с увеличением дозы ионов. С увеличением энергии ионов (>70 МэВ) происходило существенное снижение концентрации структурных дефектов. При этом наблюдалось увеличение подвижности носителей заряда до  $1200 \text{ см}^2/\text{В}$ , что на порядок выше, чем в случае облучения низко энергетическими (НЭ) ионами, а также появление полупроводниковой проводимости.

С помощью современных методов квантово-химического моделирования были изучены и объяснены процессы, происходящие при облучении малослойных графеновых структур тяжелыми ионами (Рис.1). Существенное увеличение подвижности носителей заряда в таких наноструктурированных пленках было объяснено образованием сплошных многосвязанных слоев с «замкнутыми» отверстиями за счет межслойных ковалентных связей на краях (Рис. 1г). Этот механизм полностью объяснил необычное сильное уменьшение пиков комбинационного рассеяния при ВЭ облучении [8].

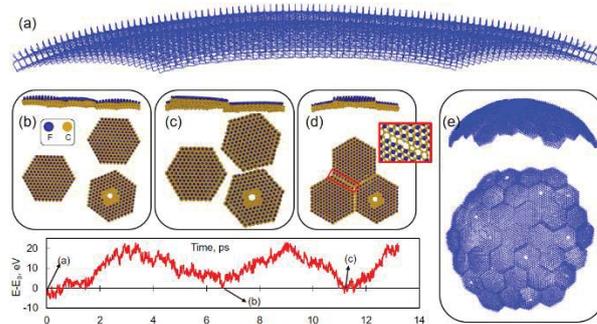


**Рис. 1.** Модели образования отверстий в пленке под действием иона разных энергий (а), АСМ-изображение графеновой пленки, облученной ионами (б), модели структур дефектного графена и биграфена с «замкнутыми» отверстиями после облучения графеновых чешуек НЭ (в) и ВЭ (г) ионами

### Формирование квантовых точек при наноструктурировании фторированных графеновых пленок

Ударный нагрев в результате ионной бомбардировки фторированных графеновых пленок на SiO<sub>2</sub> подложке приводит к существенному локальному изменению структурных и электрических свойств пленок и образованию термически расширенных хлопьев фторированного графена [9]. Была детально исследована зависимость электрических и структурных свойств от энергии ионов и дозы облучения. Обнаружено, что увеличение энергии ионов или дозы ионов приводит к образованию небольших (~ 1,5 - 3 нм) графеновых квантовых точек (ГКД). Предложены теоретические модели формирования фторированных кластеров с нанопорами. Результаты расчетов методами молекулярной динамики представлены на рис.2.

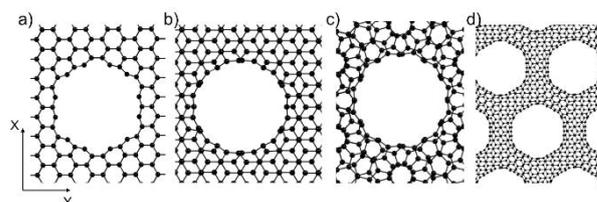
С помощью ab initio методов были изучены электронные свойства таких фторированных структур. Полученные результаты подтверждают возможность образования ГКД с шириной запрещенной зоны около 1 эВ. Полученные квантовые точки могут быть перспективны в электронике, биологии и медицине благодаря стабильным свойствам системы «графеновые квантовые точки в матрице фторографена».



**Рис. 2** (а) - C<sub>2</sub>F<sub>0,5</sub> чешуйка из диаметром 12,4 нм и кривизной 100 нм<sup>-1</sup>, (b,c,d) – «склеивание» трех чешуек при высокой температуре, внизу - зависимость полной энергии от времени, (е) - модель образования фторированной полусферы из связанных чешуек, часть из которых содержит отверстия, окруженные ГКД

### Упругие свойства сеток из бислойных графенов с «закрытыми» отверстиями

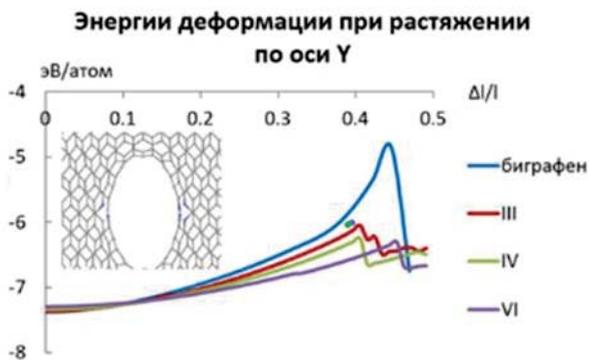
Рассмотрены упругие свойства наносеток на основе АА, АВ и с развернутыми слоями на 30° биграфена (БГНС) - Рис.3 [10].



**Рис. 3.** Атомные структуры элементарных ячеек сеток с различным типом упаковки биграфена в слоях: (а) – I(AA), (b) – II(AB), (с) –VI(30°) с нм отверстиями; (d) - наносетка V(AB) с 1.6 нм отверстиями, где видны Y-соединения УНТ(5,5)

Показано, что эти структуры обладают модулями Юнга, сравнимыми с модулями однослойных углеродных нанотрубок (УНТ), но меньшими, чем у биграфена, и большими, чем у монографеновых наносеток (ГНС). Они по мере увеличения размеров отверстий уменьшаются.

Предел прочности несколько уменьшается по мере уменьшения отверстия в сетке с одинаковой элементарной ячейкой при ее растяжении на разрыв (Рис.4), однако он остается достаточно близким к пределу прочности биграфена. Поскольку графен непроницаем для газов, рассмотренные структуры могут быть использованы в качестве наноконтейнеров для хранения водорода и других газов под давлением.

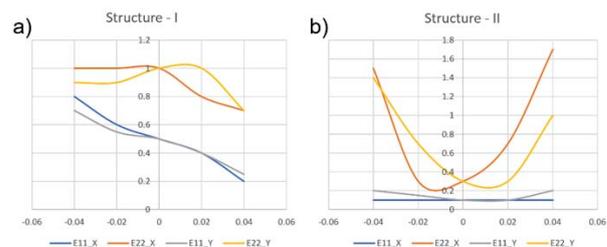


**Рис. 4.** Зависимость энергии  $E(\epsilon)$  деформации от растяжения по оси  $Y$  структур БГНС на основе АВ биграфена; синяя и зеленая точки относятся к энергии разрыва УНТ(4,4) и УНТ (6,6), соответственно. Пики на кривой  $E(\epsilon)$  соответствуют последовательным разрывам межатомных связей между атомами на краях отверстий (см. вставку)

### Управление электронными свойствами БГНС при их деформации и в поперечном электрическом поле

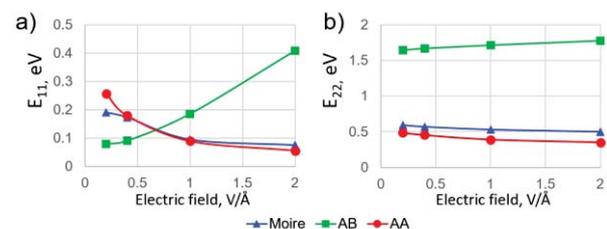
Известно, что при механических деформациях графеновых структур и приложения поперечного электрического поля их электронные свойства меняются. Поэтому нами были проведены исследования таких изменений электронных свойств биграфеновых наносеток (Рис. 3). Поскольку нас интересовало качественное изменение электронных свойств, мы выбрали простейший его вариант при растяжении и сжатии БГНС вдоль основных направлений. Также, как и в случае с графеном, при упругих деформациях (сжатие и растяжение) наблюдается значительное изменение симметрии атомной структуры за счет изменения длин С-С связей и углов между ними, в связи с чем изменяются и их электронные свойства. Из-за наличия в электронных спектрах резонансных пиков электронной плотности они оказываются чувствительны к деформациям (Рис.5), а также к величине приложенного поперечного электрического поля (Рис.6).

Анализ изменения «гребенки» пиков плотности электронных состояний (DOS) показывает, что БГНС материал может служить эффективным сканером резонансного поглощения света в довольно широких диапазонах длин волн (например, БГНС-I: 0.2-1 эВ и БГНС-II: 0.1-1.7 эВ – Рис.5) при сравнительно низких деформациях (от -4% до 4%), далеких от предела разрушения.



**Рис. 5.** Энергетические зависимости движения основных переходов между пиками в валентной и зоне проводимости, ближайшими к уровню Ферми  $E_{11}$  и  $E_{22}$  (в единицах эВ) от деформаций структур БГНС-I и БГНС-II

Аналогичное управление резонансными пиками плотности электронных состояний в БГНС можно осуществлять приложением к ним внешнего поперечного электрического поля в диапазоне от 0 до 2 В/Å (Рис.6)



**Рис. 6.** Энергетические зависимости движения основных переходов  $E_{11}$  и  $E_{22}$  при изменении величины приложенного к структурам БГНС-I, БГНС-II и БГНС-III поперечного электрического поля  $E$

Подобные прочные БГНС материалы могут быть использованы для разработок оптических и опто-механических устройств, что делает возможным их применение в механически и электрически управляемых лазерных затворах.

Показано, что в БГНС с различными укладками биграфена в диапазоне малых упругих деформаций вдоль направлений рядов «замкнутых» отверстий происходит существенное смещение пиков электронной плотности и изменение межпиковых расстояний. Подобный эффект обнаружен и при изменении приложенного к БГНС поперечного электрического поля. Существенная зависимость резонансных оптических переходов от деформации (или электрического поля) связана с изменением длин связей между атомами (или с перераспределением заряда) вблизи «замкнутых» отверстий в биграфене. Бислойные наносетки с различной укладкой и формой «замкнутых» отверстий могут служить поглотителями в разных оптических диапазонах, что открывает перспективу их использования в оптиче-

ских и фотовольтаических устройствах. Регулировка резонансным оптическим поглощением и резонансным поведением вольт-амперной характеристики в БГНС позволит создавать датчики изгиба и растяжения, а также устройства регулировки лазерным излучением.

Рассмотрены перспективы применения и других перфорированных графеновых наноструктур в элементах нано- и опто-электроникв (в частности, наноленты из БНС [11]), в которых используются особенности многосвязанной  $sp^2$  непрерывной графеновой системы с отверстиями с увеличением количества минизон в их электронных спектрах по сравнению с монослойными структурами.

Данные результаты получены при поддержке РФФИ (Грант 17-02-01095).

## Литература

1. V. Sangwan, M. Hersam // *An.Rev.Phys.Chem.*, V. 69, 299 (2018).
2. H. Zhang, H. Cheng, P. Ye // *Chem. Soc. Rev.*, V. 47, 6009 (2018).
3. Л. Чернозатонский, А. Артюх // *УФН* Т. 188, 3 (2018).
4. X. Wu, F. Mu, H. Zhao // *Proceedings of the Nature Research Society*, V 2, 02003 (2018).
5. Л. Чернозатонский, В. Демин, А. Артюх, Письма в ЖЭТФ Т. 99, 353(2014).
6. L. Chernozatonskii, V. Demin, Ph. Lambin, *Phys. Chem. Chem. Phys.* V. 18, 27432 (2016).
7. L. A. Chernozatonskii, V. A. Demin, S. Bellucci, *Sci.Rep.* 6, 38029 (2016).
8. N. Nebogatikova, et al., *Nanoscale* V. 10, 14499 (2018).
9. N. Nebogatikova, et al.// *Appl. Surf. Sci.* (submitted, 2019).
10. L. Chernozatonskii, A. Artyukh, D. Kvashnin // *Phys. Rev. B* (submitted, 2019).
11. L. Chernozatonskii, P. Vancsó, and D. G. Kvashnin. // *J. Phys. Chem. Lett.* (submitted, 2019).

# Низковольтные тиристорные структуры на основе GaAs/AlGaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии

А.Б. Чигинева<sup>1,\*</sup>, С.М. Некоркин<sup>1,§</sup>, Н.В. Байдусь<sup>1</sup>, И.В. Самарцев<sup>1</sup>, К.С. Жидяев<sup>1</sup>, Е.В. Демидов<sup>2</sup>, А.В. Крюков<sup>3</sup>, В.А. Токарев<sup>3</sup>, Д.И. Баклашов<sup>3</sup>

1 НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, просп. Гагарина, 23/3.

2 ИФМ РАН, 607680, Нижегородская обл., Афонино, ул. Академическая, 7.

3 ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, Нижегородская обл., г. Саров, просп. Мира, 37.

\*chigineva@nifti.unn.ru, §nekorkin@nifti.unn.ru

Экспериментально исследованы низковольтные оптоэпитаксиальные гетероструктуры, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии. Изготовлены чип-тиристоры с электрическим управлением с напряжением переключения  $\sim 18$  В. Продемонстрирована их устойчивая работа при подаче импульсов тока длительностью 200 нс, амплитудой – до 80 А.

Одной из актуальных задач микроэлектроники является создание мощных, быстродействующих и малогабаритных тиристорных структур (чип-тиристорных). Эта задача может быть решена путем разработки и исследования  $A^3B^5$  гетероструктур. К настоящему времени методом жидкофазной эпитаксии созданы экспериментальные образцы высоковольтных быстродействующих фотонно-инжекционных коммутаторов на системе материалов GaAs/AlGaAs [1, 2]. Настоящая работа посвящена разработке и исследованию низковольтных тиристорных структур с оптической передачей эмиттерного тока на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии. Прототипом являлась оптоэпитаксиальная структура, описанная в работе [1].

## Исследуемые образцы

Выращивание структур осуществлялось методом МОС-гидридной эпитаксии. На подложке  $n^+$ -GaAs последовательно были выращены: катодный слой  $n^+$ -GaAs, базовые слои  $p$ - и  $n$ -GaAs, а затем светодиодная часть гетероструктуры и контактный слой  $p^+$ -GaAs. Светодиодные слои одновременно являлись частью тиристорной структуры. Параметры эпитаксиальных слоев приведены в табл. 1.

Особенностью исследованных тиристорных структур было наличие в составе светодиодных слоев с квантовой ямой (КЯ) GaAsP/AlGaAs. Длина волны излучения КЯ выбиралась такой, чтобы максимум поглощения был в базовой области тиристорной структуры.

Таблица 1. Параметры эпитаксиальных слоев тиристорной структуры.

№	Слой	Концентрация, см <sup>-3</sup>	Толщина, мкм
1	подложка	$\sim 10^{18}$	450
2	$n^+$ -GaAs:Si	$\sim 10^{18}$	0,55
3	$p$ -GaAs:C	$5 \cdot 10^{16}$	2,15
4	$n$ -GaAs:Si	$\sim 10^{17}$	1,1
5	$n^+$ -GaAs:Si	$\sim 2 \cdot 10^{18}$	0,1
6	$n$ -AlGaAs:Si	$\sim 5 \cdot 10^{17}$	0,5
7	AlGaAs	нелегированный	0,015
8	КЯ GaAsP		100 Å
9	AlGaAs	нелегированный	0,015
10	$p$ -AlGaAs:C	$\sim 5 \cdot 10^{18}$	0,5
11	$p^+$ -GaAs:C	$\sim 10^{19}$	0,2

С помощью ряда технологических операций (фотолитографии, химического травления, напыления диэлектрика и др.) изготавливались образцы чип-тиристорных структур с кольцевой геометрией управляющего электрода. Омические контакты на основе золота формировались методом термического испарения в вакууме. Размер одного чипа  $5 \times 5$  мм<sup>2</sup>. Часть чипов монтировалась на теплоотводы для проведения исследований при больших токах.

## Результаты и обсуждение

На измеренном при 300 К спектре фотолуминесценции (ФЛ) выращенной гетероструктуры наблюдались пики, соответствующие GaAs, AlGaAs и КЯ GaAsP. Длина волны излучения КЯ в структуре светодиода составляла  $\sim 845$  нм. Интенсивное ИК-излучение светодиода наблюдалось и визуальное с помощью прибора ночного видения.

Вольт-амперные характеристики (ВАХ) чип-тиристоров измерялись в режиме источника тока  $I(U)$  и источника напряжения  $I(U)$ . ВАХ чип-тиристоров, измеренные в динисторном включении в режиме  $U(I)$ , имели характерный S-образный вид с напряжением переключения  $U_{\text{прк}} \sim 18$  В и остаточным напряжением  $U_{\text{ост}} = 1,3$  В (рис.1, кривая 1). Ток удержания для разных чипов составлял от 2 до 4 мА, ток переключения  $I_{\text{прк}} = 0,2$  мА. Следует отметить высокую стабильность ВАХ при повторных измерениях.

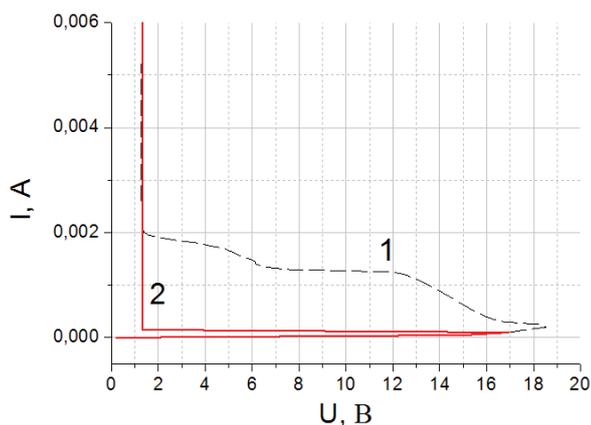


Рис. 1. Типичные ВАХ чип-тиристора в режиме источника тока: 1 – без управляющего сигнала; 2 – с управляющим сигналом, поданным при  $I < I_{\text{прк}}$  ( $I_{\text{упр}} = 14$  мА)

Рисунки 1 и 2 иллюстрируют работу чип-тиристора с управлением. Управляющий сигнал подавался при значениях основного тока  $I < I_{\text{прк}}$  (кривая 2 на рис.1) или при значениях основного напряжения  $U < U_{\text{прк}}$  (кривая 2 на рис.2). Минимальный ток управления составил 10 мА при напряжении на светодиоде  $U_{\text{упр}} = 3$  В.

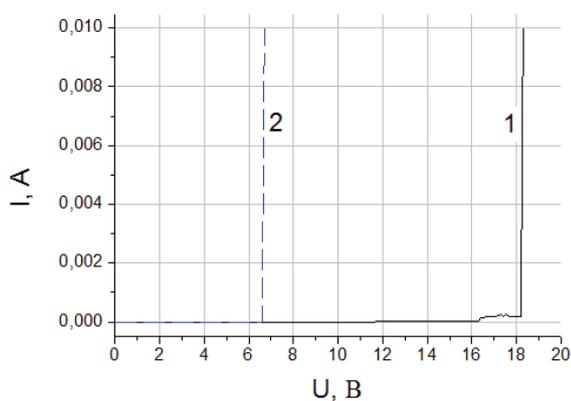


Рис. 2. Типичные ВАХ чип-тиристора в режиме источника напряжения: 1 – без управляющего сигнала; 2 – с управляющим сигналом, поданным при  $U < U_{\text{прк}}$  ( $I_{\text{упр}} = 14$  мА)

Были измерены ВАХ чип-тиристоров при подаче импульсов тока длительностью 200 нс, амплитудой  $I = (1 \div 80)$  А. Напряжение  $U$  измерялось между анодом и катодом динистора. Обнаружено, что при  $I > 25$  А происходит изменение характера проводимости тиристорной структуры: ее сопротивление уменьшается на порядок от 0,5 Ом до 0,05 Ом (рис.3). Это может быть связано с увеличением инжекции носителей заряда и разогревом кристаллической решетки структуры. Хотелось особо отметить, что после импульсных измерений ВАХ, вплоть до 80 А, деградации чип-тиристоров не происходило.

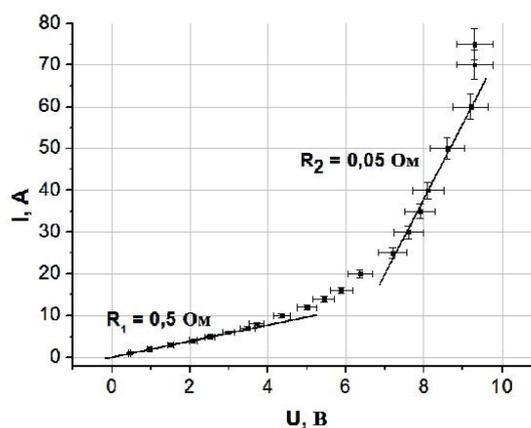


Рис. 3. Типичная ВАХ чип-тиристора, измеренная в импульсном режиме (длительность импульсов 200 нс)

Таким образом, в настоящей работе исследована конструкция низковольтной тиристорной структуры с оптической передачей эмиттерного тока, содержащая в своем составе светодиодные слои на основе КЯ GaAsP/AlGaAs. Изготовлены чип-тиристоры с электрическим управлением. Продемонстрирована их устойчивая работа при подаче тока управления  $I_{\text{упр}} \geq 10$  мА,  $U_{\text{упр}} = 3$  В. Измерены ВАХ чип-тиристоров при подаче импульсов тока (200 нс) амплитудой до 80 А.

## Литература

1. В.Г. Данильченко, В.И. Корольков, С.И. Пономарев и др. // ФТП, Т. 45, вып. 4, 524 (2011).
2. Ж.И. Алферов, В.М. Ефанов, Ю.М. Задиранов и др. // Письма ЖТФ, Т. 12, вып. 21, 1281 (1986).

# Проводимость и эффект Холла в 2DEG гетероструктур $AlGaN/AlN/GaN$ в области низких температур

Н.К. Чумаков<sup>1,\*</sup>, В.Г. Валеев<sup>1</sup>, Е.С. Гричук<sup>1</sup>, Ю.В. Грищенко<sup>1</sup>, И.С. Езубченко<sup>1</sup>, М.Л. Занавескин<sup>1</sup>, Л.Л. Лев<sup>1,2</sup>, И.О. Майборода<sup>1</sup>, В.Н. Строков<sup>2</sup>, И.А. Черных<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИЦ «Курчатовский институт», пл. Академика Курчатова, Москва, 1123182.

<sup>2</sup> Swiss Light Source, Paul Scherrer Institute, CH-5232 Villigen, Switzerland.

\*chumakov\_nk@nrcki.ru

Экспериментально исследованы проводимость и эффект Холла в 2DEG гетероструктур  $AlGaN/AlN/GaN$  в области низких температур. Изучена возможная роль магнитных степеней свободы в транспортных свойствах этих систем

Транзисторы с высокой подвижностью электронов (HEMT) двумерного электронного газа (2DEG) на основе вюрцитных  $AlGaN/GaN$  гетероструктур находятся в фокусе новейших прикладных исследований в интересах создания элементной базы мощной высокотемпературной и микроволновой электроники следующего поколения. Существенный прогресс фундаментальных и технологических разработок не дал, однако, полной картины явлений, характерных для нитридных систем. В числе важных результатов последнего времени, изменяющих сложившиеся представления, отметим возможную анизотропию эффективной массы электронов 2DEG гетероструктур  $AlGaN/AlN/GaN$ , обнаруженную методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, и анизотропию тока насыщения в них [1].

Анизотропия электронного спектра системы непосредственно не транслируется в анизотропию ее транспортных свойств – их симметрия диктуется группой симметрии самой системы [2]. Однако анизотропный квази-Холл-эффект – возникновение поперечной разности потенциалов в системе в отсутствие внешнего магнитного поля, обнаруженный нами в 2DEG нитридных HEMT [3], говорит о возможном понижении симметрии  $GaN$ -матрицы в области локализации 2DEG.

## Образцы

Для формирования нитридных гетероструктур на ориентированных сапфировых подложках были последовательно выращены: слой  $AlN$  толщиной 20 нм, высокотемпературный слой  $AlN$  толщиной 200

нм, градиентный переход от  $AlN$  к  $Al_{0.43}Ga_{0.57}N$  толщиной  $\sim 200$  нм, слой с постоянной мольной долей  $AlN$ , градиентный переход толщиной 140 нм с мольной долей  $AlN$  в  $AlGaN$  10%, слой  $GaN$  толщиной 500 нм и барьерный слой из  $AlN$  толщиной 2 нм и  $Al_{0.5}Ga_{0.5}N$  толщиной 1 нм. АСМ-исследование поверхности образцов (NT-MDT Ntegra) свидетельствует об их однородности со среднеквадратичной шероховатостью менее 1.9 нм. (см. Рис. 1).

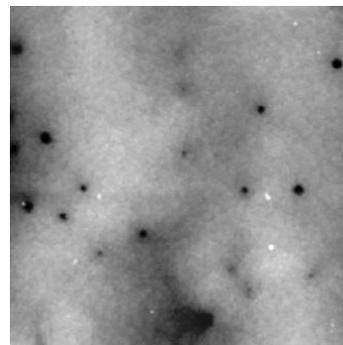


Рис. 1. 1x1 мкм<sup>2</sup> АСМ-изображение поверхности гетероструктуры с комбинированным (2 нм  $AlN$  и 1 нм  $AlGaN$ ) барьерным слоем и среднеквадратичной шероховатостью 0.4 нм

## Результаты и обсуждение

Гальваномагнитные измерения образцов стандартной геометрии холловского креста и в геометрии Ван дер Пау были проведены в магнитных полях до 4Т в широком диапазоне температур 4-300 К. Концентрация носителей практически не меняется с понижением температуры, что подтверждает высокое качество исследуемых структур. Четырехзондовые измерения сопротивлений проводились в

стандартной геометрии Ван-дер-Пау; наибольшая разница величин сопротивлений  $R_{1234}=R_{4312}$  и  $R_{2314}=R_{1423}$  была обнаружена при условии, что линия тока 1-2 коллинеарна одной из главных кристаллографических осей решетки в плоскости 2DEG (Рис.2). Однако анизотропия не наблюдается если ГК или ГМ параллельны направлению 1-3. Четырехзондовые измерения сопротивлений проводились в стандартной геометрии Ван-дер-Пау;

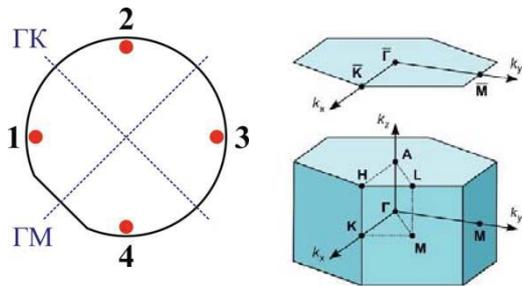


Рис. 2. Схема эксперимента

Для выяснения механизма явления мы создали численную модель распределения потенциала в системе. Хорошее, в пределах 10%, согласие с экспериментом получено в предположении однородной, но анизотропной проводимости 2DEG (см. Табл. 1).

Таблица 1. Теоретические (экспериментальные) значения сопротивлений, подгонка методом наименьших квадратов.

$R_{1234}$	-156.02 (-158.76)	$R_{1234}$	-144.97 (-143.45)
$R_{2341}$	-148.08 (-150.03)	$R_{2341}$	-159.32 (-157.76)
$R_{3412}$	-156.01 (-155.93)	$R_{3412}$	-144.97 (-143.70)
$R_{4123}$	-148.10 (-148.90)	$R_{4123}$	-159.31 (-158.25)
$R_{1324}$	-7.94 (-7.39)	$R_{1324}$	14.33 (14.17)
$R_{2431}$	7.94 (7.43)	$R_{2431}$	-14.37 (-14.22)

Внешний вид типичного образца и характерное распределение потенциала в нем показано на Рис.3.

Чтобы исключить другой возможный механизм явления – частичное протекание тока вне 2DEG – и избавиться от маскирующего влияния тепловых эффектов, нами предприняты систематические низкотемпературные исследования проводимости и эффекта Холла в системе.

Как известно, мелкомасштабная магнитная структура системы может оказывать существенное влияние на ее транспортные свойства, [4]. Однако магнитные степени свободы нитридных гетероструктур крайне мало изучены к настоящему моменту, [5]. Поэтому мы предприняли попытку оценить их

влияние на низкотемпературный перенос заряда в 2DEG гетероструктур  $AlGaN/AlN/GaN$ , исследовав зависимость его магнетотранспортных характеристик от ориентации внешнего магнитного поля. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-07-01090.

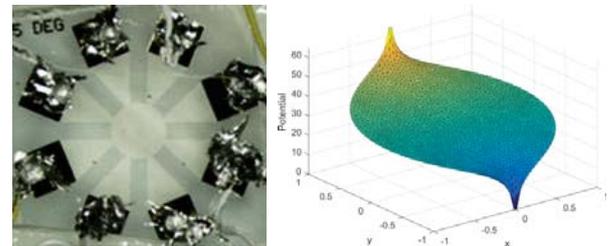


Рис. 3. Фотография образца и распределение потенциала в 2DEG, метод конечных элементов для однородной анизотропной проводимости

## Литература

1. L. L. Lev, I. O. Maiboroda, M. A. Husanu, E. S. Grichuk, N. K. Chumakov, I. S. Ezubchenko, X. Wang, T. Schmitt, M. L. Zanaveskin, V. G. Valeyev, V. N. Stocov. k-space imaging of anisotropic two-dimensional electron gas in GaN-based HEMT heterostructures. Nature Communications 9, Article number 2653 (2018).
2. R. C. Powell Symmetry, Group Theory, and the Physical Properties of Crystals. Springer 2010. 230 pp.
3. N. K. Chumakov, I. O. Mayboroda, E. S. Grichuk, L. L. Lev, V. G. Valeyev, M. L. Zanaveskin, V. N. Srtokov. Quasi-hall effect and anisotropic conductivity of 2DEG in AlGaN/AlN/GaN heterostructures. Moscow International Symposium on Magnetism, 1–5 July 2017, Moscow, Book of Abstracts, p. 138.
4. S. Caprara, N. K. Chumakov, S. Gudenko, and V. Tugushev. Evidence for short-range ferromagnetic order in amorphous  $(Gd,Y)_xSi_{1-x}$  alloys. Phys. Rev B, V. 74, 104204 (2006).
5. Xingguo Gao, Baoyuan Man, Chao Zhang, Jiancai Leng, Yulong Xu, Qiang Wang, Meina Zhang, Yan Meng. The important role of Ga vacancies in the ferromagnetic GaN thin films. Journal of Alloys and Compounds, V. 699, 596 (2017).

# Использование Ge(Si) островков для увеличения эффективности солнечных элементов на основе тонкого кристаллического кремния

М.В. Шалеев<sup>1,\*</sup>, А.В. Новиков<sup>1</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>, Н.А. Байдакова<sup>1</sup>, Е.Е. Морозова<sup>1</sup>,  
Y. Ota<sup>2</sup>, V.H. Nguyen<sup>2</sup>, K. Gotoh<sup>2</sup>, Y. Kurokawa<sup>2</sup>, N. Usami<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105.

<sup>2</sup> Nagoya University, Furocho, Chikusa-ku, 464-8603 Nagoya, Japan.

\*shaleev@ipmras.ru

В работе исследована возможность использования Ge(Si) самоформирующихся островков для повышения эффективности солнечных элементов на основе кристаллического кремния. Показано, что благодаря малой (<1 мкм) толщине удаляемого Si метод текстурирования поверхности кремния с использованием Ge(Si) островков может быть использован для увеличения эффективности солнечных элементов на основе тонкого (100 мкм) кристаллического кремния.

## Введение

Одним из направлений развития современной солнечной энергетики являются уменьшение стоимости солнечных элементов (СЭ) на основе кремния при сохранении их высокой эффективности. Уменьшение стоимости кремниевых СЭ может быть достигнуто за счет уменьшения толщины используемых Si пластин до толщин 100 мкм и менее. Помимо очевидного преимущества в виде уменьшения расхода материала, использование тонких пластин дает возможность создавать гибкие СЭ, что выгодно влияет как на конечный СЭ, так и на возможности перехода к рулонным технологиям на этапе создания. Обязательным условием при переходе к формированию СЭ на тонких пластинах Si является уменьшение количества удаляемого Si при текстурировании его поверхности для уменьшения отражения и увеличения поглощения излучения (формирование так называемого «black-Si»). С данной задачей классический метод анизотропного травления Si в KOH не справляется, так как при этом толщина удаляемого кремния составляет 5-10 мкм.

В данной работе представлены результаты исследований возможности использования Ge(Si) самоформирующихся островков для увеличения эффективности СЭ на основе тонкого кристаллического Si за счет текстурирования их поверхности.

## Методика эксперимента

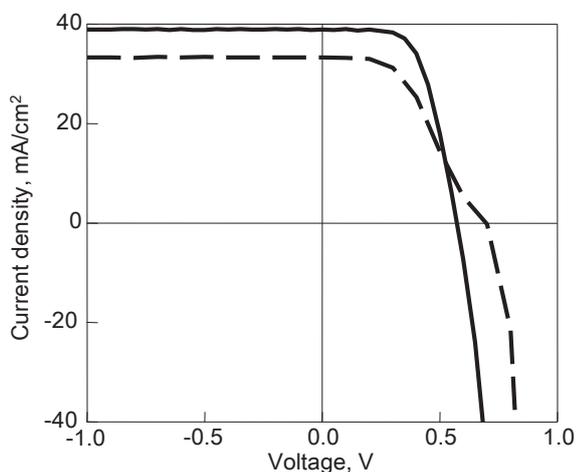
Исходные структуры были сформированы методом газофазной или молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках Si(001) и состояли из Si буферного слоя и Ge(Si) саморформирующихся островков. Островки субмикронного масштаба были сформированы путем осаждения Ge эквивалентной толщиной 60–150 монослоев при высоких (600–800°C) температурах роста. Для формирования рельефа образцы подвергались влажному химическому травлению в растворах KOH с изопропиловым спиртом и HF:H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:CH<sub>3</sub>COOH. При этом Ge(Si) островки служат маской при селективном, анизотропном травлении Si. В результате на кремнии формируется текстурированная поверхность в виде пирамид с гранями типа (111). Полученная в результате этого структура представляла собой black-Si. Подробно результаты по оптимизации параметров black-Si, полученного таким образом, представлены в [1]. В настоящей работе на основе данных структур с black-Si были созданы и исследованы HJT (Heterojunction with Intrinsic Thin layer) СЭ. Осаждение аморфного Si при создании HJT осуществлялось на установке плазмохимического осаждения из газовой фазы ULVAC CME-200J.

## Результаты

Для всех сформированных СЭ были получены зависимости их основных параметров (напряжения

холостого хода и тока короткого замыкания) от условий роста исходной структуры с Ge(Si) островками (температуры формирования структуры, толщины Si буферного слоя), что позволило оптимизировать условия формирования СЭ.

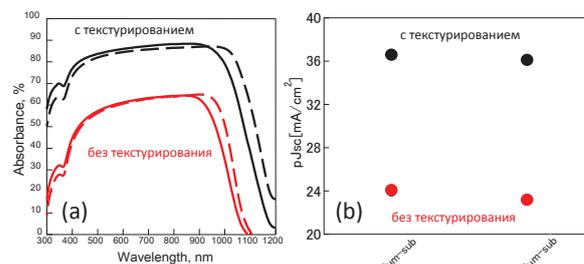
На рисунке 1 представлены I-V зависимости для НИТ СЭ, сформированных на исходной Si подложке (тестовый СЭ) и на структуре с поверхностью, текстурированной описанным в [1] методом. Соответствующие значения параметров фактора заполнения и КПД СЭ для данных структур составили: 0,44 и 10% для тестового СЭ и 0,61 и 13,5% для СЭ с текстурированной поверхностью. Таким образом, продемонстрирована возможность эффективного применения Ge(Si) островков для увеличения эффективности СЭ на основе Si за счет текстурирования их поверхности.



**Рис. 1.** I-V зависимости для НИТ СЭ, сформированных на исходной подложке Si (штриховая линия) и на текстурированной структуре, полученной с использованием Ge(Si) островков (сплошная линия)

Преимуществом предлагаемого метода текстурирования поверхности СЭ является малая (< 1 мкм) толщина удаляемого при этом Si, которая значительно меньше толщины в 5-10 мкм, удаляемой при стандартно используемой в настоящее время процедуры текстурирования поверхности Si за счет его травления в КОН. Это позволяет использовать раз-

витый метод текстурирования пластин тонкого кристаллического Si.



**Рис. 2.** (а) Зависимости поглощения в структурах с текстурированной и не текстурированной поверхностью от длины волны излучения для образцов, сформированных на подложках Si(001) толщиной 100 (сплошная линия) и 200 мкм (штриховая линия). (б) Соответствующие значения рассчитанной плотности тока короткого замыкания для данных структур

На рисунке 2а представлены зависимости коэффициента поглощения в тестовых образцах (без текстурирования) и в текстурированных от длины волны излучения, а на рисунке 2б – соответствующие им вычисленные значения плотности тока короткого замыкания. Из приведенных зависимостей видно, что при переходе к формированию СЭ на тонких, толщиной 100 мкм, подложках Si не происходит существенного изменения в данных параметрах. Таким образом, предлагаемый метод использования Ge(Si) самоформирующихся островков для увеличения эффективности СЭ может быть использован и для СЭ на основе тонкого кристаллического Si.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-52-50008\_ЯФ\_а) и Japan Society of Promotion Science (JSPS).

## Литература

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

# Двумерные плазмоны в гетеропереходе GaN/AlGaN

В.А. Шалыгин<sup>1,\*</sup>, М.Я. Винниченко<sup>1</sup>, М.Д. Молдавская<sup>1</sup>, В.Ю. Паневин<sup>1</sup>, Л.Е. Воробьев<sup>1</sup>,  
Д.А. Фирсов<sup>1</sup>, V.V. Korotuyev<sup>2</sup>, А.В. Сахаров<sup>3</sup>, Е.Е. Заварин<sup>3</sup>, Д.С. Артеев<sup>3</sup>,  
Д.А. Закгейм<sup>3</sup>, В.В. Лундин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

<sup>2</sup> Department of Theoretical Physics, Institute of Semiconductor Physics NASU, Kyiv, 03028, Ukraine

<sup>3</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

\* shalygin@rphf.spbstu.ru

Проведено теоретическое моделирование оптических свойств гетероперехода GaN/AlGaN, выращенного на сапфире, с металлической дифракционной решеткой на поверхности. Изготовлены структуры, оптимизированные для наблюдения 2D плазмонных резонансов в диапазоне 2–7 ТГц. Экспериментально исследованы ВАХ этих структур и найдена полевая зависимость температуры горячих 2D электронов. Исследованы равновесные спектры оптического пропускания. Показано, что основная мода 2D плазмонного резонанса испытывает высокочастотный сдвиг при уменьшении периода решетки. Исследована ТГц электролюминесценция в полосе чувствительности детектора Ge:Ga в полях до 2000 В/см. Измерения показали, что за счет неравновесных 2D плазмонов интегральная интенсивность ТГц излучения увеличивается в 2–3 раза по сравнению с образцами без решетки, где эмиссия обусловлена только горячими 2D электронами.

## Введение

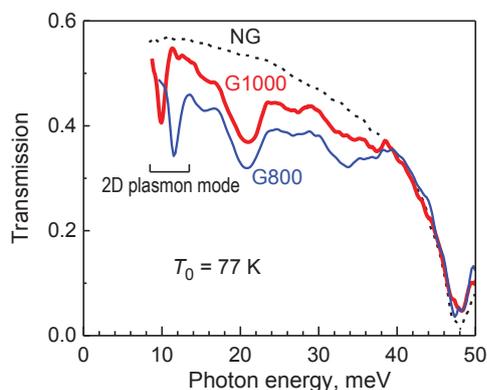
В настоящее время ведутся исследования, нацеленные на создание эффективных и компактных источников терагерцового (ТГц) излучения. Одно из перспективных направлений основано на разогреве электронов в сильных электрических полях. В частности, проводились исследования эмиссии ТГц излучения при разогреве двумерного (2D) электронного газа в гетероструктурах GaN/AlGaN [1]. Предпринимались также попытки создания узкополосных источников ТГц излучения, принцип действия которых базируется на возбуждении 2D плазмонов. Подобные эксперименты проводились с неравновесными 2D плазмонами в гетеропереходе GaAs/AlGaAs [2, 3]. В этом случае спектр эмиссии имеет вид узких резонансных пиков, соответствующих плазмонам разных порядков. Было показано, что интенсивность ТГц излучения в области плазмонного пика на порядок может превышать интенсивность излучения горячих 2D электронов, имеющих ту же температуру, что и горячие 2D плазмоны [2]. В данной работе исследуются гетероструктуры GaN/AlGaN, которые обладают более высокой электрической прочностью и температурной стабильностью по сравнению с гетероструктурами GaAs/AlGaAs. Благодаря этому может быть достигнута более высокая степень неравновесности 2D плазмонов, а значит и более высокая интенсивность ТГц излучения.

## Результаты и их обсуждение

Проведено теоретическое моделирование спектров пропускания, отражения и поглощения в ТГц диапазоне для структур с GaN/AlGaN на сапфировой подложке, имеющих металлическую дифракционную решетку на поверхности. С точки зрения исследования 2D плазмонов интерес представляют спектры для излучения, линейно поляризованного перпендикулярно металлическим полоскам решетки ("активная поляризация"). Главная особенность – это провалы в спектре пропускания и пики в спектре поглощательной (излучательной) способности при частотах, соответствующих модам 2D-плазмонного резонанса. В расчетах варьировались концентрация 2D электронов  $n_s$ , расстояние от канала с двумерным электронным газом до поверхности структуры  $d$ , период решетки  $a$  и ширина металлических полосок  $w$ . Дизайн структур оптимизировался с целью обеспечить максимальную амплитуду основной моды 2D плазмонов при условии её попадания в полосу чувствительности детектора Ge:Ga (9.3–30.4 мэВ).

Были выращены оптимизированные структуры, имеющие следующие слои: GaN (2.8 мкм), AlN (<1 нм), Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N (34.5 нм,  $x = 0.248$ ), GaN (4 нм) и Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub> (2.5 нм). Согласно холловским измерениям, 2D-электроны в этой структуре имели следующие параметры:  $n_s = 1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , подвижность

$\mu_0 = 7200 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  (при температуре  $T_0 = 77 \text{ К}$ ). На поверхности структур был сформирован ряд образцов с электрическими контактами. В межконтактной области были изготовлены металлические решетки (Ni/Au) с фактором заполнения 1:2. Эксперименты проводились на образцах с различными периодами решетки ( $a = 800 \text{ нм}$  и  $1000 \text{ нм}$ ), а также на реперных образцах без решетки.

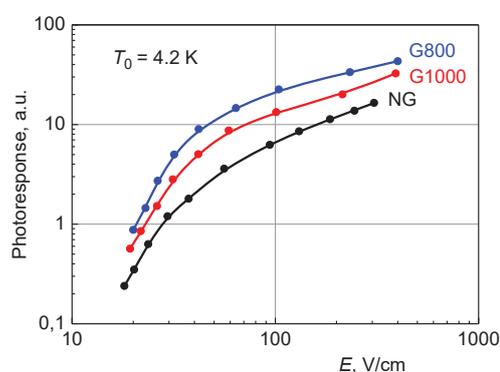


**Рис. 1.** Спектры пропускания образцов (разрешение 0.5 мэВ). Пропускание для образцов с решеткой G800 ( $a = 800 \text{ нм}$ ) и G1000 ( $a = 1000 \text{ нм}$ ) измерено для активной поляризации, а для реперного образца без решетки (NG) – для неполяризованного излучения

Равновесный спектр пропускания реперного образца не имеет резонансных особенностей (рис. 1). Напротив, образцы с металлической решеткой на поверхности демонстрируют по два узких провала. При уменьшении периода решетки от 1000 нм до 800 нм низкочастотный провал смещается по частоте вверх (от 10 до 12 мэВ, что соответствует расчетным положениям основной моды 2D плазмонов). Как показали экспериментальные исследования, с ростом температуры образца амплитуда этого провала уменьшается, а ширина – увеличивается, что объясняется падением подвижности 2D электронов. Поэтому мы связываем низкочастотный провал с 2D плазмонами. Высокочастотный провал на спектрах (в районе 21 мэВ) демонстрирует иные закономерности, он не связан с 2D плазмонами. Его добротность значительно ниже и не зависит от  $T_0$ , а спектральное положение не зависит от  $a$ .

Согласно анализу ВАХ, у образцов с решеткой полевая зависимость температуры горячих электронов  $T_c$  такая же, как и в образцах без решетки. При  $T_0 = 4.2 \text{ К}$  в поле  $E = 2500 \text{ В/см}$   $T_c = 370 \text{ К}$ . Исследована эмиссия ТГц излучения в условиях разогрева 2D электронов, измерена интегральная интенсивность излучения в полосе чувствительности детектора Ge:Ga. Известно, что ТГц электролюми-

несценция в гетероструктурах GaN/AlGaIn без металлической решетки обусловлена тепловым излучением горячих электронов и является неполяризованной. Этот механизм эмиссии ТГц излучения реализуется в реперном образце. При увеличении  $E$  от 20 до 400 В/см температура  $T_c$  возрастает от 70 К до 216 К, что сопровождается увеличением интегральной интенсивности излучения на два порядка (рис. 2). Если бы в образцах с решеткой работал только этот механизм эмиссии ТГц излучения, то для заданного значения поля они давали бы вдвое меньшую интенсивность ТГц излучения, поскольку металлическая решетка пропускает волны только с одной линейной поляризацией (активной). Однако



**Рис. 2.** Полевая зависимость интегральной интенсивности ТГц излучения из различных образцов в полосе чувствительности детектора Ge:Ga. Обозначения как на рис. 1

эксперимент показал, что наличие металлической решетки не приводит к уменьшению интенсивности ТГц излучения, а наоборот, значительно увеличивает ее (рис. 2). Это объясняется дополнительным вкладом за счет неравновесных 2D плазмонов, генерируемых в процессе разогрева электронов. Этот вклад имеет активную поляризацию и является резонансным, причем спектральное положение основной моды 2D плазмонов для используемых решеток близко к максимуму чувствительности детектора (для образца G800 совпадает с точкой максимума).

Авторы благодарят S. Suihkonen и С. Kauppinen за выполнение постростовых операций на образцах. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты №№ 18-02-00848, 18-32-00260).

## Литература

1. V.A. Shalygin, *et al.* // *J. Appl. Phys.*, V. 109, 073108 (2011).
2. N. Okisu, Y. Sambe and T. Kobayashi // *Appl. Phys. Lett.*, V. 48, 776 (1986).
3. K. Hirakawa, *et al.* // *Appl. Phys. Lett.*, V. 67, 2326 (1995).

# Высокотемпературный отжиг узкозонных гетероструктур: влияние равновесной концентрации носителей заряда

Т.С. Шамирзаев<sup>1,2\*</sup>, Д.С. Абрамкин<sup>1,2</sup>

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

\*tim@isp.nsc.ru

Рассмотрено влияние пространственного распределения равновесной концентрации носителей заряда на вероятность образования вакансий в нелегированных гетероструктурах с квантовыми ямами. Изменение концентрации вакансий в окрестности КЯ обусловлено зависимостью вероятности образования вакансии от локальной концентрации электронов. Показано, что при фиксированной температуре отжига коэффициент диффузии In в GaAs в структурах с КЯ (In,Ga)As/GaAs зависит не только от координаты, но и от времени.

## Введение

Высокотемпературный отжиг широко используется для модификации энергетического спектра и комбинационных параметров гетероструктур. В гетероструктурах III-V изменения, происходящие при отжиге, обусловлены диффузией материалов по вакансионному механизму. Поэтому, ключевую роль в процессах полеростового отжига играют вероятность генерации и коэффициент диффузии ( $D_{Vac}$ ) вакансий. Поскольку вакансии в полупроводниках электрически заряжены, возникает зависимость энергии образования вакансии от локальной концентрации носителей заряда. Влияние термически генерируемых равновесных носителей заряда на образование и диффузию вакансии хорошо изучено в объемных кристаллах [1]. В гетероструктурах, содержащих слои с разной шириной запрещенной зоны, темп генерации равновесных носителей заряда пространственно неоднороден. Перераспределение этих носителей между слоями структуры изменяет пространственное распределение скоростей генерации и диффузии вакансий.

В работе впервые показано влияние пространственно неоднородного распределения равновесных электронов и дырок на вероятность генерации вакансий и коэффициент их диффузии в нелегированных квантовых ямах (КЯ) InAs/GaAs при высокотемпературном отжиге. Обнаружено, что ускорение или замедление скорости генерации вакансий в области КЯ может происходить при высокотемпературном отжиге в результате, соответственно,

увеличения или уменьшения концентрации термически генерируемых электронов во время отжига при фиксированной температуре из-за изменения ширины запрещенной зоны КЯ при перемешивании материалов.

## Методика расчетов

«Размывание» КЯ при высокотемпературном отжиге описывается уравнением диффузии:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left( D \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (1),$$

где  $D$  коэффициент диффузии, а  $C$  концентрация атомов, из которых состоит КЯ в матрице. При типичном рассмотрении диффузии предполагается, что  $D$  определяется температурой и не зависит от координаты и времени, в то время как пространственное распределение  $C$  при фиксированной температуре изменяется в течение отжига. При вакансионном механизме диффузии  $D$  можно выразить через коэффициент диффузии вакансий следующим образом:  $D = D_{Vac} N_{Vac} / N$ , где  $N_{Vac}$  концентрация вакансий,  $N$  плотность атомов в соответствующей подрешетке, а пространственное распределение вакансий определяется решением уравнения:

$$\frac{\partial N_{Vac}}{\partial t} = G + \frac{\partial}{\partial z} \left( D_{Vac} \frac{\partial N_{Vac}}{\partial z} \right) - R \quad (2),$$

здесь  $G$  и  $R$  темпы генерации и рекомбинации вакансий (пар Френкеля), соответственно. Таким образом, для описания «размывания» КЯ в процессе диффузии при высокотемпературном отжиге надо

рассматривать систему уравнений, описывающих динамику пространственного распределения концентрации вакансий и атомов, из которых состоит КЯ:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C(z,t)}{\partial t} &= \frac{1}{N} \frac{\partial}{\partial z} (D_{vac}(z,t) N_{vac}(z,t) \frac{\partial C(z,t)}{\partial z}) \\ \frac{\partial N_{vac}(z,t)}{\partial t} &= G(z,t) + \frac{\partial}{\partial z} (D_{vac}(z,t) \frac{\partial N_{vac}(z,t)}{\partial z}) - R(z,t) \quad (3) \end{aligned}$$

Вакансия Ga в GaAs, рассматриваемая в данной работе, отрицательно заряженный дефект, поэтому вероятность ее генерации и рекомбинации зависит от пространственного распределения носителей заряда в гетероструктуре. В объемном не легированном полупроводнике концентрация свободных носителей заряда одинакова в любой точке пространства и определяется положением уровня Ферми, которое в свою очередь зависит от отношения эффективных масс электронов и дырок и соотношения плотностей состояний в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно. Однако в гетероструктурах в окрестности КЯ ситуация изменяется. Положение уровня Ферми в КЯ определяется уже не столько эффективными массами электронов и дырок, сколько разрывами зон на гетерогранице КЯ/матрица. Это приводит к тому, что при сохранении электронейтральности в целом по гетероструктуре концентрации равновесных электронов и дырок в окрестности КЯ становятся неравны друг другу. Пространственно неоднородное распределение концентрации электронов в окрестности КЯ приводит к тому, что концентрация генерирующихся вакансий, а вместе с ней коэффициент диффузии атомов, из которого состоит КЯ, начинают зависеть от пространственной координаты.

### Результаты и выводы

Рассмотрим зонные диаграммы  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  КЯ при температуре отжига 1000 К, приведенные на рис.1. Изгиб зон определяется неоднородным распределением электронов и дырок в окрестности КЯ. Динамика пространственного распределения концентрации вакансий галлия, рассчитанная для КЯ InAs/GaAs при  $T=1000$  К показана на рис.2(a). Видно, очень сильное неоднородное распределение концентрации вакансий, которое обеспечивает зависимость коэффициента диффузии индия ( $D_{In}$ ) от координаты в окрестности КЯ показанное на

рис.2(b). В процессе диффузия индия при фиксированной температуре отжига пространственное распределение концентрации равновесных электронов и дырок изменяется, что отражается на изменениях изгибов зон на рис.1.

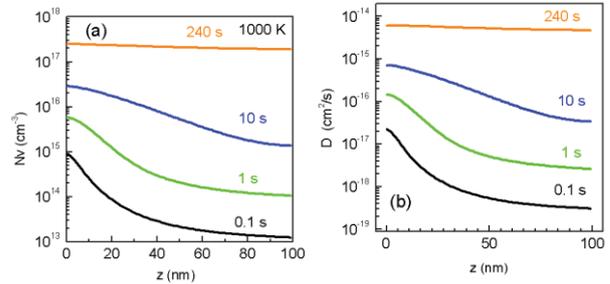


Рис. 1. Зонные диаграммы КЯ  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  с различным содержанием In при температуре отжига 1000 К

Таким образом, изменение распределения электронной плотности в окрестности КЯ приводит к изменению пространственного распределения величины  $D_{In}$  см. рис.2(b). Следовательно, при рассмотрении высокотемпературного отжига  $In_xGa_{1-x}As/GaAs$  КЯ необходимо учитывать как пространственное распределение  $D_{In}$ , так и временную динамику этого распределения при фиксированной температуре. Работа выполнена при поддержке РФФИ проекты № 19-02-00098 и 19-52-12001.

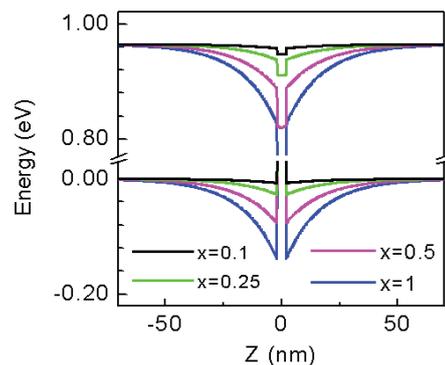


Рис. 2. Динамика пространственного распределения (a) концентрации вакансий и (b) коэффициента диффузии индия в структуре с КЯ InAs/GaAs при температуре отжига 1000 К

### Литература

1. Винецкий В.Л., Холодарь Г.А. Статистическое взаимодействие электронов и дефектов в полупроводниках. Киев: Наукова думка, 1969.

# Активные среды на основе кремния, легированного двойными донорами

В.Н. Шастин<sup>1</sup>, Р.Х. Жукавин<sup>1,\*</sup>, К.А. Ковалевский<sup>1</sup>, В.В. Цыпленков<sup>1</sup>, В.В. Румянцев<sup>1</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>, С.Г. Павлов<sup>2</sup>, В.Б. Шуман<sup>3</sup>, Л.М. Порцель<sup>3</sup>, А.Н. Лодыгин<sup>3</sup>, Ю.А. Астров<sup>3</sup>, Н.В. Абросимов<sup>4</sup>, J.M. Klorf<sup>5</sup>, H.-W. Hübers<sup>2,6</sup>

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

2 Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая, д. 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия.

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

4 Leibniz-Institut für Kristallzüchtung (IKZ) Max-Born-Str. 2, 12489 Berlin, Germany.

5 Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstrasse 400, 01328 Dresden, Germany.

6 Department of Physics, Humboldt-Universität zu Berlin Newtonstr. 15, 12489 Berlin, Germany.

\*zhur@ipmras.ru

В работе представлены результаты экспериментальных исследований по обнаружению отщепленных состояний  $1s$  нейтрального магния в кремнии, а также результаты по измерению скоростей релаксации методом *pump-probe* при возбуждении некоторых локализованных уровней. Положение парасостояний  $1s(E)$ ,  $1s(T_2)$ , а также  $2s(A_1)$ , определяет возможность получения инвертированных распределений и конкретный механизм ВКР света. Энергия парасостояния  $1s(T_2)$  определялась по положению резонансов Фано в спектре фотопроводимости Si:Mg при  $T=4$  К, а энергии ортосостояний  $1s(T_2)$ ,  $1s(E)$  – из спектров пропускания при повышенных температурах. На основе полученных данных о положении уровней сделаны оценки времен релаксации и проведен анализ механизмов стимулированного излучения.

## Введение

Результаты по стимулированному излучению в терагерцовом диапазоне частот при оптическом возбуждении доноров пятой группы в кремнии [1], дают надежду на расширение диапазона излучения путем использования доноров, где переходы типа  $2p \rightarrow 1s$  заметно отличаются. Одними из кандидатов на роль активных центров являются гелиоподобные центры в кремнии, так как в них отщепленные состояния  $1s$  имеют энергию связи несколько большую, нежели в донорах пятой группы [2]. Литературные данные относительно энергий парасостояния  $1s(E)$  в магнии указывали на величину порядка 52 мэВ [3], что позволяло рассчитывать на создание инвертированных распределений. Данная работа ставила своей целью проверку данных о положении отщепленных состояний, а также измерение релаксационных времен локализованных состояний.

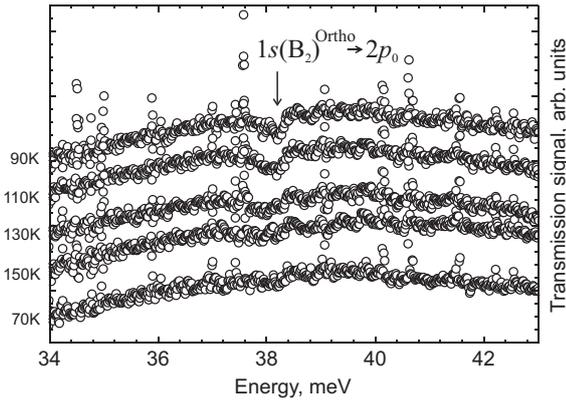
## Эксперимент

Образцы кремния, легированного магнием, полученные методом диффузии [4], были ориентированы вдоль кристаллографических осей типа  $\{001\}$  и отполированы. Для измерения фотопроводимости наносились контакты Ti/Au. Образцы Si:Mg характеризовались путем измерения примесного погло-

щения при низких температурах (около 5 К) с использованием Фурье-спектрометра (Bruker Vertex 80v) со спектральным разрешением  $0.1 \text{ см}^{-1}$ , что дало для различных образцов концентрации в диапазоне  $N_D \sim 1-3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$  и были определены концентрации других примесей и соответствующих комплексов магния. Кроме того, данная модель спектрометра использовалась при измерении спектров пропускания и фотопроводимости. Измерение времен релаксации в Si:Mg проводилось на базе ЛСЭ FELBE с использованием установки *pump-probe*. Для исследования образцов в условиях одноосного давления применялись специальные модули, которые помещались в соответствующие оптические криостаты.

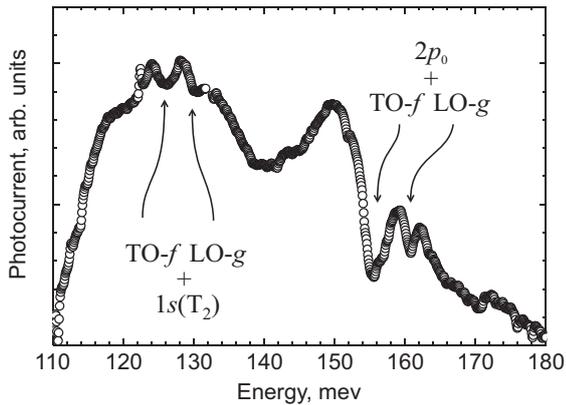
## Результаты

На Рис. 1 представлены спектры пропускания для кремния, легированного донорами магния при различных температурах при приложении одноосного давления (более 2 кбар) вдоль  $[001]$  к образцу. Проведено сравнение данных спектров со спектрами образца без деформации. Так как положение данной линии не изменилось (порядка 38 мэВ), то данная линия связана с переходом из состояния  $1s(B_2)$  в состояние  $2p_0$  (наблюдается также линия вблизи 43.5 мэВ, что соответствует переходу  $1s(B_2) \rightarrow 2p_{\pm}$ ).



**Рис. 1.** Спектры пропускания нейтрального Mg в кремнии при различных температурах и одноосной деформации вдоль направления [001]

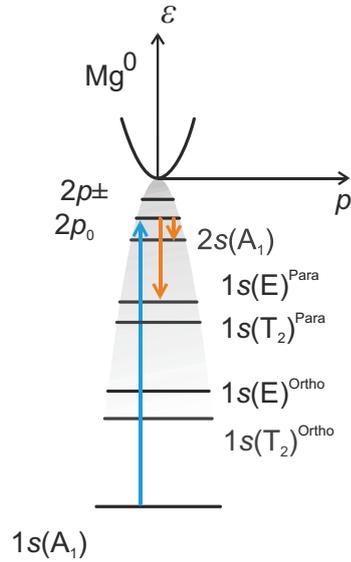
Вообще говоря, стоит ожидать существования двух лестниц переходов, связанных как с пара-, так и ортосостояниями гелиоподобного донора. Ввиду того, что ортосостояния вырождены по спину трехкратно, следует отнести полученное положение состояния  $1s(B_2)/1s(T_2)$  к спиновому триплету.



**Рис. 2.** Спектр фотопроводимости Si:Mg при температуре жидкого гелия. Показаны резонансы Фано для состояний  $2p_0$  и  $1s(T_2)$ . Энергия  $1s(T_2)$  составляет  $41 \pm 1$  мэВ

Напротив, природа резонансов Фано (Рис. 2) с учетом малой величины спин-орбитального взаимодействия позволяет наблюдать именно парасостояния. Таким образом, можно дополнить схему уровней магния данными об отщепленных состояниях  $1s$ . Измеренные методом *pump-probe* времена релаксации дают малые значения времен релаксации состояний  $2p$  ( $\sim 10^{-11}$ с), что усложняет достижение приемлемых уровней усиления в Si:Mg. В данном

контексте важным оказывается нахождение положения  $2s(A_1)$ , которое на данный момент не известно. Предполагая, по аналогии с донорами серы, селена и теллура, что его энергия связи порядка 15–18 мэВ, можно предположить возможность существования двух сценариев ВКР света, на переходах  $1s(A_1) \rightarrow 2s(A_1)$  и  $1s(A_1) \rightarrow 1s(E)$ .



**Рис. 3.** Схема уровней нейтрального магния в кремнии, определяющих возможность создания источника стимулированного излучения на эффекте ВКР или инверсии населенности

Работа поддержана в рамках проекта Российского фонда фундаментальных исследований (19-02-00979) и совместного российско-германского проекта (No. 389056032 и 18-502-12077-ННИО).

**Литература**

1. S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, V.N. Shastin, H.-W. Hübers, Phys. Status Solidi B, V. 250, 9 (2013).
2. A.K. Ramdas, S. Rodriguez, Rep. Prog. Phys., V. 4, 297 (1981).
3. L.T. Ho, A.K. Ramdas, Phys. Rev. B, V. 5, 462 (1972).
4. Yu.A. Astrov, V.B. Shuman, L.M. Portsel, N.A. Lodygin, et al., Phys. Status Solidi A, V. 214, 1700192 (2017).

# О возможности эффекта терагерцового стимулированного излучения донорами фосфора в алмазе

В.Н. Шастин, В.Н. Цыпленков

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

shastin@ipmras.ru, tsyplenkov1@yandex.ru

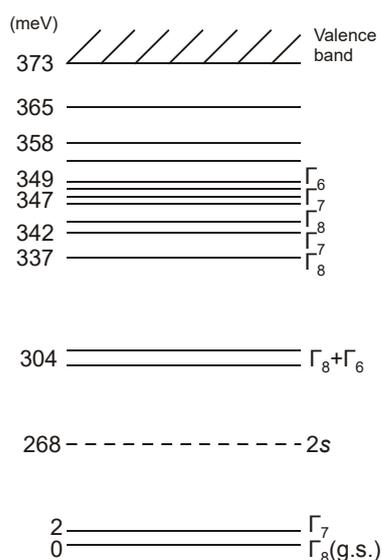
На основе существующих экспериментальных данных анализируется возможность получения эффектов усиления и стимулированного излучения на внутрицентровых переходах доноров / акцепторов в алмазе при их оптическом возбуждении.

## Введение

В целом ряде работ была показана возможность создания лазеров диапазона 4,5-6,5 ТГц на донорах V-группы (Sb, P, As, Bi) и акцепторах (B) в кремнии при их оптическом возбуждении. Получены эффекты генерации двух типов связанные как с инверсной заселенностью возбуждаемых состояний (normal lasing), так и комбинационным рассеянием излучения накачки (Raman lasing) [1]. Целью данной работы является изучение возможности получения подобных эффектов на мелких кулоновских центрах в кристаллах алмаза.

## Доноры & акцепторы в алмазе

Ниже речь идет об акцепторах бора В и донорах фосфора Р. На рис.1 показана диаграмма состояний акцептора В в алмазе [2].

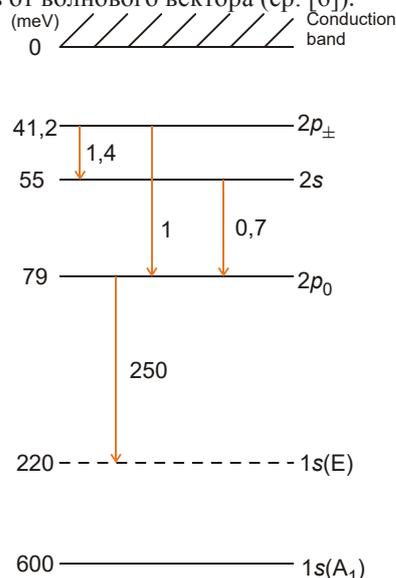


**Рис. 1.** Спектр состояний акцептора В в алмазе [2]. Пунктир – состояние 2s. Энергия отсчитывается (цифры слева) от состояния  $\Gamma_8$  (g.s.) в единицах meV

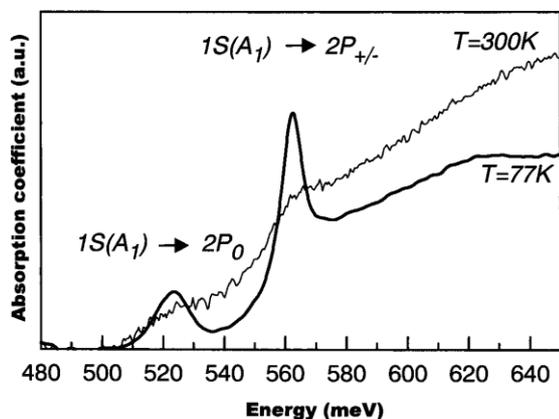
Предполагалось, что прямое или опосредованное (фотоионизация) возбуждение нижних состояний р-типа (например  $\Gamma_8+\Gamma_6$ ) может привести к их инверсной заселенности и усилению на переходах в основное состояние g.s. расщепленное спин-орбитальным взаимодействием ( $\Delta=2\text{мэВ}$ ). Очевидно, что такая схема может быть успешной лишь при больших  $> 1\text{нс}$  временах жизни верхних состояний, определяемых электрон-фононным взаимодействием. Но согласно измерениям, выполненным методом пробного импульса, времена жизни указанных оптически активных состояний не превышают 10 пс ( $10^{-11}\text{с}$ ) даже при температуре близкой к 5К [3]. По нашему мнению, это связано с энергией связи состояния 2s, которое из-за потенциала центральной ячейки легирования спускается ниже самого нижнего состояния р-типа ( $\Gamma_8+\Gamma_6$ ) и приводит к быстрому распаду последнего на акустических фононах. По данным измерений [3] состояние 2s может иметь время жизни  $\sim 300\text{пс}$ , но оптические переходы между состояниями одной четности 2s-g.s. запрещены. В результате, очевидно, что эффективность акцептора в алмазе в качестве источника фотонов крайне мала.

Рассмотрим случай доноров Р в алмазе. Диаграмма состояний этого центра показана на рис.2. Значения энергий состояний, в которые разрешен оптический переход из основного состояния и значения эффективных масс зоны проводимости алмаза, взяты из работы [4], энергии же состояний s-типа рассчитаны в рамках метода эффективных масс с использованием пробных волновых функции известных в литературе. На этом же рис.2 показаны теоретические оценки времен (темпов) распада с излучением фононов. Волновые функции состояний донора описываются в рамках метода эффективных масс.

Константа деформационного потенциала, определяющая взаимодействие с акустическими фононами  $\sim 5.5$  эВ взята из [5]. Также пренебрегалось и анизотропией в зависимости энергии акустических фононов от волнового вектора (ср. [6]).



**Рис. 2.** Указана энергия связи (meV) состояний донора фосфора в алмазе (цифры слева), и темпы распада состояний (расчет) с излучением фононов (стрелки) даны в единицах  $10^{11} \text{c}^{-1}$ . Оценка темпа распада состояния  $2p_0$  сделана по ширине линии поглощения  $1S-2P_0$ , см. рис. 3



**Рис. 3.** Спектр поглощения доноров фосфора в алмазе при температурах 300 и 77K [4]

Мы полагаем, что распад состояния  $2p_0$  определяется междолинными процессами переброса с излучением оптических фононов (переходы f-типа). Переходы g-типа так же присутствуют. Заметим, что волновые функции в r-пространстве донора сильно локализованы и это способствует закону

сохранения импульса. Заметим, что в отличие от кремния теоретический анализ сильно усложняется из-за того, что необходимые для расчета параметры либо неизвестны, либо не достаточно достоверны. Кроме того, волновые вектора оптических фононов, определяющих релаксацию состояний фосфора в алмазе, находятся близко к краю зоны Бриллюэна в окрестности точек высокой симметрии, где изоэнергетические поверхности фононов имеют сложные формы, которые опять же точно неизвестны. Поэтому оценку темпа распада состояния  $2p_0$  мы делаем по ширине линии поглощения  $2p_0 - g.s.$  [4], которая заметно уширена (рис.3) по сравнению с линией  $2p_{\pm} - g.s.$  Таким образом, при оптическом возбуждении или фотоионизации возможна инверсная заселенность состояний на переходах  $2p_{\pm} - 2s$ , либо на переходе  $2s - 2p_0$ . Такие переходы разрешены и могут, даже учитывая быстрый темп распада вовлеченных состояний, приводить к эффектам усиления на частотах  $\sim 14$  и  $24$  мЭВ соответственно. Но для выполнения количественных оценок сечения усиления, требуемой концентрации доноров и т.д. необходимо иметь более надежные данные о временах распада ключевых состояний, что диктует проведение соответствующих экспериментальных исследований.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ грант № 17-02-01325 а.

### Литература

1. S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, V.N. Shastin, and H.-W. Huebers // Phys. Stat. Sol. B, **250**, 9 (2013).
2. J. Walker // Rep. Prog. Phys. // **42**, 1605 (1979).
3. S.G. Pavlov et al // Diamond and Relat. Mater., **92**, 259 (2019).
4. E. Gheeraert1, S. Koizumi, T. Teraji, H. Kanda, M. NeslaÅdek // Phys. Stat. Sol. A, **174**, 39 (1999).
5. C. Jacoboni, L. Reggiani // Rev. Mod. Phys., **55** (3), 645 (1983).
6. J.L. Warren, J.L. Yarnell, G. Dolling, R.A. Cowley // Phys. Rev., **158**, 805 (1967).

# Демонстрация транспорта по поверхностным состояниям (Ферми-аркам) Вейлевского полуметалла $WTe_2$ в гибридной SNS структуре

О.О. Швецов<sup>1</sup>, А. Кононов<sup>1</sup>, А.В. Тимонина<sup>1</sup>, Н.Н. Колесников<sup>1</sup>, Э.В. Девятков<sup>1§</sup>

<sup>1</sup> Институт физики твёрдого тела РАН, ул. Академика Осипьяна, 2, Черноголовка, 142432.

§ dev@issp.ac.ru

В данной работе мы экспериментально исследовали транспорт между двумя сверхпроводящими индиевыми контактами к монокристаллу  $WTe_2$ . Сам материал является вейлевским полуметаллом, что было проверено по наличию ненасыщающегося магнетосопротивления при низких температурах в полях до 14 Тл. Мы продемонстрировали наличие Джозефсоновского тока в длинных (5 мкм) SNS структурах, что доказывается как эволюцией вольт-амперных характеристик с изменением магнитного поля и температуры, так и наблюдением ступеней Шапиро под микроволновым излучением.

## Введение

Подобно другим топологическим материалам, Вейлевские полуметаллы характеризуются топологически защищёнными поверхностными состояниями – Ферми-арками, соединяющими проекции вейлевских точек на поверхностную зону Брюллиэна в  $k$ -пространстве [1]. В отличие от геликоидальных поверхностных состояний в топологических изоляторах [2], поверхностные состояния в вейлевских полуметаллах являются киральными, как в черновском изоляторе (режим квантового эффекта Холла) [1]. Наличие Ферми-арок было экспериментально продемонстрировано в ARPES измерениях, например, для трёхмерных кристаллов  $MoTe_2$  и  $WTe_2$  [3,4].

Концепция Ферми-арок была использована для объяснения различных магнетотранспортных экспериментов в вейлевских полуметаллах. К сожалению, эти соединения являются хорошо проводящими в объёме, поэтому выделение собственно транспорта по поверхностным состояниям представляет серьёзную экспериментальную проблему. С другой стороны, для двумерных топологических изоляторов эта задача была решена в том числе путём анализа распределения Джозефсоновского тока в SNS структуре [5,6].

## Полученные результаты

В данной работе мы экспериментально исследовали транспорт между двумя сверхпроводящими индие-

выми контактами к монокристаллу  $WTe_2$ . Сам материал является вейлевским полуметаллом, что было проверено по наличию ненасыщающегося магнетосопротивления при низких температурах в полях до 14 Тл. Мы продемонстрировали наличие Джозефсоновского тока в длинных (5 мкм) SNS структурах, что доказывается как эволюцией вольт-амперных характеристик с изменением магнитного поля и температуры, так и наблюдением ступеней Шапиро под микроволновым излучением.

Мы обнаружили, что характер подавления криточного магнитным полем качественно различается для разных ориентаций поля по отношению к плоскости SNS перехода, в частности, продемонстрирована картина осцилляций, известная для джозефсоновского интерферометра. Этот факт, как и наблюдение дробных ступеней Шапиро под микроволновым облучением (т.е. сложного характера токового соотношения), указывает на существование и интерференцию нескольких каналов переноса джозефсоновского тока. Анализ показывает, что джозефсоновский ток переносится поверхностными состояниями на противоположных гранях образца.

В то же время, мы не наблюдаем исчезновения нечётных ступеней Шапиро даже при максимальных мощностях СВЧ излучения, что указывает на киральный, а не геликоидальный (как в топологических изоляторах) характер поверхностных состояний.

Подробный текст работы доступен по адресам  
<https://arxiv.org/abs/1801.09551>  
<https://arxiv.org/abs/1809.03902>

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 19-02-00203), и программ РАН.

### Литература

1. См. Недавний обзор N. P. Armitage, E. J. Mele, and A. Vishwanath, *Rev. Mod. Phys.* 90, 15001 (2018).
2. M. Z. Hasan and C. L. Kane, *Rev. Mod. Phys.* 82, 3045 (2010).
3. Ch. Wang, Y. Zhang, J. Huang, и соавторы *Phys. Rev. B* 94, 241119(R) (2016).
4. Y. Wu, D. Mou, N.H. Jo, и соавторы *Phys. Rev. B* 94, 121113(R) (2016).
5. Sean Hart, Hechen Ren, Timo Wagner, и соавторы, *Nature Physics* 10, 638–643 (2014).
6. Vlad S. Pribiag, Arjan J. A. Beukman, Fanming Qu, и соавторы *Nature Nanotechnology* 10, 593 (2015).

# Эпитаксиальные структуры $n^{++}$ -Ge/ $p^{++}$ -Si(001) для туннельного $p$ - $n$ -перехода

В.Г. Шенгуров<sup>1\*</sup>, Д.О. Филатов<sup>1</sup>, С.А. Денисов<sup>1</sup>, В.Ю. Чалков<sup>1</sup>, Н.А. Алябина<sup>1</sup>,  
А.В. Зайцев<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, пр-т Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 607680.

\*shengurov@phys.unn.ru

Методом горячей проволоки из GeH<sub>4</sub> при низкой температуре роста (325 °С) получены эпитаксиальные структуры  $n^{++}$ -Ge/ $p^{++}$ -Si(001), на базе которых изготовлены лабораторные макеты туннельных диодов, допускающих монолитную интеграцию в интегральные схемы на базе Si. Легирование слоёв Ge донорной примесью (P) до концентраций  $\sim 5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup> применялось термическое разложение GaP. Исследованы вольт-амперные характеристики туннельных диодов с различным уровнем легирования слоя  $n^{++}$ -Ge, на которых наблюдались выраженные участки отрицательного дифференциального сопротивления

## Введение

Туннельные диоды (ТД) широко используются в технике СВЧ в качестве генераторов и усилителей. Усилительные ТД чаще всего изготавливаются на основе Ge; их шумовые характеристики, а также стабильность и надёжность превосходят аналоги на основе GaAs [1]. Ранее изготовление Ge ТД проводилось с использованием сплавной технологии [2]. До сих пор, ТД не были интегрированы в стандартную кремниевую технологию. В то же время, новые концепции развития запоминающих устройств и многоуровневых логических схем для сверхбольших интегральных схем (ИС) нуждаются в ТД.

Эпитаксиальная технология позволяет более контролируемо и надёжно реализовать структуры с легированными слоями и атомарно резкими концентрационными переходами [3]. В настоящей работе для выращивания эпитаксиальных слоёв  $n^{++}$ -Ge с высоким уровнем легирования P ( $\sim 5 \times 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) был применён низкотемпературный (температура подложки  $\sim 325$  °С) метод термического разложения газофазного прекурсора GeH<sub>4</sub> на горячей проволоке [4]. Для уменьшения размытия профиля легирования был применён метод легирования слоёв Ge фосфором (P) путём селективного испарения P при термическом разложении GaP. Данным методом были выращены структуры  $n^{++}$ -Ge/ $p^{++}$ -Si(001) с туннельными  $p$ - $n$ -переходами, на основе которых были изготовлены лабораторные макеты ТД, демонстрирующие отрицательное дифференциальное сопротивление (ОДС) при 300 К.

## Экспериментальная часть

Слои Ge:P выращивались на подложках  $p^{++}$ -Si(001) марки КДБ-0,001 в сверхвысоком вакууме ( $\sim 5 \cdot 10^{-9}$  Торр) путём напуска в камеру GeH<sub>4</sub> до давления  $2 \cdot 10^4$ – $8 \cdot 10^4$  Торр, который разлагался на поверхности Ta полоски, нагреваемой до 1300–1500 °С пропусканием через неё постоянного электрического тока. В результате, на поверхность растущего слоя поступал однородный поток атомов Ge [5]. Легирование P осуществлялось испарением P<sub>2</sub> из эффузионной ячейки с GaP, нагретого до температуры  $T_{\text{cell}} = 700$ – $750$  °С. Соиспарение Ga предотвращалось при помощи специального экрана, закрывающего тигель с GaP [6].

Структурное совершенство слоёв Ge:P/Si(001) определялось по данным рентгеновской дифракции. Плотность прорастающих дислокаций в слоях Ge определялась методом подсчёта ямок травления. Состав слоёв Ge и его однородность по толщине плёнок определялся методом масс-спектропии вторичных ионов (ВИМС).

На базе  $n^{++}$ -Ge/ $p^{++}$ -Si(001) структур стандартным методом фотолитографии с химическим жидкостным травлением были изготовлены лабораторные макеты меза-ТД. Омические контакты формировались последовательным осаждением плёнок Ti, Pt и Au с последующим отжигом. Пассивация боковой поверхности меза-структур не проводилась.

Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) лабораторных образцов ТД проводилось при помощи характериографа TR-4805 при 300 К, измерение эффекта Холла для определения концентрации электронов – с использованием установки Nanometrics HL5500PC.

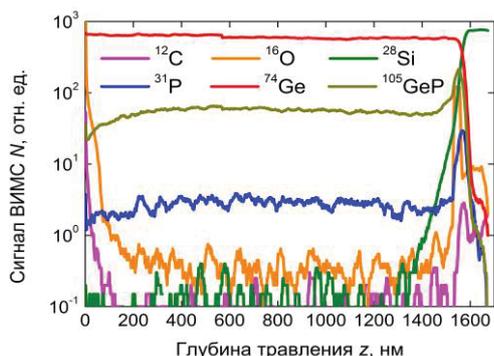


Рис. 1. ВИМС профиль структуры  $n^{++}\text{-Ge}/p^{++}\text{-Si}(001)$

## Результаты и обсуждение

Согласно результатам рентгеноструктурного анализа, слои  $n^{++}\text{-Ge:P}/p^{++}\text{-Si}(001)$  были монокристаллическими, ширина кривой качания рефлекса  $\text{Ge}(004)$  на уровне  $1/2$  максимума была такой же как и для нелегированных слоев:  $3\text{--}5'$ . Плотность прорастающих дислокаций в слоях  $n^{++}\text{-Ge:P}$  также была сравнима с плотностью дислокаций в нелегированных слоях  $\text{Ge}$  ( $\sim 10^5 \text{ см}^{-2}$ ).

На рис.1 приведен ВИМС-профиль элементного состава по глубине слоя  $n^{++}\text{-Ge:P}/p^{++}\text{-Si}(001)$ . Концентрация  $\text{P}$  однородна по глубине слоя  $\text{Ge}$  и резко уменьшается на границе  $\text{Ge/Si}$  ( $\approx 2 \text{ нм}$  на декаду).

Концентрация электронов  $n$  в слоях  $n^{++}\text{-Ge:P}$ , по данным холловских измерений, составляла  $1,6 \cdot 10^{19}\text{--}1,9 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ , в зависимости от  $T_{\text{cell}}$ . Отметим, что максимальное значение  $n$ , достигнутое в настоящей работе, было на порядок величины больше, чем в слоях  $\text{Ge}$ , легированных  $\text{Sb}$  при осаждении методом МЛЭ [7]. Отметим также, что послеростовой отжиг структур при  $600 \text{ }^\circ\text{C}$  и  $700 \text{ }^\circ\text{C}$  приводил лишь к незначительному увеличению  $n$  в слоях  $\text{Ge:P}$ , что свидетельствует о практически полной активации примеси  $\text{P}$  в исходных слоях  $\text{Ge}$ .

На рис. 2 приведены ВАХ (300 К) ТД на базе  $n^{++}\text{-Ge}/p^{++}\text{-Si}(001)$  структуры с двумя различными размерами мез, на которых наблюдаются выраженные участки ОДС. Увеличение плотности тока через ТД, а также уменьшение глубины ОДС с увеличением площади мез указывает на значительный вклад утечек по поверхности мез в общий ток через ТД и свидетельствует о необходимости пассивации боковой поверхности мез.

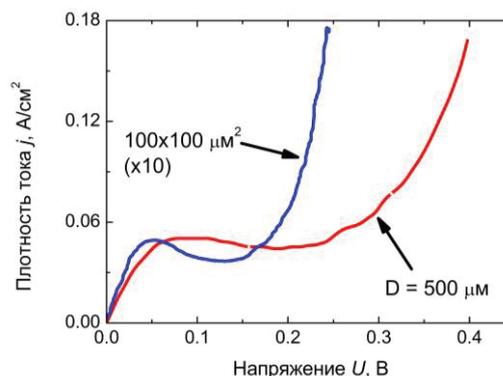


Рис. 2. ВАХ туннельных диодов  $n^{++}\text{-Ge}/p^{++}\text{-Si}(001)$

## Заключение

В настоящей работе низкотемпературным ( $325 \text{ }^\circ\text{C}$ ) методом горячей проволоки впервые выращены слои  $n^{++}\text{-Ge}/p^{++}\text{-Si}(001)$ , легирование  $\text{P}$  из источника на основе термического разложения  $\text{GaP}$  до высоких концентраций ( $\sim 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), характеризующиеся однородным распределением  $\text{P}$  по толщине слоя  $\text{Ge}$  и резким концентрационным переходом на границе с подложкой  $p^{++}\text{-Si}$ . Продемонстрирована возможность изготовления на базе таких структур туннельных диодов, допускающих монолитную интеграцию в КМОП ИС на базе  $\text{Si}$ .

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России №16.7443.2017/БЧ.

## Литература

1. М.С. Гусятинер, А.И. Горбачев. Полупроводниковые сверхвысокочастотные диоды / М.: Радио и связь, 1983.
2. P. Geicksman, R.M. Minton // Solid State Elecrton., V. 8, 517 (1965).
3. Silicon Molecular Beam Epitaxy / Eds. E. Kasper, J.C. Bean. Boca Raton: CRC Press, 1988.
4. C. Mukherjee *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 78, 3457 (2001).
5. В.Г. Шенгуров *и др.* // ФТП, Т. 49, 1411 (2015).
6. T. Shitara, K. Eberl // Appl. Phys. Lett., V. 65, 356 (1994).
7. L.T.K. Phuong // Optics and Photonics J., V. 7, 75 (2017).

# Сравнение радиационной стойкости перспективных биполярных и гетеробиполярных транзисторов

Т.А. Шоболова<sup>1</sup>, А.В. Коротков<sup>1</sup>, Е.В. Петрякова<sup>1</sup>, А.В. Липатников<sup>1</sup>,  
А.С. Пузанов<sup>1</sup>, С.В. Оболенский<sup>1</sup>, В.А. Козлов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603600.

<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

\*obolensk@rf.unn.ru

Обсуждаются подходы к решению задачи создания эффективных радиочастотных и СВЧ (0.1...10) ГГц биполярных и гетеробиполярных транзисторов, которые могли бы использоваться в качестве активных элементов современных Si (на структурах «кремний на изоляторе») и GaAs интегральных схем, предназначенных для аппаратуры специального назначения, к которой предъявляются требования повышенной радиационной стойкости. Проведено сравнение радиационной стойкости перспективных «горизонтальных» Si биполярных и «вертикальных» AlGaAs/GaAs гетеробиполярных транзисторов с толщиной базы 70-350 нм. Выполнен анализ особенностей транспорта электронов в активной области транзисторов и оценено влияние эффекта всплеска скорости и диффузии горячих электронов на повышение радиационной стойкости транзисторов.

## Введение

Современные технологии микроэлектроники позволяют разрабатывать радиочастотные и СВЧ интегральные схемы усилителей, генераторов и т.п. как на GaAs эпитаксиальных структурах, так и на ионно-легированных Si структурах типа «кремний на изоляторе» (КНИ). Актуальным является сопоставление параметров активных элементов таких интегральных схем – биполярных и гетеробиполярных транзисторов (ГБТ), с точки зрения их радиационной стойкости к гамма-нейтронному облучению. В отличие от предыдущих работ авторов [1-4], в данном случае акцент сделан на разработку математических моделей в двумерном и трехмерном приближении, позволяющих детально моделировать особенности транспорта электронов в базе транзисторов с учетом радиационных эффектов. Рассмотрены как эпитаксиальные, так и ионно-имплантированные технологии изготовления транзисторов, что впервые позволило провести сравнение влияния этих технологий на квазибаллистический транспорт электронов через нанометровую базу транзисторов с учетом наличия в ней точечных радиационных дефектов и их кластеров.

## Исследуемые транзисторы

Исследуемый гетеробиполярный n-p-n транзистор (рис.1) был спроектирован и изготовлен в АО «НПП «Салют» (г. Нижний Новгород). Для изготовления ГБТ с переходом AlGaAs/GaAs использо-

вались гетероструктуры с различным составом, типом проводимости и легированием слоёв. Данные структуры были выращены методом МЛЭ на полужолирующей подложке GaAs ориентации (001) в ФТИ им. А.Ф.Иоффе. Толщина слоя базы составляла 70 нм, а концентрация носителей заряда  $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . С целью создания контактов травление до базового слоя проводилось в аммиачном травителе. Глубина травления определялась на оптическом профилометре. Для площади эмиттера  $4 \times 11 \text{ мкм}^2$  было достигнуто максимальное усиление по постоянному току  $\beta = 50$ , граничная частота усиления составила  $F_T = 58 \text{ ГГц}$ .

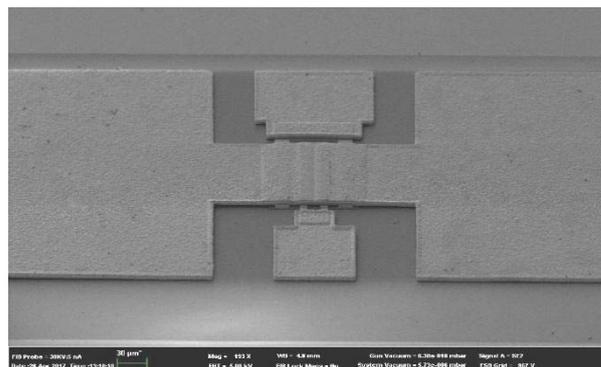
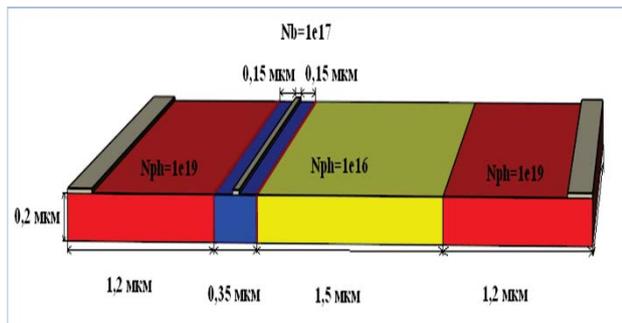


Рис. 1. Электронная микрофотография AlGaAs ГБТ. (АО «НПП «Салют»)

Для сравнения был выбран npn Si биполярный транзистор оригинальной горизонтальной конструкции, выполненный на структуре КНИ (рис.2). В ходе проектирования определялись дозы и энергии ионной имплантации, а также температура от-

жига имплантированных структур, позволяющие регулировать толщину базы транзистора от 70 до 350 нм. Коэффициент усиления по постоянному току  $\beta = 30 \dots 70$ , граничная частота усиления  $F_T = 1 \dots 4$  ГГц.



**Рис. 2.** Конструкция Si биполярного транзистора на структуре КНИ. Цифрами указаны толщины и уровни легирования слоев ( $\text{см}^{-3}$ )

## Методика расчета

Для моделирования процесса транспорта электронов применялась двумерная и трехмерная квазигидродинамические модели, основанные на системе уравнений Пуассона, непрерывности, баланса энергии и импульса носителей заряда, дополненные выражениями для плотностей токов и потоков энергии электронов и дырок. На контактах задавались граничные условия на основные переменные системы уравнений – концентрацию и энергию электронов, а также потенциал. На свободных поверхностях градиенты основных переменных приравнивались нулю так, что нормальные компоненты токов занулялись. Влияние гамма-нейтронного облучения учитывалось путем изменения концентрации, подвижности и скорости насыщения электронов и дырок, их времен релаксации энергии и импульса, снижением времени жизни неосновных носителей заряда. Учитывалось накопление неподвижных положительных зарядов в диэлектрических слоях КНИ структуры. В связи с тем, что проводилось сопоставление параметров транзисторов до и после радиационного облучения, то процессы ионизации в момент облучения в расчет не принимались. Для корректного учета диффузионной и дрейфовой компонент квазибаллистического движения электронов в базе транзистора после гамма-нейтронного облучения была впервые предложена специальная методика решения системы дифференциальных уравнений, основанная на методе [2-4]. Методика позволила сочетать результаты расчетов по одномерным моделям, учитывающим осо-

бенности квазибаллистического движения электронов в направлении от эмиттера к коллектору транзисторов с двух- и трехмерными расчетами параметров транзисторов.

## Результаты и обсуждение

Результаты моделирования транспорта электронов в активной области транзисторов показали, что важным является учет квазибаллистического транспорта электронов через базу транзисторов – необходимо учитывать как диффузионную, так и дрейфовую компоненту токов носителей заряда, для чего необходимо применять специальный подход [2-4]. Последнее крайне актуально для характерных толщин базы менее 100 нм. Сравнение экспериментальных и теоретически рассчитанных параметров транзисторов до облучения показало адекватность предложенных подходов учета особенностей транспорта электронов. Сопоставление результатов расчета параметров транзисторов до и после гамма-нейтронного облучения показало, что уровень радиационной стойкости транзисторов выше, чем  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  и 0.1 Мрад. AlGaAs/GaAs гетеробиполярные транзисторы наиболее чувствительны к нейтронному облучению, которое приводит к снижению коэффициента усиления по постоянному току и граничной частоты усиления на 20-40 % в зависимости от конструктивных особенностей транзистора. Кремниевый транзистор на КНИ структуре проявил большую чувствительность к гамма-облучению из-за наличия заглубленного диэлектрического слоя, где накапливались неподвижные положительные заряды, приводившие к возникновению паразитного канала утечек эмиттер-коллектор вдоль границы кремний-диэлектрик.

Авторы благодарят Д.И. Дюкова и А.Г. Фефелова за ценные замечания и рекомендации.

## Литература

1. Н.В. Демарина, С.В. Оболенский // ЖТФ, Т. 72, № 1. С. 66 (2002)
2. А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов // ФТП, Т. 50, № 12. С. 1706 (2016).
3. И.Ю. Забавичев, А.А. Потехин, А.С. Пузанов и др. // ФТП, Т. 51, № 11. С. 1520 (2017).
4. А.С. Пузанов, С.В. Оболенский, В.А. Козлов и др. // ФТП, Т. 49, № 12. С. 1585 (2015).

# Оптические свойства ван-дер-ваальсовых нанотрубок дихалькогенидов переходных металлов

Т.В. Шубина\*

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

\*shubina@beam.ioffe.ru

Люминесценция неорганических нанотрубок на основе дихалькогенидов переходных металлов ( $\text{MoS}_2$ ,  $\text{WS}_2$ ) была обнаружена четверть века спустя после того, как они были впервые синтезированы. Спектры фотолюминесценции многостенных микро- и нанотрубок содержат две полосы, связанные с прямозонными и непрямоzonными экситонными переходами, относительная интенсивность которых зависит от температуры. Моды шепчущих галерей в трубках, функционирующих как оптические резонаторы, способны обеспечивать селективное усиление излучения в десятки раз.

Режимы есть.

## Введение

Первые сообщения о синтезе трубчатых наноструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ),  $\text{WS}_2$  и  $\text{MoS}_2$ , были опубликованы в 90-х годах прошлого столетия [1,2], примерно в то же время, когда началось активное изучение углеродных нанотрубок (НТ). Синтезируемые ДПМ НТ были, как правило, многостенными, т.е. содержали значительное количество монослоев (МС), соединенных вместе слабыми ван-дер-ваальсовыми силами. Было показано, что продольные размеры нанотрубок могут достигать нескольких миллиметров при сравнительно однородной толщине стенок, а диаметр варьироваться от десятка нанометров до нескольких микрон. В отличие от углеродных НТ, люминесценция которых изучается с 1992 г., при исследовании ДПМ трубок основное внимание уделялось структурным исследованиям, измерениям спектров поглощения и комбинационного рассеяния света (Раман). Данные о люминесцентных свойствах синтезированных НТ отсутствовали. Можно предположить, что, с одной стороны, это было связано с экспериментальными трудностями, а с другой – с отрицательным опытом регистрации заметной фотолюминесценции (ФЛ) из многослойных кристаллов ДПМ.

В данной работе приводятся свидетельства существования яркой экситонной ФЛ из одиночных НТ ДПМ, недавно полученные в ФТИ им. А. Ф. Иоффе методами микро-спектроскопии [3,4], и демонстрируется, что ДПМ трубки представляют собой оптические резонаторы с модами шепчущих галерей.

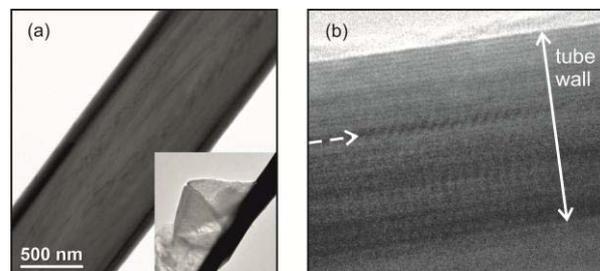


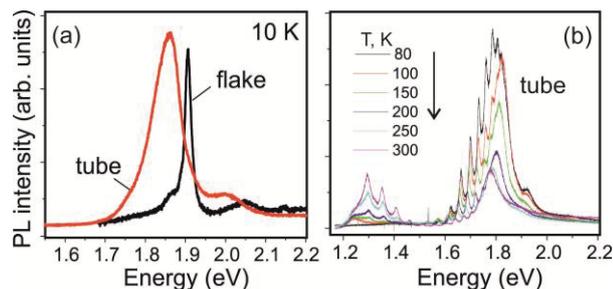
Рис. 1. Изображения, полученные методом ПЭМ: (а) вдоль оси трубки  $\text{MoS}_2$ ; на вставке изображено место зарождения трубки из скрученной чешушки; (б) стенка трубки (tube wall), показанная с большим увеличением; стрелка указывает один из интерфейсов между доменами

## Образцы и методы исследования

Исследовались микро- и нанотрубки  $\text{MoS}_2$  и  $\text{WS}_2$ , синтезированные методом химических транспортных реакций (chemical transport reaction- CTR) [2]. Их рост происходит в закрытых ампулах из диоксида кремния при температуре выше 1000 К, что обеспечивает высокое структурное качество материала. Механизм роста трубок при CTR объясняется нестабильностью очень тонких хлопьев (чешуек) и их склонностью к сворачиванию, которое инициирует образование трубчатых структур (Рис. 1а).

Основными методами исследования были спектроскопия микро-ФЛ и микро-Рамана одиночных НТ, а также просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ). Типичные ПЭМ изображения ДПМ НТ, приведенные на Рис. 1, показывают однородность толщин стенок НТ при тенденции к формированию доменов из нескольких монослоев.

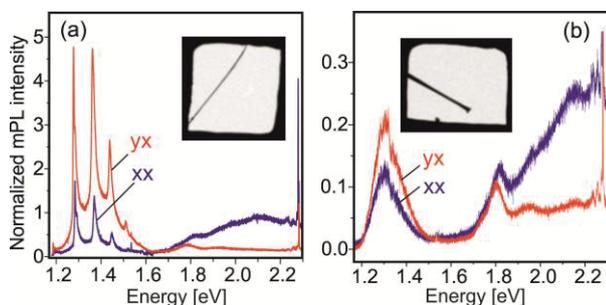
## Оптические свойства



**Рис. 2.** (а) Спектры микро-ФЛ НТ MoS<sub>2</sub> диаметром 500 нм и чешуйки (flake), выращенных в одном и том же процессе СТР. (б) Зависимость спектров излучения трубки диаметром 2 мкм от температуры. Узкие пики в спектрах обусловлены усилением модами шепчущих галерей

Характерные спектры микро-ФЛ одиночных трубок MoS<sub>2</sub> показаны на Рис. 2. Аналогичные спектры измерены в WS<sub>2</sub> трубках. При низких температурах наблюдается излучение, связанное с прямозонными экситонными переходами (~1.9 эВ), причем интегральная интенсивность полосы ФЛ может существенно превышать интенсивность ФЛ чешуек, выращенных в том же процессе (Рис. 2а). Излучение в области непрямозонных переходов (~1.3 эВ) отсутствует. Это излучение появляется около 100 К. При комнатной температуре оно сопоставимо по интенсивности с излучением прямозонного экситона.

В спектрах трубок большого диаметра наблюдаются узкие пики, связанные с усилением сигнала модами шепчущих галерей (МШГ) (Рис. 2б, 3а). В спектрах «слипнувшихся» трубок (ribbons) такие пики отсутствуют (Рис. 3б). Пики МШГ всегда поляризованы вдоль оси трубок. В зависимости от диаметра и количества монослоев в стенках селективное усиление (в десятки раз) оптическими модами может реализоваться для любой из полос ФЛ.



**Рис. 3.** Спектры поляризованной микро-ФЛ: (а) НТ MoS<sub>2</sub> диаметром 800 нм и (б) слипнувшейся 4-мкм трубки. Поляризация ух соответствует детектированию вдоль оси трубки, ху – поперек. На вставках показаны исследуемые одиночные трубки в ячейках сеток для ПЭМ

## Обсуждение

Согласно исследованиям методами микро-Рамана и ПЭМ, все изучаемые трубки ДПМ были многослойными. Многослойные кристаллы MoS<sub>2</sub> и WS<sub>2</sub> характеризуются непрямозонным типом зонной структуры; следовательно, интенсивность ФЛ должна быть крайне слабой по сравнению с одиночными прямозонными МС. Вопреки ожиданиям, обнаруженная низкотемпературная ФЛ НТ сопоставима по интенсивности с излучением МС. Более того, ФЛ наблюдается в области прямозонных переходов (1.9 эВ), а непрямозонное 1.3-эВ излучение отсутствует вовсе. Его появление с ростом температуры может быть вызвано термической активацией фононных состояний, необходимых для реализации непрямозонных переходов. Наблюдаемая зависимость не исключает также запрещенный по спину «темный» экситон как нижнее состояние в серии, запрещенной по моменту.

Существование излучения прямозонных экситонов может определяться несколькими факторами, включая условия оптического возбуждения. Наиболее весомым среди них представляется архитектура стенок НТ (Рис. 1). В процессе роста под действием напряжений в стенках формируются цилиндрические домены, число МС в которых тем меньше, чем больше напряжения (чем меньше диаметр НТ). Эти домены отчасти оптически изолированы и их свойства ближе к свойствам отдельных МС.

Возможные механизмы, влияющие на ФЛ ДПМ НТ, нуждаются в дальнейшем исследовании. В целом обнаружение излучения и его резонансного усиления оптическими модами открывает перспективы для широкого применения трубок ДПМ в нанопотонике.

## Литература

1. R. Tenne, L. Margulis, M. Genut, *et al.* // Nature 360, 444 (1992).
2. M. Remškar, Z. Skraba, F. Cléton *et al.* // Appl. Phys. Lett. 69, 351 (1996).
3. T.V. Shubina, M. Remškar, V.Yu. Davydov *et al.* // Annalen der Physik (2019). DOI:°10.1002/andp.201800415
4. D.R. Kazanov, A.V. Poshakinskiy, V.Y. Davydov, T.V. Shubina *et al.* // Appl. Phys. Lett. 113, 101106 (2018).

# Исследование анизотропии структурных и электрофизических характеристик гетероэпитаксиальных слоев GaN, выращенных методом МОГФЭ на *a*-срезе сапфира

П.А. Юнин\*, Ю.Н. Дроздов, С.А. Королёв, О.И. Хрыкин

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

\*yunin@ipmras.ru

В работе проведено исследование анизотропии структурных и электрофизических свойств слоев GaN *c*-ориентации (0001), выращенных на подложках сапфира *a*-среза (11-20). Для слоя GaN толщиной 1 мкм, несмотря на значительную анизотропию термоупругой деформации в плоскости  $\sim 14\%$ , анизотропия ширины рентгенодифракционной кривой качания составляет всего 2%. Проводимость слоя GaN имеет незначительную анизотропию  $\sim 1\%$ , что позволяет не учитывать её при изготовлении приборных структур на основе слоев GaN на *a*-срезе сапфира.

## Введение

Из-за совокупности физических свойств сапфир остается распространенной подложкой для эпитаксии нитридов третьей группы. Известно, что слои GaN и AlN ориентации (0001) растут не только на подложках сапфира *c*-среза (0001), но также и на подложках *a*-среза (11-20) [1]. При этом в зависимости от условий роста даже при использовании одного метода могут реализовываться различные эпитаксиальные соотношения между слоем и подложкой в плоскости роста [2]. Новый вариант эпитаксиальных соотношений был зарегистрирован нами ранее [3]. Было установлено, что анизотропия макроскопической деформации слоя GaN полностью обусловлена анизотропией коэффициентов термического расширения в плоскости подложки и определяется ориентацией осей [0001] и [1-100] подложки сапфира [4]. Показано, что анизотропия структурных свойств слоев GaN (ширина рентгенодифракционной кривой качания симметрично-эквивалентных рефлексов) не зависит от термоупругой деформации слоя, а определяется только эпитаксиальными соотношениями в плоскости слой-подложка [5]. В данной работе исследуется анизотропия электрофизических свойств слоев GaN (0001), выращенных на подложках *a*-среза (11-20) сапфира методом металлорганической газофазной эпитаксии (МОГФЭ).

## Эксперимент

Рост слоев GaN осуществлялся в оригинальной установке МОГФЭ пониженного давления. В качестве подложек использовались двухдюймовые пластины сапфира *a*-среза, базовый срез был сделан параллельно плоскости *c* (0001) (производство ООО «Монокристалл», г. Ставрополь, Россия). Исследование структурных свойств слоев GaN проводилось методом рентгеновской дифрактометрии (РД, дифрактометр Bruker D8 Discover). Исследование электрофизических характеристик слоев GaN на подложках *a*-среза сапфира проводилось методом Ван дер Пау в геометрии холловского креста.

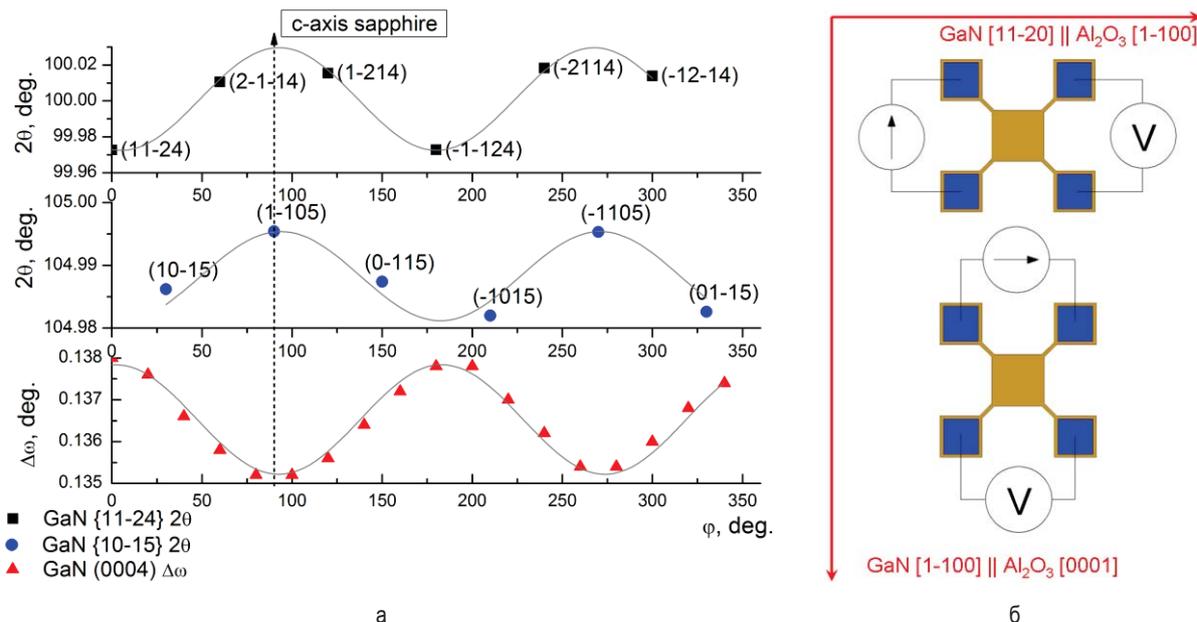
## Результаты и обсуждение

В рамках данной работы исследовался слой GaN толщиной 1 мкм, выращенный на подложке *a*-среза сапфира с эпитаксиальными соотношениями GaN (0001), [1-100] || Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (11-20), [0001]. На рис. 1а приведены результаты исследования анизотропии структурных свойств слоя GaN: дифракционные углы  $2\theta$ , измеренные для симметрично эквивалентных отражений {11-24} и {10-15}, а также ширина кривой качания отражения (0004), измеренные при разных углах  $\phi$  поворота образца в своей плоскости. Слой сжат в плоскости, максимальное сжатие соответствует направлению [1-100] слоя GaN. Анизотропия сжатия  $\Delta e/e \sim 14\%$ . Направлению [1-100] слоя GaN также соответствует минимальная шири-

на кривой качания отражения (0004) GaN  $\Delta\omega = 0,135^\circ$ . Анизотропия ширины кривой качания  $\Delta\omega/\omega \sim 2\%$ .

На рис. 1б приведена схема измерения анизотропии проводимости методом Ван дер Пау в геометрии холловского креста относительно кристаллографических направлений слоя и подложки. В первом случае ток пропусклся в направлении [1-100] слоя GaN, во втором – в направлении [11-20]. При усреднении по шести холловским крестам было

получено соотношение  $R_{[1-100]}/R_{[11-20]} = 1,014$ . Таким образом, анизотропия проводимости  $\Delta R/R \sim 1\%$ . Стоит отметить, что большее сопротивление полупроводника соответствует направлению с меньшей шириной кривой качания. Для объяснения наблюдаемых результатов и установления корреляций планируется провести аналогичные исследования для слоев GaN с другими эпитаксиальными соотношениями, а также с большей анизотропией ширины кривой качания.



**Рис. 1.** а – дифракционные углы  $2\theta$  симметрично эквивалентных отражений {11-24} и {10-15}, а также ширина рентгенодифракционной кривой качания (0004) слоя GaN в зависимости от угла  $\phi$  поворота образца в своей плоскости. Стрелкой помечен угол  $\phi$ , соответствующий направлениям [0001] сапфира или [1-100] GaN; б – схема измерения анизотропии проводимости методом Ван дер Пау в геометрии холловского креста относительно кристаллографических направлений слоя и подложки

### Заключение

Для слоя GaN (0001) GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (11-20) толщиной 1 мкм, несмотря на значительную анизотропию термоупругой деформации в плоскости  $\sim 14\%$ , анизотропия ширины рентгенодифракционной кривой качания составляет всего 2%. Проводимость слоя GaN имеет незначительную анизотропию  $\sim 1\%$ , что позволяет не учитывать её при изготовлении приборных структур на основе слоев GaN на *a*-срезе сапфира.

Работа выполнена за счет гранта РФФ, проект № 17-72-10166. Использовано оборудование центра коллективного пользования ИФМ РАН «Физика и технология микро- и наноструктур».

### Литература

1. Н. Kim-Chauveau, P. De Mierry, H. Cabane, et.al. // J. Appl. Phys., V. 104, 113516 (2008)
2. M. Funato, M. Shibaoka, and Y. Kawakami // J. Appl. Phys., V. 121, 085304 (2017)
3. П.А. Юнин, Ю.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин // труды XXI международного симпозиума «Нанозфизика и нанозлектроника 2017», т. 2, с. 780-781 (2017)
4. Ю.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин и П.А. Юнин // ФТП, т. 52, вып. 11, с. 1380-1383 (2018)
5. П.А. Юнин, Ю.Н. Дроздов, О.И. Хрыкин и др. // ФТП, т. 52, вып. 11, с. 1300-1303 (2018)

# Локально деформированные структуры на основе Ge как активная среда для кремниевой оптоэлектроники

Д.В. Юрасов<sup>1,\*</sup>, Н.А. Байдакова<sup>1</sup>, В.А. Вербус<sup>1,2</sup>, Н.С. Гусев<sup>1</sup>, А.И. Машин<sup>3</sup>,  
Е.Е. Морозова<sup>1</sup>, А.В. Нежданов<sup>3</sup>, А.В. Новиков<sup>1,3</sup>, Е.В. Скороходов<sup>1</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>,  
А.Н. Яблонский<sup>1</sup>

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 и исследованию их оптических свойств. Свободностоящие Ge структуры были получены с помощью оптической литографии, плазмохимического и селективного химического травления, используя метод “концентрации напряжений”. Для обеспечения теплоотвода от свободностоящих структур схема их формирования была модифицирована таким образом, чтобы обеспечить механический контакт подвешенной части микроструктуры с подложкой. Было продемонстрировано значительное возрастание интенсивности сигнала фотolumинесценции в растянутых областях Ge микроструктур и возможность увеличения максимальной мощности оптической накачки (не приводящей к необратимым изменениям) для микроструктур, в которых обеспечен механический контакт растянутой части с подложкой, по сравнению со свободностоящими структурами.

## Введение

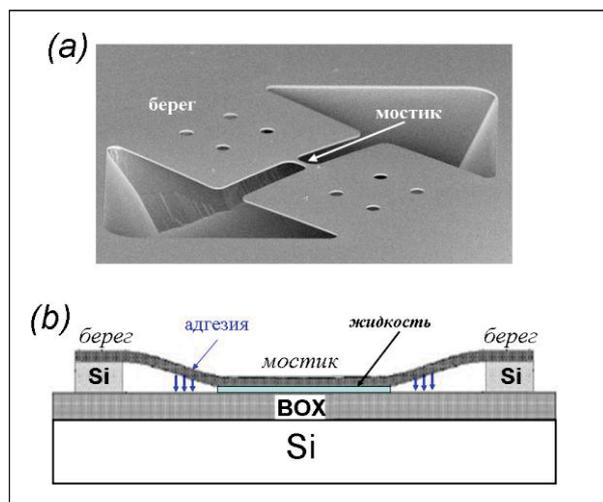
Одним из вариантов решения проблемы создания эффективного излучателя ближнего ИК диапазона, совместимого с Si, является использование деформированного Ge в качестве активной среды. Изначально небольшая разница между прямой и непрямой запрещенными зонами в Ge (140 мэВ при 300К) может быть уменьшена до 0 путем приложения значительных напряжений растяжения (двуосных ( $\epsilon_{bi}$ ) ~1.5-1.8% и одноосных ( $\epsilon_{uni}$ ) ~4.5-5%) [1]. Столь высокие значения труднодостижимы в сплошных Ge пленках, но их можно получить в локальных областях, причем при росте на Si подложках. Одним из методов формирования локально-деформированных Ge микроструктур является метод “концентрации напряжений” [1]. Одной из проблем данного подхода является плохой теплоотвод от сформированных локально-деформированных Ge структур, т.к. они являются свободностоящими. В работе приведены результаты по формированию локально растянутых Ge микроструктур с уделением особого внимания улучшения теплоотвода от них. Представлены результаты по исследованию их оптических свойств.

## Результаты и их обсуждение

В качестве исходных образцов для формирования локально деформированных микроструктур служи-

ли слои Ge, выращенные методом МПЭ на подложках SOI. Исходные величины растяжений, вызванных разницей коэффициентов термического расширения Ge и Si, согласно рентгенодифракционному анализу, составляли  $\epsilon_{bi}=0.2-0.25\%$ . Формирование локально деформированных, одноосно растянутых Ge структур (микромостиков) (рис. 1) осуществлялось методами безмасочной оптической литографии, плазмохимического и селективного химического травления. Схема их формирования была модифицирована так, чтобы на одном из этапов селективного химического травления после удаления реагентов и сушки микромостики за счет адгезии приходили в механический контакт с нижележащими слоями [2]. Для реализации такой схемы для роста были использованы подложки SOI с тонкими слоями захороненного окисла (BOX) и кремния над ним (200 и 100 нм, соответственно). Были реализованы 2 схемы – с селективным удалением Si из-под Ge мостика за счет травления в 5% растворе ТМАН и приведением в контакт мостика с захороненным слоем окисла (рис. 1b), и с удалением скрытого слоя окисла за счет его травления в BOE (“buffered oxide etchant”) и адгезией микромостика к кремниевой подложке. В обеих схемах после этапа селективного химического травления и промывки в воде структуры кратковременно (~30 сек) опускались в изопропиловый спирт с последу-

ющей сушкой с дополнительным подогревом (около 50°C). При высыхании слоя жидкости между мостиком и нижележащим слоем за счет адгезии возникал механический контакт.

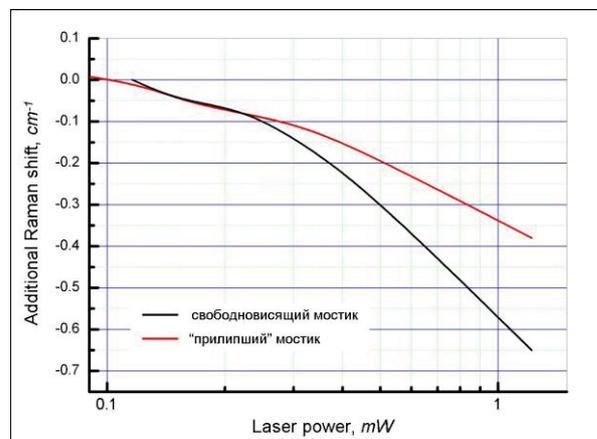


**Рис. 1.** (а) - СЭМ снимок свободновисящей структуры с Ge микромостиком, (b) – схематический рисунок для наглядного представления способа формирования микромостика с последующей его адгезией (схема с контактом к слою окисла)

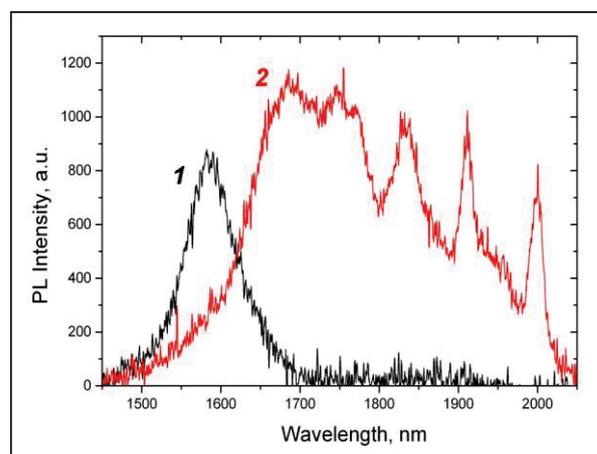
Оценка эффективности улучшения теплоотвода была выполнена с помощью измерений спектров микро-КРС при различной мощности зондирующего лазерного пучка (рис. 2). Согласно результатам микро-КРС при повышении мощности лазера сдвиг пика LO фонона Ge, который отражает разогрев зондируемой области, для структур со свободновисящими мостиками значительно больше, чем для структур с мостиками, имеющих контакт с нижележащими слоями. Также улучшение теплоотвода в микромостиках, контактирующих с подложкой, было подтверждено с помощью измерений микро-ФЛ. Было выявлено, что максимальная плотность мощности накачки, при которой еще не происходит разрушения подобных микромостиков из-за их нагрева составляет 300-500 кВт/см<sup>2</sup>, что в 4-5 раз выше, чем для свободновисящих микромостиков.

Исследование оптических свойств методом спектроскопии микро-ФЛ при 300К показало значительное возрастание интегральной интенсивности сигнала ФЛ в области мостиков, а также его сдвиг в область больших длин волн (рис. 3). Полученные данные находятся в качественном соответствии с теоретическими представлениями об изменении зонной структуры Ge при его растяжении. В совокупности с возможностью улучшения теплоотво-

дом от микромостиков за счет организации их контакта с подложкой полученные результаты свидетельствуют о перспективности локально растянутых Ge микроструктур для создания на их основе Si-совместимых излучателей ближнего ИК диапазона.



**Рис. 2.** Смещение пика LO фонона Ge, вызванное нагревом зондируемой области при увеличении мощности лазера микро-КРС для свободновисящих и имеющих контакт с подложкой ("прилипших") мостиков



**Рис. 3.** Спектры микро-ФЛ: 1 – исходной пленки Ge, 2 растянутого микромостика. Наличие нескольких пиков в спектре 2 связывается с эффектами интерференции

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 17-72-10207) с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур".

## Литература

1. R. Geiger, T. Zabel, H. Sigg // *Front. Mater.* **2**, 52 (2015).
2. N. Tas *et.al.*, *J. Micromech. Microeng.* **6**, 385 (1996).

# Спектры возбуждения и кинетика ФЛ ионов $\text{Er}^{3+}$ и $\text{Yb}^{3+}$ в наноструктурированных алюмоиттриевых композитах

А.Н. Яблонский<sup>1,\*</sup>, К.Е. Кудрявцев<sup>1</sup>, М.В. Степихова<sup>1</sup>, Л.С. Хорошко<sup>2</sup>, Н.В. Гапоненко<sup>2</sup>  
М.В. Руденко<sup>2</sup>, Ю.Д. Корнилова<sup>2</sup>, К.С. Сукалин<sup>2</sup>, П.А. Холов<sup>2</sup>, Д.А. Парафинюк<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

<sup>2</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, ул. П. Бровки, д. 6, Минск, Беларусь, 220013

\*yablonsk@ipmras.ru

Методами спектроскопии возбуждения фотолюминесценции и спектроскопии фотолюминесценции с наносекундным временным разрешением исследованы люминесцентные свойства наноструктурированных порошков на основе ксерогелей алюмоиттриевого граната с редкоземельными элементами  $\text{Er}^{3+}$  и  $\text{Yb}^{3+}$ , демонстрирующих эффективную ап-конверсию инфракрасного излучения в видимый диапазон.

## Введение

Работа посвящена исследованию люминесцентных свойств наноструктурированных порошков на основе ксерогелей алюмоиттриевого граната с редкоземельными элементами Er и Yb, сформированных методом золь-гель синтеза и демонстрирующих эффективную ап-конверсию инфракрасного (ИК) излучения в видимую область. Актуальность работы продиктована необходимостью повышения эффективности современных солнечных элементов на кремнии, что может быть достигнуто за счет использования дополнительных конвертеров излучения, в частности многослойных структур, легированных примесями редкоземельных элементов.

## Методика эксперимента

В работе исследовались порошки алюмоиттриевого граната, легированные эрбием ( $\text{Y}_x\text{Er}_y\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $x+y=3$ ), а также солегированные Er и Yb ( $\text{Y}_x\text{Er}_y\text{Yb}_z\text{Al}_5\text{O}_{12}$ ,  $x+y+z=3$ ), с размером кристаллитов  $\sim 40$  нм [1]. Исследование оптических свойств полученных образцов осуществлялось методами спектроскопии ФЛ с наносекундным временным разрешением и спектроскопии возбуждения ФЛ. Для возбуждения ФЛ использовался параметрический генератор света, перестраиваемый в спектральном диапазоне 0.4-2.5 мкм, с длительностью импульса  $\sim 5$  нс. Исследования спектров и кинетических зависимостей ФЛ с временным разрешением  $\sim 5$  нс осуществлялись при температуре 300 К с помощью решеточного монохроматора Acton-2300 и ФЭУ ближнего ИК (Hamamatsu) и видимого (ФЭУ-118) диапазонов.

## Результаты и обсуждение

Ранее было показано, что в наноструктурированных порошках  $\text{Y}_x\text{Er}_y\text{Al}_5\text{O}_{12}$  и  $\text{Y}_x\text{Er}_y\text{Yb}_z\text{Al}_5\text{O}_{12}$  наблюдается эффективная ап-конверсия излучения ближнего ИК диапазона (0.8-1.05 мкм, 1.45-1.55 мкм) в видимое излучение (0.4-0.85 мкм), соответствующее оптическим переходам из возбужденных состояний ионов  $\text{Er}^{3+}$  [2,3]. Наиболее интенсивная полоса в спектре "ап-конверсионной" ФЛ наблюдается на длине волны 554 нм и связана с переходом  $^4\text{S}_{3/2} \rightarrow ^4\text{I}_{15/2}$  (рис. 1).

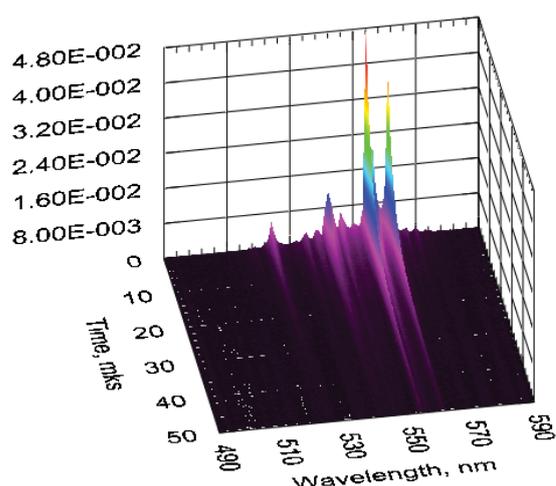
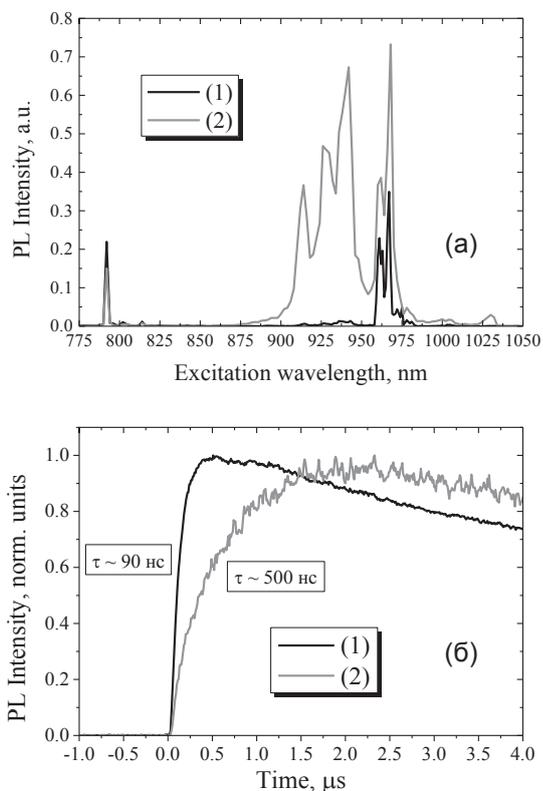


Рис. 1. Спектр ап-конверсионной ФЛ эрбия в наноструктурированном порошке  $\text{Y}_2\text{Er}_1\text{Al}_5\text{O}_{12}$  (длина волны возбуждения – 967 нм)

Для определения механизмов ап-конверсии в полученных образцах были исследованы спектры возбуждения и кинетика ап-конверсионной ФЛ (на

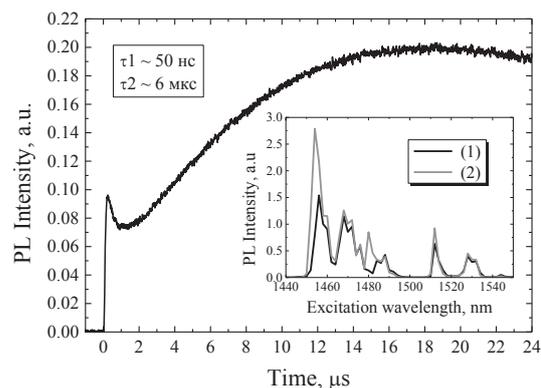
длине волны 554 нм) в образце, легированном ионами Er ( $Y_2Er_1Al_5O_{12}$ ), и в образце, солегированном ионами Er и Yb ( $Y_2Er_{0.5}Yb_{0.5}Al_5O_{12}$ ).



**Рис. 2.** Спектры возбуждения ап-конверсионной ФЛ ( $\lambda = 554$  нм) (а) и кинетика нарастания ап-конверсионной ФЛ при  $\lambda_{ex} = 967$  нм (б) в наноструктурированных порошках  $Y_2Er_1Al_5O_{12}$  (1) и  $Y_2Er_{0.5}Yb_{0.5}Al_5O_{12}$  (2)

В образце  $Y_2Er_1Al_5O_{12}$  ап-конверсионная ФЛ наблюдалась при возбуждении на длинах волн 792 нм и 967 нм, соответствующих оптическим переходам  $^4I_{9/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  и  $^4I_{11/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  иона  $Er^{3+}$  (рис.2а). При этом характерное время нарастания ФЛ составляло  $\sim 80$ -100 нс в зависимости от мощности возбуждающего излучения.

В образце  $Y_2Er_{0.5}Yb_{0.5}Al_5O_{12}$ , солегированном Er и Yb, в спектре возбуждения ап-конверсионной ФЛ доминирует полоса, соответствующая оптическому переходу иона  $Yb^{3+}$  (0.91-0.98 мкм). Характерное время нарастания ФЛ на длине волны 554 нм составляет в данном образце  $\sim 500$  нс и, по-видимому, определяется временем передачи возбуждения от ионов Yb к ионам Er. Таким образом, в образцах, солегированных ионами Er и Yb, доминирующим механизмом ап-конверсии ИК излучения в спектральном диапазоне 0.8-1.1 мкм является поглощение излучения ионами Yb и переноса энергии от ионов Yb к ионам Er.



**Рис. 3.** Кинетика нарастания ап-конверсионной ФЛ ( $\lambda = 554$  нм) в образце  $Y_2Er_{0.5}Yb_{0.5}Al_5O_{12}$  при  $\lambda_{ex} = 1468$  нм. На вставке: спектры возбуждения ап-конверсионной ФЛ в образцах  $Y_2Er_1Al_5O_{12}$  (1) и  $Y_2Er_{0.5}Yb_{0.5}Al_5O_{12}$  (2) в спектральном диапазоне 1.45-1.55 мкм

При возбуждении в области основного оптического перехода  $^4I_{13/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$  иона  $Er^{3+}$  ( $\lambda_{ex} = 1.45$ -1.55 мкм) для обоих типов исследованных образцов в спектре возбуждения ап-конверсионной ФЛ наблюдается серия узких линий, наиболее интенсивная из которых находится на длине волны 1454 нм (см. вставку на рис.3). В этом случае в кинетике нарастания ФЛ наблюдается две компоненты с характерными временами  $\tau_1 \sim 50$ -70 нс и  $\tau_2 \sim 3$ -6 мкс. Первое значение по порядку величины совпадает с характерными временами нарастания, полученными при возбуждении в области 0.8-1.05 мкм для образцов, легированных Er, и на порядок превышает длительность импульса возбуждающего излучения, что свидетельствует о незначительном вкладе процессов двухфотонного поглощения в механизм возбуждения ап-конверсионной ФЛ. Таким образом, в полученных образцах  $Y_2Er_1Al_5O_{12}$  (а также в образцах  $Y_2Er_{0.5}Yb_{0.5}Al_5O_{12}$  при возбуждении в области 1.45-1.55 мкм) основным механизмом возбуждения ФЛ видимого диапазона (554 нм) является кооперативная ап-конверсия в результате переноса энергии между ионами Er, возбужденными при поглощении ИК излучения накачки.

## Литература

1. Л.С. Хорошко *и др.* // Мокеровские чтения: Сб. тр. 9-й Межд. науч.-практ. конф., 88 (2018).
2. Л.С. Хорошко, Н.В. Гапоненко, М.В. Руденко *и др.* // Оптический журнал, Т. 86, 74 (2019).
3. А.Н. Яблонский *и др.* // Актуальные проблемы физики твердого тела: сб. докл. VIII Междунар. науч. конф., т.1, с.189 (2018).

# Проблема резервуара носителей тока в квантовом эффекте Холла в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe

М.В. Якунин<sup>1,\*</sup>, С.С. Криштопенко<sup>2</sup>, С.М. Подгорных<sup>1</sup>, М.Р. Попов<sup>1</sup>, В.Н. Неверов<sup>1</sup>,  
Ф. Терре<sup>3</sup>, В. Jouault<sup>3</sup>, W. Desrat<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>4</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>4</sup>

1 Институт физики металлов им. Мигеева УрО РАН, ул. С. Ковалевской, д. 18, Екатеринбург, 620219.

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

3 Laboratoire Charles Coulomb (L2C), Universite Montpellier, 34095 Montpellier, France.

4 Институт физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, пр. Лаврентьева, д. 13, Новосибирск, 630090.

\*yakunin@imp.uran.ru

Представлены результаты анализа обнаруженного ранее необычного «возвратного» вида квантового эффекта Холла (КЭХ) в двойной квантовой яме (ДКЯ) HgTe/CdHgTe со слоями HgTe критической толщины с учетом влияния бокового максимума валентной подзоны, выполняющего здесь функцию резервуара для дырок. Показано, что в данных ДКЯ магнитное поле способно опустошить этот резервуар, в результате в относительно слабых и сильных полях в КЭХ проявляется разная плотность подвижных дырок. Этот ДКЯ отличается от одиночного слоя HgTe, где указанный резервуар приводит к формированию квазибесконечного первого плато.

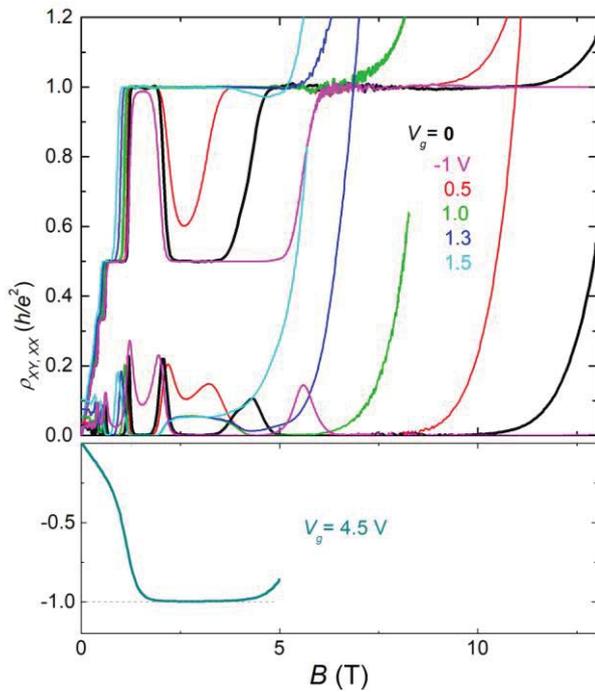
Среди первых объяснений фантастической точности, с какой измеряется холловское сопротивление  $\rho_{xy}$  на плато квантового эффекта Холла (КЭХ), была предложена модель резервуара [1], который фиксирует положение уровня Ферми  $E_F$  в двумерной системе. Позже модель локализованных состояний в системе уровней Ландау стала преобладать в объяснении эффекта [2]. Однако вплоть до настоящего времени модель резервуара оказывается удобной для объяснения многих наблюдаемых явлений [3]. В особенности интерес к этому механизму возрос в связи с недавним наблюдением аномально широкого первого плато целочисленного КЭХ в системах с квазидираковским энергетическим спектром. Когда такое аномально широкое плато было наблюденно в монослое графена [4,5], в качестве резервуара предложили либо зарядовые состояния на гетерогранице графена и подложки SiC, либо распределенные в плоскости слоя графена неоднородности в виде карманов с высокой плотностью содержащихся в них носителей тока. В другой системе — в квантовой яме HgTe критической ширины — обнаруженное аналогичное аномально широкое первое плато [6] также предлагается связать с резервуаром, но в качестве такового рассматривается совершенно другой объект — боковой максимум (БМ) в валентной подзоне квазидвумерного HgTe [7], которому соответствует высокая плотность состояний. Существенным отличием от графена здесь является то, что резервуар находится не извне, а

внутри проводящего слоя вследствие особенностей собственного энергетического спектра.

Обнаруженную ранее в наших экспериментах необычную структуру КЭХ в двойной квантовой яме (ДКЯ) в системе HgTe/CdHgTe со слоями HgTe критической толщины и проводимостью  $p$ -типа [8,9] (рис.1) также можно связать с влиянием БМ. Но здесь *второе* со стороны сильных полей плато (с номером  $i = 2$  в  $\rho_{xy} = h/ie^2$ ) оказывается аномально широким, хотя плато с  $i = 1$  также присутствует. Существенное отличие от картины в монослое с аномально широким плато  $i = 1$  здесь состоит в том, что аномально широкое плато  $i = 2$  имеет границу справа — переход плато-плато 2–1, который сильно сдвинут в большие поля в нарушение регулярности картины КЭХ в относительно слабых полях. По данному переходу можно вычислить плотность газа мобильных дырок  $p_s$  в сильном поле, и она оказывается в разы большей, чем это следует из картины КЭХ в слабых полях слева от плато  $i = 2$ .

На основе рассчитанных картины уровней Ландау ДКЯ с конечной шириной пиков плотности состояний (ПС) и траекторий движения среди них  $E_F$  с полем  $B$  (рис.2) мы показали, что в слабых полях картина КЭХ определяется плотностью легких дырок в заселенном центральном максимуме валентной подзоны ДКЯ, тогда как большая часть дырок находится в БМ этой же подзоны. Последние не участвуют в формировании структуры КЭХ, по-

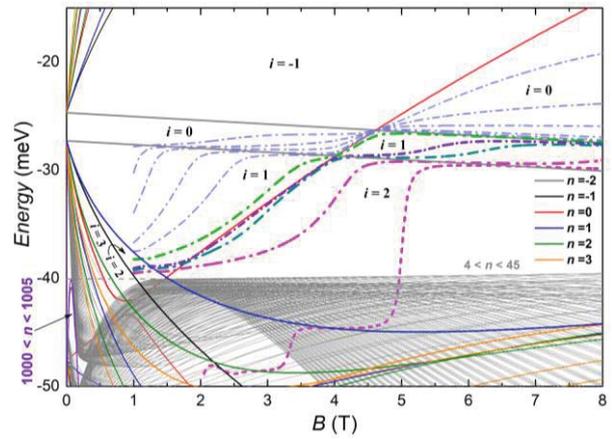
сколькx происходящие из БМ уровни Ландау формируют густую сетку и потому не разрешены, также из-за высокой ПС в этой сетке уровень Ферми как бы застревает в окрестностях энергии БМ в хвостах ПС ее уровней. На рис. 2 для иллюстрации этого эффекта приведено две траектории  $E_F(B)$  одним цветом для одной величины  $p_s = 1.9 \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  при наличии и гипотетическом отсутствии БМ. Стабилизация  $E_F(B)$  вкупе с другими особенностями картины уровней также является причиной возвратного характера КЭХ [8,9].



**Рис. 1.** Структура КЭХ с возвратом на anomalously широкое платo  $i = 2$  в ДКЯ HgTe/CdHgTe и ее эволюция с  $V_g$ .

В сильных полях все дырки становятся мобильными благодаря особенностям поведения имеющих здесь аномальных уровней нулевой моды (с номерами  $n = 0$  и  $-2$ ): эти уровни в сильных полях расположены существенно выше БМ, поэтому с ростом поля  $E_F(B)$  поднимается вверх и выходит из области влияния БМ. То есть БМ опустошается и переход 2–1 уже показывает полную концентрацию дырок. Эволюция структуры КЭХ с приложением напряжения затвора  $V_g$  вписывается в рассматриваемый механизм [9].

Авторы благодарят Г.М. Минькова за изготовление затвора на исследуемых структурах. Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» №АААА-А18-118020190098-5 и проекта № 18-10-2-6 программы УРО РАН при поддержке РФФИ (грант № 18-02-00172).



**Рис. 2.** Траектории движения уровня Ферми с полем  $E_F(B)$  в системе уровней Ландау при разных  $p_s = (0.3 - 1.9) \times 10^{15} \text{ м}^{-2}$  (штрихпунктирные линии). Гипотетический случай отсутствия массива уровней Ландау бокового максимума — линия короткой штрих. При учете же этого массива  $E_F(B)$  стабилизируется у вершины бокового максимума и пересекает уровни легких дырок, как если бы концентрация дырок стала существенно меньше. Щели обозначены номерами соответствующих платo  $\rho_{xy} = h/e^2$  (отрицательные для электронов)

### Литература

1. G.A. Baraff, D.C. Tsui // Physical Review B, V. 24, 2274 (1981).
2. R.E. Prange and S.M. Girvin (eds.) // The Quantum Hall Effect (Springer-Verlag, New York, 1990).
3. W. Zawadzki, A. Raymond, M. Kubisa // Physica Status Solidi B, V. 251, 247 (2014).
4. T.J.B.M. Janssen, A. Tzalenchuk, R. Yakimova et al. // Physical Review B, V. 83, 233402 (2011).
5. M. Yang, O. Couturaud, W. Desrat et al. // Physical Review Letters, V. 117, 237702 (2016).
6. I. Yahnuk, S.S. Krishtopenko, G. Grabecki et al. // arXiv: 1810.07449 [cond-mat.mes-hall].
7. Д.А. Козлов, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий // Письма в ЖЭТФ, Т. 100, 824 (2014).
8. М.В. Якунин, С.С. Криштопенко, С.М. Подгорных и др. // Письма в ЖЭТФ, Т. 104, 415 (2016).
9. M.V. Yakunin, S.S. Krishtopenko, S.M. Podgornykh et al. // arXiv: 1811.06791 [cond-mat.mes-hall].

## Содержание 2 тома

### Секция 3

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

<i>Belolipetskiy A.V., Nestoklon M.O., Yassievich I.N., Viet N.H., Quang T.V., Ha N.N.</i> Alloy SiGe nanocrystals in SiO <sub>2</sub> : tight-binding modeling and experiment .....	553
<i>Brussarski P., Li S., Kravchenko S.V., Shashkin A.A., Sarachik M.P.</i> Transport evidence for a sliding two-dimensional quantum electron solid.....	555
<i>Gudina S.V., Bogolubskii A.S., Neverov V.N., Shelushinina N.G., Yakunin M.V., Podgornyykh S.M., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A.</i> Effective Mass and g- Factor of two-dimensional HgTe $\Gamma_8$ -band electrons: Shubnikov-de Haas oscillations .....	556
<i>Кнар W.</i> Field Effect Transistors Based Terahertz Detectors: 25 Years History, State of the Art and Future Directions .....	558
<i>Nguyen V.H., Ota Y., Novikov A., Shaleev M., Gotoh K., Kurokawa Y., Usami N.</i> Impact of textured structure on performance of PEDOT:PSS hybrid Si solar cells .....	562
<i>Niyazov R.A., Aristov D.N., Kachorovskii V.Yu.</i> Aharonov-Bohm interferometer on helical edge states: Tunneling conductance and spin filtering .....	564
<i>Rumyantsev V.V., Dubinov A.A., Fokin A.P., Utochkin V.V., Glyavin M.Yu., Morozov S.V.</i> Doubling of gyrotron radiation frequency due to nonlinear susceptibility in A3B5 semiconductors .....	566
<i>Satou A., Omori Y., Manabe S., Hosotani T., Iwatsuki K., Otsuji T.</i> Millimeter-Wave Photonic Double-Mixing by InGaAs-HEMTs for Optical to Wireless Carrier Frequency Down-Conversion .....	568
<i>Zhukov A.A., Volk Ch., Winden A., Hardtdegen H., Schaepers Th.</i> Investigations of transport of nonthermalized quasi-ballistic electrons in InAs nanowire by scanning gate microscopy.....	570
<i>Абрамкин Д.С., Петрушков М.О., Путьято М.А., Семягин Б.Р., Емельянов Е.А., Богомолов Д.Б., Шамирзаев Т.С.</i> GaAs/GaP гетероструктуры, выращенные на Si подложках .....	572
<i>Абрамкин Д.С., Шамирзаев Т.С.</i> Рекомбинация и энергетическая релаксация экситонов в InSb/AlAs гетероструктурах с квантовыми ямами .....	574
<i>Акимов А.Н., Голяшов В.А., Климов А.Э., Терещенко О.Е., Эпов В.С.</i> Динамика поверхностной проводимости в пленках кристаллического топологического изолятора PbSnTe:In.....	576
<i>Алафердов А.В., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Демина П.Б., Дорохин М.В., Звонков Б.Н., Кудрин А.В., Мошкалева С.А.</i> Использование многослойного графена для формирования контактного слоя к световылучающим GaAs структурам .....	579
<i>Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Кудряцев К.Е., Козлов Д.В., Морозов С.В., Румянцев В.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Sirtori C., Красильник З.Ф.</i> Времена жизни неравновесных носителей в квантовых ямах HgTe с нормальной зонной структурой .....	581
<i>Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.</i> Электрические домены в сверхрешетках GaAs/AlAs при комнатной температуре .....	583
<i>Алтухов И.В., Каган М.С., Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Родионов Н.Б., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Хмельницкий Р.А.</i> Ионизация бора в монокристаллическом алмазе в сильном электрическом поле.....	585
<i>Андреев Б.А., Кудряцев К.Е., Яблонский А.Н., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Бушуйкин П.А., Красильникова Л.В., Давыдов В.Ю., Красильник З.Ф.</i> Излучательные свойства эпитаксиальных структур нитрида индия .....	587
<i>Андреев И.В., Муравьев В.М., Гусихин П.А., Кукушкин И.В.</i> Коллективные и одночастичные возбуждения в двумерных электронных системах .....	589
<i>Андреанов А.В., Захарьин А.О.</i> Терагерцовая фотолюминесценция в полупроводниках .....	591
<i>Анфертьев В.А., Вакс В.Л., Реутов А.И., Баранов А.Н., Teissier R.</i> Исследование характеристик ТГц квантовых каскадных лазеров с помощью открытого оптического резонатора .....	593
<i>Архипова Е.А., Демидов Е.В., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Краев С.А., Шашкин В.И., Богданов С.А., Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Исаев В.А., Лобаев М.А., Радищев Д.Б.</i> Омические контакты Au/Mo/Ti с пониженным сопротивлением к алмазу р-типа .....	595

<i>Архипова Е.А., Демидов Е.В., Дроздов М.Н., Краев С.А., Шашкин В.И., Богданов С.А., Вихарев А.Л., Горбачев А.М., Лобаев М.А.</i> Омические контакты к эпитаксиальным структурам алмаза с дельта-слоями бора.....	597
<i>Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Морозов С.В., Гавриленко В.И.</i> Моделирование инжекционных лазеров на основе CdHgTe .....	599
<i>Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Хабибуллин Р.А.</i> Терагерцовый квантово-каскадный лазер на основе узкозонных квантовых ям HgCdTe .....	601
<i>Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Щаврук Н.В., Пономарев Д.С., Хабибуллин Р.А.</i> Вольт-амперные и мощностные характеристики квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона на основе GaAs/AlGaAs .....	603
<i>Багаев В.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Чернопицкий М.А.</i> Люминесценция экситонов вблизи $E_1'$ межзонного перехода в InSe при инфракрасном лазерном возбуждении.....	605
<i>Багаев В.С., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Чернопицкий М.А.</i> Резонансная рамановская спектроскопия 4ML-пленки MoS <sub>2</sub> .....	607
<i>Байдусь Н.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Круглов А.В., Кудрявцев К.Е., Некоркин С.М., Новиков А.В., Реунов Д.Г., Юрасов Д.В.</i> Выращивание квантовых точек InGaAs/GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии.....	609
<i>Барышев В.Р., Гинзбург Н.С.</i> Синхронизация полупроводниковых лазерных решеток за счет использования двумерных брэгговских структур .....	611
<i>Бекин Н.А.</i> Двухфононная внутрицентровая релаксация акцепторов бора в алмазе .....	613
<i>Бельков В.В., Будкин Г.В., Голуб Л.Е., Ивченко Е.Л., Козлов Д.А., Попов В.В., Фатеев Д.В., Faltermeier P., Ganichev S.D.</i> Эффекты электронного храповика в двумерной системе .....	615
<i>Буравлев А., Цырлин Г., Сапега В., Малеев Н., Самсоненко Ю., Хребтов А.</i> p-i-n диоды на основе (In,Mn)As квантовых точек .....	616
<i>Ведь М.В., Дорохин М.В., Лесников В.П., Дёмина П.Б., Здоровейцев А.В., Данилов Ю.А., Кудрин А.В.</i> Люминесцентные свойства и получение диодов (In,Fe)Sb/GaAs/InGaAs.....	618
<i>Вихарев А.Л., Лобаев М.А., Радищев Д.Б., Горбачев А.М., Исаев В.А., Богданов С.А., Дроздов М.Н., Юнин П.А., Королев С.А., Колядин А.В.</i> Исследование осаждения легированных эпитаксиальных слоев на полдьюмовых подложках алмаза .....	620
<i>Волков В.А., Заболотных А.А.</i> 2D плазмоны вблизи конечного затвора.....	622
<i>Волков П.В., Вовилкин Е.А., Горюнов А.В., Краев С.А., Лукьянов А.Ю., Семиков Д.А., Тертышник А.Д.</i> Метод создания волоконно-оптического датчика температуры с использованием технологий формирования полупроводниковых микроструктур .....	624
<i>Волкова Н.С., Горшков А.П., Абрамкин Д.С., Байдусь Н.В., Лебединский Н.В., Истомин Л.А., Левичев С.Б.</i> Исследование дефектообразования в структурах с квантовыми точками InAs/GaAs методами фотоэлектрической и фотолюминесцентной спектроскопии .....	626
<i>Востоков Н.В., Данильцев В.М., Краев С.А., Крюков В.Л., Стрельченко С.С., Шашкин В.И.</i> Вертикальный полевой транзистор с управляющим p-n переходом на основе GaAs.....	628
<i>Востоков Н.В., Дроздов М.Н., Хрыкин О.И., Шашкин В.И., Юнин П.А.</i> Использование собственной электрической поляризации в диодной гетероструктуре металл/AlGaN/GaN для снижения эффективной высоты барьера .....	630
<i>Галеева А.В., Гоманько М.А., Тамм М.Е., Яшина Л.В., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.</i> Исследование фотоэлектромагнитного эффекта в топологических изоляторах (Bi <sub>1-x</sub> Sb <sub>x</sub> ) <sub>2</sub> Te <sub>3</sub> .....	632
<i>Галеева А.В., Казаков А.С., Артамкин А.И., Рябова Л.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Ганичев С.Д., Хохлов Д.Р.</i> РТ-симметрия терагерцовой фотопроводимости Hg <sub>1-x</sub> Cd <sub>x</sub> Te.....	634
<i>Германенко А.В., Миньков Г.М., Рут О.Э., Шерстобитов А.А., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i> Спектр боковых экстремумов валентной зоны в квантовых ямах HgTe .....	636
<i>Голяшов В.А., Климов А.Э., Акимов А.Н., Тарасов А.С., Ищенко Д.В., Супрун С.П., Кавеев А.К., Терещенко О.Е.</i> Спиновая поляризация и спин-зависимые эффекты в кристаллическом топологическом изоляторе PbSnTe .....	638
<i>Горох Г.Г., Деминский П.В., Лозовенко А.А., Захлебаева А.И.</i> Формирование буферных слоев с помощью анодного оксида алюминия на Si для эпитаксиального роста тринитридов .....	640
<i>Громыко Д.А., Тиходеев С.Г., Морозов С.В., Румянцев В.В.</i> Вертикально-излучающие CdHgTe/HgTe гетероструктуры с распределенной обратной связью .....	642
<i>Гудина С.В., Неверов В.Н., Попов М.Р., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i> Об экспериментальном определении спинового расщепления Рашбы в асимметричных и симметричных квантовых ямах HgTe с инвертированным зонным спектром .....	644

<i>Данильцев В.М., Демидов Е.А., Дроздов М.Н., Краев С.А., Суровегина Е.А., Хрыкин О.И., Шашкин В.И., Юнин П.А.</i> Металлоорганическая газофазная эпитаксия дельта – слоев теллура в GaAs с повышенной концентрацией.....	646
<i>Двуреченский А.В., Якимов А.И., Зиновьев В.А., Кириченко В.В., Блошкин А.А.</i> Коллективные эффекты в оптических явлениях в кремниевых гетероструктурах с квантовыми точками сопряженных с метаповерхностями.....	648
<i>Деменев А.А., Гиппиус Н.А., Кулаковский В.Д.</i> Динамика когерентности экситон-поляритонной системы в GaAs микрорезонаторах при импульсном резонансном фотовозбуждении.....	650
<i>Демидов Е.С., Абросимов А.С., Карзанов В.В., Демидова Н.Е., Ефимов А.Д.</i> Электрохимический «резонанс» фотолюминесценции при импульсном анодном формировании пористого кремния.....	653
<i>Демьяненко М.А., Есаев Д.Г., Марчишин И.В., Овсяк В.Н., Фомин Б.И., Алиев В.Ш., Князев Б.А.</i> Неохлаждаемое микроболометрическое фотоприемное устройство ИК и ТГц диапазонов.....	655
<i>Демьяненко М.А., Есаев Д.Г., Марчишин И.В., Овсяк В.Н., Валишева Н.А., Торопов А.И., Дворецкий С.А., Латышев А.В.</i> Охлаждаемое фотоприемное устройство на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами.....	657
<i>Деребезов И.А., Гайслер В.А., Гайслер А.В., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., von Helversen M., de la Haye C., Vouyouar S., Reitzenstein S.</i> Неклассические источники света на основе селективно-позиционированных микролинзовых структур и (111)In(Ga)As квантовых точек.....	659
<i>Дерябкин А.В., Духновский М.П., Куликов Е.Н., Тихомиров М.С., Федоров Ю.Ю.</i> Моделирование тепловых полей и исследование технологии формирования окна вывода электронов из поликристаллического алмаза для электронной пушки.....	661
<i>Дерябкин А.В., Духновский М.П., Куликов Е.Н., Федоров Ю.Ю., Темерязева М.П.</i> Исследование процессов планаризации поверхности поликристаллического алмаза методом термического растворения в системе алмаз – металл.....	663
<i>Дерябкин А.В., Духновский М.П., Куликов Е.Н., Федоров Ю.Ю.</i> Исследование технологии формирования перспективной монокристаллической замедляющей системы из поликристаллического CVD-алмаза для ЛБВ миллиметрового диапазона длин волн.....	665
<i>Деточенко А.П., Гусаров В.В., Сухоруков А.В., Гусейнов Д.В., Ежевский А.А., Мамин Г.В., Зверев Д.Г., Абросимов Н.В.</i> Сверхтонкое взаимодействие в объемных монокристаллах $Si_{1-x}Ge_x$ ( $x < 0.05$ ).....	667
<i>Дидейкин А.Т., Вуль А.Я.</i> Оксид графена и его место в семействе графеновых материалов.....	669
<i>Дикарева Н.В., Звонков Б.Н., Некоркин С.М., Самарцев И.В., Байдусь Н.В., Алешкин В.Я., Юнин П.А.</i> Многоямные GaAs/GaAsP/InGaAs гетероструктуры.....	671
<i>Дорохин М.В., Демина П.Б., Ерофеева И.В., Здоровейцев А.В., Кузнецов Ю.М., Болдин М.С., Попов А.А., Ланцев Е.А.</i> Температурные зависимости термоэлектрических свойств структур SiGe, полученных методом электроимпульсного плазменного спекания.....	673
<i>Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Охупкин А.И., Краев С.А., Лобаев М.А.</i> Новые возможности метода ToF-SIMS для анализа элементного и фазового состава углеродсодержащих материалов.....	675
<i>Дьяков С.А., Жигунов Д.М., Маринин А., Игнатов А.В., Степихова М.В., Новиков А.В., Яблонский А.Н., Попов С., Федянин А.А., Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А.</i> Оптические резонансы в периодических структурах с Si нанокристаллами и Ge(Si) самоформирующимися nanoостровками.....	678
<i>Дьяков С.А., Степихова М.В., Новиков А.В., Яблонский А.Н., Тиходеев С.Г., Гиппиус Н.А.</i> Квазиволноводные моды фотонно-кристаллических структур с Ge(Si) квантовыми точками: теория и эксперимент.....	680
<i>Ершов А.В., Сресели О.М., Грачев Д.А., Боряков А.В., Нежданов А.В., Кузякин Я.Д.</i> Получение и свойства многослойных наноструктур $a-SiGe_x/SiO_2$ , сформированных последовательным осаждением.....	682
<i>Ефимов В.Б., Межов-Деглин Л.П., Рыбченко О.Г.</i> Роль размерного эффекта в кристаллизации аморфного этанола.....	684
<i>Жукавин Р.Х., Павлов С.Г., Pohl A., Абросимов Н.В., Redlich V., Hübers H.-W., Шастин В.Н.</i> Перестройка Стоксова сдвига в эффекте ВКР при возбуждении деформированного n-Si.....	686
<i>Журавлев А.Г., Хорошилов В.С., Савченко М.Л., Ярошевич А.С., Рудая Н.С., Альперович В.Л.</i> Эволюция вероятности выхода фотоэлектронов из GaAs(Cs,O) в вакуум при переходе от положительного к отрицательному электронному средству.....	688
<i>Забавичев И.Ю., Насеткин К.А., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А.</i> Моделирование процесса формирования разупорядоченной области радиационных дефектов в кремнии.....	690
<i>Загороднев И.В., Родионов Д.А.</i> Поглощение электромагнитных волн плазменными колебаниями в неограниченном двумерном электронном газе в магнитном поле.....	692
<i>Зайнагутдинов А.Р., Тележников А.В.</i> Электронные состояния в полупроводниковых кольцевых сверхрешетках со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы.....	694

<i>Заморянская М.В., Иванова Е.В., Трофимов А.Н., Орехова К.Н., Кравец В.А., Гусев Г.А.</i> Катодолюминесценция наногетероструктур, возможности исследования транспорта носителей заряда в структурах и качества интерфейсов .....	696
<i>Иванов К.А., Митрофанов М.И., Морозов К.М., Левицкий Я.В., Вознюк Г.В., Родин С.Н., Евтихивев В.П., Калитеевский М.А., Позина Г.</i> Оптические полосковые резонаторы на основе GaN изготовленных с помощью селективного осаждения металлорганических соединений из газовой фазы .....	698
<i>Ивченко Е.Л.</i> Сверхтонкое взаимодействие и рекомбинация Шокли–Рида–Холла в полупроводниках .....	700
<i>Игнатъев И.В., Трифанов А.В., Кавокин К.В., Кавокин А.В., Шапочкин П.Ю., Ефимов Ю.П., Елисеев С.А., Ловцюс В.А.</i> Оптические проявления спиновой поляризации резервуара неизлучающих экситонов .....	702
<i>Иконников А.В., Черничкин В.И., Дудин В.С., Акимов А.Н., Климов А.Э., Терещенко О.Е., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.</i> Примесная фотопроводимость эпитаксиальных пленок PbSnTe .....	704
<i>Казаков А.С., Галеева А.В., Артамкин А.И., Иконников А.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.</i> Фотопроводимость в эпитаксиальных структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с варьруемой толщиной активного слоя .....	706
<i>Калитеевский М.А., Морозов К.М., Иванов К.А., Гиришова Е.И., Селенин Н., Михрин С.С., Позина Г., Переира Д., Менелаоу К., Монкман Э.</i> Эффект Парселла и эмиссия излучения при взаимодействии Таммовского плазмона и экситона в органическом материале в режиме сильной связи .....	708
<i>Козлов Д.А., Савченко М.Л., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Maier H., Ziegler J., Fisher R., Weiss D.</i> Наноструктуры на основе трехмерных топологических изоляторов .....	710
<i>Козлов Д.В., Румянцев В.В., Морозов С.В.</i> Влияние неоднородности диэлектрической проницаемости на спектр двойных акцепторов в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами .....	712
<i>Козлов Д.В., Румянцев В.В., Морозов С.В., Кадыков А.М., Фадеев М.А., Варавин В.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Терре Ф.</i> Конкуренция примесной и межзонной фотолуминесценции в гетероструктурах $Hg_{1-x}Cd_xTe/HgTe$ с квантовыми ямами .....	714
<i>Кононов А., Швецов О.О., Егоров С.В., Тимонина А.В., Колесников Н.Н., Деятков Э.В.</i> Проявление ферми-арок в Андреевском транспорте через гетероконтакт сверхпроводник — вейлевский полуметалл WTe <sub>2</sub> .....	716
<i>Корнилова Ю.Д., Хорошко Л.С., Гапоненко Н.В., Руденко М.В., Сукалин К.С., Холов П.А., Парафинюк Д.А., Степихова М.В., Яблонский А.Н., Кудрявцев К.Е.</i> Наноструктурированные алюмоиттриевые композиты, легированные ионами лантаноидов: технология получения и люминесцентные свойства .....	718
<i>Кочаровская Е.Р., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Песков Н.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С., Соболев Д.И., Проявин М.Д.</i> Двумерные брэгговские резонаторы на основе планарных диэлектрических волноводов (теория и модельный эксперимент) .....	720
<i>Кочаровская Е.Р., Мишин А.В., Рябинин И.С.</i> Одновременная генерация низко- и высокочастотных мод в гетеролазерах на квантовых точках: спектрально-корреляционный анализ .....	722
<i>Кочаровский Вл.В., Кукушкин В.А., Тарасов С.В., Кочаровский В.В.</i> Спонтанное нарушение симметрии генерации в сверхизлучающих лазерах с непрерывной накачкой и однородным уширением активной среды .....	724
<i>Кочиев М.В., Белых В.В., Сибельдин Н.Н.</i> Флуктуации времени возникновения бозе-конденсата поляритонов и динамика его спонтанной поляризации .....	726
<i>Кукушкин В.А.</i> Резкое уменьшение подвижности дырок при снижении внешним напряжением их двумерной концентрации в дельта-допированных бором проводящих каналах полевых транзисторов на алмазе .....	728
<i>Куликов Е.Н., Ларина П.М.</i> Исследование технологических процессов формирования резистивных слоев мощных чип-резисторов из поликристаллического алмаза методом ионной имплантации .....	730
<i>Лаврухин Д.В., Ячменев А.Э., Глинский И.А., Хабибуллин Р.А., Гончаров Ю.Г., Спектор И.Е., Зайцев К.И., Пономарев Д.С.</i> Терагерцовые антенны с плазмонными решетками для систем спектроскопии и визуализации .....	732
<i>Ладугин М.А.</i> Влияние конструкции и технологии квантоворазмерной активной области на выходные характеристики полупроводниковых лазеров .....	734
<i>Лобаев М.А., Горбачев А.М., Вихарев А.Л., Радищев Д.Б., Исаев В.А., Богданов С.А., Дроздов М.Н., Краев С.А., Юнин П.А., Шашкин В.И.</i> Исследование процессов выращивания легированных фосфором эпитаксиальных слоев алмаза и их диагностика .....	736
<i>Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Андреев Б.А., Красильникова Л.В., Юнин П.А., Бушуйкин П.А., Скороходов Е.В., Шалеев М.В., Калинин М.И.</i> Высокотемпературный рост эпитаксиальных слоев InN методом МПЭ ПА .....	738
<i>Мазов Л.С.</i> Широкополосная сверхбыстрая спектроскопия псевдощелевого состояния оксидов меди .....	740

<i>Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И., Кулаковский В.Д., Schneider C., Höfling S.</i> Излучение одиночных квантовых точек и лазерная генерация света в хиральных фотонных полупроводниковых наноструктурах .....	742
<i>Малышев А.И., Фролова Е.В., Догадова Д.М.</i> Резонансы Фано проводимости двумерных структур с квантовыми точками .....	744
<i>Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Светогоров В.Н., Ладугин М.А., Падалица А.А., Эйстрих-Геллер В.Ю., Кудрявцев К.Е., Юрасов Д.В., Новиков А.В., Красильник З.Ф.</i> Метаморфные лазерные гетероструктуры на основе AlGaInAs .....	746
<i>Махов И.С., Паневин В.Ю., Фирсов Д.А., Воробьев Л.Е., Васильев А.П., Малеев Н.А.</i> Примесная терагерцовая фотолуминесценция при межзонной оптической накачке лазерных наноструктур с легированными квантовыми ямами .....	748
<i>Машиинский К.В., Попов В.В., Фатеев Д.В.</i> Возбуждение бегущей плазменной волны в периодической графеновой структуре .....	750
<i>Мизеров А.М., Тимошнев С.Н., Соболев М.С., Никитина Е.В., Шубина К.Ю., Буравлев А.Д.</i> Синтез n+GaN слоев на виртуальных подложках GaN/c-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота .....	752
<i>Милёхин А., Rahaman M., Дуда Т., Милёхин И., Аникин К., Родякина Е., Васильев Р.Б., Dzhanan V.M., Zahn D.R.T., Латышев А.В.</i> Плазмон-усиленная ближнепольная оптическая спектроскопия полупроводниковых наноструктур .....	754
<i>Миньков Г.М., Алешкин В.Я., Шерстобитов А.А., Рут О.Э., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Гигантская анизотропия in-plane g-фактора электронов в квантовых ямах HgTe, выращенных на подложке с ориентацией [013] .....	756
<i>Михайлов А.Н., Белов А.И., Королев Д.С., Антонов И.Н., Зубков С.Ю., Шенина М.Е., Милин В.Е., Сушков А.А., Павлов Д.А., Тетельбаум Д.И., Горшков О.Н., Тихов С.В.</i> Повышение воспроизводимости резистивного переключения в многослойных мемристивных наноструктурах на основе стабилизированного иттрием оксида циркония .....	758
<i>Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Икусов Д.Г., Карпов В.В., Ремесник В.Г., Сусов Е.В., Ужаков И.Н., Филатов А.В., Шефц В.А., Алешкин В.Я.</i> Выращивание структур с множественными квантовыми ямами HgTe для ИК фотоприемников .....	760
<i>Мозунов Я.А., Федянин А.Е., Fernández F., Lysenko S., Kent A.J., Щербаков А.В., Калашишникова А.М., Акимов А.В.</i> Управление сверхбыстрым фазовым переходом диэлектрик-металл в наноструктурах VO <sub>2</sub> пикосекундными импульсами деформации .....	762
<i>Моиссенко И.М., Попов В.В., Фатеев Д.В.</i> Сужение плазмонных резонансов фотоотклика при возбуждении плазмонов методом нарушенного полного отражения в двухслойной графеновой структуре .....	764
<i>Морозов М.Ю., Попов В.В.</i> Замедление терагерцовых плазменных волн в конической структуре на основе графена .....	766
<i>Морозова Е.А., Рувльков А.С., Перов А.А.</i> Квантовый эффект холла в электронном газе двокопериодических полупроводниковых сверхрешеток в присутствии спин-орбитального взаимодействия .....	768
<i>Нагаев К.Э., Храпай В.С.</i> Влияние спин-орбитального взаимодействия и электрон-электронного рассеяния на проводимость квантовых каналов .....	770
<i>Нагаев К.Э.</i> Электрон-электронное рассеяние и проводимость длинных многомодовых каналов .....	772
<i>Насеткин К.А., Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А.</i> Моделирование реакции субмикронных структур «кремний на изоляторе» на воздействие низкоинтенсивных проникающих излучений .....	774
<i>Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Фролов А.В.</i> Ультразвуковое детектирование аномалии модуля Юнга, наблюдающейся при критическом растяжении вискозеров квазиодномерного проводника TaS <sub>3</sub> .....	776
<i>Николаев С.Н., Кривобок В.С., Онищенко Е.Е., Пручкина А.А., Чернопицкий М.А., Ченцов С.И.</i> Люминесцентные свойства одиночных донорно-акцепторных пар в квантовых ямах на основе ZnSe .....	778
<i>Никольская А.А., Королев Д.С., Михайлов А.Н., Белов А.И., Сушков А.А., Кривулин Н.О., Марычев М.О., Мухаматчин К.Р., Елизарова А.А., Конаков А.А., Тетельбаум Д.И., Павлов Д.А.</i> Светоизлучающая 9R фаза кремния, сформированная методом ионной имплантации инертного газа в подложки SiO <sub>2</sub> /Si .....	780
<i>Никонов С.А., Зыбцев С.Г., Покровский В.Я.</i> Низкотемпературные особенности фотопроводимости «комнатной» волны зарядовой плотности в квазиодномерном соединении NbS <sub>3</sub> -II .....	782
<i>Новиков А.В., Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Бушуйкин П.А., Андреев Б.А., Юнин П.А., Дроздов М.Н., Яблонский А.Н., Калинин М.А., Антонов А.В., Красильник З.Ф.</i> Излучательные свойства слоев n-Ge, выращенных на Ge и Si подложках .....	784

<i>Оболенская Е.С., Иванов А.С., Павелъев Д.Г., Козлов В.А., Васильев А.П.</i> Сравнение особенностей транспорта электронов и ТГц генерации в диодах на основе 6-, 18-, 30- и 120-периодных GaAs/AlAs сверхрешеток.....	786
<i>Орлов Л.К., Вдовин В.И., Орлов М.Л.</i> Особенности роста на кремнии и свойства наноструктурированных островковых пленок кубической фазы карбида кремния .....	788
<i>Оханкин А.И., Юнин П.А., Дроздов М.Н., Королев С.А., Краев С.А., Архипова Е.А., Скороходов Е.В., Бушуйкин П.А., Шашкин В.И.</i> Плазмохимическое осаждение DLC-пленок на поверхности монокристаллического высоколегированного алмаза .....	791
<i>Петров С.И., Алексеев А.Н., Мамаев В.В., Новиков С.А., Луценко Е.В., Ржеуцкий М.В.</i> Использование высокотемпературной аммиачной МЛЭ для улучшения свойств нитридных НЕМТ гетероструктур .....	793
<i>Планкина С.М., Вихрова О.В., Звонков Б.Н., Зубков С.Ю., Крюков Р.Н., Нежданов А.В., Павлов Д.А., Пашенькин И.Ю., Сушков А.А.</i> Комплексное применение спектроскопии комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции для диагностики многослойных гетероструктур.....	795
<i>Поддубный А.Н.</i> Резонансные магнитооптические эффекты в полупроводниковых наноструктурах .....	797
<i>Полищук О.В., Попов В.В., Фатеев Д.В.</i> Усиление терагерцового излучения в режиме антикроссинга плазмонных резонансов в периодической двухслойной структуре на основе графена .....	799
<i>Попов В.Г., Криштон В.Г., Eaves L., Henini M., Portal J.-C.</i> Накопление заряда в GaAs квантовых ямах резонансно-туннельного диода индуцированное квантующим магнитным полем .....	801
<i>Прохоров Д.С., Шенгуров В.Г., Денисов С.А., Филатов Д.О., Здоровейцев А.В., Чалков В.Ю., Зайцев А.В., Ведь М.В., Дорохин М.В., Степихова М.В.</i> Усиленная фотолюминесценция сильнолегированных слоев Ge/Si(001) <i>n</i> -типа проводимости.....	803
<i>Пузанов А.С., Венедиктов М.М., Оболенский С.В., Козлов В.А.</i> Применение локально-неравновесных физико-топологических моделей переноса носителей заряда для оценки сбоеустойчивости интегральных схем при воздействии тяжелых заряженных частиц и ультракоротких импульсов ионизирующего излучения.....	805
<i>Резван А.А., Климин В.С., Морозова Ю.В.</i> Полевые эмиссионные структуры на основе углеродного наноматериала .....	807
<i>Резник Р.Р., Котляр К.П., Кукушкин С.А., Цырлин Г.Э.</i> МПЭ рост и свойства нитридных и других 3-5 ННК на гибридной SiC/Si подложке. Восходящая диффузия Si из подложки в GaN ННК .....	809
<i>Реунов Д.Г., Абрамкин Д.С.</i> Влияние морфологии поверхности на упругие деформации в КЯ InGaAs/GaAs с компенсирующими слоями GaAsP .....	811
<i>Русецкий В.С., Голяшов В.А., Назаров Н.С., Чистохин И.Б., Ярошевич А.С., Шамирзаев Т.С., ДЕРЕБЕЗОВ И.А., Гайслер В.А., Бакаров А.К., Дмитриев Д.В., Торопов А.И., Торопов И.И., Миронов А.В., Аксенов В.В., Терещенко О.Е.</i> Фотоэмиссионные и инжекционные свойства полупроводниковых гетероструктур с эффективным отрицательным электронным средством .....	813
<i>Рыков А.В., Вергелес П.С., Здоровейцев А.В., Ковальский В.А., Байдусь Н.В., Дорохин М.В., Шенгуров В.Г., Денисов С.А.</i> Вариации дислокационных фильтров в структурах AlN на подложке Ge/Si .....	815
<i>Рябоштан Ю.Л., Светогоров В.Н., Падалица А.А., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Курносков В.Д., Курносков К.В., Романцевич В.И., Иванов А.В.</i> Лазерные гетероструктуры с увеличенной квантовой эффективностью, изготовленные на подложке InP.....	817
<i>Сабликов В.А., Суханов А.А.</i> Синглет-триплетный переход в основном состоянии двухэлектронной системы без магнитного поля .....	819
<i>Самарцев И.В., Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Байдусь Н.В., Рыков А.В., Кудрявцев К.Е., Шенгуров В.Г., Чалков В.Ю.</i> Фоточувствительная структура InGaAs на подложке Si/Ge (001) с градиентным метаморфным буферным слоем InGaAsP .....	821
<i>Сергеев Ю.А., Оладышкин И.В., Бодров С.Б., Корытин А.И., Мурзанов А.А., Токман М.Д., Степанов А.Н.</i> Генерация мощного ТГц излучения и нелинейные эффекты при его взаимодействии с твердыми телами и жидкостями .....	823
<i>Смагина Ж.В., Зиновьев В.А., Родякина Е.Е., Фомин Б.И., Ненашев А.В., Степихова М.В., Яблонский А.Н., Новиков А.В., Дуреческий А.В.</i> Упорядоченные массивы Ge(Si) квантовых точек, встроенные в микрорезонаторы .....	825
<i>Соколова З.Н., Пихтин Н.А., Асрян Л.В.</i> Вырожденные характеристики полупроводниковых лазеров на квантовых ямах .....	827
<i>Соколовский Г.С.</i> Прогресс в создании квантово-каскадных лазеров инфракрасного и терагерцового диапазона .....	829
<i>Спирин К.Е., Гапонова Д.М., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i> Особенности спектра остаточной фотопроводимости в узкозонных гетероструктурах с квантовыми ямами .....	831
<i>Степихова М.В., Яблонский А.Н., Дьяков С.А., Скороходов Е.В., Сергеев С.М., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Новиков А.В., Красильник З.Ф.</i> Усиление люминесцентного отклика наноструктур Ge(Si)	

в фотонных кристаллах: эффекты взаимодействия с резонансными и радиационными модами в Г точке зоны Бриллюэна.....	833
<b>Сушков А.А., Павлов Д.А., Шенгуров В.Г., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Байдусь Н.В., Рыков А.В.</b> Структурные и оптические свойства слоя GaAs, выращенного на подложке Si/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> .....	835
<b>Тарасова Е.А., Оболенский С.В., Козлов В.А., Латышева Н.Д., Боженкина А.С., Иванов А.Б., Хазанова С.В., Дегтярев В.Е.</b> Анализ причин интермодуляционных искажений перспективных квазибаллистических полевых транзисторов до и после радиационного воздействия .....	837
<b>Травкин В.В., Федосеев А.Н., Пахомов Г.Л.</b> Влияние состава тонких пленок перовскитоподобных фотодетекторов на их устойчивость к свето-индуцированной деградации .....	839
<b>Трофимов С.Д., Бормашов В.С., Тарелкин С.А., Троцкий С.Ю., Лунарев Н.В., Голованов А.В., Буга С.Г., Кириченко А.Н., Дроздова Т.Е., Большедворский С.В., Шемухин А.А., Балакишин Ю.В., Бланк В.Д.</b> Создание и диагностика одиночных центров люминесценции в синтетическом алмазе.....	841
<b>Туркевич Р.В., Протогенов А.П., Чулков Е.В.</b> Уширение циклотронного поглощения в дираковском полуметалле Cd <sub>3</sub> As <sub>2</sub> .....	843
<b>Уаман Светикова Т.А., Иконников А.В., Румянцев В.В., Козлов Д.В., Галеева А.В., Кадыков А.М., Варавин В.С., Якушев М.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В., Гавриленко В.И.</b> Эволюция примесной фотопроводимости в эпитаксиальных пленках CdHgTe при изменении температуры .....	845
<b>Умнягин Г.М., Дегтярев В.Е., Оболенский С.В.</b> Численное моделирование вольт-амперных характеристик резистивной памяти на основе нестехиометрических оксидов металлов .....	848
<b>Усов Ю.В., Павлов Д.А., Дорохин М.В., Здоровейцев А.В., Звонков Б.И.</b> Исследование структуры слоя галлида марганца, осажденного на подложку GaAs (001) .....	850
<b>Уточкин В.В., Куликов Н.С., Жолудев М.С., Румянцев В.В., Фадеев М.А., Алёшкин В.Я., Отији Т., Satou F., Гавриленко В.И., Морозов С.В.</b> Фотолюминесценция в среднем ИК диапазоне в многослойном графене при импульсной оптической накачке.....	852
<b>Фадеев М.А., Румянцев В.В., Кадыков А.М., Дубинов А.А., Антонов А.В., Кудрявцев К.Е., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Гавриленко В.И., Морозов С.В.</b> Стимулированное излучение диапазона 2.8-3.5 мкм в гетероструктурах с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe при термоэлектрическом охлаждении .....	854
<b>Фадеев М.А., Уточкин В.В., Куликов Н.С., Жолудев М.С., Румянцев В.В., Алёшкин В.Я., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В.</b> Излучатели СИК и ДИК диапазонов на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgTe/CdHgTe.....	856
<b>Фирсов Д.А., Махов И.С., Паневин В.Ю., Воробьев Л.Е., Клишко Г.В., Комиссарова Т.А.</b> Терагерцовая фотолюминесценция, связанная с примесными переходами электронов в квантовых ямах в условиях компенсации .....	858
<b>Хабибуллин Р.А., Волков О.Ю., Павловский В.В., Пономарев Д.С., Афоненко А.А., Ушаков Д.В.</b> Исследование спектров излучения ТГц квантово-каскадных лазеров на основе резонансно-фононного дизайна .....	860
<b>Хазанова С.В., Дегтярев В.Е., Григорьева Н.Н., Голиков О.Л.</b> Диагностика легированных гетероструктур InGaAs/GaAs методом моделирования профиля наблюдаемой концентрации .....	862
<b>Хазанова С.В., Дегтярев В.Е., Григорьева Н.Н.</b> Моделирование спектра фотолюминесценции двойных асимметричных туннельно-связанных квантовых ям с высоким содержанием индия .....	864
<b>Хомицкий Д.В., Кулаков Д.А.</b> Рассеивание и динамика краевых состояний и волновых пакетов на поверхности топологических изоляторов в присутствии барьеров .....	866
<b>Хребтов А.И., Резник Р.Р., Убийвовк Е.В., Сибирев Н.В., Крыжановская Н.В., Литвин А.П., Скурлов И.Д., Парфёнов П.С., Кулагина А.С., Данилов В.В., Цырлин Г.Э.</b> Безызлучательный перенос энергии в гибридных наноструктурах с различной размерностью .....	868
<b>Чернозатонский Л.А., Артюх А.А., Демин В.А., Квашиный Д.Г.</b> Перфорированные графеновые полупроводниковые наноструктуры: формирование, свойства, перспективы применений .....	870
<b>Чигинева А.Б., Некоркин С.М., Байдусь Н.В., Самарцев И.В., Жидяев К.С., Демидов Е.В., Крюков А.В., Токарев В.А., Баклашов Д.И.</b> Низковольтные тиристорные структуры на основе GaAs/AlGaAs, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии.....	874
<b>Чумаков Н.К., Валеев В.Г., Гричук Е.С., Грищенко Ю.В., Езубченко И.С., Занавескин М.Л., Лев Л.Л., Майборода И.О., Строков В.Н., Черных И.А.</b> Проводимость и эффект Холла в 2DEG гетероструктур AlGaIn/AlN/GaN в области низких температур .....	876
<b>Шалеев М.В., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Морозова Е.Е., Ота У., Nguyen V.H., Gotoh K., Kurokawa Y., Usami N.</b> Использование Ge(Si) островков для увеличения эффективности солнечных элементов на основе тонкого кристаллического кремния .....	878

<i>Шалыгин В.А., Винниченко М.Я., Молдавская М.Д., Паневин В.Ю., Воробьев Л.Е., Фирсов Д.А., Korotuyev V.V., Сахаров А.В., Заварин Е.Е., Артеев Д.С., Закгейм Д.А., Лундин В.В.</i> Двумерные плазмоны в гетеропереходе GaN/AlGaN.....	880
<i>Шамирзаев Т.С., Абрамкин Д.С.</i> Высокотемпературный отжиг узкозонных гетероструктур: влияние равновесной концентрации носителей заряда.....	882
<i>Шастин В.Н., Жукавин Р.Х., Ковалевский К.А., Цыпленков В.В., Румянцев В.В., Шенгуров Д.В., Павлов С.Г., Шуман В.Б., Порцель Л.М., Лодыгин А.Н., Астров Ю.А., Абросимов Н.В., Klorf J.M., Hübers H.-W.</i> Активные среды на основе кремния, легированного двойными донорами.....	884
<i>Шастин В.Н., Цыпленков В.Н.</i> О возможности эффекта терагерцового стимулированного излучения донорами фосфора в алмазе.....	886
<i>Швецов О.О., Кононов А., Тимонина А.В., Колесников Н.Н., Девятков Э.В.</i> Демонстрация транспорта по поверхностным состояниям (Ферми-аркам) Вейлевского полуметалла WTe <sub>2</sub> в гибридной SNS структуре.....	888
<i>Шенгуров В.Г., Филатов Д.О., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Алябина Н.А., Зайцев А.В., Дроздов М.Н.</i> Эпитаксиальные структуры $n^{++}$ -Ge/ $p^{++}$ -Si(001) для туннельного $p$ - $n$ -перехода.....	890
<i>Шоболова Т.А., Коротков А.В., Петрякова Е.В., Липатников А.В., Пузанов А.С., Оболенский С.В., Козлов В.А.</i> Сравнение радиационной стойкости перспективных биполярных и гетеробиполярных транзисторов.....	892
<i>Шубина Т.В.</i> Оптические свойства ван-дер-ваальсовых нанотрубок дихалькогенидов переходных металлов.....	894
<i>Юнин П.А., Дроздов Ю.Н., Королёв С.А., Хрыкин О.И.</i> Исследование анизотропии структурных и электрофизических характеристик гетероэпитаксиальных слоев GaN, выращенных методом МОГФЭ на $a$ -срезе сапфира.....	896
<i>Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Вербус В.А., Гусев Н.С., Машин А.И., Морозова Е.Е., Нежданов А.В., Новиков А.В., Скороходов Е.В., Шенгуров Д.В., Яблонский А.Н.</i> Локально деформированные структуры на основе Ge как активная среда для кремниевой оптоэлектроники.....	898
<i>Яблонский А.Н., Кудрявцев К.Е., Степихова М.В., Хорошко Л.С., Гапоненко Н.В., Руденко М.В., Корнилова Ю.Д., Сукалин К.С., Холов П.А., Парафинюк Д.А.</i> Спектры возбуждения и кинетика ФЛ ионов $\text{Er}^{3+}$ и $\text{Yb}^{3+}$ в наноструктурированных алюмоиттриевых композитах.....	900
<i>Якунин М.В., Криштопенко С.С., Подгорных С.М., Попов М.Р., Неверов В.Н., Терре F., Jouault V., Desrat W., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i> Проблема резервуара носителей тока в квантовом эффекте Холла в двойной квантовой яме HgTe/CdHgTe.....	902

## Список участников

### Filianina Mariia

Johannes Gutenberg University Mainz  
+49 (151) 50504943  
mfiliani@uni-mainz.de  
Saarstraße 21, 55122 Mainz, Germany

### Haenssler Olaf C

University of Oldenburg  
+49 (441) 7984332  
olaf.haenssler@uni-oldenburg.de  
AmmerländerHeerstraße 114, 26129 Oldenburg,  
Германия

### Khasanov Rustem Inkhfovich

Paul Scherrer Institute  
+41 (56) 3105438  
rustem.khasanov@psi.ch  
Paul ScherrerInstitute, CH-5232 Villigen PSI,  
Switzerland

### KnapWojciech

Université Montpellier 2 Sciences et Techniques  
+33 (0) 467144518  
knap.wojciech@gmail.com  
Place Eugène Bataillo, Montpellier, 34095, France

### Kuznetsov Arseniy

Institute of Material Research and Engineering  
+65 (6) 7149042  
Arseniy\_Kuznetsov@imre.a-star.edu.sg  
2 Fusionopolis Way, Сингапур 138634

### Mutsenik Evgeniya Aleksandrovna

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Новосибирский государственный  
технический университет»  
+7 (383) 3460635  
mutsenik.e@gmail.com  
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

### Nguyen Van Hoang

Graduate School of Engineering Nagoya  
University  
+81 (111) 1111111  
nguyen.van.hoang@material.nagoya-u.ac.jp  
Furocho Chikusa-ku 464-8603 Nagoya, Japan

### Roditchev Dimitri Yurievitch

EcoleSuperieure de Physique et de Chimie  
Industrielles de la Ville de Paris  
+0 (1) 40794575  
dimitri.roditchev@espci.fr  
10 rue Vauquelin

### Satou Akira

TohokuUniversity

+81 (22) 2176104

a-satou@riec.tohoku.ac.jp  
Katahira, Aoba-ku, 2-1-1, Sendai, Miyagi, 980-  
8577, Japan

### Silhanek Alejandro V.

Université de Liège  
+32 (4) 3662111  
asilhanek@ulg.ac.be  
Place du 20 Août 7, 4000 Liège, Бельгия

### Tretiakov Oleg Alexandrovich

University of New South Wales  
+1 (979) 3149655  
olegt@imr.tohoku.ac.jp  
The University of New South Wales, Sydney,  
NSW 2052, Australia

### Usami Noritaka

Graduate School of Engineering Nagoya  
University  
+81 (111) 1111111  
usa@material.nagoya-u.ac.jp  
FurochoChikusa-ku 464-8603 Nagoya, Japan

### Абрамкин Демид Суад

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского  
отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3306945  
dalamber.07@mail.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
Россия

### Аладышкин Алексей Юрьевич

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки  
«Федеральный исследовательский центр  
Институт прикладной физики Российской  
академии наук»  
+7 (831) 4385185  
aladyshkin@yandex.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

### Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179482  
aleshkin@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Андреев Иван Владимирович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (49652) 24431  
andreev@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Андреев Борис Александрович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (910) 7942216  
boris@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Андрианов Александр Васильевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927989  
alex.andrianov@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Анфертьев Владимир Алексеевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179487  
anfertev-va@rambler.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Аронзон Борис Аронович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
+7 (916) 8311901  
aronzon@mail.ru  
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

**Артемов Евгений Александрович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (916) 6360363  
artpoliofan@mail.ru  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

**Артюков Игорь Анатольевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт

им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1326522  
iart@sci.lebedev.ru  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Арутюнов Константин Юрьевич**

Московский институт электроники и математики Национального исследовательского университета Высшая школа экономики  
+7 (495) 7729590+15240  
karutyunov@hse.ru  
ул. Таллинская, 34, Москва, 123458, Россия

**Архипова Екатерина Александровна**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 9103947900  
suroveginaka@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Атанасова Павлина Христова**

Пловдивский университет «Паисий Хилендарски»  
+359 (887) 934430  
poli@jinr.ru  
ул. ЦарАсен 24, Пловдив, 4000, Болгария

**Афанасьев Александр Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927367  
afanasiev.an@mail.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Афоненко Александр Анатольевич**

Белорусский государственный университет  
+375 (29) 7050052  
a.afonenka@mail.ru  
пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь

**Ахметова Ассель Иосифовна**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (925) 0926757  
assel1505@yandex.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Ахсахалян Арам Давидович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385313  
akh@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Байдусь Николай Владимирович**

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623190  
bnv@nifti.unn.ru  
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Бараш Юрий Семенович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (916) 8494217  
barash@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Барышев Владимир Рудольфович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук  
+7 (8314) 160669  
RandomData@yandex.ru  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Барышева Мария Михайловна**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (920) 0134032  
mmbarysheva@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Бастракова Марина Валерьевна**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 8926041

mar.denisenko@gmail.com

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Бекин Николай Александрович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179479  
nbekin@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Беллюстина Валентина Григорьевна**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179494+207  
bell@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Белолипецкий Алексей Владимирович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2976132  
alexey.belolipetskiy@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Бельков Василий Валентинович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927989  
bel@epi.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Беляков Владимир Алексеевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук  
+7 (499) 1373244  
bel@landau.ac.ru  
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Бердников Юрий Сергеевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет

информационных технологий, механики и оптики»  
+7 (812) 4068067  
yury.berdnikov@corp.ifmo.ru  
пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия

**Беспалов Антон Андреевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4397759  
bespalovaa@gmail.com  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Бобков Александр Михайлович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (905) 7370021  
bobkov@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Бобкова Ирина Вячеславовна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (903) 1151926  
bobkova@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Богданов Александр Васильевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Кубанский государственный университет»  
+7 (861) 9528113950  
bogdanov50@gmail.com  
ул. Ставропольская, 149, Краснодар, 350040, Россия

**Богданов Сергей Александрович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук  
+7 (831) 4164960  
bogser@appl.sci-nnov.ru  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Бондаренко Леонид Владимирович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук  
+7 (423) 2310696

bondarenko@dvo.ru  
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

**Буравлев Алексей Дмитриевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук»  
+7 (812) 9582522  
bour@mail.ioffe.ru  
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Бурмистров Игорь Сергеевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук  
+7 (495) 7029317  
burmi@itp.ac.ru  
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Бушуев Владимир Алексеевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 3967380  
vabushuev@yandex.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Быков Виктор Александрович**

NT-MDT SI  
+7 (499) 1102050  
vbykov@ntmdt-si.ru  
Москва, Зеленоград, проезд №4922, дом 4, строение 3

**Вадимов Василий Львович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 417-94-85  
vvadimov@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Ведь Михаил Владиславович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 1066998  
mikhail28ved@gmail.com

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Вилков Евгений Александрович**

Фрязинский филиал федерального  
государственного бюджетного учреждения  
науки Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова Российской  
академии наук  
+7 (925) 0376081  
e-vilkov@yandex.ru  
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл.,  
141190, Россия

**Винниченко Максим Яковлевич**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Санкт-Петербургский  
политехнический университет Петра Великого»  
+7 (812) 5529671  
mvin@spbstu.ru  
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург,  
195251, Россия

**Винокур Валерий Маркович**

Argonne National Laboratory  
+1 (773) 6279615  
vinokour@anl.gov  
SouthCass Ave, 9700, Argonne, IL, 60349, USA

**Виноходов Александр Юрьевич**

Общество с ограниченной ответственностью  
ЭУФ Лабс  
+7 (495) 8501819  
avinokhod@gmail.com  
108841, Москва, г.Троицк, ул. Промышленная,  
дом 2Б, помещение 75

**Вихарев Анатолий Леонтьевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт прикладной  
физики Российской академии наук  
+7 (831) 4164960  
val@appl.sci-nnov.ru  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Вихрова Ольга Викторовна**

Научно-исследовательский физико-  
технический институт федерального  
государственного автономного  
образовательного учреждения высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет им. Н.И.  
Лобачевского»  
+7 (831) 4623120  
vikhrova@nifti.unn.ru  
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Вишняков Евгений Александрович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт им. П.  
Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (903) 2886415  
juk301@mail.ru  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва,  
119991, Россия

**Водолазов Денис Юрьевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (8312) 4179485  
vodolazov@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Водопьянов Александр Валентинович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт прикладной  
физики Российской академии наук  
+7 (831) 4164652  
avod@appl.sci-nnov.ru  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Волков Петр Витальевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179491  
volkov@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Волков Владимир Александрович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт радиотехники и  
электроники им. В.А. Котельникова  
Российской академии наук  
+7 (495) 6293394  
volkov.v.a@gmail.com  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Волкова Наталья Сергеевна**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского» (НИИ химии  
Нижегородского университета)  
+7 (831) 4658709  
volkovans88@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Володин Александр Петрович**

KU Leuven  
+32 (16) 372402  
alexander.volodin@fys.kuleuven.be  
OudeMarkt 13, Leuven, Bus 5005 3000, Belgium

**Востоков Николай Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179492  
vostokov@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Высоцкий Сергей Львович**

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (8452) 391236д.185  
vysotsl@gmail.com  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

**Гавриков Максим Владимирович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»  
+7 (8452) 9172194402  
maks.gavrikov.96@gmail.com  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия

**Гавриленко Владимир Изяславович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179462  
gavr@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Гайфуллин Рашид Рифкатович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Казанский (Приволжский) федеральный университет»  
+7 (843) 2337779  
gaifullin.rashid@gmail.com  
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия

**Галеева Александра Викторовна**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»

+7 (495) 9391151

galeeva@physics.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Галин Михаил Александрович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179484  
galin@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Гапонов Сергей Викторович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179465  
svg@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Гапонова Дария Михайловна**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179482  
dmg@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Гарахин Сергей Александрович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 89036574182  
GarakhinS@yandex.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Германенко Александр Викторович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».  
+7 (343) 3899703  
alexander.germanenko@urfu.ru  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

**Глушков Владимир Витальевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (499) 5038204

glushkov@lt.gpi.ru  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

**Голубева Елизавета Владимировна**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».  
+7 (343) 9826989363  
golubeva.elizaveta.v@gmail.com  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

**Гольцман Григорий Наумович**  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»  
+7 (499) 2461202  
goltsman10@mail.ru  
ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

**Горай Леонид Иванович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук»  
+7 (921) 9097133  
lig@pcgrate.com  
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Горев Роман Валерьевич**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179488  
gorevrv@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Горох Геннадий Георгиевич**  
Учреждение образования «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»  
+375 (29) 3474903  
gorokh@bsuir.by  
ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь

**Горюнов Семен Владимирович**  
Объединённый институт ядерных исследований  
+7 (49521) 63902  
goryunov@jinr.ru  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

**Грачев Андрей Андреевич**  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»  
+7 (987) 8079458  
stig133@gmail.com  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия

**Григорьев Павел Дмитриевич**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики имени Л.Д. Ландау Российской академии наук  
+7 (926) 4140139  
grigorev@itp.ac.ru  
пр. ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Гринберг Яков Семенович**  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»  
+7 (913) 9357613  
yakovgreenberg@yahoo.com  
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

**Гришин Максим Вячеславович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук  
+7 (495) 9397386  
mvgrishin68@yandex.ru  
ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия

**Грузнев Дмитрий Вячеславович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук  
+7 (4232) 310696  
gruznev@iacp.dvo.ru  
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

**Губанов Владислав Андреевич**  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»  
+7 (960) 3562742  
vladmeen@gmail.com  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия

**Губарев Владимир Михайлович**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего

профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»  
+7 (495) 8510882  
gubarev@phystech.edu  
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

**Гудина Светлана Викторовна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук  
+7 (343) 3783788  
svporova@imp.uran.ru  
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

**Гусев Никита Сергеевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179488  
gusevns@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Гусев Сергей Александрович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179489+122  
gusev@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Далидчик Фёдор Иванович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химической физики им. Н.Н. Семенова Российской академии наук  
+7 (965) 4032704  
domfdal@mail.ru  
ул. Косыгина, 4, Москва, 119991, Россия

**Данилов Юрий Александрович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623120  
danilov@nifti.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Данильцев Вячеслав Михайлович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179450  
danil@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Двуреченский Анатолий Васильевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3332466  
dvurech@isp.nsc.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

**Девизорова Жанна Алексеевна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (915) 4335680  
DevizorovaZhanna@gmail.com  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Девятов Эдуард Валентинович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (916) 0419538  
dev@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Демидов Евгений Сергеевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623308  
demidov@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Демин Глеб Дмитриевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники»  
+7 (499) 7206907  
demin@ntc-nmst.ru  
Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1

**Дёмина Полина Борисовна**

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (906) 3678791  
demina@phys.unn.ru  
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Демишев Сергей Васильевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (499) 1358129  
demis@lt.gpi.ru  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

**Деребезов Илья Александрович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3306945  
derebezov@isp.nsc.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

**Дерябкин Алексей Валерьевич**

Акционерное Общество «Научно — Производственное Предприятие „Исток“ имени А. И. Шокина»  
+7 (926) 6031407  
Alexey150russti@yandex.ru  
ул. Вокзальная, 2а, г. Фрязино, Московская область, 141190, Россия

**Деточенко Александра Петровна**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623302  
DetochenkoSasha@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Дидейкин Артур Ториевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927917  
dideikin@mail.ioffe.ru

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Дикарева Наталья Васильевна**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623190  
dnat@go.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Докукин Максим Евгеньевич**

Саровский физико-технический институт — филиал Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»  
+7 (910) 1014224  
MEDokukin@mephi.ru  
ул. Духова, 6, Саров, 607186, Россия

**Долуденко Илья Михайлович**

Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»  
+7 (968) 8639633  
doludenko.i@yandex.ru  
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34

**Дровосеков Алексей Борисович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физических проблем им. П.Л. Капицы Российской академии наук  
+7 (499) 1376820  
drovosekov@kapitza.ras.ru  
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

**Дроздов Михаил Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385535  
drm@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Дубинов Александр Алексеевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

+7 (831) 417-94-82+234  
sanya@ipmgras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Духновский Михаил Петрович**

Акционерное Общество «Научно —  
Производственное Предприятие „Исток“  
имени А.И. Шокина»  
+7 (495) 4658848  
duhnovskyimp@mail.ru

ул. Вокзальная, 2а, г. Фрязино,  
Московская область, 141190, Россия

**Дьяков Сергей Александрович**

Сколковский институт науки и технологий  
+7 (926) 5674423  
s.dyakov@skoltech.ru  
Территория Инновационного Центра  
“Сколково”, улица Нобеля, д. 3 Москва 143026  
Россия

**Дюжев Николай Алексеевич**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский университет «Московский  
институт электронной техники»  
+7 (499) 7206907  
djuzhev@ntc-nmst.ru  
Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1

**Егоров Андрей Андреевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 2290842  
andrey-ae@mail.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Ежевский Александр Александрович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 7913006  
ezhevski@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Еремин Михаил Васильевич**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Казанский (Приволжский)  
федеральный университет»  
+7 (843) 2315116  
meremin@kpfu.ru  
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия

**Ермолаева Ольга Леонидовна**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385555  
Ermolaeva@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Ерофеева Ирина Викторовна**

Научно-исследовательский физико-  
технический институт федерального  
государственного автономного  
образовательного учреждения высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (905) 1937343  
irfeva@mail.ru  
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Ершов Алексей Валентинович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623306  
ershov@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Есаев Дмитрий Георгиевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского  
отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3309029  
dgesaev@ngs.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
Россия

**Ефимов Виктор Борисович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики твердого  
тела Российской академии наук  
+7 (496) 5223704  
victor\_efimov@yahoo.co.uk  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Жукавин Роман Хусейнович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный

исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук  
+7 (831) 4179479  
zhur@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Жуков Алексей Алексеевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (49652) 28341  
azhukov@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Журавлев Андрей Григорьевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3309874  
zh@ngs.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

**Забавичев Илья Юрьевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623265  
zabavichev.rf@gmail.com  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Загороднев Игорь Витальевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (917) 5563494  
igor.zagorodnev@gmail.com  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Загорский Дмитрий Львович**

Федеральное государственное учреждение «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»  
+7 (499) 4991350510  
dzagorskiy@gmail.com  
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия

**Зайнагутдинов Айдар Рустэмович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский

государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 2989462  
zoya1066@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Заморянская Мария Владимировна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 9171582  
zam@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Захаров Максим Андреевич**

Объединённый институт ядерных исследований  
+7 (49621) 63902  
maxcardinal@yandex.ru  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

**Звездин Анатолий Константинович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (499) 1350247  
zvezdin@gmail.com  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

**Здоровейцев Антон Владимирович**

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 8986824  
zdorovei@gmail.com  
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Злотников Антон Олегович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (983) 1599044  
zlotn@iph.krasn.ru  
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия

**Зорина Мария Владимировна**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного

бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179476  
mzor@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Зотов Андрей Вадимович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматки и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук  
+7 (4232) 310412  
zotov@iacp.dvo.ru  
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

**Зубков Сергей Юрьевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (920) 0281804  
zubkov@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Зуев Сергей Юрьевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385313  
zuev@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Иванова Екатерина Владимировна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (812) 2927382  
ivanova@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Ивченко Еугениус Левович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (921) 9869033  
ivchenko@coherent.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Игнатъев Иван Владимирович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»  
+7 (812) 4284840  
i.ignatiev@spbu.ru  
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

**Иконников Антон Владимирович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9391151  
antikon@physics.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Ищенко Денис Вячеславович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3307883  
miracle4348@gmail.com  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

**Каверин Борис Сергеевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт металлоорганической химии им. Г.А. Разуваева Российской академии наук  
+7 (831) +79875384307  
kaverin@iomc.ras.ru  
ул. Тропинина, 49, ГСП-445, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Каган Мирон Соломонович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (495) 6293361  
kagan@cplire.ru  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Казаков Алексей Сергеевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9391151  
askazakov@physics.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Калашникова Александра Михайловна**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе Российской  
академии наук  
+7 (921) 3221286  
kalashnikova@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Калентьева Ирина Леонидовна**  
Научно-исследовательский физико-  
технический институт федерального  
государственного автономного  
образовательного учреждения высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4656365  
ltery@ Rambler.ru  
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Калитеевский Михаил Алексеевич**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение высшего образования и науки  
«Санкт-Петербургский национальный  
исследовательский Академический  
университет Российской академии наук»  
+7 (812) 9472324  
m.kaliteevski@mail.ru  
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Камелин Дмитрий Александрович**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179494  
kent@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Карабасов Тайржан Именович**  
Национальный исследовательский  
университет «Высшая школа экономики»  
+7 (919) 7654293  
iminovichtair@gmail.com  
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34

**Караштин Евгений Анатольевич**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179488

eugenk@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Катаев Владислав Евгеньевич**  
Leibniz Institute for Solid State and Materials  
Research  
+49 (351) 4659328  
v.kataev@ifw-dresden.de  
Helmholtzstraße, 20, Dresden, 01069, Germany

**Качоровский Валентин Юрьевич**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе Российской  
академии наук  
+7 (812) 2976132  
kachor.valentin@gmail.com  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Квашенников Дмитрий Сергеевич**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (908) 2364525  
pltcm9@outlook.com  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Климов Александр Эдуардович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А. В. Ржанова  
Сибирского отделения Российской академии  
наук  
+7 (383) 3307883  
klimov@isp.nsc.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
Россия

**Клушин Александр Моисеевич**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179483  
a\_klushin@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Козлов Дмитрий Андреевич**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского  
отделения Российской академии наук  
+7 (923) 2331875  
dimko@isp.nsc.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
Россия

**Козлов Дмитрий Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4384045  
dvkoz@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Колесников Александр Геннадьевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Дальневосточный федеральный университет»  
+7 (902) 4880085  
alexanderkolesnikov@yandex.ru  
ул. Суханова, 8, Владивосток, 690950, Россия

**Комаров Никита Сергеевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт общей физики им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (985) 9731349  
nikita.voramok@gmail.com  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

**Конаков Антон Алексеевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 3910467  
konakov\_anton@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Конев Виталий Владимирович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».  
+7 (343) 9122687807  
vitaliy.konev@urfu.ru  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

**Копасов Александр Андреевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (987) 7410867  
kopasov@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Корнилова Юлиана Дмитриевна**

Учреждение образования «Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники»  
+375 (17) 2938869  
yu.d.kornilova@gmail.com  
ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013, Республика Беларусь

**Кочаровская Екатерина Рудольфовна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук  
+7 (831) 4160669  
catrings@gmail.com  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Кочаровский Владимир Владиленович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук  
+7 (831) 4164894  
kochar@appl.sci-nnov.ru  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Кочерешко Владимир Петрович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (921) 3896105  
Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Кочиев Михаил Валериевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1326345  
kochievmv@mail.ru  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Красильник Захарий Фишелевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179473  
zfk@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Красильников Анатолий Витальевич**

Частное учреждение Государственной корпорации по атомной энергии «Росатом»

«Проектный центр ИТЭР»  
+7 (499) 2817222  
A.Krasilnikov@iterrf.ru  
пл. ак. Курчатова, 1, стр. 3, Москва, 123182,  
Россия

**Краснов Владимир Михайлович**  
Физический Департамент  
+46 (8) 55378606  
vladimir.krasnov@fysik.su.se  
Fysikum, AlbaNova University Center, SE-10691  
Stockholm, Sweden

**Крюков Руслан Николаевич**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 89308154612  
kriukov.ruslan@yandex.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Кудасов Юрий Бориславович**  
Федеральное государственное унитарное  
предприятие Российский федеральный  
ядерный центр Всероссийский научно-  
исследовательский институт  
экспериментальной физики  
+7 (83130) 27239  
yu\_kudasov@yahoo.com  
пр. Мира, 37, Саров, 607188, Россия

**Кудрин Алексей Владимирович**  
Научно-исследовательский физико-  
технический институт федерального  
государственного автономного  
образовательного учреждения высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 9307153154  
alex2983@yandex.ru  
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Кудрявцев Константин Евгеньевич**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385037  
konstantin@ipmgras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Кузин Сергей Вадимович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт  
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1326949  
kuzin@sci.lebedev.ru  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва,  
119991, Россия

**Кузнецов Юрий Михайлович**  
Научно-исследовательский физико-  
технический институт федерального  
государственного автономного  
образовательного учреждения высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 8704144  
yurakz94@list.ru  
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Кузнецов Владимир Иванович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт проблем  
технологии микроэлектроники и особочистых  
материалов Российской академии наук  
+7 (49652) 44022  
kvi@iptm.ru  
ул. Институтская 6, Черноголовка,  
Московская обл., 142432, Россия

**Кузнецова Татьяна Анатольевна**  
Государственное научное учреждение  
«Институт тепло- и массообмена  
имени А.В. Лыкова Национальной академии  
наук Беларуси»  
+375 (17) 2841060  
kuzn06@mail.ru  
ул. П. Бровки, 15, Минск, 220072,  
Республика Беларусь

**Кузьмин Леонид Сергеевич**  
Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Нижегородский  
государственный технический университет  
им. Р.Е. Алексеева»  
+7 (905) 5411291  
kuzmin@chalmers.se  
ул. Минина, 24, ГСП-41, Нижний Новгород,  
603950, Россия

**Кукушкин Владимир Алексеевич**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт прикладной  
физики Российской академии наук  
+7 (831) 4160692  
vakuk@appl.sci-nnov.ru

ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Кулагина Анастасия Сергеевна**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение высшего образования и науки  
«Санкт-Петербургский национальный  
исследовательский Академический  
университет Российской академии наук»  
+7 (812) 9219322013  
a.s.panfutova@gmail.com  
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Кулаковский Владимир Дмитриевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики твердого  
тела Российской академии наук  
+7 (49652) 22691  
kulakovskulakovs@mail.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Куликов Евгений Николаевич**

Акционерное Общество «Научно —  
Производственное Предприятие „Исток“  
имени А.И. Шокина»  
+7 (903) 8889241  
istokmw@mail.ru  
ул. Вокзальная, 2а, г. Фрязино, Московская  
область, 141190, Россия

**Куликов Кирилл Вячеславович**

Объединённый институт ядерных  
исследований  
+7 (926) 7320332  
kulikov@theor.jinr.ru  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область,  
141980, Россия

**Кулин Герман Вячеславович**

Объединённый институт ядерных  
исследований  
+7 (496) 2163902  
kulin@nf.jinr.ru  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область,  
141980, Россия

**Кунцевич Александр Юрьевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт  
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1326628  
kuntsevich.alexander@gmail.com  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва,  
119991, Россия

**Курин Владислав Викторович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного

бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179452  
kurin@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Кухаренко Людмила Валентиновна**

Учреждение образования «Белорусский  
государственный медицинский университет»  
+375 (44) 5547328  
lvk@europa.com  
Пр. Дзержинского, 83, Минск, 220116, Беларусь

**Ладугин Максим Анатольевич**

Открытое акционерное общество «Научно-  
исследовательский институт «Полюс»  
им. М.Ф. Стельмаха»  
+7 (495) 3333325  
maximladugin@mail.ru  
РФ, 117342, Москва, ул. Введенского, 3

**Лазарева Ксения Александровна**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Московский государственный  
университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (925) 7219512  
ya.ksenia-lazareva@yandex.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991,  
Россия

**Лапицкая Василина Александровна**

Государственное научное учреждение  
«Институт тепло- и массообмена  
имени А.В. Лыкова Национальной академии  
наук Беларуси».  
+375 (29) 8370163  
vasilinka.92@mail.ru  
ул. П. Бровки, 15, Минск, 220072, Беларусь.

**Лобаев Михаил Александрович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт прикладной  
физики Российской академии наук  
+7 (831) 4164960  
lobaev@appl.sci-nnov.ru  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Лобанов Дмитрий Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179465  
dima@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Логинов Артем Борисович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (916) 1497066  
loginov.ab15@physics.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Логинов Борис Альбертович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ»  
+7 (495) 3646093  
b-loginov@mail.ru  
проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия

**Логунов Михаил Владимирович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (495) 6293465  
logunovmv@bk.ru  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Лопатин Алексей Яковлевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385313  
lopatin@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Лучин Валерий Иванович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179476+123  
luchin@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Мазаник Андрей Аркадьевич**

Объединённый институт ядерных исследований  
+7 (917) 5900710  
mazanandrey@gmail.com  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

**Мазов Лев Сергеевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного

бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 2580388  
mazov@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Максимов Андрей Анатольевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (49652) 28378  
maksimov@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Малофеев Роман Станиславович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4606018  
malofeev@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Малышев Александр Игоревич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623301  
malyshev@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Малышев Илья Вячеславович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179476+127  
ilya-malyshev@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Мамин Ринат Файзрахманович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук  
+7 (843) 2721254  
rf\_mamin@yahoo.com  
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

**Манова Надежда Николаевна**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет»

+7 (499) 2461202

nadya@rplab.ru

ул. Малая Пироговская, 1, стр.1, Москва, 119991, Россия

**Мараров Всеволод Витальевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук

+7 (4232) 316179

vsevolod@iacp.dvo.ru

ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

**Мармалюк Александр Анатольевич**

Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»

+7 (495) 3333325

almarm@mail.ru

РФ, 117342, Москва, ул.Введенского, 3

**Мартышкин Александр Александрович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»

+7 (987) 3791538

aamartyshkin@gmail.com

ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия

**Марычев Павел Михайлович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

+7 (915) 9460942

observermp@yandex.ru

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Махов Иван Сергеевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»

+7 (981) 7487894

makhoviv@gmail.com

ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия

**Медведева Светлана Юрьевна**

Московский Физико-Технический институт (государственный институт)

+7 (926) 3211951

medvedeva\_sveta@list.ru

141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

**Мельников Александр Сергеевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

+7 (910) 3929860

melnikov@ipm.sci-nnov.ru

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Мизеров Андрей Михайлович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук»

+7 (921) 3127622

andreymizerov@gambler.ru

ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Милёхин Александр Германович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

+7 (383) 3308204

milekhin@isp.nsc.ru

пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

**Миляев Михаил Анатольевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук

+7 (343) 3783881

milyaev@imp.uran.ru

ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

**Миньков Григорий Максович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук

+7 (343) 3899568

grigori.minkov@imp.uran.ru

ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

**Миронов Сергей Викторович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный

исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук  
+7 (951) 9142322  
sermironov@rambler.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Миронов Виктор Леонидович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (903) 0601267  
mironov@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Михайленко Михаил Сергеевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (999) 0727677  
mishamars202@gmail.com  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Михайлов Николай Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3304967  
mikhailov@isp.nsc.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия

**Михайлова Татьяна Владиславовна**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Крымский федеральный университет имени В.И. Вернадского»  
+7 (652) 517095  
tatvladismikh@cfuv.ru  
295007, Республика Крым, г. Симферополь, проспект Академика Вернадского, 4

**Могунов Ярослав Александрович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук  
+7 (921) 3388056  
mogunov@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Моисеенко Илья Михайлович**

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения

науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (8452) 511179  
quikc@yandex.ru  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

**Морозов Александр Игоревич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»  
+7 (916) 6456826  
mor-alexandr@yandex.ru  
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

**Морозов Михаил Юрьевич**

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (8452) 511179  
mikkym@mail.ru  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

**Морозов Сергей Вячеславович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (905) 6625685  
more@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Морозова Анна Сергеевна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской Академии наук  
+7 (937) 6172526  
morozova\_anna\_s@mail.ru  
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

**Москвин Александр Сергеевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».  
+7 (343) 2694431  
alexander.moskvin@urfu.ru  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

**Мотова Елена Сергеевна**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179465  
es@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Музыченко Дмитрий Анатольевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9392502  
mda@spmlab.phys.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Мурзина Татьяна Владимировна**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9393669  
murzina@mail.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Мухаматчин Камиль Рафаилович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 3835092  
mykamil@yandex.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Нагаев Кирилл Эдуардович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (495) 6293459  
knagaev@inbox.ru  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Найденов Павел Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский технологический университет»  
+7 (926) 2665337  
pavel.snk@gmail.com  
пр. Вернадского, 78, Москва, 119454, Россия

**Насеткин Константин Александрович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 1216048  
zverbeshenka@gmail.com  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Неверов Владимир Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов имени М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук  
+7 (343) 3783706  
neverov@imp.uran.ru  
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия

**Некипелов Сергей Вячеславович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Сыктывкарский государственный университет имени Питирима Сорокина»  
+7 (8212) 390377  
NekipelovSV@mail.ru  
Октябрьский пр. 55, Сыктывкар, 167001, Россия

**Нечай Андрей Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (4561) 666  
nечай@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Никитин Максим Валерьевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (926) 1859634  
nikitin@cplire.ru  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Никитов Сергей Аполлонович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (495) 6293387  
nikitov@cplire.ru  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Николенко Антон Дмитриевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерной физики имени Г.И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3294347  
a.d.nikolenko@inp.nsk.su  
пр. ак. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия

**Николичев Дмитрий Евгеньевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (905) 6690628  
nikolitchev@gmail.com  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Никонов Сергей Александрович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (999) 8048965  
nikonow2014@gmail.com  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Никулин Юрий Васильевич**

Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (8452) 266774  
yvnikulin@gmail.com  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

**Новиков Алексей Витальевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179480  
anov@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**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»  
+7 (843) 2319107

niazn@mail.ru

ул.Сибирский тракт, 10/7, г. Казань, 420029, Россия

**Оболенская Елизавета Сергеевна**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (920) 0290811  
bess009@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Оболенский Сергей Владимирович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623266  
obolensk@rf.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Овсянников Геннадий Александрович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (495) 6297431  
gena@hitech.cplire.ru  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Овсянникова Нина А**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (111) 1111111  
Andut1968@superrito.com  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Одинцов Сергей Александрович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»  
+7 (937) 9372633867  
odinoff@gmail.com  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия

**Орешкин Андрей Иванович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего

образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9392502  
oreshkin@spmlab.phys.msu.su  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Орлов Виталий Александрович**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет»  
+7 (903) 9233717  
orlhome@rambler.ru  
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

**Орлов Лев Константинович**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4601931  
orlov@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Охапкин Андрей Игоревич**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179450  
andy-ohapkin@yandex.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Панкратов Андрей Леонидович**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (905) 1913223  
alp@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Панов Юрий Демьянович**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».  
+7 (343) 2694431  
yuri.panov@urfu.ru  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

**Папроцкий Станислав Константинович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и

электроники им. В.А. Котельникова  
Российской академии наук  
+7 (916) 5457597  
s.paprotskiy@gmail.com  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Парафин Алексей Евгеньевич**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179493  
parafin@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Патрин Геннадий Семенович**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский федеральный университет»  
+7 (391) 2912967  
patrin@iph.krasn.ru  
пр. Свободный, 79, Красноярск, 660041, Россия

**Пашенькин Игорь Юрьевич**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179488  
pashenkin@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Пензяков Григорий Александрович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела Российской академии наук  
+7 (49652) 28399  
penzyakoff@yandex.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия

**Перекалов Александр Алексеевич**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (915) 9311007  
alexander.152rus@yandex.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Перов Анатолий Александрович**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский

государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (920) 2992054  
19perov73@gmail.com  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Пестов Алексей Евгеньевич**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179476  
aepestov@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Пестов Евгений Евгеньевич**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179485  
pestov@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Петров Илья**  
European X-Ray Free-Electron Laser  
Facility GmbH  
+49 (176) 37203755  
iapetrov@yahoo.com  
Germany, 22869 Schenefeld, Holzkoppel 4

**Петров Станислав Игоревич**  
Закрытое акционерное общество  
«Научное и технологическое оборудование»  
+7 (812) 3135451  
retrov@semiteq.ru  
пр. Энгельса, 27, Санкт-Петербург, 194156,  
Россия

**Петруша Станислав Владимирович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики твердого  
тела Российской академии наук  
+7 (49652) 28335  
petrushas@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Писарев Роман Васильевич**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе Российской  
академии наук  
+7 (812) 2927963  
pisarev@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Планкина Светлана Михайловна**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623310  
plankina@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Пластовец Вадим Денисович**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 9616338411  
plastovec26@gmail.com  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Плешков Роман Сергеевич**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 9108789261  
gtmtb22@yandex.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Погосов Вальтер Валентинович**  
Федеральное государственное унитарное  
предприятие Всероссийский научно-  
исследовательский институт автоматики  
им. Н.Л. Духова  
+7 (95) 1111111  
walter.pogosov@gmail.com  
ул. Суцевская, 22, Москва, 127055, Россия

**Поддубный Александр Никитич**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе Российской  
академии наук  
+7 (921) 3087478  
poddubny@coherent.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Полищук Ольга Витальевна**  
Саратовский филиал федерального  
государственного бюджетного учреждения  
науки Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова Российской  
академии наук  
+7 (8452) 511179

polischuk.sfire@mail.ru  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

**Полковников Владимир Николаевич**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (903) 0601487  
polkovnikov@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Поляков Вячеслав Викторович**  
Закрытое акционерное общество «НТ-МДТ»  
+7 (925) 8216423  
polyakov@ntmdt-si.com  
Корпус 100, Зеленоград, 124482, Россия

**Пономарев Дмитрий Сергеевич**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт  
сверхвысокочастотной полупроводниковой  
электроники Российской академии наук  
+7 (926) 8552731  
ponomarev\_dmitr@mail.ru  
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105,  
Россия

**Попов Михаил Рудольфович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики металлов  
имени М.Н. Михеева Уральского отделения  
Российской академии наук  
+7 (343) 3783733  
Popov\_mr@imp.uran.ru  
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,  
Россия

**Попов Владимир Геннадьевич**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт проблем  
технологии микроэлектроники и особочистых  
материалов Российской академии наук  
+7 (915) 4956121  
sokhatiy@gmail.com  
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Постолова Светлана Владимировна**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (952) 9488780  
svet.postolova@gmail.com  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Протогенов Александр Павлович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт прикладной  
физики Российской академии наук  
+7 (831) 4364891  
aprotogenov@gmail.com  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Прохоров Дмитрий Сергеевич**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 1378564  
dprokhrov95@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Прошин Юрий Николаевич**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Казанский (Приволжский)  
федеральный университет»  
+7 (843) 2337342  
yurii.proshin@kpfu.ru  
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия

**Пугач Наталия Григорьевна**  
Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Московский государственный  
университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9392588  
pugach@magn.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991,  
Россия

**Пузанов Александр Сергеевич**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623266  
aspuzanov@inbox.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Пунегов Василий Ильич**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Коми научный центр  
Уральского отделения РАН  
+7 (8212) 391461  
punegov@rambler.ru  
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982,  
Россия

**Путилов Алексей Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (909) 2982681  
alputilov@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Пятаков Александр Павлович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9394138  
pyatakov@physics.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Рабинович Даниил Сергеевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»  
+7 (908) 6233246  
Veroniyz@mail.ru  
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

**Рагозин Евгений Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (499) 1326329  
enragozin@gmail.com  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия

**Рахмонов Илхом Рауфович**

Объединённый институт ядерных исследований  
+7 (496) 2163734  
rahmonov@theor.jinr.ru  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область, 141980, Россия

**Ревин Леонид Сергеевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (920) 2577978  
rls@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Резван Алексей Анатольевич**

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета  
+7 (919) 8943706  
arezvan@sfnedu.ru  
ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия

**Резник Александр Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179497  
reznik@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Резник Родион Ромнович**

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет Российской академии наук»  
+7 (911) 0836901  
moment92@mail.ru  
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия

**Реунов Дмитрий Георгиевич**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (903) 0527132  
reunoff.dima@gmail.com  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Рогалёв Андрей Леонидович**

EuropeanSynchrotronRadiationFacility  
+33 (476) 882132  
rogalev@esrf.fr  
rueJulesHorowitz, 6, Grenoble, F-38043, France

**Румянцев Владимир Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179482  
rumyantsev@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Рыжий Виктор Иванович**

Tohoku University  
+81 (242) 372563

v-ryzhii@riec.tohoku.ac.jp  
Katahira, Aoba-ku, 2-1-1, Sendai, Miyagi, 980-8577, Japan

**Рыжов Валентин Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина Российской академии наук  
+7 (917) 5576876  
ryzhov@list.ru  
Калужское шоссе, стр. 14, Троицк, 142190, Россия

**Рыков Артём Владимирович**

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (950) 3694410  
rikov@nifti.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Рыльков Владимир Васильевич**

Федеральное государственное бюджетное учреждение «Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»  
+7 (499) 1967100доб.3293  
vvrylkov@mail.ru  
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

**Рябоштан Юрий Леонидович**

Открытое акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха»  
+7 (495) 3344810  
yu.ryaboshtan@siplus.ru  
РФ, 117342, Москва, ул.Введенского, 3

**Сабликов Владимир Алексеевич**

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (496) 5652680  
sablikov@gmail.com  
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл., 141190, Россия

**Савинов Денис Александрович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179485#257

savinovda@ipmras.ru

ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Садовников Александр Владимирович**

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Саратовский национальный исследовательский государственный университет имени Н.Г. Чернышевского»  
+7 (8452) 516936  
sadovnikovav@gmail.com  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия

**Сайпулаева Луиза Абдурахмановна**

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук  
+7 (8722) 89288776891  
luizasa11@mail.ru  
ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика Дагестан, 367003, Россия

**Салащенко Николай Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179458  
salashch@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Самарцев Илья Владимирович**

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (905) 1924187  
woterbox@mail.ru  
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Самохвалов Алексей Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (925) 7789871  
samokh@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Сапожников Максим Викторович**

Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного

бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179485  
msap@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Саранин Александр Александрович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматики и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук  
+7 (902) 5558457  
asaranin@gmail.com  
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

**Сатанин Аркадий Михайлович**  
Федеральное государственное унитарное предприятие Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н.Л. Духова  
+7 (841) 9092940886  
sarkady@mail.ru  
ул. Суцьевская, 22, Москва, 127055, Россия

**Сафин Ансар Ризаевич**  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МЭИ»  
+7 (906) 0656045  
arsafin@gmail.com  
ул. Красноказарменная, д. 14, Е-250, Москва, 111250, Россия

**Сафонов Сергей Станиславович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (495) 6297382  
sergej-safonov-81@bk.ru  
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия

**Сахин Василий Олегович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского Казанского научного центра Российской академии наук  
+7 (950) 9693296  
sahin@kfti.knc.ru  
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика Татарстан, 420029, Россия

**Сахоненков Сергей Сергеевич**  
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»

+7 (812) 4284352  
sergei.sakhonenkov@gmail.com  
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия

**Свалов Андрей Владимирович**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина».  
+7 (343) 3899706  
andrey.svalov@urfu.ru  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

**Свечников Михаил Владимирович**  
Институт физики микроструктур РАН — филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»  
+7 (920) 0466691  
svch1991@gmail.com  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Свинцов Дмитрий Александрович**  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)»  
+7 (926) 7108491  
svintcov.da@mipt.ru  
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия

**Селезнев Михаил Евгеньевич**  
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук  
+7 (8960) 3580392  
mixanich94@mail.ru  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

**Сергеев Юрий Александрович**  
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук  
+7 (831) 4164903  
yas@ufp.appl.sci-nnov.ru  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Сивков Виктор Николаевич**  
Физико-математический институт, Федеральный исследовательский центр «Коми научный центр Уральского отделения Российской академии наук»

+7 (8212) 391461  
sivkovvn@mail.ru  
ул. Коммунистическая, 24, Сыктывкар, 167982,  
Россия

**Сираев Фаиль Мансурович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Казанский (Приволжский)  
федеральный университет»  
+7 (843) 89172333604  
siraev.f@gmail.com  
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия

**Скороходов Евгений Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385555  
evgeny@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Скрябина Ольга Викторовна**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики твердого  
тела Российской академии наук  
+7 (916) 4308012  
oskrya@gmail.com  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Смертин Руслан Маратович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (930) 7041750  
smertin\_ruslan\_1993@mail.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Снигирев Анатолий Александрович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Балтийский федеральный  
университет им. И. Канта»  
+7 (4) 76882627  
anatoly.snigirev@gmail.com  
ул. А. Невского, 14, Калининград, 236016,  
Россия

**Соколова Зинаида Николаевна**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе Российской  
академии наук  
+7 (812) 2927995  
zina.sokolova@mail.ioffe.ru

ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Соколовский Григорий Семенович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе Российской  
академии наук  
+7 (812) 2927914  
gs@mail.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Спирин Кирилл Евгеньевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 417-94-82+273  
spirink@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Степанов Андрей Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт прикладной  
физики Российской академии наук  
+7 (831) 4164907  
step@ufp.appl.sci-nnov.ru  
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Степина Наталья Петровна**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского  
отделения Российской академии наук  
+7 (913) 7525201  
nstepina@mail.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
Россия

**Степихова Маргарита Владимировна**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179482  
mst@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Столяров Василий Сергеевич**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
профессионального образования «Московский  
физико-технический институт  
(государственный университет)»  
+7 (95) 11111111  
vasiliy.stoliarov@gmail.com

ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303,  
Россия

**Суханова Татьяна Евгеньевна**

Федеральное государственное унитарное  
предприятие «Ордена Ленина и ордена  
Трудового Красного Знамени научно-  
исследовательский институт синтетического  
каучука имени академика С.В. Лебедева»  
+7 (812) 2515812  
tat\_sukhanova@mail.ru  
ул. Гапсальская, 1, Санкт-Петербург, 198035,  
Россия

**Сушков Артем Александрович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 7968101  
sushkovartem@gmail.com  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Тааев Таа Абдуллаевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
им. Х.И. Амирханова Дагестанского научного  
центра Российской академии наук  
+7 (962) 4234911  
taaev89@mail.ru  
ул. М. Ярагского, 94, Махачкала, Республика  
Дагестан, 367003, Россия

**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»  
+7 (843) 2319123  
talanov@kfti.knc.ru  
ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029,  
Россия

**Тарасова Елена Александровна**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 1202550  
thelen@yandex.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Тарелкин Сергей Александрович**

Федеральное государственное бюджетное  
научное учреждение «Технологический  
институт сверхтвердых и новых  
углеродных материалов»  
+7 (916) 8867889  
sergey.tarelkin@gmail.com  
ул. Центральная, 7а, Троицк, Московская  
область, 142190, Россия

**Татарский Дмитрий Аркадьевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (910) 1082536  
tatarsky@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Темирязов Алексей Григорьевич**

Фрязинский филиал федерального  
государственного бюджетного учреждения  
науки Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова Российской  
академии наук  
+7 (916) 3069408  
temiryazev@gmail.com  
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл.,  
141190, Россия

**Темирязева Марина Павловна**

Фрязинский филиал федерального  
государственного бюджетного учреждения  
науки Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова Российской  
академии наук  
+7 (916) 5289530  
mtemiryazeva@gmail.com  
пл. Введенского 1, Фрязино, Московская обл.,  
141190, Россия

**Терещенко Олег Евгеньевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского  
отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3307883  
teresh@isp.nsc.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
Россия

**Тихов Станислав Викторович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 9519044363

tikhov@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Тиходеев Сергей Григорьевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт общей физики  
им. А.М. Прохорова Российской академии наук  
+7 (916) 3852262  
tikh@gpi.ru  
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия

**Толстихина Алла Леонидовна**

Федеральное государственное учреждение  
«Федеральный научно-исследовательский  
центр «Кристаллография и фотоника»  
Российской академии наук»  
+7 (499) 1351100  
alla@ns.crys.ras.ru  
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия

**Торопов Михаил Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385313  
write75@rambler.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Травкин Владислав Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179465  
trav@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Трухин Валерий Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе Российской  
академии наук  
+7 (921) 7458563  
valemb@mail.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Трушин Владимир Николаевич**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 9036030749

trushin@phys.unn.ru

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Тупчая Александра Юрьевна**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт автоматики и  
процессов управления Дальневосточного  
отделения Российской академии наук  
+7 (984) 1412116  
tupchaya@iacp.dvo.ru  
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия

**Удалов Олег Георгиевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (920) 0438574  
udalov@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Уздин Валерий Моисеевич**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Санкт-Петербургский  
национальный исследовательский университет  
информационных технологий, механики  
и оптики»  
+7 (812) 3733692  
v\_uzdin@mail.ru  
пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург,  
197101, Россия

**Умнягин Григорий Михайлович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (999) 1203406  
Umnyagingm@gmail.com  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Усеинов Ниязбек Хамзович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Казанский (Приволжский)  
федеральный университет»  
+7 (937) 2836583  
nuseinov@mail.ru  
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008, Россия

**Усов Юрий Вадимович**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный

исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 3955299  
usov@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Успенская Людмила Сергеевна**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики твердого  
тела Российской академии наук  
+7 (916) 6459697  
uspenska@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Уставщиков Сергей Сергеевич**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (8312) 4179485  
sergey@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Уточкин Владимир Васильевич**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (961) 6390926  
xenonum@bk.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Ушаков Дмитрий Владимирович**  
Белорусский государственный университет  
+375 (29) 5017190  
ushakovdv@bsu.by  
пр. Независимости, 4, Минск, 220030,  
Республика Беларусь

**Фатеев Денис Васильевич**  
Саратовский филиал федерального  
государственного бюджетного учреждения  
науки Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова Российской  
академии наук  
+7 (8452) 391235  
fateevdv@yandex.ru  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

**Федоров Николай Кимович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт  
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (910) 4125037  
fedorov@lpi.ru

Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва,  
119991, Россия

**Фёдоров Юрий Юрьевич**  
Акционерное Общество «Научно —  
Производственное Предприятие „Исток“  
имени А. И. Шокина»  
+7 (495) 4658848  
jeka\_forever@inbox.ru  
ул. Вокзальная, 2а, г. Фрязино, Московская  
область, 141190, Россия

**Филатов Дмитрий Олегович**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (910) 7979536  
dmitry\_filatov@inbox.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Филимонов Юрий Александрович**  
Саратовский филиал федерального  
государственного бюджетного учреждения  
науки Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова Российской  
академии наук  
+7 (8452) 272401  
yuri.a.filimonov@gmail.com  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

**Фирсов Дмитрий Анатольевич**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Санкт-Петербургский  
политехнический университет Петра Великого»  
+7 (921) 7988231  
dmfir@rphf.spbstu.ru  
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург,  
195251, Россия

**Фомин Лев Александрович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт проблем  
технологии микроэлектроники и осособочистых  
материалов Российской академии наук  
+7 (49652) 44255  
fomin@iptm.ru  
ул. Институтская 6, Черноголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Фоминов Яков Викторович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт теоретической  
физики имени Л.Д. Ландау  
Российской академии наук  
+7 (910) 4661489

fominov@landau.ac.ru  
пр. ак. Семенова, 1а, Черногoловка,  
Московская обл., 142432, Россия

**Фраерман Андрей Александрович**  
Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179482  
andr@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Франк Александр Ильич**  
Объединённый институт ядерных  
исследований  
+7 (496) 2163902  
frank@nf.jinr.ru  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область,  
141980, Россия

**Фролова Елена Владимировна**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4656255  
frolova\_el@mail.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Хабибуллин Рустам Анварович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт  
сверхвысокочастотной полупроводниковой  
электроники Российской академии наук  
+7 (910) 4637930  
khabibullin@isvch.ru  
Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105,  
Россия

**Хазанова Софья Владиславовна**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623308  
khazanova@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Хаймович Иван Михайлович**  
Max Planck Institute for the Physics of Complex  
Systems  
+49 (0) 000000000

ivan.khaymovich@gmail.com  
Nöthnitzer Straße, 38, Dresden, Germany

**Ханипов Тимур Фаритович**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Казанский физико-  
технический институт им. Е.К. Завойского  
Казанского научного центра Российской  
Академии наук  
+7 (905) 3171686  
timurkhanipov@gmail.com  
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань, Республика  
Татарстан, 420029, Россия

**Хивинцев Юрий Владимирович**  
Саратовский филиал федерального  
государственного бюджетного учреждения  
науки Института радиотехники и электроники  
им. В.А. Котельникова Российской  
академии наук  
+7 (8452) 266774  
khivintsev@gmail.com  
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия

**Холин Дмитрий Игоревич**  
Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физических  
проблем им. П.Л. Капицы Российской  
академии наук  
+7 (499) 1376820  
kholin@kapitza.ras.ru  
ул. Косыгина, 2, Москва, 119334, Россия

**Хомицкий Денис Владимирович**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623304  
khomitsky@phys.unn.ru  
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Хорошко Людмила Сергеевна**  
Учреждение образования «Белорусский  
государственный университет информатики  
и радиоэлектроники»  
+375 (17) 2938869  
l\_khoroshko@bsuir.by  
ул. П. Бровки, 6, Минск, 220013,  
Республика Беларусь

**Хохлов Дмитрий Ремович**  
Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Московский государственный  
университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9391151

khokhlov@mig.phys.msu.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991,  
Россия

**Хохлов Николай Евгеньевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический  
институт им. А.Ф. Иоффе Российской  
академии наук  
+7 (981) 1235771  
n.e.khokhlov@yandex.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Хусяинов Динар Ильгамович**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «МИРЭА — Российский  
технологический университет»  
+7 (499) 9163850597  
Dinar1434429@mail.ru  
119454, ЦФО, г. Москва,  
Проспект Вернадского, д. 78

**Хутиева Анна Борисовна**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Саратовский национальный  
исследовательский государственный  
университет имени Н.Г. Чернышевского»  
+7 (845) 9271032772  
any788782@gmail.com  
ул. Астраханская, 83, Саратов, 410012, Россия

**Цыбин Николай Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385555  
tsybin@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Чайка Александр Николаевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики твердого  
тела Российской академии наук  
+7 (496) 5228369  
chaika@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Чарикова Татьяна Борисовна**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики металлов  
имени М.Н. Михеева Уральского отделения  
Российской академии наук  
+7 (343) 3783733  
charikova@imp.uran.ru

ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,  
Россия

**Черкасов Дмитрий Александрович**

Федеральное государственное учреждение  
«Федеральный научно-исследовательский  
центр «Кристаллография и фотоника»  
Российской академии наук»  
+7 (983) 1231883  
dim\_cherckasov@mail.ru  
Ленинский пр., 59, Москва, 119333, Россия

**Чернозатонский Леонид Александрович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт биохимической  
физики им. Н.М. Эмануэля Российской  
академии наук  
+7 (495) 9397172  
chernol-43@mail.ru  
ул. Косыгина, 4, 119334, Москва, Россия

**Чернопицкий Максим Александрович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физический институт  
им. П.Н. Лебедева Российской академии наук  
+7 (111) 1111111  
166chemax@gmail.com  
Ленинский проспект, 53, ГСП-1, Москва,  
119991, Россия

**Чернышев Алексей Константинович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179476  
aleksey\_chernyshov@mail.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Чигинев Александр Валерьевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179486  
chig@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Чигинева Анна Борисовна**

Научно-исследовательский физико-  
технический институт федерального  
государственного автономного  
образовательного учреждения высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»

+7 (831) 9108885037  
chigineva@nifti.unn.ru  
пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Чукланов Антон Петрович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Казанский физико-  
технический институт им. Е.К. Завойского  
Казанского научного центра Российской  
Академии наук  
+7 (843) 2319107  
achuklanov@kfti.knc.ru  
ул. Сибирский тракт, 10/7, Казань,  
Республика Татарстан, 420029, Россия

**Чумаков Николай Константинович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение «Национальный  
исследовательский центр  
«Курчатовский институт»  
+7 (916) 0859276  
chumakov\_nk@ngski.ru  
пл. ак. Курчатова, 1, Москва, 123182, Россия

**Чурин Сергей Александрович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4616543  
churin@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Чхало Николай Иванович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4385603  
chkhalo@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Шагинян Василий Робертович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение «Петербургский институт ядерной  
физики им. Б.П. Константинова»  
+7 (813) 7136096  
vrshag@thd.pnpi.spb.ru  
мкр. Орлова роща, 1, Гатчина, 188300, Россия

**Шалеев Михаил Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (910) 1385608

shaleev@ipm.sci-nnov.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Шамирзаев Тимур Сезгирович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского  
отделения Российской академии наук  
+7 (383) 3304475  
sha\_tim@mail.ru  
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,  
Россия

**Шарипов Талгат Ишмухамедович**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Башкирский государственный  
университет»  
+7 (347) 2299647  
sha-t@yandex.ru  
ул. Фрунзе, 32, Уфа, 450007, Россия

**Шастин Валерий Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179479  
shastin@ipmras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Шашкин Александр Александрович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики твердого  
тела Российской академии наук  
+7 (496) 5222946  
shashkin@issp.ac.ru  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Швецов Олег Олегович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики твердого  
тела Российской академии наук  
+7 (49652) 22946  
smeye@phystech.edu  
ул. ак. Осипьяна, 2, Черноголовка, Московская  
обл., 142432, Россия

**Шенгуров Владимир Геннадьевич**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Национальный  
исследовательский Нижегородский  
государственный университет  
им. Н.И. Лобачевского»  
+7 (831) 4623188  
shengurov@phys.unn.ru

пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950,  
Россия

**Шерешевский Илья Аронович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (960) 1820285  
ilya@ipmgras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Шестакова Анастасия Павловна**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «МИРЭА — Российский  
технологический университет»  
+7 (915) 3355157  
nastik\_shestakova@mail.ru  
119454, ЦФО, г. Москва, Проспект  
Вернадского, д. 78

**Шикин Александр Михайлович**

Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Санкт-Петербургский  
государственный университет»  
+7 (950) 0267453  
ashikin@inbox.ru  
Университетская набережная, 7/9, Санкт-  
Петербург, 199034, Россия

**Штром Игорь Викторович**

Институт аналитического приборостроения  
+7 (812) 9112123425  
igorstrohm@mail.ru  
Рижский пр., 26., Санкт-Петербург, 190103

**Шубина Татьяна Васильевна**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Физико-технический  
институт им. А. Ф. Иоффе Российской  
академии наук  
+7 (812) 2927124  
shubina@beam.ioffe.ru  
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург,  
194021, Россия

**Шукринов Юрий Маджнунович**

Объединённый институт ядерных  
исследований  
+7 (496) 2163844  
shukrinv@theor.jinr.ru  
ул. Жолио-Кюри, 6 Дубна, Московская область,  
141980, Россия

**Шур Владимир Яковлевич**

Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего

образования «Уральский федеральный  
университет имени первого Президента  
России Б.Н. Ельцина».

+7 (343) 3899568  
vladimir.shur@urfu.ru  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия

**Шустин Максим Сергеевич**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики  
им. Л.В. Киренского Сибирского отделения  
Российской академии наук  
+7 (913) 8308989  
mshustin@yandex.ru  
Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск,  
660036, Россия

**Юнин Павел Андреевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179491  
yunin@ipmgras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Юрасов Дмитрий Владимирович**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179482  
Inquisitor@ipmgras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Яблонский Артем Николаевич**

Институт физики микроструктур РАН —  
филиал Федерального государственного  
бюджетного учреждения науки «Федеральный  
исследовательский центр Институт прикладной  
физики Российской академии наук»  
+7 (831) 4179482  
yablonsk@ipmgras.ru  
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия

**Яговцев Владимир Олегович**

Национальный исследовательский  
университет «Высшая школа экономики»  
+7 (921) 6576819  
rusgrise@gmail.com  
123458, Москва, ул. Таллинская, д.34

**Якунин Михаил Викторович**

Федеральное государственное бюджетное  
учреждение науки Институт физики металлов  
имени М.Н. Михеева Уральского отделения  
Российской академии наук  
+7 (343) 3783644

yakunin@imp.uran.ru  
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990,  
Россия

**Яминский Игорь Владимирович**  
Федеральное государственное бюджетное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Московский государственный  
университет имени М.В. Ломоносова»  
+7 (495) 9391009  
yaminsky@nanoscopy.ru  
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991,  
Россия

**Янилкин Игорь Витальевич**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего

образования «Казанский (Приволжский)  
федеральный университет»  
+7 (843) 2337763  
yanilkin-igor@yandex.ru  
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420008,  
Россия

**Ясинская Дарья Николаевна**  
Федеральное государственное автономное  
образовательное учреждение высшего  
образования «Уральский федеральный  
университет имени первого Президента  
России Б.Н. Ельцина»  
+7 (965) 5441060  
daria.iasinskaia@urfu.ru  
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002,  
Россия

## Авторский указатель

### A

Abdel Hafiez M. 22  
Aladyshkin A.Yu. 22  
Amal Amin 309  
Antonov A.V. 7  
Aristov D.N. 564  
Asano Y. 13  
Atanasova P.Kh. 9, 11

### B

Babukhin D.V. 39  
Bakurskiy S.V. 13  
Beckmann D. 95  
Belolipetskiy A.V. 553  
Belyakov V.A. 417  
Bobkov A.M. 24, 26  
Bobkova I.V. 24, 26  
Boesenberg U. 422  
Bogolubskii A.S. 556  
Botha A.E. 75  
Bounouar S. 659  
Brussarski P. 555  
Buzmakov A. 420

### C

Cerdá J.I. 406  
Chareev D.A. 22  
Charikova T.B. 20  
Cristiani G. 93  
Curtis J.L. 22

### D

Davydova M.D. 147  
de la Haye C. 659  
Desrat W. 902  
Di Giorgio C. 22  
Diamantini M.C. 15  
Dubinov A.A. 566  
Dvoretzky S.A. 556  
Dzhagan V.M. 754

### E

Eaves L. 801  
Eichert D. 451  
Elistratov A.A. 39

### F

Faltermeier P. 615  
Fang C. 217  
Fatikow S. 307  
Faupel F. 143  
Fernández F. 762  
Filippov A.P. 309  
Fisher R. 710  
Fokin A.P. 566  
Fominov Ya.V. 13

Fortmann-Grote C. 420  
Fraerman A.A. 145

### G

Ganichev S.D. 615  
Gasilova E.R. 309  
Glyavin M.Yu. 566  
Golubeva E.V. 143  
Golubov A.A. 13  
Gotoh K. 562, 878  
Gu G.D. 37  
Gudina S.V. 556

### H

Ha N.N. 553  
Haenssler O.C. 307  
Han X. 217  
Hardtdegen H. 570  
Hasegawa S. 388  
Hasegawa Y. 388  
Heba M. Abdallah 309  
Henini M. 801  
Hosotani T. 568  
Hübers H.-W. 686, 884  
Höfling S. 742

### I

Iavarone M. 22  
Ichinokura S. 388  
Ikonnikov A.V. 7  
Ivanov A.A. 20  
Iwatsuki K. 568

### J

Jark W. 451  
Johnson J. 37  
Jouault B. 902

### K

Kachorovskii V.Yu. 564  
Kaganer V. 422  
Karapetrov G. 22  
Kashiwaya H. 13  
Kashiwaya S. 13  
Keijers W. 30  
Kent A.J. 762  
Khaymovich I.M. 28, 33  
Khitun A. 296  
Kiktenko E.O. 39  
Kim H. 388  
Kim P. 37  
Klapwijk T.M. 51  
Klepikova A.S. 20  
Klopf J.M. 884  
Knap W. 558  
Kolesnikov A.O. 424

Kopasov A.A. 17  
Korotyeyev V.V. 880  
Koshelev A.E. 22  
Krasnov V.M. 19  
Kravchenko S.V. 555  
Kravtsov V.E. 91  
Kupriyanov M.Yu. 13  
Kurlyandskaya G.V. 143  
Kurokawa Y. 562, 878  
Kutin A.A. 309

### L

Lechner E.M. 22  
Li S. 555  
Logvenov G. 93  
Lombardo J. 30  
Lozovik Yu.E. 39  
Lubben O. 406  
Lysenko S. 762

### M

Madsen A. 422  
Maeno Y. 13  
Magdy M.H. Ayoub 309  
Maier H. 710  
Manabe S. 568  
Marcelli R. 215  
Martin-Gago J.A. 406  
Masterov D.V. 7  
Mel'nikov A.S. 17, 22, 28,  
33, 35  
Mikhailov A.N. 7  
Mikhailov N.N. 556  
Morozov S.V. 7, 566  
Moshera Samy 309  
Mruczkiewicz M. 174

### N

Nakamura T. 388  
Nashaat M. 67, 134  
Nestoklon M.O. 553  
Neverov V.N. 556  
Nguyen V.H. 562, 878  
Niyazov R.A. 564  
Novikov A. 562  
Nozdrin Yu.N. 7

### O

Omori Y. 568  
Ota Y. 562, 878  
Otsuji T. 568  
Otuji T. 852

### P

Panayotova S.A. 11  
Panetta M.G. 37

Paraphin A.E. 7  
 Pavlov S.A. 7  
 Pekola J.P. 28  
 Pernod P. 256, 258  
 Petrov I. 420, 422  
 Pirozhkov A.S. 424  
 Plecenik A. 104  
 Poccia N. 37  
 Podgornykh S.M. 556  
 Pogosov W.V. 39  
 Pohl A. 686  
 Popov M.R. 20  
 Portal J.-C. 801  
 Postolova S.V. 37  
 Putilov A.V. 22

**Q**

Quang T.V. 553

**R**

Rabinovich D.S. 24, 26  
 Ragozin E.N. 424  
 Rahaman M. 754  
 Rahmonov I.R. 11  
 Redlich B. 686  
 Reitzenstein S. 659  
 Remizov S.V. 39  
 Robinson J.W.A. 112  
 Rogero C. 406  
 Roth T. 422  
 Ruffer R. 422  
 Rumyantsev V.V. 566  
 Rushforth A.W. 300

**S**

Safronov A.P. 143  
 Samokhvalov A.V. 28  
 Samoylova L. 420, 422  
 Sapozhnikov M.V. 35  
 Sarachik M.P. 555  
 Satou A. 568  
 Satou F. 852  
 Savinov D.A. 7  
 Schaeppers Th. 570  
 Schäfers F. 505, 521, 525  
 Schneider C. 742  
 Sengupta K. 67, 75, 134  
 Sertsu M.G. 505, 521, 525  
 Shaleev M. 562  
 Shashkin A.A. 555  
 Shatokhin A.N. 424  
 Shelushinina N.G. 20, 556  
 Shereshevskii I.A. 28  
 Shevchun A.F. 13  
 Shukrinov Yu.M. 11  
 Shvets I.V. 406  
 Silaev M.A. 24, 26  
 Silhanek A.V. 30  
 Sinn H. 420, 422  
 Sirtori C. 581

Sokolov A. 505, 521, 525  
 Šoltýs Ján 174  
 Spetzler B. 143  
 Sukhanova T.E. 309

**T**

Takayama A. 388  
 Talantsev E.F. 20  
 Tanaka Y. 13  
 Taniguchi T. 37  
 Tatarskiy D.A. 145  
 Taupin M. 28  
 Teissier R. 593  
 Teppe F. 714, 902  
 Terentyev S. 422  
 Tetel'baum D.I. 7  
 Tiercelin N. 256, 258  
 Trainer D.J. 22  
 Trugenberger C.A. 15  
 Trunin M.R. 13  
 Tsukanova D.Y. 406

**U**

Usami N. 562, 878  
 Ustavshikov S.S. 7  
 Utochkin V.V. 566

**V**

Vadilonga S. 487  
 Vadimov V.L. 22, 33, 35  
 Van de Vondel J. 30  
 Van Haesendonck C. 375  
 Vasiliev A.N. 22  
 Vdovicheva N.K. 28  
 Vetrova I. 174  
 Viet N.H. 553  
 Vinokur V.M. 15, 37  
 Vishnyakov E.A. 424  
 Volk Ch. 570  
 Volkov A.Ya. 309  
 Volkova O.S. 22  
 von Helversen M. 659  
 Vylegzhanina M.E. 309

**W**

Walls B. 406  
 Wan C. 217  
 Wang X. 217  
 Watanabe K. 37  
 Weiss D. 710  
 Winden A. 570

**Y**

Yakunin M.V. 556  
 Yashina L.V. 406  
 Yassievich I.N. 553  
 Yoo H. 37  
 Yu C. 37  
 Yulin S. 432  
 Yunin P.A. 7

**Z**

Zahn D.R.T. 754  
 Zemlyanaya E.V. 11  
 Zhao M. 217  
 Zhao S.Y. F. 37  
 Zhong R. 37  
 Zhukov A.A. 39, 570  
 Zhussupbekov K. 406  
 Ziegler J. 710  
 Zvezdin A.K. 147  
 Zvezdin K.A. 147

**A**

Абраменко Д.А. 436  
 Абрамкин Д.С. 572, 574,  
 626, 811, 882  
 Абросимов А.С. 653  
 Абросимов Н.В. 667,  
 686, 884  
 Авдеев М.В. 114  
 Азаревич А.Н. 187  
 Айзикович С.М. 358, 362  
 Акимов А.В. 762  
 Акимов А.Н. 311, 576,  
 638, 704  
 Аксенов В.В. 813  
 Аксенов С.В. 49  
 Аладышкин А.Ю. 73, 122,  
 313, 380, 384  
 Алафердов А.В. 579  
 Алексеев А.Н. 793  
 Алешкин В.Я. 581, 599,  
 601, 609, 671, 756,  
 760, 852, 856  
 Алиев В.Ш. 655  
 Алтухов И.В. 583, 585  
 Альперович В.Л. 688  
 Алябина Н.А. 890  
 Андреев Б.А. 587, 738,  
 784  
 Андреев И.В. 589  
 Андреев П.В. 354  
 Андрианов А.В. 591  
 Андриюшечкин Б.В. 356  
 Аникин К. 754  
 Анисимов М.А. 160  
 Антонов А.В. 784, 854  
 Антонов Д.А. 402  
 Антонов И.Н. 402, 758  
 Анфертьев В.А. 593  
 Артамкин А.И. 634, 706  
 Артеев Д.С. 880  
 Артемов А.С. 315  
 Артемов Е.А. 315  
 Артюков И.А. 426  
 Артюх А.А. 870  
 Арутюнов К.Ю. 41  
 Архипова Е.А. 595, 597,  
 791  
 Асрян Л.В. 827

- Астров Ю.А. 884  
 Афоненко А.А. 599, 601, 603, 860  
 Ахматханов А.Р. 410  
 Ахметова А.И. 317  
 Ахсаляян А.А. 428, 430  
 Ахсаляян А.Д. 428
- Б**  
 Багаев В.С. 605, 607  
 Байдакова Н.А. 784, 878, 898  
 Байдусь Н.В. 609, 626, 671, 815, 821, 835, 874  
 Бакала Я. 483  
 Бакаров А.К. 813  
 Баклашов Д.И. 874  
 Бакурский С.В. 116  
 Балакшин Ю.В. 841  
 Балашов Е.М. 341  
 Банников М.И. 634, 706  
 Барабаненков М.Ю. 252  
 Барабаненков Ю.Н. 252  
 Баранов А.Н. 593  
 Бараш Ю.С. 43  
 Барилак Я. 483  
 Баркалова А.С. 148  
 Барышев В.Р. 611  
 Барышева М.М. 432, 449  
 Бахракова М.В. 45  
 Батов И.Е. 95  
 Бахтизин Р.З. 382, 408  
 Бегинин Е.Н. 172, 272, 238  
 Бедин С.А. 199  
 Бекин Н.А. 613  
 Белобородов И.С. 286  
 Белов А.И. 758, 780  
 Белугина Н.В. 396  
 Белых В.В. 726  
 Бельков В.В. 615  
 Березин В.А. 404  
 Бержанский В.Н. 244, 371  
 Берзин А.А. 150  
 Беспалов А.А. 47  
 Беспалов А.В. 250  
 Бизяев Д.А. 319, 377  
 Благодаткин А.В. 106, 108  
 Бланк В.Д. 841  
 Блошкин А.А. 648  
 Бобров Ю. 323  
 Богач А.В. 160, 187  
 Богачев С.А. 439, 483  
 Богданов А.В. 152  
 Богданов С.А. 595, 597, 620, 736  
 Богомолов Д.Б. 572  
 Богомяков А.С. 280  
 Бодров С.Б. 823  
 Боженькина А.С. 837
- Божко А.Д. 160  
 Божко С.И. 349  
 Бокова А.П. 244  
 Болдин М.С. 673  
 Большаков А.П. 585  
 Большедворский С.В. 841  
 Бондаренко Г.Г. 303  
 Бондаренко Л.В. 321, 339, 351, 388, 400  
 Бормашов В.С. 841  
 Боряков А.В. 682  
 Брызгалов М.А. 69  
 Буга С.Г. 841  
 Бугаев А.С. 270  
 Буданов А.В. 185  
 Будкин Г.В. 615  
 Буздин А.И. 85, 101, 112  
 Буравлев А.Д. 616, 752  
 Бухараев А.А. 319, 373, 377  
 Бухаров Н.Н. 73  
 Бушуев В.А. 434, 487  
 Бушуйкин П.А. 587, 738, 784, 791  
 Быков В.А. 323
- В**  
 Вакс В.Л. 593  
 Валеев В.Г. 876  
 Валишева Н.А. 657  
 Вальков В.В. 49  
 Ван Хасендонк К. 328  
 Варавин В.С. 714, 845  
 Вархолинский Б. 358, 360, 362  
 Василиадис И. 41  
 Васильев А.Н. 120  
 Васильев А.П. 748, 786  
 Васильев Р.Б. 754  
 Васильевский И.С. 583  
 Васьковский В.О. 278  
 Вахитов И.Р. 138  
 Вдовин В.И. 788  
 Вдовичева Н.К. 71, 386  
 Веденеев А.С. 270  
 Ведь М.В. 185, 229, 618, 803  
 Венедиктов М.М. 805  
 Вербус В.А. 898  
 Вергелес П.С. 815  
 Веселов А.П. 443  
 Вилков Е.А. 154  
 Вилков И.В. 354  
 Виниченко А.Н. 583  
 Винниченко М.Я. 880  
 Виноградов А.В. 426  
 Виноходов А.Ю. 436  
 Вихарев А.Л. 595, 597, 620, 736
- Вихрова О.В. 185, 201, 203, 205, 227, 229, 394, 579, 795  
 Вишняков Е.А. 439, 441, 533  
 Власов Ю.Н. 185  
 Водолазов Д.Ю. 51, 73, 81, 99, 122  
 Водопьянов А.В. 443  
 Вознюк Г.В. 698  
 Волков В.А. 622  
 Волков О.Ю. 860  
 Волков П.В. 624  
 Волкова Н.С. 626  
 Володин А. 328  
 Волощенко С.А. 69  
 Вopilкин Е.А. 106, 624  
 Воробьев Л.Е. 748, 858, 880  
 Востоков Н.В. 628, 630  
 Вострецов А.Г. 89  
 Вуль А.Я. 669  
 Высоцкий С.Л. 156, 158, 215, 274, 296, 298
- Г**  
 Гавриков М.В. 330  
 Гавриленко В.И. 599, 714, 831, 845, 852, 854, 856  
 Гайнутдинов Р.В. 396  
 Гайсин А.У. 517  
 Гайслер А.В. 659  
 Гайслер В.А. 659, 813  
 Гайфуллин Р.Р. 53  
 Галеева А.В. 632, 634, 706, 845  
 Галин М.А. 55  
 Ганичев С.Д. 634  
 Гапоненко Н.В. 718, 900  
 Гапонова Д.М. 831  
 Гарахин С.А. 428, 432, 445, 447, 449, 477, 491, 507  
 Гатин А.К. 332, 347  
 Гераськин А.А. 250  
 Геревенков П.И. 300  
 Германенко А.В. 636  
 Гилевич А. 358, 360, 362  
 Гильманов М.И. 187  
 Гимазов И.И. 120  
 Гинзбург Н.С. 611, 720  
 Гиппиус Н.А. 650, 678, 680  
 Гиршова Е.И. 708  
 Глаголев П.Ю. 459  
 Гладуш Ю.Г. 457  
 Глинский И.А. 732  
 Глушков В.В. 160, 187  
 Глявин М.Ю. 443

- Голиков О.Л. 862  
 Голикова О.Л. 250  
 Голикова Т.Е. 95  
 Голованов А.В. 841  
 Головчанский И.А. 116  
 Голоколенов И.А. 41  
 Голуб Л.Е. 615  
 Голубев С.В. 443  
 Голубов А.А. 53, 116  
 Гольцман Г.Н. 79  
 Голяшов В.А. 576, 638, 813  
 Гоманько М.А. 632  
 Гончаров Л.А. 501  
 Гончаров Ю.Г. 732  
 Горай Л.И. 451  
 Горбачев А.М. 595, 597, 620, 736  
 Гордеева А.В. 106, 108  
 Горев Р.В. 162, 164, 166, 168, 170, 334, 335, 369, 390  
 Горох Г.Г. 337, 640  
 Горшков А.П. 626  
 Горшков О.Н. 402, 758  
 Горшкова А.Г. 195  
 Горюнов А.В. 624  
 Горюнов С.В. 453  
 Грачев А.А. 172, 272  
 Грачев Д.А. 682  
 Грибко В.В. 455  
 Григорьев П.Д. 57, 59  
 Григорьева Н.Н. 862, 864  
 Гринберг Я.С. 118  
 Гричук Е.С. 876  
 Гришин М.В. 332, 347  
 Грищенко Ю.В. 876  
 Громько Д.А. 642  
 Грузнев Д.В. 321, 339, 351, 388, 400  
 Губанов В.А. 174, 175, 176  
 Губарев В.М. 457  
 Гудина С.В. 644  
 Гумаров А.И. 138  
 Гусаров В.В. 667  
 Гусев Г.А. 696  
 Гусев Н.С. 177, 179, 181, 195, 197, 233, 246, 284, 390, 898  
 Гусев С.А. 181, 284, 354, 522  
 Гусейнов Д.В. 195, 667  
 Гусихин П.А. 589  
 Гутаковский А.К. 280
- Д**
- Давыденко А.В. 217  
 Давыдов В.Ю. 587  
 Далидчик Ф.И. 341  
 Данилов В.В. 868
- Данилов С.Н. 632, 634, 706  
 Данилов Ю.А. 201, 205, 227, 229, 579, 618  
 Данильцев В.М. 628, 646  
 Данишевская Е.В. 371  
 Дворецкий С.А. 581, 634, 636, 644, 657, 706, 710, 714, 756, 760, 831, 845, 854, 856, 902  
 Двуреченский А.В. 280, 648  
 Двуреческий А.В. 825  
 Девятов Э.В. 716, 888  
 Дегтярев В.Е. 837, 848, 862, 864  
 Деменев А.А. 650  
 Дементьев П.А. 343, 352  
 Демидов В.В. 256  
 Демидов Е.А. 646  
 Демидов Е.В. 595, 597, 874  
 Демидов Е.С. 653  
 Демидова Н.Е. 653  
 Демин В.А. 270, 870  
 Демин Г.Д. 183, 445, 459, 489  
 Демина П.Б. 185, 203, 221, 231, 579, 618, 673  
 Деминов Р.Г. 53  
 Деминский П.В. 640  
 Демишев С.В. 160, 187  
 Демьяненко М.А. 655, 657  
 Денисов С.А. 803, 815, 835, 890  
 Дербезов И.А. 659, 813  
 Дерябкин А.В. 661, 663, 665  
 Деточенко А.П. 195, 667  
 Дидейкин А.Т. 669  
 Дикарева Н.В. 671  
 Димитракопулос Г.П. 41  
 Дмитриев Д.В. 659, 813  
 Догадова Д.М. 744  
 Доукин М.Е. 345  
 Долوماتов М.Ю. 408  
 Долуденко И.М. 189, 199, 303  
 Дорохин М.В. 185, 201, 203, 205, 219, 221, 223, 229, 231, 579, 618, 673, 803, 815, 850  
 Дохликова Н.В. 332, 347  
 Дровосеков А.Б. 148, 191, 270  
 Дроздов М.Н. 595, 597, 620, 630, 646, 675, 736, 784, 791, 890
- Дроздов Ю.Н. 595, 675, 896  
 Дроздова Т.Е. 841  
 Дубинов А.А. 581, 599, 601, 609, 854  
 Дуда Т. 754  
 Дудин В.С. 704  
 Дудин Ю.А. 205  
 Дудко Г.М. 156, 193, 274, 294, 296  
 Духновский М.П. 661, 663, 665  
 Дьяков С.А. 678, 680, 833  
 Дюжев Н.А. 183, 445, 459, 461, 489  
 Дюжиков И.Н. 199
- Е**
- Евсиков И.Д. 461  
 Евтихийев В.П. 698  
 Егоров А.А. 463  
 Егоров С.В. 116, 716  
 Ежеский А.А. 195, 667  
 Езубченко И.С. 876  
 Елизарова А.А. 780  
 Елисеев С.А. 702  
 Елистратов А.А. 103  
 Елькина А.И. 73, 122  
 Емельянов А.В. 270  
 Емельянов Е.А. 572  
 Еремеев С.В. 400  
 Еремин М.В. 61  
 Ермолаева О.Л. 197, 242  
 Ерофеева И.В. 673  
 Ерхова Н.Ф. 428, 441  
 Ершов А.В. 682  
 Ершов П. 524  
 Есаев Д.Г. 655, 657  
 Ефимов А.Д. 653  
 Ефимов В.Б. 684  
 Ефимов Ю.П. 702
- Ж**
- Жигалина О.М. 189  
 Жигунов Д.М. 678  
 Жидяев К.С. 874  
 Жолудев М.С. 852, 856  
 Жук Н.А. 503  
 Жукавин Р.Х. 686, 884  
 Жуков А.А. 349  
 Жуков Н.Д. 330  
 Журавлев А.Г. 688
- З**
- Забавичев И.Ю. 690, 774  
 Заболотных А.А. 622  
 Забродин И.Г. 447  
 Заварин Е.Е. 880  
 Заверткин П.С. 465

- Завьялов В.В. 41  
 Заганшина С.А. 373  
 Загороднев И.В. 692  
 Загорский Д.Л. 189, 199, 303  
 Зайнагутдинов А.Р. 694  
 Зайцев А.В. 803, 890  
 Зайцев К.И. 732  
 Закгейм Д.А. 880  
 Заморянская М.В. 352, 696  
 Занавескин М.Л. 876  
 Зарезов М.А. 315  
 Заславский В.Ю. 720  
 Захаров М.А. 467  
 Захарьин А.О. 591  
 Захлабаева А.И. 640  
 Зброжек В.О. 106, 108  
 Звездин К.А. 183  
 Зверев Д.Г. 667  
 Звонков Б.И. 850  
 Звонков Б.Н. 201, 219, 221,  
 223, 579, 671, 795, 821  
 Здоровейцев А.В. 176,  
 185, 201, 203, 205, 219,  
 231, 394, 618, 673, 803,  
 815, 850  
 Зиганшин М.А. 373  
 Зиновьев В.А. 648, 825  
 Зиновьева А.Ф. 280  
 Злотников А.О. 63  
 Зорина М.В. 463, 469, 471,  
 473, 477, 531  
 Зотов А.В. 313, 321, 339,  
 351, 380, 388, 400  
 Зубков С.Ю. 219, 221, 223,  
 758, 795  
 Зуев С.Ю. 432, 447, 475,  
 477, 481, 505, 507, 525  
 Зыбцев С.Г. 776, 782
- И**
- Иванов А.А. 124, 262  
 Иванов А.Б. 817, 837  
 Иванов А.С. 786  
 Иванов Б.И. 89  
 Иванов В.В. 436  
 Иванов И.М. 189  
 Иванов К.А. 698, 708  
 Иванова Е.В. 352, 696  
 Ивлюшкин Д.В. 465  
 Ивченко Е.Л. 615, 700  
 Игнатов А.В. 678  
 Игнатьев И.В. 702  
 Иконников А.В. 704,  
 706, 845  
 Икусов Д.Г. 760  
 Ильин А.С. 235  
 Ильичев Е. 89  
 Ильичев Е.В. 118  
 Иржак Д.В. 453  
 Исаев В.А. 595, 620, 736
- Исаева М.М. 282  
 Исмагилов Р.Р. 366  
 Истомин Л.А. 626  
 Ищенко Д.В. 311, 638
- К**
- Кавеев А.К. 638  
 Каверин Б.С. 354, 522  
 Кавокин А.В. 702  
 Кавокин К.В. 702  
 Каган М.С. 583, 585  
 Кадомцева А.В. 522  
 Кадыков А.М. 714, 845,  
 854  
 Казаков А.С. 634, 706  
 Калашникова А.М. 300,  
 762  
 Калентьева И.Л. 201, 205  
 Калининников М.А. 784  
 Калининников М.И. 738  
 Калитеевский М.А. 698,  
 708  
 Каминский А.С. 207  
 Каравайников А.В. 244,  
 371  
 Караштин Е.А. 162, 209,  
 211, 213, 233, 246  
 Карзанов В.В. 653  
 Карпов А.В. 479  
 Карпов В.В. 760  
 Каськов И.А. 447  
 Кашевич И.Ф. 396  
 Квашенников Д.С. 481,  
 507  
 Квашнин Д.Г. 870  
 Квон З.Д. 710  
 Кехигас Т. 41  
 Кешарпу К.К. 59  
 Кириенко В.В. 280, 648  
 Кириченко А.Н. 841  
 Кириченко А.С. 428, 441,  
 483  
 Кислинский Ю.В. 93  
 Киямов А.Г. 276  
 Кленов Н.В. 45, 116  
 Клепикова А.С. 124  
 Клименко А.А. 116  
 Климин В.С. 807  
 Клишко Г.В. 858  
 Климов А.А. 256, 258  
 Климов А.Э. 311, 576,  
 638, 704  
 Климова Н.Б. 524  
 Клушин А.М. 73, 122  
 Князев Б.А. 655  
 Ковалевский К.А. 884  
 Ковалевский С.А. 341  
 Ковалинский М. 483  
 Ковальский В.А. 201,  
 815
- Кожевников А.В. 156, 158,  
 193, 215, 296, 298  
 Козабаранов Р.В. 225  
 Козлов В.А. 690, 774,  
 786, 805, 837, 892  
 Козлов Д.А. 615, 710  
 Козлов Д.В. 581, 712,  
 714, 845  
 Козлов С.К. 116  
 Козулин А.С. 237  
 Колесников А.Г. 217  
 Колесников А.Н. 533  
 Колесников Н.Н. 716,  
 888  
 Колмычек И.А. 233, 246  
 Колядин А.В. 620  
 Комаров А.И. 364  
 Комаров Н.С. 356  
 Комиссарова Т.А. 858  
 Комнину Ф. 41  
 Кон В.Г. 524  
 Конаков А.А. 780  
 Конашук А.С. 517  
 Конев В.В. 87  
 Кононов А. 716, 888  
 Константиноидис Г. 41  
 Константинаян К.И. 93  
 Корнеев А.А. 79  
 Корнеева Ю.П. 79  
 Корнилова Ю.Д. 718,  
 900  
 Королев А.Ф. 250  
 Королев Д.С. 758, 780  
 Королев С.А. 620, 791,  
 896  
 Коротков А.В. 892  
 Коротков С.Ю. 459  
 Корытин А.И. 823  
 Коряжкина М.Н. 402  
 Котляр К.П. 809  
 Котов Г.И. 185  
 Кочаровская Е.Р. 720,  
 722  
 Кочаровский В.В. 724  
 Кочаровский Вл.В. 724  
 Кочиев М.В. 726  
 Кошелев К.Н. 436  
 Кравец В.А. 696  
 Кравцов Е.А. 191  
 Краев С.А. 106, 595, 597,  
 624, 628, 646, 675,  
 736, 791  
 Красильник З.Ф. 581,  
 587, 746, 784, 833  
 Красильникова Л.В. 587,  
 738  
 Краснорусский В.Н. 160  
 Крейнес Н.М. 148, 191  
 Кремлев К.В. 354, 522  
 Кренив Л.И. 358, 362

- Кривобок В.С. 605, 607, 778  
Кривокорытов М.С. 436  
Кривулин Н.О. 780  
Кривцун В.М. 436, 457  
Криштоп В.Г. 801  
Криштопенко С.С. 902  
Круглов А.В. 609  
Крыжановская Н.В. 868  
Крюков А.В. 874  
Крюков В.Л. 628  
Крюков Р.Н. 185, 219, 221, 223, 229, 795  
Кудасов Ю.Б. 225  
Кудрин А.В. 176, 185, 201, 203, 205, 221, 227, 229, 231, 394, 579, 618  
Кудрявцев К.Е. 581, 587, 609, 718, 746, 821, 854, 900  
Кузин С.В. 428, 439, 441, 483  
Кузнецов Ю.М. 229, 231, 673  
Кузнецова Т.А. 358, 360, 362, 364  
Кузьмин Л.С. 65, 106, 108  
Кузякин Я.Д. 682  
Куковицкий Е.Ф. 276  
Кукушкин В.А. 724, 728  
Кукушкин И.В. 589  
Кукушкин С.А. 809  
Кулагина А.С. 868  
Кулак А.И. 347  
Кулаков Д.А. 866  
Кулаковский В.Д. 650, 742  
Куликов Е.Н. 661, 663, 665, 730  
Куликов К.В. 67  
Куликов Н.С. 852, 856  
Куликова Д.П. 207  
Кулин Г.В. 453, 467, 487  
Кунцевич А.Ю. 69  
Куприянов М.Ю. 53, 116  
Курбайтаев А.Я. 282  
Курбакова Н.Е. 237  
Курин В.В. 55, 71  
Курляндская Г.В. 278  
Курносков В.Д. 817  
Курносков К.В. 817  
Кушнир В.Н. 53
- Л**  
Лаврухин Д.В. 732  
Ладугин М.А. 734, 746, 817  
Лазарева К.А. 233, 246  
Ланцев Е.А. 673
- Лапицкая В.А. 358, 360, 362, 364  
Ларина П.М. 730  
Ларионова Е.А. 201  
Латышев А.В. 657, 754  
Латышева Н.Д. 837  
Лаш А.А. 436  
Лашкова А.К. 396  
Лебединский Н.В. 626  
Лев Л.Л. 876  
Левицкий Я.В. 698  
Левичев М.Ю. 73  
Левичев С.Б. 626  
Лесников В.П. 227, 229, 618  
Липатников А.В. 892  
Лискин Д.А. 402  
Литвин А.П. 868  
Лобаев М.А. 595, 597, 620, 675, 736  
Лобанов Д.Н. 587, 738  
Ловцос В.А. 702  
Логинов А.Б. 366  
Логинов Б.А. 366, 368  
Логунов М.В. 235  
Лодыгин А.Н. 884  
Лозовенко А.А. 337, 640  
Локк Э.Г. 302  
Ломов А.А. 199  
Лопатин А.Я. 445, 475, 489, 491, 493, 521  
Лукьянов А.Ю. 624  
Лукьянова Л.Н. 343  
Лундин В.В. 880  
Лупарев Н.В. 841  
Луценко Е.В. 793  
Лучин В.И. 475, 489  
Ляшко С.Д. 244
- М**  
Мазаник А. 75, 134  
Мазов Л.С. 740  
Майборода И.О. 876  
Майдыковский А.И. 233, 246  
Макаренко И.В. 343  
Макарова М.В. 191  
Максимов А.А. 742  
Максимова И.К. 240  
Малеев Н. 616  
Малеев Н.А. 748  
Маликов И.В. 154, 404  
Малкин А.М. 720  
Мальшев А.И. 237, 430, 463, 495, 497, 499, 529, 531, 744  
Мамаев В.В. 793  
Мамин Г.В. 667  
Мамин Р.Ф. 77  
Манова Н.Н. 79
- Мантузов А.В. 315  
Мараров В.В. 313, 380  
Маринин А. 678  
Маркелов А.С. 455  
Мармалюк А.А. 746, 817  
Мартовицкий В.П. 69  
Мартышкин А.А. 238  
Марчишин И.В. 655, 657  
Марычев М.О. 780  
Марычев П.М. 81  
Мастеров Д.В. 83, 106, 108  
Матецкий А.В. 388  
Махиборода М.А. 445, 459, 489  
Махов И.С. 748, 858  
Машин А.И. 898  
Машинский К.В. 750  
Медведев В.В. 436, 457  
Межов-Деглин Л.П. 684  
Мельников А.С. 85, 101  
Менелаоу К. 708  
Мизеров А.М. 752  
Милехин А. 754  
Милехин И. 754  
Милин В.Е. 229, 758  
Миляев М.А. 240  
Мингалева А.Е. 503, 522, 524  
Миньков Г.М. 636, 756  
Миронов А.В. 813  
Миронов В.Л. 166, 168, 242, 334, 335, 369, 390  
Миронов С.В. 85  
Митрин Б.И. 358, 362  
Митрофанов М.И. 698  
Михайленко М.С. 445, 469, 471, 501  
Михайлов А.Н. 758, 780  
Михайлов Г.М. 404  
Михайлов М.М. 79  
Михайлов Н.Н. 581, 634, 636, 644, 706, 710, 714, 756, 760, 831, 845, 854, 856, 902  
Михайлова Т.В. 244, 371  
Михайловский В.Ю. 284  
Михалюк А.Н. 313, 321, 339, 380, 400  
Михрин С.С. 708  
Мишин А.В. 722  
Могунов Я.А. 762  
Мозжаров С.Е. 396  
Моисеенко И.М. 764  
Молдавская М.Д. 880  
Монкман Э. 708  
Морозов А.И. 150  
Морозов К.М. 698, 708  
Морозов М.Ю. 766

- Морозов С.В. 581, 599, 642, 712, 714, 845, 852, 854, 856  
 Морозова А.С. 373  
 Морозова Е.А. 768  
 Морозова Е.Е. 878, 898  
 Морозова Ю.В. 807  
 Москвин А.С. 87, 139, 264  
 Мошкалева С.А. 579  
 Музыченко Д.А. 375, 382  
 Муравьев В.М. 589  
 Мурзанов А.А. 823  
 Мурзина Т.В. 233, 246, 250  
 Мустафин И.А. 398  
 Мухаматчин К.Р. 248, 780  
 Муценко Е.А. 89, 118
- Н**  
 Нагаев К.Э. 770, 772  
 Назаров Н.С. 813  
 Найденов П.Н. 250  
 Напольский К.С. 116  
 Насеткин К.А. 690, 774  
 Насибуллин А.Г. 457  
 Наумова Л.И. 240  
 Неверов В.Н. 644, 902  
 Недвига А.С. 371  
 Нежданов А.В. 682, 795, 898  
 Некипелов С.В. 503, 522, 524  
 Некоркин С.М. 609, 671, 821, 874  
 Ненашев А.В. 825  
 Нечай А.Н. 447, 501, 513, 515  
 Никитин М.В. 776  
 Никитина Е.В. 752  
 Никитов С.А. 158, 172, 175, 176, 205, 215, 235, 238, 252, 256, 272, 394  
 Николаев С.Н. 148, 270, 605, 607, 778  
 Николаева Е.П. 207  
 Николенко А.Д. 465  
 Николичев Д.Е. 219, 221, 223  
 Никольская А.А. 780  
 Никонов С.А. 782  
 Никулин Ю.В. 254, 294  
 Новиков А.В. 195, 587, 609, 678, 680, 738, 746, 784, 825, 833, 878, 898  
 Новиков И.Л. 89  
 Новиков С.А. 793  
 Новицкий Н.Н. 156, 158  
 Ноздрин Ю.Н. 99  
 Носов П.А. 91  
 Нурахметов Т.Н. 408  
 Нургазизов Н.И. 319, 377
- О**  
 Оболенская Е.С. 786  
 Оболенский С.В. 690, 774, 805, 837, 848, 892  
 Образцов А.Н. 366  
 Обьедков А.М. 354, 522  
 Овсяков В.Н. 655, 657  
 Овсянников Г.А. 93, 256, 258  
 Огнев А.В. 217  
 Одинцов С.А. 260, 272  
 Оладышкин И.В. 823  
 Олянич Д.А. 313, 380  
 Онищенко Е.Е. 778  
 Орехова К.Н. 696  
 Орешкин А.И. 382, 375  
 Орешкин С.И. 372, 382  
 Орлов В.А. 262  
 Орлов В.И. 406  
 Орлов Л.К. 788  
 Орлов М.Л. 788  
 Орлова И.Н. 262  
 Охупкин А.И. 675, 791
- П**  
 Павельев Д.Г. 786  
 Павлов Д.А. 229, 758, 780, 795, 835, 850  
 Павлов С. 106  
 Павлов С.А. 83, 108  
 Павлов С.Г. 686, 884  
 Павлова А.Ю. 240  
 Павлова Т.В. 356  
 Павловский В.В. 860  
 Падалица А.А. 746, 817  
 Паневин В.Ю. 748, 858, 880  
 Панкратов А.Л. 106, 108, 126  
 Панов В.И. 375, 382  
 Панов Д.В. 303  
 Панов Ю.Д. 87, 139, 264  
 Папроцкий С.К. 583, 585  
 Парафин А.Е. 83, 106, 108  
 Парафинюк Д.А. 718, 900  
 Парфенов П.С. 868  
 Патрин Г.С. 266  
 Пахомов Г.Л. 839  
 Пашенькин И.Ю. 164, 179, 795  
 Пашин Н.С. 311  
 Пензяков Г.А. 95, 97  
 Переира Д. 708  
 Перекалов А.А. 513, 515  
 Перов А.А. 768  
 Перунов И.В. 189  
 Перцов А.А. 439, 483  
 Песков Н.Ю. 720
- Пестов А.Е. 445, 447, 463, 469, 471, 473, 477, 489, 491, 493, 495, 497, 501, 529, 531  
 Пестов Е.Е. 99  
 Петржик А.М. 93  
 Петров С.И. 793  
 Петров Ю.В. 73, 181  
 Петрова О.В. 503, 522, 524  
 Петрушков М.О. 572  
 Петрякова Е.В. 892  
 Петухов М.Н. 382  
 Пиманов Д.А. 65, 106  
 Пирожков А.С. 533  
 Писарев Р.В. 268  
 Пихтин Н.А. 827  
 Пицун Д.К. 118  
 Планкина С.М. 795  
 Пластовец В.Д. 101  
 Плешков Р.С. 445, 477, 489, 505, 521  
 Плиговка А.Н. 337  
 Плошанек С. 483  
 Погосов В.В. 103  
 Подгорных С.М. 644, 902  
 Подгорский П. 483  
 Поддубный А.Н. 797  
 Позина Г. 698, 708  
 Покровский В.Я. 776, 782  
 Полищук О.В. 799  
 Полковников В.Н. 432, 447, 449, 463, 481, 495, 505, 507, 521, 525, 531  
 Поляков В.В. 323  
 Пономарев Д.С. 603, 732, 860  
 Попков А.Ф. 183  
 Попов А.А. 673  
 Попов В.В. 615, 750, 764, 766, 799  
 Попов В.Г. 801  
 Попов М.Р. 124, 644, 902  
 Попов Н.Л. 426  
 Попов С. 678  
 Порцель Л.М. 884  
 Потехин А.А. 690, 774  
 Поткина М.Н. 288  
 Преображенский В.Л. 258  
 Проглядо В.В. 191  
 Прокопов А.Р. 244, 371  
 Протогенов А.П. 843  
 Прохоров Д.С. 803  
 Прошин Ю.Н. 114  
 Проявин М.Д. 720  
 Прудкогляд В.А. 69  
 Пручкина А.А. 778  
 Пугач Н.Г. 136

- Пузанов А.С. 690, 774, 805, 892  
 Пунегов В.И. 479, 509, 511  
 Путилов А.В. 384  
 Пугято М.А. 572  
 Пушкарев Р.В. 280  
 Пятаков А.П. 207
- Р**  
 Рагозин Е.Н. 533  
 Радищев Д.Б. 595, 620, 736  
 Радовская В.В. 233  
 Разин С.В. 443  
 Ракуть И.В. 106, 108  
 Ральченко В.Г. 585  
 Рассадин А.Э. 404  
 Рахмонов И.Р. 75, 104, 134  
 Рева А.А. 441  
 Ревин Л.С. 106, 108  
 Резван А.А. 807  
 Резник А.Н. 386  
 Резник Р.Р. 809, 868  
 Ремесник В.Г. 760  
 Реунов Д.Г. 609, 811  
 Реутов А.И. 593  
 Ржеуцкий М.В. 793  
 Рогалев А. 524  
 Рогов В.В. 99, 122, 179, 197  
 Родин С.Н. 698  
 Родионов Д.А. 692  
 Родионов Н.Б. 585  
 Родичев Д.Ю. 116  
 Родякина Е.Е. 754, 825  
 Романцевич В.И. 817  
 Рощупкин Д.В. 453, 487  
 Рудая Н.С. 688  
 Руденко М.В. 718, 900  
 Рульков А.С. 768  
 Румянцев В.В. 581, 642, 712, 714, 845, 852, 854, 856, 884  
 Русецкий В.С. 813  
 Русских И.В. 377  
 Рут О.Э. 636, 756  
 Рыбченко О.Г. 684  
 Рыжкова М.В. 400  
 Рыжов В.Н. 110  
 Рыков А.В. 815, 821, 835  
 Рыльков В.В. 148, 270  
 Рябинин И.С. 722  
 Рябова Л.И. 632, 634, 704, 706  
 Рябова М.А. 402  
 Рябоштан Ю.Л. 746, 817  
 Рязанов В.В. 95, 116
- С**  
 Сабликов В.А. 819  
 Савицкий А.О. 191  
 Савченко М.Л. 688, 710  
 Садовников А.В. 156, 172, 174, 175, 176, 205, 238, 260, 272, 302, 394  
 Садчиков Ю.В. 377  
 Салашенко Н.Н. 428, 430, 432, 443, 445, 447, 459, 463, 475, 477, 481, 489, 505, 507, 513, 515, 521, 525, 531  
 Салиходжа Ж.М. 408  
 Самардак А.С. 217  
 Самарин А.Н. 160, 187  
 Самарцев И.В. 671, 821, 874  
 Самохвалов А.В. 112  
 Самсоненко Ю. 616  
 Сапега В. 616  
 Сапожников М.В. 166, 177, 179, 369, 390  
 Саранин А.А. 313, 321, 339, 351, 380, 388, 400  
 Сарвадий С.Ю. 332, 347  
 Сатанин А.М. 45, 103  
 Сафонов С.С. 235  
 Сахаров А.В. 880  
 Сахаров В.К. 156, 158, 193, 274, 294, 296, 298  
 Сахин В.О. 276  
 Сахоненков С.С. 517  
 Свалов А.В. 278  
 Светогоров В.Н. 746, 817  
 Свечников М.В. 432, 449, 505, 519, 521, 525  
 Седов Е.А. 41  
 Селезнев М.Е. 254, 296  
 Селенин Н. 708  
 Селиванов Ю.Г. 69  
 Семено А.В. 187  
 Семенов В.Н. 406  
 Семенов Н.М. 354, 522  
 Семиков Д.А. 624  
 Семягин Б.Р. 572  
 Сергеев А.С. 720  
 Сергеев С.М. 833  
 Сергеев Ю.А. 823  
 Сердобинцев А.А. 172  
 Сертсу М.Г. 457  
 Сиарковский М. 483  
 Сибельдин Н.Н. 726  
 Сибирев Н.В. 868  
 Сивков В.Н. 503, 522, 524  
 Сивков Д.В. 522, 524  
 Сигов А.С. 150  
 Сидельников Ю.В. 436  
 Сидоров А.В. 443  
 Сильвестр Я. 483  
 Синченко А.А. 59  
 Сираев Ф.М. 114  
 Ситников А.В. 148, 270  
 Скандак Р.Н. 524  
 Скороходов Е.В. 162, 168, 197, 335, 369, 390, 738, 791, 833, 898  
 Скрыбина О.В. 116  
 Скурлов И.Д. 868  
 Случанко Н.Е. 160  
 Смагина Ж.В. 825  
 Смертин Р.М. 525  
 Смирнов Е.О. 79  
 Снегирев А.А. 524  
 Снегирева И.И. 524  
 Соболев Д.И. 720  
 Соболев М.С. 752  
 Соболев Н.А. 227  
 Соколов И.Ю. 345  
 Соколова З.Н. 827  
 Соколовский Г.С. 829  
 Соловей Д.В. 362  
 Соловьев А.А. 491  
 Соловьев И.И. 116  
 Спектор И.Е. 732  
 Спириин К.Е. 831  
 Сресели О.М. 682  
 Ставренидис А. 41  
 Ставренидис Г. 41  
 Стеблий М.Е. 217  
 Степанов А.Н. 823  
 Степанова Е.А. 278  
 Степина Н.П. 280  
 Степихова М.В. 678, 680, 718, 803, 825, 833, 900  
 Шешлитский М. 483  
 Стогний А.И. 156, 158, 235  
 Столяров В.С. 116  
 Стрельченко С.С. 628  
 Строков В.Н. 876  
 Струля И.Л. 531  
 Сукалин К.С. 718, 900  
 Султанов А.Н. 89, 118  
 Супрун С.П. 311, 638  
 Суwegeина Е.А. 646  
 Сусов Е.В. 760  
 Суханов А.А. 819  
 Сухоруков А.В. 195, 667  
 Сушков А.А. 758, 780, 795, 835
- Т**  
 Тааев Т.А. 282  
 Тагиров Л.Р. 53, 138  
 Таланов Ю.И. 120, 276  
 Талденков А.Н. 270  
 Тамм М.Е. 632  
 Тарасов А.С. 638  
 Тарасов С.В. 724  
 Тарасова Е.А. 837  
 Тарева Е.Е. 110  
 Тарелкин С.А. 841

- Тартаковский И.И. 742  
 Татарский Д.А. 179, 181, 213, 284, 354, 522  
 Тейтельбаум Г.Б. 276  
 Тележников А.В. 694  
 Темерязева М.П. 663  
 Темирязев А.Г. 176, 203, 205, 235, 392, 394  
 Темирязева М.П. 176, 203, 205, 394  
 Тенищев С.С. 288  
 Терещенко О.Е. 311, 576, 638, 704, 813  
 Тертышник А.Д. 624  
 Тетельбаум Д.И. 758, 780  
 Тимонина А.В. 716, 888  
 Тимошнев С.Н. 752  
 Тихов С.В. 758  
 Тиходеев С.Г. 642, 678, 680  
 Тихомиров М.С. 661  
 Токарев В.А. 874  
 Токман М.Д. 823  
 Толстихина А.Л. 396  
 Томилин С.В. 244  
 Торопов А.И. 657, 659, 813  
 Торопов И.И. 813  
 Торопов М.Н. 428, 430, 463, 495  
 Травкин В.В. 839  
 Трифонов А.В. 702  
 Трофимов А.Н. 696  
 Трофимов С.Д. 841  
 Трощев С.Ю. 841  
 Трухин В.Н. 398  
 Трушин В.Н. 455  
 Тупчая А.Ю. 321, 339, 351, 388, 400  
 Туркевич Р.В. 843
- У**  
 Уаман Светикова Т.А. 845  
 Убийвовк Е.В. 868  
 Удалов О.Г. 170, 177, 197, 270, 286  
 Ужаков И.Н. 760  
 Уздин В.М. 288  
 Уласевич Б.А. 430  
 Улитко В.А. 139, 264  
 Умнягин Г.М. 848  
 Усеинов Н.Х. 290  
 Усов О.А. 343  
 Усов Ю.В. 229, 850  
 Успенская Л.С. 97, 292  
 Уставщиков С.С. 122, 384  
 Устинов В.В. 240  
 Утас Т.В. 313, 380
- Уточкин В.В. 852, 856  
 Ушаков Д.В. 599, 601, 603, 860
- Ф**  
 Фадеев М.А. 714, 852, 854, 856  
 Файнер Н.И. 280  
 Фатеев Д.В. 615, 750, 764, 799  
 Федоров Ю.Ю. 661, 663, 665  
 Федосеев А.Н. 839  
 Федосенко Е.В. 311  
 Федянин А.А. 678  
 Федянин А.Е. 762  
 Фещенко Р.М. 426  
 Филатов А.В. 760  
 Филатов Д.О. 402, 803, 890  
 Филатов Е.В. 742  
 Филатов Я.А. 300  
 Филатова Е.О. 517  
 Филимонов Ю.А. 156, 158, 193, 215, 254, 274, 294, 296, 298  
 Филиппов В.Б. 187  
 Филиппов В.Б. 160  
 Филиппов Н.А. 459  
 Филькин И. 106, 108  
 Фирсов Д.А. 748, 858, 880  
 Фомин Б.И. 655, 825  
 Фомин Л.А. 154, 404  
 Фомин Ю.Д. 110  
 Фраерман А.А. 162, 179, 233, 246  
 Франк А.И. 434, 453, 467, 487, 527  
 Фролов А.В. 776  
 Фролов К.В. 189, 199  
 Фролов Ю.И. 364  
 Фролова Е.В. 744  
 Фурдык В.П. 266
- Х**  
 Хабибуллин Р.А. 601, 603, 732, 860  
 Хазанова С.В. 837, 862, 864  
 Хайдуков Ю.Н. 487  
 Хаймович И.М. 91  
 Харитонов В.А. 347  
 Хасанов Р.И. 276  
 Хвальковский Н.А. 583, 585  
 Хердевин К. 328  
 Хечумян С.А. 303  
 Хивинцев Ю.В. 156, 158, 193, 274, 294, 296, 298  
 Хизриев Ш.К. 282
- Хитун А. 298  
 Хмеленин Д.Н. 189  
 Хмельницкий Р.А. 585  
 Холин Д.И. 191  
 Холов П.А. 718, 900  
 Хомицкий Д.В. 866  
 Хорошилов В.С. 688  
 Хорошко Л.С. 718, 900  
 Хохлов Д.Р. 632, 634, 704, 706  
 Хохлов Н.Е. 300  
 Храпай В.С. 770  
 Хребтов А.И. 616, 868  
 Хрыкин О.И. 630, 646, 896  
 Хутиева А.Б. 302
- Ц**  
 Циок Е.Н. 110  
 Цуканов Д.А. 400  
 Цыбин Н.Н. 439, 475, 489, 521  
 Цыпленков В.В. 884, 886  
 Цырлин Г.Э. 616, 809, 868
- Ч**  
 Чайка А.Н. 406  
 Чалков В.Ю. 803, 821, 835, 890  
 Чареев Д.А. 120  
 Чарикова Т.Б. 124  
 Ченцов С.И. 778  
 Черкасов Д.А. 303  
 Черничкин В.И. 704  
 Черноглазов К.Ю. 270  
 Чернозатонский Л.А. 870  
 Чернопицкий М.А. 605, 607, 778  
 Черных А.В. 154, 404  
 Черных И.А. 876  
 Чернышев А.К. 529  
 Чехов А.Л. 250  
 Чигарев С.Г. 154, 199  
 Чигинев А.В. 65, 106, 126  
 Чигинева А.Б. 874  
 Чижик С.А. 358, 360, 362, 364  
 Чиков А.А. 264  
 Чистохин И.Б. 813  
 Чувакова М.А. 410  
 Чуев М.А. 199  
 Чукланов А.П. 319, 377  
 Чулков Е.В. 843  
 Чумаков Н.К. 876  
 Чупрунов Е.В. 455  
 Чурун С.А. 106, 128, 130  
 Чхало Н.И. 428, 430, 432, 439, 443, 445, 447, 459, 463, 465, 469, 471, 473,

475, 477, 481, 489, 491,  
493, 495, 497, 499, 501,  
505, 507, 513, 515, 521,  
525, 529, 531

**Ш**

Шаблюк А.В. 360  
Шагинян В.Р. 132  
Шадрин А.В. 93  
Шайхулов Т.А. 256, 258  
Шалеев М.В. 738, 833,  
878  
Шальгин В.А. 880  
Шальгина Е.Е. 233, 246  
Шамирзаев Т.С. 572,  
574, 813, 882  
Шапочкин П.Ю. 702  
Шапошников А.Н. 244,  
371  
Шараевский Ю.П. 172, 238  
Шарипов Т.И. 408  
Шастин В.Н. 686, 884,  
886  
Шаталов А.С. 189, 199, 303  
Шатохин А.Н. 533  
Шахунов В.А. 258  
Шашкин В.И. 595, 597,  
628, 630, 646, 736,  
791  
Швец В.А. 760  
Швецов О.О. 716, 888  
Шелаев А.В. 323  
Шелухин Л.А. 300  
Шелушинина Н.Г. 124,  
644

Шемухин А.А. 841  
Шенгуров В.Г. 803, 815,  
821, 835, 890  
Шенгуров Д.В. 833, 884,  
898  
Шенина М.Е. 758  
Шерешевский И.А. 71  
Шерстобитов А.А. 636,  
756  
Шерстякова В.Н. 311  
Шеферс Ф. 457  
Шешукова С.Е. 175  
Шисловский Д. 483  
Шицевалова Н.Ю. 160,  
187  
Шиян Я.Г. 266  
Шоболова Т.А. 892  
Шомысов Н.Н. 503  
Штафорц Жд. 483  
Шуб Б.Р. 332, 347  
Шубина К.Ю. 752  
Шубина Т.В. 894  
Шугаров А.С. 439  
Шукринов Ю.М. 67, 75,  
104, 134  
Шуман В.Б. 884  
Шур В.Я. 410  
Шустин М.С. 49  
Шут В.Н. 396

**Щ**

Щаврук Н.В. 603  
Щелкачев Н.М. 104  
Щербаков А.В. 300, 762

**Э**

Эйстрих-Геллер В.Ю.  
746  
Эпов В.С. 576

**Ю**

Юнин П.А. 83, 122, 130,  
522, 524, 620, 630,  
646, 671, 736, 738,  
784, 791, 896  
Юрасов Д.В. 195, 609, 746,  
784, 878, 898  
Юсупов Р.В. 138

**Я**

Яблоков А. 106  
Яблонский А.Н. 587, 678,  
680, 718, 784, 825,  
833, 898, 900  
Яговцев В.О. 136  
Якимов А.И. 648  
Яковлев А.А. 339  
Яковлев В.Ю. 457  
Яковчук В.Ю. 266  
Якунин М.В. 644, 902  
Якушев О.Ф. 436, 457  
Якушев М.В. 845  
Якушкин А.А. 436  
Яминский И.В. 317, 412  
Янилкин И.В. 138  
Яриков С.А. 266  
Ярошевич А.С. 688, 813  
Ясинская Д.Н. 139  
Ячменев А.Э. 732  
Яшина Л.В. 632

# **НАНОФИЗИКА И НАНОЭЛЕКТРОНИКА**

**Материалы XXIII Международного симпозиума**

*Нижний Новгород, 11–14 марта 2019 г.*

*Том 2: секция 3*

Издается в авторской редакции

Институт физики микроструктур РАН  
603950, Нижний Новгород, ГСП-105, Россия  
Тел.: (831) 417-94-80 +101, (831) 417-94-76 +520, факс: (831) 417-94-74  
e-mail: [symp@nanosymp.ru](mailto:symp@nanosymp.ru)

Формат 60×90 1/8.  
Бумага офсетная. Печать цифровая. Гарнитура «Times».  
Усл. печ. л. 47,8. Заказ № 75. Тираж 250 экз.

Издательство ННГУ им. Н.И. Лобачевского  
603950, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23  
Тел. (831) 465-78-25

Подготовка оригинал-макета к печати:  
*О.И. Гайкович, 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