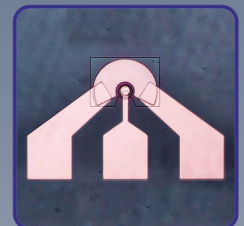
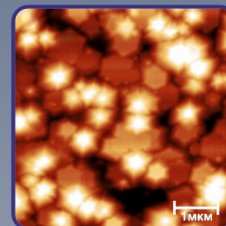
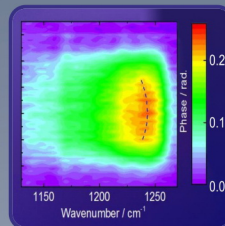
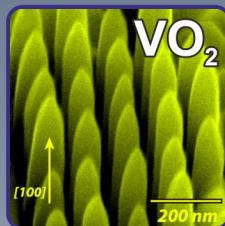
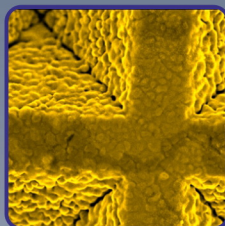


# ФОТОНИКА 2023

Новосибирск · 4 - 8 сентября

Российская конференция и школа молодых ученых  
по актуальным проблемам  
полупроводниковой фотоэлектроники  
(с участием иностранных ученых)



# ТЕЗИСЫ

**Российская конференция и школа молодых ученых  
по актуальным проблемам  
полупроводниковой фотоэлектроники**

# **ФОТОНИКА 2023**

**4-8 сентября 2023 г., Новосибирск**

## **ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

**НОВОСИБИРСК  
2023**

УДК 621.383(043)  
ББК 32.854я431+22.343я431  
Ф 81

Ф 81 **ФОТОНИКА 2023 : Тезисы докладов Российской конференции и школы молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники (с участием иностранных ученых), Новосибирск, 4-8 сентября 2023 г. / ИФП СО РАН. – М. : Издательство "Перо", 2023. – 170 с.**

ISBN 978-5-00218-581-8

*В сборник вошли тезисы докладов, представленных на Российской конференции и школе молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники «ФОТОНИКА-2023», проходившей 4-8 сентября 2023 года в г. Новосибирске.*

*Тематика конференции охватывает широкий круг вопросов физики квантовых эффектов, оптических и фотоэлектрических явлений, формирования наноструктур на основе широкого спектра полупроводниковых материалов и нанокристаллов, преобразования и взаимодействия оптического излучения. Материалы отражают новейшие направления развития отечественных фотоэлектронных технологий, связанные с регистрацией сверхслабых оптических сигналов в ультрафиолетовом, инфракрасном, терагерцовом и видимом диапазонах спектра. Сборник может быть полезен специалистам в области фотоэлектроники, а также будет интересен преподавателям ВУЗов, аспирантам и студентам.*

*Тезисы издаются в авторской редакции.*



УДК 621.383(043)  
ББК 32.854я431+22.343я431

ISBN 978-5-00218-581-8

© ИФП СО РАН, 2023

## ОРГАНИЗАТОРЫ



Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук

Веб-сайт: <https://www.isp.nsc.ru>

## КОНФЕРЕНЦИЯ ПРОВОДИТСЯ ПРИ СОДЕЙСТВИИ



Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Веб-сайт: <https://minobrnauki.gov.ru>



Сибирское отделение Российской академии наук

Веб-сайт: <https://sbras.ru>



Точка кипения – Новосибирск

Веб-сайт: <https://fondnid.ru>

## СПОНСОРЫ



ООО "МИНАТЕХ" (микро и нано технологии)

Веб-сайт: <http://www.minateh.ru>



ООО «НОВА ФОТОНИКС»  
(Группа компаний ООО «НТ-МДТ»)

Веб-сайт: <https://novaphotonics.ru>



ООО «АкадемВак» - разработка, проектирование и изготовление вакуумных установок

Веб-сайт: <https://academvac.ru>



ЗАО "ЭКРАН ФЭП"

Веб-сайт: <https://ekranfep.ru>



Группа компаний "Научное оборудование"

Веб-сайт: <https://spegroup.ru>



## ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

### Председатель

Латышев А.В. ИФП СО РАН, г. Новосибирск

### Ученый секретарь

Аржанникова С.А. ИФП СО РАН, г. Новосибирск

### Члены программного комитета

Асеев А.Л. ИФП СО РАН, Новосибирск

Бабин С.А. ИАиЭ СО РАН, Новосибирск

Балоев В.А. АО «Швабе», Москва

Белоусов Ю.И. Филиал АО «Корпорация «Комета» - «НПЦ ОЭКН»,  
Санкт-Петербург

Гапоненко С.В. Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси, Минск

Гладышев А.И. Секция по оборонным проблемам Министерства обороны (при  
Президиуме РАН), Москва

Глейм А.В. ОАО «РЖД», Москва

Григорьев А.И. ФПИ, Москва

Глухов А.В. АО «НЗПП Восток», Новосибирск

Двуреченский А.В. ИФП СО РАН, Новосибирск

Дёмин А.Ю. ЗАО «Экран ФЭП», Новосибирск

Егоров А.Ю. СПБАУ РАН им. Ж.И. Алферова, Санкт-Петербург

Жуков А.Е. НИУ ВШЭ, Санкт-Петербург

Иванов В.П. АО «НПО ГИПО», Казань

Иванов И.С. ФГБУ «ВНИИР», Мытищи

Иванов С.В. ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

Каргин Н.И. ФГБОУ ВПО «НИЯУ МИФИ», Москва

Красильник З.Ф. ИФМ РАН, Н. Новгород

Ковалев А.А. АО «ЗНТЦ», Зеленоград

Копьев П.С. ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

Кузнецов С.А. АО «МЗ «Сапфир», Москва

Лукичев В.Ф. ФГБУН «ФТИ им. К.А. Валиева РАН», Москва

Милёхин А.Г. ИФП СО РАН, Новосибирск

Неизвестный И.Г. ИФП СО РАН, Новосибирск

Нестеров Е.А. АО «ИСС им. ак. М.Ф. Решетнева», Железногорск

Новиков А.В. ПАО «Красногорский завод им. С.А. Зверева», Красногорск

Новиков А.В. ИФМ РАН, Нижний Новгород

Парамонова В.Ю. АО «НПФ «Микран», Томск

Парпин М.А. Филиал АО «Корпорация «Комета» -«НПЦ ОЭКН»,  
Санкт-Петербург

Плясунов Ю.В.	Минпромторг России, Москва
Попов С.В.	АО «Швабе», Москва
Сауров А.Н.	ИНМЭ РАН, Москва
Сидоров Ю.Г.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Скиданов Р.В.	Самарский университет им. ак. С.П. Королева, Самара
Старцев В.В.	АО «НПО «Орион», Москва
Терехов А.С.	ИФП СО РАН, Новосибирск
Устинов В.М.	НТЦ микроэлектроники РАН, Санкт-Петербург
Хлыстов И.В.	АО «ОКТАВА», Новосибирск
Хохлов Д.Р.	МГУ, Москва
Шагалиев Р.М.	РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров
Шпак В.В.	Минпромторг России, Москва
Якушев М.В.	ИФП СО РАН, Новосибирск

## ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

### Сопредседатели

Каламейцев А.В. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Сидоров Г.Ю. ИФП СО РАН, Новосибирск

### Ученый секретарь

Аржанникова С.А. ИФП СО РАН, Новосибирск

### Члены оргкомитета

Башкатов А.С. ФГБУ «ВНИИР», Мытищи, Московская область  
Бетеров И.И. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Бурлаков И.Д. АО «НПО «Орион», Москва  
Войцеховский А.В. ТГУ, Томск  
Гайслер В.А. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Грибков В.П. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Дворецкий С.А. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Девяткин П.Т. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Журавлев К.С. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Карпов В.В. АО «МЗ «Сапфир», Москва  
Кремис И.И. Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск  
Милахин Д.С. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Потатуркин О.И. ИАиЭ СО РАН, Новосибирск  
Рябцев И.И. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Серов В.В. АО «ОКБ «АСТРОН», Лыткарино, Московская область  
Терещенко О.Е. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Тимофеев В.А. ИФП СО РАН, Новосибирск  
Федоринин В.Н. Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск  
Чурилов С.М. Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», Новосибирск  
Щеглов Д.В. ИФП СО РАН, Новосибирск

### Адрес и контакты Программного и Организационного комитетов

ФГБУН Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН  
пр. Ак. Лаврентьева 13, 630090, Новосибирск, Россия

Ученый секретарь конференции - Аржанникова София Андреевна

Тел.: +7(383) 333-24-88; Факс: +7(383) 333-27-71; E-mail: [photonics2023@isp.nsc.ru](mailto:photonics2023@isp.nsc.ru)

## СОДЕРЖАНИЕ

Состояние работ и перспективы матричных фотоприемных устройств на основе антимонида индия <i>К.О. Болтарь, И.Д. Бурлаков, П.В. Власов, В.В. Ерошенков, А.А. Лопухин, Н.И. Яковлева</i> .....	16
Состояние и перспективы развития охлаждаемых фотоприемных устройств на основе сложных гетероструктур узкозонных полупроводников <i>М.В. Якушев, А.В. Латышев, К.С. Лопаткин, Г.Ю. Сидоров, П.А. Сысоев</i> .....	17
Фотоприемники и фотоприемные устройства ИК-диапазона спектра для оптико-электронных систем космического базирования <i>В.В. Карпов, С.А. Кузнецов</i> .....	18
Магнитооптические эффекты в композитных плазмонных наноструктурах <i>И.А. Колмычек, В.Б. Новиков, Т.В. Мурзина</i> .....	19
Киральные пленочные структуры на основе массивов кобальтовых наноспиралей, получаемые методом наклонного напыления <i>О.С. Трушин, И.С. Фаттахов, А.А. Попов, Л.А. Мазалецкий, Р.А. Гайдукасов, А.В. Мьяконьких</i> .....	20
Влияние состава матрицы и режимов эпитаксиального роста на оптические и структурные свойства квантовых точек InGaP(As), сформированных методом замещения элементов пятой группы <i>В.В. Андриюшкин, И.И. Новиков, А.Г. Гладышев, А.В. Бабичев, Л.Я. Карачинский, Е.С. Колодезный, А.Ю. Егоров</i> .....	21
Влияние ионной очистки и отжига на параметры Pt/InAlAs барьеров Шоттки <i>И.Ю. Гензе, М.С. Аксенов, Д.В. Дмитриев</i> .....	22
Сверхлегирование кремния различными примесями с помощью прямой лазерной записи: от фундаментальных исследований к практическим результатам <i>М.С. Ковалев, С.И. Кудряшов</i> .....	23
Подготовка подложек CdZnTe с морфологией поверхности «eri-ready» для синтеза твердых растворов $A^2B^6$ методом МЛЭ <i>А.А. Трофимов, И.А. Денисов, М.Б. Гришечкин, А.Н. Моисеев, А.В. Чилисов, В.С. Евстигнеев, А.Е. Гончаров, К.А. Гладышева, А.С. Суханова, В.А. Малыгин, А.М. Косякова, Е.А. Климов</i> .....	24
Термопластичное халькогенидное стекло ИК диапазона для микрооптических элементов <i>А.В. Семенча, Н. Маннатхоко, В.А. Клинков, Н.А. Кононов</i> .....	25
Двухфотонные квантовые каскадные лазеры терагерцового диапазона <i>В.И. Гавриленко</i> .....	26
Моделирование терагерцового квантово-каскадного лазера на основе AlGaInP <i>А.А. Дубинов, А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков</i> .....	27
Оптические свойства кристаллов GaSe:S и перспективы их применения в телекоммуникационных устройствах <i>О.Н. Шевченко, Н.А. Николаев, В.Д. Анцыгин, К.А. Кох, С.Л. Микерин</i> .....	28
Применение поверхностного плазмонного резонанса на антимониде индия для исследования тонких пленок в терагерцевом диапазоне <i>В.В. Герасимов, И.Ш. Хасанов, А.К. Никитин, О.Э. Камешков, А.И. Иванов, А.Г. Лемзяков, В.П. Назьмов</i> .....	29
Покрытия VO <sub>2</sub> на кристаллических подложках для устройств визуализации ИК и ТГц диапазонов <i>О.В. Бойцова, О.Н. Макаревич, А.М. Макаревич</i> .....	30
Диалкиламинозамещённые красители и их комплексы как перспективные системы для лазеров терагерцового диапазона <i>Е.С. Медянцева, Н.О. Дубинец, Н.А. Лобова</i> .....	31
Развитие рентгеновской нанофотоники на базе совершенствования плоских рентгеновских волноводов-резонаторов <i>В.К. Егоров, Е.В. Егоров</i> .....	32
Квантовые сенсоры электрических полей на основе ридберговских атомов <i>И.И. Рябцев, В.М. Энтин, Д.Б. Третьяков, Е.А. Якишина, И.И. Бетеров</i> .....	33

Формирование нанокристаллов CsPbBr <sub>3</sub> в боросиликатном стекле <i>В.А. Клинков, В.Б. Арчелков, А.В. Семенча, Т.Ю. Седегова</i> .....	34
Детектор ЭМ излучения на основе лазерно-индуцированного пористого графена <i>А.В. Телегин, Ю.П. Сухоруков, К.Г. Михеев, Р.Г. Зонов, Л.И. Наумова, Г.М. Михеев</i> .....	35
Электрооптические модуляторы С-диапазона на основе InP <i>Д.В. Гуляев, Д.В. Дмитриев, А.В. Царев, М.С. Аксенов и К.С. Журавлев</i> .....	36
ФИС – Почему так просто и почему так сложно? (состояние и перспективы развития Фотонных Интегральных Схем в РФ) <i>К.Э. Певчих, А.А. Ковалев, В.В. Светиков</i> .....	37
Подход к формированию киральных метаматериалов методами 3D-печати и теневого напыления металла <i>С.В. Голод, А.Е. Гайдук</i> .....	38
Моделирование бимодового сенсора со встроенным модовым фильтром в структуре кремний на изоляторе <i>А.В. Царев</i> .....	39
Зависимость частотно-модуляционной характеристики вертикально-излучающих лазеров 1,55 мкм от топологических размеров рабочей области <i>К.О. Воропаев, И.О. Воропаева, С.А. Блохин, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков</i> .....	40
Исследование конструкций гетерогенной интеграции полупроводниковых АзВ <sub>5</sub> лазеров на SOI волноводные фотонные схемы <i>В.В. Золотарев, И.С. Шашкин, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, В.В. Светиков, К.Э. Певчих</i> .....	41
Изменение направления распространения света покрытиями из диэлектрических частиц <i>А.А. Шкляев, Ч. Чжен</i> .....	42
Фотоприемники на основе материалов с ограниченной размерностью <i>В.С. Попов, В.П. Пономаренко, В.Ф. Разумов, В.В. Иванов</i> .....	43
Исследование динамики носителей заряда в гибридных структурах InGaAs «Квантовые Яма-Точки» методом ап-конверсии фотолюминесценции <i>А.М. Надточий, К.А. Иванов, С.А. Минтаиров, М.В. Максимов, Н.В. Крыжановская, А.Е. Жуков</i> ...	44
Магнитооптика квантовых точек из халькогенидов свинца <i>И.Д. Авдеев, С.В. Гупалов, М.О. Нестоклон</i> .....	45
Получение и свойства золей и тонких пленок коллоидных квантовых точек селенида ртути <i>И.А. Шуклов, Д.В. Дёмкин</i> .....	46
Излучающие свойства упорядоченных массивов кремниевых дисковых резонаторов со встроенными в них GeSi квантовыми точками <i>Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, М.В. Степихова, С.А. Дьяков, И.А. Смагин, Е.Е. Родякина, В.А. Вербус, А.В. Кацюба, М.С. Михайловский, К.Н. Астанкова, П.А. Кучинская, А.В. Новиков</i> .....	47
Фотолюминесценция пленок SiO <sub>2</sub> , имплантированных ионами In <sup>+</sup> и As <sup>+</sup> в режимах ионного синтеза нанокристаллов InAs <i>И.Е. Тыщенко, Ч. Сы, С.Г. Черкова, В.П. Попов</i> .....	48
Влияние лигандов на свойства тонких пленок коллоидных квантовых точек халькогенидов ртути и характеристики фоторезисторов, полученных на их основе <i>Т. Миленкович, И.А. Шуклов, В.С. Попов</i> .....	49
Алгоритмы и аппаратно-программные решения формирования и обработки изображений для современных отечественных матричных ИК ФПУ <i>А.В. Полесский, И.Д. Бурлаков, Д.Э. Драгунов, П.С. Лазарев, М.Ю. Ляпустин, В.В. Старцев</i> .....	50
Разработка высокоскоростных и высокотемпературных охлаждаемых ИК фотоприемных устройств на основе КРТ <i>Г.Ю. Сидоров, Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев, И.В. Сабина, В.В. Васильев, М.П. Семенов, Д.В. Марин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.С. Варавин, Д.Г. Икусов, А.В. Зверев, Ю.С. Макаров, А.В. Предеин, И.В. Марчишин, А.В. Вишняков, В.Г. Ремесник, Д.В. Горшков, А.В. Латышев</i> .....	51

Увеличение дальности обнаружения и распознавания объектов с использованием устройства микросканирования <i>Р.А. Гладков, И.И. Кремис</i> .....	52
Оценка влияния деконволюции на качество изображения оптико-электронных систем средневолнового ИК диапазона спектра <i>П.С. Лазарев, А.Д. Юдовская, М.Ю. Ляпустин</i> .....	53
Фотоприемные устройства для оптико-электронной системы глобального мониторинга содержания малых газовых компонент атмосферы Земли из космоса <i>А.М. Малхасян, И.Я. Рассказов, Е.А. Лапшин, Ю.А. Пластинин, Ю.П. Сырых</i> .....	54
Влияние распределения освещенности в пятне рассеяния оптического зонда на значение коэффициента фотоэлектрической связи ФПУ <i>Н.А. Семенченко</i> .....	55
“Медленный” свет в спектрах фототока в структурах с квантовыми точками Ge/Si, сопряженных с фотонными кристаллами <i>А.И. Якимов, В.В. Кириенко, А.В. Двуреченский, Д.Е. Уткин</i> .....	56
Магнитопоглощение в гетероструктурах на основе CdHgTe с двойными квантовыми ямами <i>А.В. Иконников, С. С. Криштопенко, Л.С. Бовкун, М.А. Фадеев, В.Я. Алешкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, S. Ruffenach, C. Consejo, J. Torres, В.А. Piot, M. Potemski, M. Orlita, С.В. Морозов, F. Терре, В.И. Гавриленко</i> .....	57
Релаксация фототока в эпитаксиальных пленках узкозонного PbSnTe:In в условиях меняющейся освещенности <i>А.Э. Климов, И.О. Ахундов, В.А. Голяшов, Д.В. Ищенко, Н.С. Пащин, С.П. Супрун, О.Е. Терещенко</i> .....	58
Самоохлаждение гетероструктур p-InAsSbP/n-InAs <sub>0,9</sub> Sb <sub>0,1</sub> при обратном смещении p-n перехода <i>С.А. Карандашев, А.А. Лавров, Т.С. Лухмырина, Б.А. Матвеев, М.А. Ременный</i> .....	59
Активированная лазерным излучением генерация второй гармоники в гибкой мембране с кремниевыми нитевидными нанокристаллами <i>В.А. Масталиева, В.В. Неплох, А.В. Айбуш, В.В. Фёдоров, А.А. Якубова, О.Ю. Коваль, А.С. Гудовских, С.В. Макаров, И.С. Мухин</i> .....	60
2D-GaN/AlN monolayer quantum disks for mid-ultraviolet emitters <i>V.N. Jmerik, D.V. Nechaev, A.N. Semenov, E.A. Evropeitsev, T.V. Shubina, M.A. Yagovkina, P.A. Alekseev, B.R. Borodin, M.M. Kulagina, Yu.M. Zadiranov, S.I. Troshkov, A.A. Toropov, V.I. Kozlovsky, M.M. Zverev, N.A. Gamov, T. Wang, X. Wang, M. Pristovsek, H. Amano, S.V. Ivanov</i> .....	61
Локальный контроль слабых напряжений на поверхности структур (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs с помощью генерации второй гармоники <i>М.Ф. Ступак, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, С.Н. Макаров, А.Г. Елесин</i> .....	62
Малощумящие лавинные фотодиоды для систем связи (Обзор) <i>И.Б. Чистохин, А.М. Гилинский, М.С. Аксенов, В.В. Преображенский, К.С. Журавлев, А.С. Баишкатов</i> .....	63
Фотопроводимость сверхлегированного кремния в среднем-дальнем ИК-диапазоне, усиленная квази-континуумом примесных состояний легирующей серы <i>С.И. Кудряшов, А.А. Настулявичус, М.С. Ковалев, А.Р. Ахматханов, В.И. Пряхина, В.Я. Шур</i> .....	64
1.54 мкм электролюминесценция в пленках In <sub>2</sub> O <sub>3</sub> :Er, магнетронно напыленных на кремнии <i>К.В. Феклистов, А.Г. Лемзяков, А.А. Шкляев, Д.В. Гуляев, Д.С. Абрамкин, Е.В. Спесивцев, А.М. Пугачев, В.А. Володин, С.А. Кочубей, К.С. Еришов, Л.Н. Сафронов, А.К. Гутаковский, В.И. Вдовин, Ю.А. Живодков, А.Ф. Зиновьева, Д.Ю. Протасов, А.С. Дерябин, А.И. Комонов, Д.Г. Есаев, А.Н. Шмаков, А.В. Капшиников, И.П. Просвирин, В.А. Голяшов, О.Е. Терещенко</i> .....	65
Возможности управления излучающими свойствами кремниевых структур с наноструктурами Ge(Si) в двумерных фотонных кристаллах <i>А.В. Перетокин, М.В. Степихова, А.Н. Яблонский, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов, М.В. Шалеев, Д.В. Шенгуров, Е.Е. Родякина, Ж.В. Смагина, С.А. Дьяков</i> .....	66

Гибридные электронно-оптические преобразователи от УФ до ТГц диапазона <i>Г.Э. Шайблер, В.В. Бакин, С.А. Рожков, В.С. Русецкий, В.А. Голяшов, Д.А. Кустов, Д.М. Казанцев, В.С. Хорошилов, И.О. Ахундов, А.С. Тарасов, А.Ю. Демин, О.Е. Терещенко, А.С. Башикатов</i> .....	67
Кремниевые фотодиоды для регистрации излучения от ближнего инфракрасного до жёсткого рентгеновского диапазонов и электронов <i>В.В. Забродский, П.Н. Аруев, А.В. Николаев, Е.В. Шерстнёв</i> .....	68
Электрически перестраиваемые метаструктуры миллиметрового диапазона на основе жидких кристаллов <i>С.А. Кузнецов, В.И. Лапаник, С.Н. Тимофеев, В.С. Сутормин, В.Я. Зырянов, С.Б. Глыбовский, В.В. Суриков, Д.А. Овсов, А.Д. Саянский, К.В. Лемберг, Н.А. Николаев</i> .....	69
Фотомемристивные детекторы на основе низкоразмерных материалов для интеллектуальных систем распознавания образов <i>Г.Н. Панин, О.О. Капитанова</i> .....	70
Гетероструктурные фотопреобразователи солнечного и лазерного излучения <i>М.З. Шварц, В.М. Андреев, С.А. Левина, Н.А. Калюжный</i> .....	71
Диффузионная структура LiNbO <sub>3</sub> :Cu Z-среза для реализации оптических пинцетов <i>А.А. Колмаков, Т.А. Журин, Э. Комов</i> .....	72
Резонансное поведение коллективного сечения экстинкции треугольного кластера малых частиц с электрическим дипольным рассеянием <i>А.А. Сапегин, М.Ю. Барабаненков</i> .....	73
Современные экспериментальные и инженерные технологии для зондово-оптических измерений характеристик поверхности на наномасштабе <i>Д.А. Козодаев, Е.В. Кузнецов, А.О. Погоньшев, М.А. Трусов</i> .....	74
Микрополосковая линия для сверхширокополосной электрооптической стробоскопической измерительной системы <i>А.В. Клеопин</i> .....	75
Атомарно-тонкие органо-неорганические наноструктуры АПВVI с энантиомерными лигандами: от синтеза к хиральным 2D экситонам <i>Д.А. Куртина, В.П. Графова, А.И. Лебедев, Р.Б. Васильев</i> .....	76
Светодиоды на структурах с Ge(Si) самоформирующимися nanoостровками, встроенными в фотонные кристаллы <i>А.В. Новиков, В.Б. Шмагин, А.Н. Яблонский, М.В. Степихова, Д.В. Юрасов, А.Н. Михайлов, Д.И. Тетельбаум, Е.Е. Родякина, Ж.В. Смагина, П.А. Юнин, М.Н. Дроздов</i> .....	77
Методы оптимизации разрешения СВИК линейчатых ФПУ на основе КРТ <i>В.В. Васильев, А.В. Вишняков, И.В. Сабина, Г.Ю. Сидоров, В.А. Стучинский</i> .....	78
Выращивание слоёв VO <sub>x</sub> при эллипсометрическом in situ контроле и характеристика их оптических свойств <i>В.А. Швеиц, И.А. Азаров, В.Ш. Алиев, С. Г. Бортников, Е.В. Спесивцев</i> .....	79
Оптико-электронные и мехатронные системы и приборы нового поколения <i>С.М. Чурилов, П.А. Алдохин, Р.А. Гладков, А.А. Голицын, А.В. Голицын, И.И. Кремис, С.А. Кузнецов, И. В. Минин, А.Р.Новоселов, А.Г. Паулиш, Н.А. Сейфи, С.В. Хрящёв, К.П. Шатунов</i> .....	80
Стимулированное излучение в диапазоне 25 – 31 мкм в структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe при импульсной и непрерывной накачках <i>С.В. Морозов</i> .....	81
Вертикально-излучающие лазеры телекоммуникационных диапазонов 1310 и 1550 нм на основе сверхрешеток: принципы создания, технология изготовления, характеристики <i>А.Ю. Егоров</i> .....	82
Магнитоуправляемый спиновый светоизлучающий диод <i>М.В. Дорохин, М.В. Ведь, П.Б. Дёмина, А.В. Здоровейцев, Д.А. Здоровейцев, Ю.А. Дудин, В.Е. Котомина, И.Л. Калентьева</i> .....	83



Оптимизация условий возбуждения Хе лазерной плазмы в источнике EUV излучения для нанолитографии с целью повышения его эффективности <i>П.С. Буторин, С.Г. Калмыков, М.Э. Сасин</i> .....	84
Рост и характеристика pВн структур на основе Cd <sub>x</sub> Hg <sub>1-x</sub> Те для фотоприемников среднего и дальнего ИК диапазонов <i>Н.Н. Михайлов, В.С. Варавин, А.В. Войцеховский, С.А. Дворецкий, В.Г. Ремесник, И.Н. Ужаков, Р.В. Меньшиков, Г.Ю. Сидоров</i> .....	85
Сравнение методов расчета эффективных тепловых параметров микрорезонаторов <i>В.И. Павлов, Н.М. Кондратьев, В.Е. Лобанов</i> .....	86
Фотокаталитические свойства нанокompозитов ZnO-Cr <sub>2</sub> O <sub>3</sub> -CuO синтезированных полимерно-солевым методом <i>А.А. Шелеманов, С.К. Евстропьев, К.А. Портнова</i> .....	87
Фотодетекторы и излучатели ИК и УФ диапазонов для актуальных газоаналитических задач в промышленности. Требования и характеристики <i>М.А. Максютенко</i> .....	88
Особенности применения метода импульсной терагерцовой спектроскопии для изучения полупроводниковых материалов и метаструктур <i>Н.А. Николаев, С.А. Кузнецов, О.Н. Шевченко, А.А. Рыбак, Ф.А. Минаков, Л.В. Максимов, В.Д. Анцыгин</i> .....	89
Разработка установки для экспериментального исследования методов измерения задержки распространения сигналов в оптическом волокне <i>Б.Р. Алекперова</i> .....	90
Исследование влияния параметров гиперхроматического объектива на точностные характеристики оптоволоконной конфокальной системы для измерения профиля микроструктур <i>Д.А. Коверзнев, М.А. Завьялова, П.С. Завьялов</i> .....	91
Безредукторные электромеханические приводы для позиционирования оптических элементов в тепловизионных каналах <i>И.И. Кремис, Р.А. Гладков, А.В. Турбин</i> .....	92
Установка для измерения абсолютной и дифференциальной задержки распространения сигнала в оптическом волокне <i>О.В. Колмогоров, В.М. Хайретдинова, Д.А. Любченко</i> .....	93
Детекторы и излучатели фотонов для систем квантовой связи и квантовых стандартов частоты <i>В.В. Преображенский, И.Б. Чистохин, М.А. Путьято, Е.А. Емельянов, М.О. Петрушков, А.С. Плешков, В.А. Гайслер, И.А. Дерезев, А.В. Гайслер, М.М. Качанова, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, И.Г. Неизвестный, И.И. Рябцев, А.В. Латышев</i> .....	94
Хе лазерная плазма как эффективный источник рабочего излучения для нанолитографии с длиной волны вблизи 11 нм <i>С.Г. Калмыков, П.С. Буторин, М.Э. Сасин</i> .....	95
Явления резонансного взаимодействия в люминесцентном отклике низкоразмерных фотонных структур с nanoостровками Ge(Si) <i>М.В. Степихова, А.В. Перетокин, В.А. Вербус, М.И. Петров, Д.В. Юрасов, Д.В. Шенгуров, Ж.В. Смагина, В.А. Зиновьев, С.А. Дьяков, А.В. Новиков</i> .....	96
Локальный спектральный анализ полупроводниковых наноструктур для устройств фотоники <i>А.Г. Милехин, I.A. Milekhin, Н.Н. Курусь, Л.С. Басалаева, Р.Б. Васильев, К.В. Аникин, В.Г. Мансуров, К.С. Журавлев, Е.А. Емельянов, В.В. Преображенский, А.В. Латышев, D.R.T. Zahn</i> .....	97
Магнитосопротивление двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле <i>М.В. Якунин, В.Я. Алешкин, М.Р. Попов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий</i> .....	98
Усиление фотоотклика множественных квантовых ям GeSiSn/Si, совмещенных с плазмонными nanoантеннами и двумерными фотонными кристаллами <i>И.В. Скворцов, В.А. Тимофеев, В.И. Машанов, А.Е. Гайдук, А.А. Блошкин, В.В. Кириенко, Д.Е. Уткин, А.И. Никифоров, А.В. Коляда, Д.Д. Фирсов, О.С. Комков</i> .....	99

Транспорт электронов в р-GaAs фотокатоде: влияние «фотонного переноса» <i>Г.Э. Шайблер, В.В. Бакин, С.С. Михеев, С.А. Рожков, А.С. Терехов</i> .....	100
Легирование Zn слоев i-InAlAs(001) из планарного источника Zn <sub>3</sub> P <sub>2</sub> <i>М.О. Петрушиков, М.С. Аксенов, Д.Б. Богомоллов, Д.Ю. Протасов, П.П. Камеш, М.А. Путьато, И.Б. Чистохин, В.В. Преображенский</i> .....	101
Ростовые технологии оксида галлия: объемные кристаллы β-Ga <sub>2</sub> O <sub>3</sub> и эпитаксиальные слои метастабильных α- и κ-фаз <i>В.И. Николаев, П.Н. Бутенко, В.М. Крымов, С.В. Шапенков, А.А. Куцай, Ю.Г. Носов, Р.Б. Тимашов, А.И. Печников</i> .....	102
Оптимизация роста гетероструктур InGaAs/(Al)GaAs с квантовой ямой InGaAs спектрального диапазона 940-980 нм <i>С.Ю. Гаврилов, Н.В. Гулькиков, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк</i> .....	103
Перестройка моноатомных и биатомных ступеней на поверхности при эпитаксиальном росте Si на Si(001) <i>В.В. Дирко, О.И. Кукенов, А.С. Соколов, К.А. Лозовой, А.П. Коханенко</i> .....	104
Атомарные процессы на поверхности еpi-ready InP(001) в потоке мышьяка <i>Д.В. Дмитриев, Д.А. Колосовский, В.А. Голяшов, А.И. Торопов, К.С. Журавлев</i> .....	105
Исследование свойств границы раздела ALD HfO <sub>2</sub> -HgCdTe <i>Е.Р. Закиров, Д.В. Горшков, Г.Ю. Сидоров, С.А. Пономарев</i> .....	106
Зарождение островков InAs на InP(001) при отжиге в потоке мышьяка <i>Д.А. Колосовский, Д.В. Дмитриев, С.А. Пономарев, А.И. Торопов, К.С. Журавлев</i> .....	107
Электростатическая силовая микроскопия как способ детектирования наноструктур оксидов ванадия, формируемых методами сканирующей зондовой литографии <i>А.И. Комонов, Н.Д. Манцуров, В.А. Селезнев, Б.В. Волошин, С.В. Мутилин</i> .....	108
Температурная зависимость длины димерного ряда при эпитаксиальном росте германия на кремнии <i>К.А. Лозовой, В.В. Дирко, О.И. Кукенов, А.П. Коханенко, А.Г. Коротаев</i> .....	109
Структурное разупорядочение и оптические свойства пленок HgCdTe, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией <i>М.С. Ружевич, К.Д. Мынбаев, М.В. Дорогов, Н.Л. Баженов, В.С. Варавин, Н.Н. Михайлов, И.Н. Ужаков, Д.В. Марин, С.А. Дворецкий, В.Г. Ремесник, М.В. Якушев</i> .....	110
Капельная эпитаксия нанокластеров GaN на подложках Si(111): Монте-Карло моделирование <i>А.Г. Настовьяк, М.А. Литвиненко, Н.Л. Шварц</i> .....	111
Исследование выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> и SiC слоев Al <sub>0,9</sub> Ga <sub>0,1</sub> N:Si с различным уровнем легирования методом фотолюминесцентной спектроскопии <i>И.В. Осинных, Т.В. Малин, Д.С. Милахин, К.С. Журавлев</i> .....	112
Электрохимическое профилирование гетероструктур GaAs с n <sup>+</sup> -контактным слоем <i>Д.Ю. Протасов, П.П. Камеш, А.А. Макеева, К.С. Журавлев</i> .....	113
Получение пленок VO <sub>2</sub> на различных подложках в условиях гидротермального воздействия для оптических устройств терагерцового диапазона <i>А.А. Самойлова, О.В. Бойцова</i> .....	114
Синтез тонкопленочных наноструктур перспективных для спин-орбитроники <i>А.В. Телегин, М.Е. Стеблий, А.С. Самардак, В.С. Теплов, Я.Я. Пыжьбянов, В.Д. Бессонов</i> .....	115
Резонансные оптические свойства решёток из частиц Ge на Si <i>Д.Е. Уткин, А.А. Шкляев, А.В. Царёв</i> .....	116
Молекулярно-лучевая эпитаксия гетероструктур Ge на Si для фотоприемников спектрального диапазона 1.3-1.55 мкм <i>А.С. Дерябин, И.Д. Лошкарев, А.И. Никифоров, К.Э. Певчих, Д.Н. Придачин, О.П. Пчеляков, В.В. Светиков, Л.В. Соколов, К.Б. Фрицлер, И.Б. Чистохин</i> .....	117
Фотолюминесценция в гетероструктуре с квантовыми ямами Ga(Sb,P)/GaP <i>Т.С. Шамирзаев, М.А. Путьато</i> .....	118

Микрорельеф поверхности как критерий качества буферных слоёв CdTe <i>В.А. Швеиц, Д.В. Марин, Л.С. Кузнецова, И.А. Азаров, М.В. Якушев, С.В. Рыхлицкий</i> .....	119
Спиновая система NV- <sup>13</sup> C в магнитометрии <i>А.Т. Салказанов, Н.С. Кукин, А.Р. Мурадова, А.П. Низовцев, П.А. Семенов, М.О. Смирнова, А.Л. Пушкарчук, А.Н. Васильев, А.С. Гусев, М.М. Калошин, Н.И. Каргин</i> .....	120
Моделирование оптических потерь в пористой пленке алюминия на подложке кремния с подслоем SiON <i>А.В.Царев, О.В.Наумова, Ю.А. Живодков</i> .....	121
Модификация метода Герцбергера для выбора стекол широкоспектрального объектива-суперапохромата <i>А.В. Голицын</i> .....	122
Исследования уровней паразитного фона ИК излучения на фотоприёмнике в криостате разными методами <i>П.А. Алдохин, А.Р. Новоселов, С. В. Хрящёв, П.П. Добровольский, К.П. Шатунов</i> .....	123
Определение диэлектрических постоянных и толщин теплозащитных керамических покрытий методом эллипсометрии миллиметрового диапазона <i>В.Н. Федоринин, С.А. Кузнецов, А.В. Гельфанд, А.Ю.Горшков</i> .....	124
Макет высокоточного лазерного фазового дальномера с применением оптической линии задержки и цифровой регистрации сигналов <i>Д.А. Любченко, О.В. Колмогоров</i> .....	125
Расчетная оценка дальности действия активно-импульсной системы на базе ПЗС-фотоприемника <i>А.А. Голицын, Н.А. Сейфи</i> .....	126
Плазмон-усиленная оптическая спектроскопия эпитаксиальных нанокристаллов GaAs <i>Л.С. Басалаева, Е.А. Емельянов, В.В. Фёдоров, Л.Н. Дворецкая, В.В. Преображенский, А.Г. Милёхин</i> .....	127
Квантовые точки InAs/GaAs как элементы плёночных термоэлектрических преобразователей <i>П.Б. Демина, О.В. Вихрова, М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, В.П. Лесников, Ю.М. Кузнецов, Н.В. Байдусь, С.Ю. Зубков, А.В. Здоровейцев, А.Е. Парафин</i> .....	128
Мультифрактальные флуктуации проводимости по геликоидальным краевым состояниям в двумерном топологическом изоляторе на основе HgTe <i>Е.Б. Ольшанецкий, Г.М. Гусев, А.Д. Левин, З.Д. Квон, Н.Н. Михайлов</i> .....	129
Генерация квантового ключа в свободном пространстве с помощью передачи поляризованных одиночных фотонов <i>А.В. Коляко, Д.Б. Третьяков, А.С. Плешков, И.И.Рябцев, И.Г. Неизвестный</i> .....	130
Сравнение способов монтажа мощных решеток лазерных диодов в корпусе на медный теплоотвод <i>Д.С. Иванов, Н.В. Гулькиков, А.И. Данилов, А.В. Подкопаев, С.М. Сапожников, М.А. Ладугин</i> .....	131
КМОП фотоматрица и телевизионный модуль формата 1280×1024 ячеек 5,3×5,3 мкм <i>Д.В.Бородин, Ю.В. Осипов, А.А.Дементьев, Е.В.Чеботов</i> .....	132
Спиновые светоизлучающие диоды InGaAs/GaAs/Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> /CoPt, модифицированные ионным облучением <i>А.В. Здоровейцев, П.Б. Дёмина, М.В. Дорохин, Ю.А. Данилов, Ю.А. Дудин, И.Л. Калентьева</i> .....	133
Двухуровневая лазерная генерации в микродисковых лазерах с InAs/InGaAs квантовыми точками <i>А.А. Караборчев, И.С. Махов, К.А. Иванов, М.В. Максимов, Н.В. Крыжановская, А.Е. Жуков</i> .....	134
Обзор: Искусство нано- и микрофотозлектроники для конгруэнтности базовых элементов при создании мозаичных фотоприемников сверхвысокой размерности и микротепловизоров в широком спектральном диапазоне видеосигналов <i>А.И. Козлов</i> .....	135
Разработка узкополосного пропускающего фильтра для импульсной терагерцовой спектроскопии <i>А.А. Рыбак, С.А. Кузнецов, Н.А. Николаев</i> .....	136
Разработка перспективных БИС считывания с аналого-цифровым преобразованием фотосигнала <i>Н.А. Ларионов, П.А. Кузнецов, Ю.А. Якимов, А.Н. Кузнецов</i> .....	137

Проектирование легких и ультратонких III-V/Ge солнечных элементов для гибких панелей для космических и наземных применений <i>Н.А. Паханов, М.З.Шварц</i> .....	138
Особенности распространения потоков оптического излучения в световодных структурах <i>В.К. Егоров, Е.В. Егоров</i> .....	139
Расчет энергетических барьеров диффузии атомов As и P в InP и InAs <i>И.А. Александров, К.С. Журавлев</i> .....	140
Развитие методов спектральной фильтрации терагерцового излучения с использованием технологий частотно-избирательных поверхностей <i>С.А. Кузнецов, А.В. Гельфанд, В.Н. Федоринин, А.В. Аржанников, П.А. Лазорский, Н.А. Николаев, А.А. Рыбак, А.Н. Генцелев, В.П. Бессмельцев</i> .....	141
Применение сеточных диодов с плавающим потенциалом в линейчатом КРТ-фотоприемнике для улучшения разрешения <i>В.В. Васильев, А.В. Вишняков, Г.Ю. Сидоров, В.А. Стучинский</i> .....	142
Состояние исследований в области создания униполярных барьерных структур МЛЭ n-HgCdTe со сверхрешётками в качестве барьера <i>А.В. Войцеховский, С.М. Дзядох, Д.И. Горн, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Г.Ю. Сидоров</i> .....	143
Эвристическая формула для оценки латеральной эффективной длины диффузии фотогенерированных носителей заряда от линейного пятна засветки в фотоприемных КРТ-матрицах <i>А.В. Вишняков, В.А. Стучинский, В.В. Васильев</i> .....	144
Частотно-контрастная характеристика и эффективная длина диффузии фотогенерированных носителей заряда в фотоприемных КРТ-матрицах с разными значениями геометрических параметров <i>В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, В.В. Васильев</i> .....	145
Энергетическая диаграмма Na <sub>2</sub> KSb и Na <sub>2</sub> KSb/Cs <sub>3</sub> Sb фотокатодов <i>В.В. Бакин, С.А. Рожков, В.С. Русецкий, Д.А. Кустов, В.А. Голяшов, А.Ю. Демин, Г.Э. Шайблер, О.Е. Терещенко</i> .....	146
Тонкая структура энергетических распределений фотоэлектронов, эмитированных полупрозрачным p-GaAs(Cs,O) – фотокатодом <i>В.В. Бакин, С.Н. Косолюбов, Г.Э. Шайблер, С.А. Рожков, А.С. Терехов</i> .....	147
Исследование зависимости плотности электронных состояний и оптических переходов в нанокристаллах кремния в зависимости от окружения <i>А.В. Герт, А.В. Белолипецкий</i> .....	148
Расчет распределений по энергии электронов, эмитированных из p-GaAs(Cs,O), с учетом испускания оптических фононов и захвата в области изгиба зон <i>Д.М. Казанцев, Г.Э. Шайблер, В.Л. Альперович, В.А. Голяшов, О.Е. Терещенко</i> .....	149
Фотоэмиссия спин-поляризованных электронов из механически напряжённых Na <sub>2</sub> KSb/Cs <sub>3</sub> Sb фотокатодов <i>Д.А. Кустов, В.С. Русецкий, В.А. Голяшов, А.Ю. Демин, С.А. Рожков, В.В. Бакин, Г.Э. Шайблер, О.Е. Терещенко</i> .....	150
Оптические свойства меза-структур на основе GaAs, обработанных водородной плазмой и пассивированных слоем Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> <i>И.А. Мельниченко, Н.В. Крыжановская, А.М. Надточий, М.Г. Козодаев, Р.Р. Хакимов, А.А. Воробьев, А.М. Можаров, Ю.А. Гусева, А.Е. Жуков</i> .....	151
Энергетические распределения горячих электронов из Na <sub>2</sub> KSb/Cs <sub>3</sub> Sb фотокатода <i>С.А. Рожков, В.В. Бакин, В.С. Русецкий, Д.А. Кустов, В.А. Голяшов, А.Ю. Демин, Г.Э. Шайблер, О.Е. Терещенко</i> .....	152
Гигантский микроволновой фотоконтактанс кремниевого транзистора: моделирование и эксперимент <i>О.А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Д.Г. Бакшеев, А.С. Ярошевич, З.Д. Квон, В.А. Антонов, В.П. Попов</i> .....	153
Особенности СВЧ-фотоконтактанса квантового точечного контакта в гетероструктурах GaAs/AlGaAs <i>А.С. Ярошевич, Н.С. Кузьмин, З.Д. Квон, В.А. Ткаченко, А.К. Бакаров, Е.Е. Родякина, А.В.Латышев</i> .....	154

О возможности существенного влияния фотовозбужденного объемного заряда (ФОЗ) на величину и направление фототока продольного фоторезистора (ПФР)	
<i>В.А. Холоднов</i> .....	155
Влияние избыточного цезия на эмиссионные свойства поверхности <i>p</i> -GaAs(Cs,O)	
<i>В.С. Хорошилов, Г.Э. Шайблер, В.Л. Альперович</i> .....	156
Авторский указатель .....	157

## Состояние работ и перспективы матричных фотоприемных устройств на основе антимонида индия

К.О. Болтарь<sup>1,3</sup>, И.Д. Бурлаков<sup>1,2</sup>, П.В. Власов<sup>1</sup>, В.В. Ерошенков<sup>1</sup>, А.А. Лопухин<sup>1</sup>, Н.И. Яковлева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Государственный научный центр Российской Федерации АО «НПО «Орион», Москва

<sup>2</sup> Российский технологический университет МИРЭА, Москва

<sup>3</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
Московская область, Долгопрудный

Тел: +7 (499) 374-48-60, факс: +7 (499) 373-68-62, эл. Почта: orion@orion-ir.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-16

Матричные фотоприемные устройства (МФПУ) на основе фотодиодов из InSb наиболее востребованы для применения в средневолновом ИК-диапазоне. В АО «НПО «Орион» серийно выпускаются МФПУ на основе объемного InSb форматов 640×512 элементов с шагом 15 мкм с охладителем типа интегральный Стирлинг и электронным блоком сопряжения. Выпускаются также МФПУ меньших форматов.

Фотоэлектрические характеристики МФПУ ограничиваются только уровнем шума фонового излучения при заданном относительном отверстии охлаждаемой диафрагмы 1:4. Достигнутый уровень дефектности элементов МФПУ формата 640×512 составляет порядка 100 элементов, количество кластеров размером более 2-х элементов 2...4 шт., среднее квадратичное отклонение чувствительности по элементам менее 3%, что существенно лучше характеристик человеческого глаза и обеспечивает должное качество тепловизионного изображения в аппаратуре применения МФПУ даже при относительно простых алгоритмах обработки изображения. Продолжаются работы по совершенствованию конструкции и технологии изготовления МФПУ, улучшающие линейность фотоотклика, однородность спектральных характеристик элементов, качество просветляющих покрытий фоточувствительного элемента, входного окна и оптического фильтра, технологию чернения диафрагмы. Повышается долговременная стабильность ИК-изображения при прогревах со временем элементов конструкции МФПУ и аппаратуры применения и изменении средней температуры наблюдаемой тепловой картины.

Проработана конструкция МФПУ формата 1280×1024 элементов. Выбранный шаг 12 мкм обеспечивает возможность изготовления БИС считывания по технологии с нормой 180 нм и размещение в вакуумном корпусе с охлаждением от стандартной микрокриогенной системы охлаждения холодопроизводительностью 0,5 Вт.

МФПУ с фоточувствительными элементами на основе эпитаксиального InSb, выращенного методом МЛЭ на высоколегированных подложках InSb обеспечивают уменьшение взаимосвязи элементов [1,2], снижение динамической взаимосвязи [3], уменьшение дефектности. Представлены результаты исследований МФПУ, в которых фоточувствительный элемент изготовлен в эпитаксиальном слое InSb как с выращенным *p-n* переходом, так и *p-n* переходом, полученным имплантацией ионов Ве.

Исследуется возможность существенного повышения температуры криостатирования МФПУ до 140 К без ухудшения фотоэлектрических характеристик при замене поглощающего материала InSb с граничной длиной волны 5,6 мкм на несколько более широкозонные  $Al_{0,02}In_{0,98}Sb$  или  $InAs_{1-x}Sb_x$  с граничной длиной волны 4,9 мкм или 4,2 мкм и переходе к структурам типа  $xVn$  с блокирующим широкозонным слоем  $Al_xIn_{1-x}Sb$ .

### Литература

1. Болтарь, К. О. и др. // Успехи прикладной физики. 2022. Т. 10. № 4. С. 381-388.
2. Бакаров А.Ки др. // Журнал технической физики. 2017. – Т. 87. Вып. 6. С. 900-904.
3. Болтарь К.О. и др. // Прикладная физика. 2013. № 6. С. 67-70.

## Состояние и перспективы развития охлаждаемых фотоприемных устройств на основе сложных гетероструктур узкозонных полупроводников

М.В. Якушев<sup>1</sup>, А.В. Латышев<sup>1</sup>, К.С. Лопаткин<sup>2</sup>, Г.Ю. Сидоров<sup>1</sup>, П.А. Сысоев<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Филиал ФГБУ 46 ЦНИИ Минобороны России. Адрес, Московская обл., Мытищи, 141006  
ул. Комарова 13, корп.3.

тел: +7 (383) 333-2772, факс: +7 (383) 333-2766, эл. почта: yakushev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-17

Оптико-электронные системы (ОЭС) все более широко внедряются как в изделия военной техники, так и в гражданские технологии. Уровень современных ОЭС определяется развитием технологий матричных фотоприемных устройств (МФПУ) новых поколений на все спектральные диапазоны оптического излучения, в первую очередь, инфракрасного.

Новые поколения МФПУ, особенно инфракрасных систем 3-го поколения, усиленно разрабатываются в последние годы многими фирмами США, Франции, Англии, Китая и ряда других стран. Ведущие в научно-техническом отношении страны постоянно увеличивают расходы на исследования в этой области.

Из анализа литературы можно выделить две основные тенденции развития инфракрасных фотоприемных устройств:

1. Увеличение формата фотоприемника и уменьшение размера пикселя;
2. Снижение массогабаритных характеристик и стоимости ИК ФПУ.

Увеличение формата фотоприемника и уменьшение размера пикселя является всеобщим трендом практически для всех мировых разработчиков и производителей ИК МФПУ. Повышение формата приводит к значительному росту дальности распознавания объектов.

Уменьшение размера пикселя позволяет увеличивать формат, практически, без значительного увеличения геометрических размеров ИК ФП. В результате не меняются требования к латеральной однородности состава фоточувствительного материала и к оптике тепловизионного канала. Кроме того, ФПУ с меньшим размером пикселя (при сохранении формата) характеризуются меньшей охлаждаемой массой как самого ИК ФП, так и фоновозащитного экрана, диафрагмы и фильтра. В результате снижается нагрузка на микрокриогенную систему, что приводит к снижению энергопотребления и повышению её ресурса.

В последнее время интенсивно развиваются ИК детекторы, работающие при повышенных температурах, в иностранной терминологии HOT (High Operating Temperature) детекторы. Повышение рабочей температуры приводит к уменьшению массогабаритных характеристик ИК ФПУ и потребляемой мощности без изменения чувствительности, так называемые SWaP технологии от слов Size (размер), Weight (вес), and Power (энергия, энергопотребление). Так повышение рабочей температуры от 80 до 150 К позволяет снизить в 2 раза вес ФПУ и в 3 раза энергопотребление. Такие ФПУ значительно расширяют области применения вплоть до использования в носимых системах, в прицелах для стрелкового оружия, на малых беспилотных летательных аппаратах (БПЛА) и т.д.

В докладе будут представлены достижения зарубежных разработчиков ИК ФПУ и сравнение отечественных разработок с мировым уровнем. Рассмотрены фундаментальные и технологические проблемы, замедляющие развитие ИК ФПУ.



## Фотоприемники и фотоприемные устройства ИК-диапазона спектра для оптико-электронных систем космического базирования

В.В. Карпов, С.А. Кузнецов

АО «Московский завод «САПФИР», Москва,  
117545 Днепропетровский проезд 4А, стр.3А  
тел: (495) 315-73-56, факс: (495) 312-26-22, эл. почта info@mzsaphir.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-18

В докладе представлены результаты разработки АО «МЗ САПФИР» фотоприемников (ФП) и фотоприемных устройств (ФПУ), предназначенных для регистрации инфракрасного (ИК) излучения среднего и дальнего диапазона спектра в оптико-электронных системах (ОЭС) космического базирования.

Предприятием выполнен ряд НИОКР в интересах Госкорпорации «Роскосмос» («Даль-ИК-Д», «Байкал», «Байкал-М», «Базис-ФПУ», «Малахит-ОКО», «Мониторинг-СГ», «Приемник-С», «УФИК-ВК», «Пиксел», «Партитура-Крио» и др.), в рамках которых разработаны концепции построения субматричных крупноформатных многоспектральных ФПУ для перспективных космических ОЭС с системой криостатирования (СК) на базе газовых криогенных машин (ГКМ), исследованы технологические возможности создания СК для таких ФПУ с использованием одной или нескольких ГКМ разнесенного и моноблочного типа, ГКМ с пульсационной трубой, изготовлены экспериментальные, макетные и опытные образцы разработанных изделий. Приведены результаты разработки и изготовления образцов СК на основе отечественных моноблочных ГКМ интегрального типа и криостатов с минимизированными теплопритоками под крупноформатные фотоприемные матрицы (640×512, 384×288, 320×256 и 320×240 элементов), субматрицы (4×288 и 3×4×288) и линейки (2×16, 2×32, 2×64). Приведены краткие сведения об изделиях, в которых применяются разработанные системы криостатирования и фотоприемные устройства.

Для ОЭС комплексов дистанционного зондирования Земли «Метеор-2Ф» и «Метеор-32МП» разработаны и поставляются опытные образцы фотоприемников для стыковки с радиационной системой охлаждения (РСО) ФР236М, ФР236-01, серийно выпускаются ФД377М, ФР230М, ФР231М. Проведена разработка с изготовлением экспериментальных мультиспектральных фотоприемников ФР233М, ФР234М, ФР235М, ФД381М, ФД379М, охлаждаемых РСО.

Для АО «РКЦ «Прогресс» проведена ОКР по разработке низкофонового субматричного ФПУ на основе InSb с внешним режимом ВЗН. В защищенном от фоновых воздействий корпусе ФПУ расположены в шахматном порядке 16 субматриц формата 576×16.

### Литература

1. В.В. Карпов, М.Е. Козырев, Н.С. Кузнецов. Фотоприемные устройства для дистанционного зондирования Земли. Труды форума «OPTICS-EXPO-2015». М., 2015.
2. В.В. Карпов, М.Е. Козырев, Н.С. Кузнецов, А.В. Марущенко. Разработка криостата для ФПУ ИК радиометра с фоновозащитным экраном и минимизированным теплопритоком. «Космонавтика и ракетостроение», №7 (92), 2016.
3. В.В. Карпов и др. Системы криостатирования для фотоприемных устройств. Труды XXV Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения. - М.: АО «НПО «Орион», 2018 г.

И.А. Колмычек, В.Б. Новиков, Т.В. Мурзина

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

119991, Ленинские горы, д.1, стр. 2

тел: +7 (916) 590-95-32, эл. почта: irisha@shg.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-19

Формирование нанообъектов различной структуры и композиционного состава, исследование их оптических свойств является актуальной и перспективной задачей. Фундаментальный интерес представляет изучение механизмов взаимодействия света с субволновыми оптическими структурами, предоставляющими новые эффективные методы управления параметрами света (интенсивностью, состоянием поляризации, фазой), что перспективно для широкого круга приложений. Разработка и оптимизация дизайна нанообъектов, создание на их основе функциональных элементов с заданным оптическим откликом является одной из ключевых задач современной нанофотоники [1]. Плазмонные металлические наноструктуры здесь играют важнейшую роль из-за их резонансных амплитудно-частотных и фазо-частотных характеристик оптического отклика при взаимодействии с внешним электромагнитным полем и, как следствие, особых оптических свойств. Интеграция ферромагнетиков и функциональных плазмонных материалов открывает дополнительные возможности для управления параметрами света путем приложения к такой композитной структуре магнитных полей.

В работе исследован оптический и магнитооптический отклик магнитоплазмонных структур различного дизайна, поддерживающих возбуждение разных видов плазмонных резонансов.

(i) Рассмотрен двумерный массив золотых нанодисков, покрытый слоем Bi:YIG толщиной 100 нм. Нанодиски имели высоту 30 нм, диаметр 100 нм и располагались в узлах квадратной решетки с периодом 200-400 нм, за счет чего в структуре возбуждается решеточный плазмонный резонанс (РПР), проявляющийся минимумом в ее спектре пропускания. Обнаружено, что приложение магнитного поля в схеме Фохта в спектральной окрестности РПР приводит к возрастанию и смене знака магнитного контраста. Наблюдаемый эффект связан с магнитоиндуцированным изменением диэлектрической проницаемости Bi:YIG, определяющей условия возбуждения РПР.

(ii) Структуры второго типа представляли собой пленки опала - плотноупакованные трехмерные гексагональные массивы сфер диоксида кремния с диаметром 200-600 нм; сверху слой опала покрывала пленка кобальта толщиной 10÷30 нм. Периодичность расположения наносфер диоксида кремния приводила к возникновению фотонных запрещенных зон в спектрах пропускания структур, а гофрированная пленка кобальта позволила возбудить в ней поверхностные плазмон-поляритоны (ППП). В спектральной окрестности резонансов ППП обнаружены: (1) эффект аномального пропускания, достигающий 110-130% (отношение коэффициента пропускания к поверхностной плотности отверстий [2]), и (2) усиление магнитного контраста пропускания в геометрии Фохта на 1-2 порядка.

(iii) Третий тип исследованных структур - массивы металлических наностержней в матрице анодного оксида алюминия. Благодаря возбуждению в них плазмонных резонансов, оптический отклик таких метаматериалов кардинально отличается от свойств объемных сред. Так, например, становится возможна реализация гиперболического режима дисперсии, возникновение полюса и нуля (Epsilon-Near-Zero, ENZ) в спектре компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости нанокompозита [3]. Последняя особенность сопровождается гигантским двулучепреломлением – разница показателей преломления обыкновенного и необыкновенного луча в видимом диапазоне может достигать нескольких единиц. Обнаружено, что при сопряжении такой структуры с ферромагнитными пленкой или наностержнями в ENZ-режиме усиливаются на 1-2 порядка эффект Фарадея и экваториальный интенсивностный магнитооптический эффект.

Таким образом, возбуждение локальных поверхностных плазмонов, решеточных плазмонных резонансов и поверхностных плазмон-поляритонов в металлических магнитных наноструктурах приводит к усилению магнитооптического отклика, что перспективно для разработки методик контроля параметров света с помощью магнитных полей в устройствах нанофотоники.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-72-20103.

### Литература

1. М.А. Ремнев, В.В. Климов // УФН. 2018. Т. 188, № 2. С. 169–205.
2. L. Martin-Moreno et al. // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86, no. 6. Pp. 1114–1117.
3. A. Poddubny et al. // Nat. Photonics. 2013. Vol. 7. Pp. 948–957.

# Киральные пленочные структуры на основе массивов кобальтовых наноспиралей, получаемые методом наклонного напыления

О.С. Трушин<sup>1</sup>, И.С. Фаттахов<sup>1</sup>, А.А. Попов<sup>1</sup>, Л.А. Мазалецкий<sup>1</sup>, Р.А. Гайдукасов<sup>2</sup>, А.В. Мяконьких<sup>2</sup>

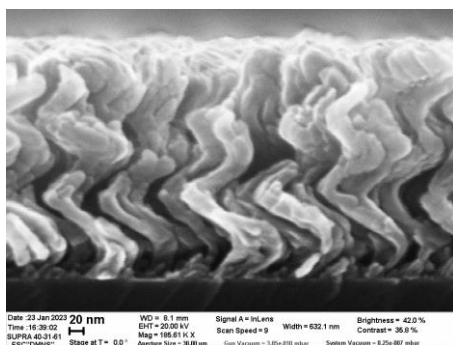
<sup>1</sup> Ярославский филиал физико-технологического института им. К.А. Валиева, Ярославль, 150007, Университетская, 21

<sup>2</sup> Физико-технологический институт им. К.А. Валиева, Москва, 117218, Нахимовский проспект, д. 36к1

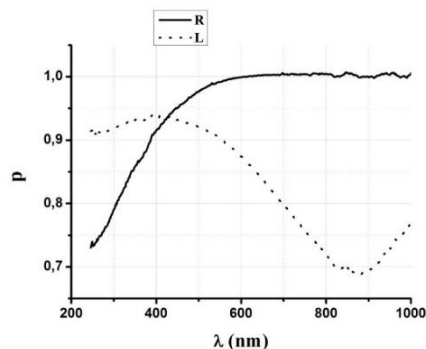
Тел/факс: +7 (4852) 24-65-52, эл. почта: otrushin@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2023-20

Перспективным методом формирования пленок с особыми свойствами является их наноструктурирование в процессе роста. Одним из известных технологических приемов, позволяющих обеспечить рост наноструктур, является напыление под углом [1,2]. Целью настоящей работы было нахождение оптимальных условий наноструктурирования пленок Co на кремниевой подложке в условиях наклонного напыления и формирование массивов наноспиралей для получения киральных метаповерхностей. В настоящей работе эксперименты по напылению пленок кобальта на наклонную подложку проводили на установке электронно-лучевого испарения Оратория-9. На рис.1а представлено SEM-изображение скола пленочной структуры, полученное методом электронной микроскопии. Как видно из анализа этого рисунка при включении вращения подложки в процессе роста пленки формируется массив наноспиралей (геликонов). Все эти наноспирали закручены в одну и ту же сторону, что определяется направлением вращения образца. Для проверки оптических свойств полученной пленки проведены эллипсометрические исследования. Использован спектральный эллипсометр M-2000X (J.A. Woollam Co, USA). Для каждого образца были проведены комплексные измерения векторов Стокса в диапазоне длин волн 248-1000 нм при угле падения (и отражения) равном 65°. В результате были рассчитаны элементы матрицы Мюллера [3]. По этим данным проводился анализ поляризационных свойств полученных структур. На рис.1б представлены зависимости степени поляризации отраженного излучения для двух видов падающей циркулярно-поляризованной волны (правой и левой) от длины волны.



а



б

Рис. 1 а) SEM изображение поперечного среза пленки Co, полученной напылением под углом  $\theta=85^\circ$  при вращении подложки со скоростью 0.6 об/мин; б) Зависимость степени поляризации отраженной волны от длины волны используемого излучения для двух видов падающих циркулярно-поляризованных волн (правой-R и левой-L) для данного образца,

Таким образом, в результате проведенных экспериментов, установлено, что при больших углах наклона подложки (более  $70^\circ$ ) происходит наноструктурирование пленки кобальта. При включении вращения подложки вокруг перпендикулярной оси формируется массив наноспиралей. Это, в частности, приводит к асимметрии оптических характеристик при отражении право- и лево-циркулярно-поляризованного света.

## Литература

1. M.M. Hawkeye, M.T. Taschuk, M.J. Brett. Glancing Angle Deposition of Thin Films. London: John Wiley & Sons, Ltd, UK 2014.
2. О. С. Трушин, и др. //Иzv. РАН. Сер. ФИЗИЧЕСКАЯ, 2022, Т. 86 С. 650-654.
3. H. Fujiwara Spectroscopic Ellipsometry Principles and Applications. London: John Wiley & Sons, Ltd UK 2007.

# Влияние состава матрицы и режимов эпитаксиального роста на оптические и структурные свойства квантовых точек InGaP(As), сформированных методом замещения элементов пятой группы

В.В. Андришкин<sup>1,2</sup>, И.И. Новиков<sup>2</sup>, А.Г. Гладышев<sup>1</sup>, А.В. Бабичев<sup>1</sup>, Л.Я. Карачинский<sup>2</sup>,  
Е.С. Колодезный<sup>1</sup>, А.Ю. Егоров<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский 49

<sup>2</sup> ООО «Коннектор Оптикс», Санкт-Петербург, 194292, Домостроительная 16Б

<sup>3</sup> СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, Санкт-Петербург, 194021, Хлопина 8

тел: +7 (812) 327-5055, эл. почта: vvandriushkin@itmo.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-21

В настоящее время, в связи с развитием квантовых оптических информационных технологий, растет потребность в создании истинных генераторов одиночных фотонов (ГОФ). Наиболее перспективным способом получения монолитного ГОФ с электрической накачкой представляется подход на основе использования микрорезонатора, в котором при помощи эпитаксиальных технологий сформированы активные квантовые точки (КТ). Принципиальной задачей формирования такого ГОФ является достижение минимально возможной плотности КТ по поверхности полупроводниковой пластины, с сохранением эффективной фотолюминесценции от КТ, поэтому получение ансамбля КТ с поверхностной плотностью  $\sim 10^{10}$  см<sup>-2</sup> и менее в системах материалов АЗВ5 является крайне актуальной задачей для изготовления однофотонных приборов.

Ранее в работе [1] нами впервые был предложен новый подход и продемонстрирована возможность формирования в гетероструктурах GaAs/AlGaAs/InGaP квантовых точек InGaP(As) путем замещения элементов 5-й группы непосредственно в процессе эпитаксиального роста методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) с оценочной плотностью  $1,3 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>.

В настоящей работе мы представляем результаты исследований влияния режимов эпитаксиального роста и матрицы, в которой происходит формирование КТ, на оптические и структурные свойства полученных InGaP(As) КТ.

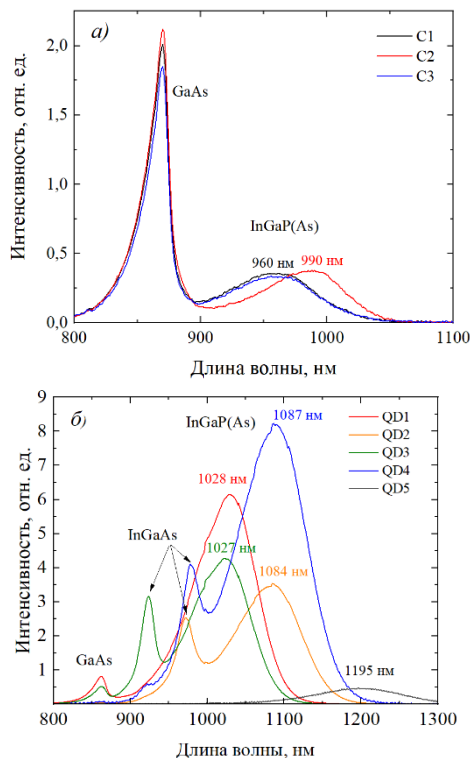


Рис. 1 Спектры ФЛ гетероструктур первой (а) и второй (б) серии, полученные при температуре 300К.

Гетероструктуры первой серии (С1–С3) были изготовлены для анализа влияния эпитаксиальных режимов роста на оптические и структурные свойства КТ InGaP(As). Согласно спектрам фотолюминесценции (ФЛ), полученным при комнатной температуре (см. рис. 1а) увеличение температуры подложки во время выдержки ростовой поверхности в потоке мышьяка (С2) приводит к длинноволновому сдвигу максимума ФЛ КТ на 30 нм до 990 нм относительно гетероструктуры С1. Увеличение времени выдержки ростовой поверхности в потоке мышьяка с 5 до 10 минут (С3) приводит к обратному коротковолновому сдвигу максимума ФЛ относительно гетероструктуры С2.

Гетероструктуры второй серии (QD1–QD5) изготовлены для анализа влияния состава матрицы, а именно внедрения в базовую конструкцию гетероструктуры С2 слоев InGaAs толщиной 5 нм. Полученные результаты исследований методом ФЛ (см. рис. 1б) показали, что использование заращивающего InGaAs слоя толщиной 5 нм после формирования КТ InGaP(As) обеспечивает длинноволновый сдвиг излучения КТ InGaP(As) в диапазоне 1028–1195 нм в зависимости от мольной доли InAs в составе твердого раствора InGaAs. При этом длина волны излучения КТ не зависит от состава полупроводникового материала (GaAs или InGaAs), на котором формируется слой КТ InGaP(As). Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект тематики научных исследований №2019-1442 (код научной темы FSER-2020-0013).

## Литература

1. Гладышев А. Г. и др. // ЖТФ. 2020. Т. 90. вып. 12. С. 2139-2142.

И.Ю. Гензе, М.С. Аксенов, Д.В. Дмитриев

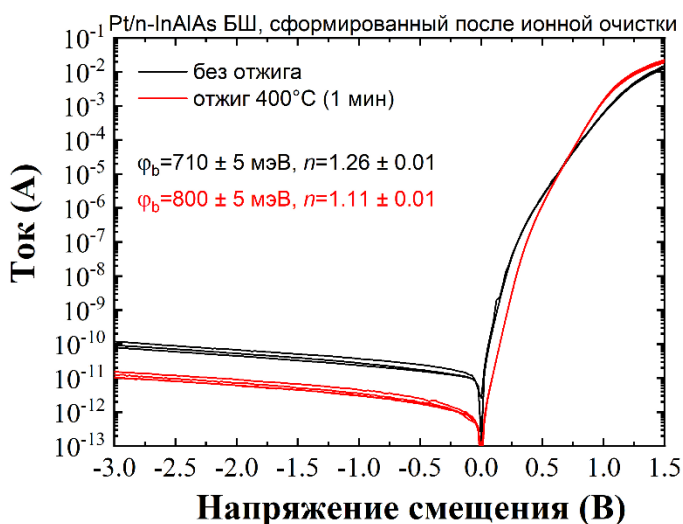
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск,

630090, Пр. Академика Лаврентьева, 13

тел: +7 (383) 330-8807, эл. почта: aksenov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-22

Барьеры Шоттки (БШ), сформированные на поверхности гетероструктур InAlAs/InGaAs/InP, используются при изготовлении микроволновых малошумящих полевых транзисторов, а также фотодетекторов [1]. Использование квантовых точек в полупроводниковых устройствах с БШ на основе InAlAs позволяет изготавливать лазеры и перспективную динамическую память [2].



Наиболее важным параметром при формировании БШ является высота энергетического барьера ( $\phi_b$ ), которая зависит от качества полупроводниковой поверхности, её предварительной химической подготовки, используемого металла при формировании контакта и параметров отжига. К настоящему времени из-за хороших адгезионных свойств и низкого коэффициента диффузии широкое распространение получили контакты Шоттки на основе Ti, наибольшая высота барьера в которых, как правило, составляет 0.71-0.74 эВ [3]. Для увеличения высоты барьера традиционно используют металлы с большой работой выхода, такие как Pt, Pd, Ir. Наибольшая высота барьера (1.09 эВ) для контактов Шоттки на основе n-InAlAs была достигнута при использовании Pt в комбинации с ионной очисткой и кратковременным (20 секунд) отжигом при различных температурах [4]. Однако, полученные результаты были продемонстрированы лишь в единичной работе, влияние времени отжига на электрофизические характеристики, однородность и структурные свойства контакта Шоттки не изучалось.

В данной работе изучено влияние ионной очистки поверхности InAlAs непосредственно перед металлизацией и отжига на высоту барьера и коэффициент идеальности ( $n$ ) Pt/n-InAlAs(001) меза-барьеров Шоттки диаметром 45 мкм, путём анализа вольт-амперных характеристик (ВАХ) в рамках теории термоэлектронной эмиссии.

Показано, что для образцов с химической обработкой (HCl:H<sub>2</sub>O) поверхности InAlAs перед металлизацией до отжига  $\phi_b=0.73\pm 0.005$ ,  $n=1.55\pm 0.01$ , после отжига при температуре 400°C в течение 1 минуты  $\phi_b=0.78\pm 0.005$ ,  $n=1.20\pm 0.01$ . Для образцов с дополнительной ионной очисткой поверхности InAlAs перед металлизацией до отжига  $\phi_b=0.71\pm 0.005$ ,  $n=1.26\pm 0.01$ , а после отжига  $\phi_b=0.8\pm 0.005$ ,  $n=1.11\pm 0.01$ . Таким образом, применение ионной очистки, за счёт полного удаления слоя остаточного собственного оксида, в совокупности с отжигом позволяет получать большую высоту барьера и меньший коэффициент идеальности по сравнению с химической обработкой поверхности.

Показано, что для образцов с химической обработкой (HCl:H<sub>2</sub>O) поверхности InAlAs перед металлизацией до отжига  $\phi_b=0.73\pm 0.005$ ,  $n=1.55\pm 0.01$ , после отжига при температуре 400°C в течение 1 минуты  $\phi_b=0.78\pm 0.005$ ,  $n=1.20\pm 0.01$ . Для образцов с дополнительной ионной очисткой поверхности InAlAs перед металлизацией до отжига  $\phi_b=0.71\pm 0.005$ ,  $n=1.26\pm 0.01$ , а после отжига  $\phi_b=0.8\pm 0.005$ ,  $n=1.11\pm 0.01$ . Таким образом, применение ионной очистки, за счёт полного удаления слоя остаточного собственного оксида, в совокупности с отжигом позволяет получать большую высоту барьера и меньший коэффициент идеальности по сравнению с химической обработкой поверхности.

### Литература

1. A.L. Chizh и др. // Tech. Phys. Lett. 2019. Т.45, вып.7. С.739-741.
2. N.Hamdaoui и др. // Superlattices Microstruct. 2011, вып.2. Т.50. С.164-172.
3. M.S. Aksenov и др. // Surfaces and Interfaces. 2023. Т.39. С.102920.
4. A. Fricke и др. // Appl. Phys. Lett. 1994. Т.65, вып.6. С.755-757.

## Сверхлегирование кремния различными примесями с помощью прямой лазерной записи: от фундаментальных исследований к практическим результатам

М.С. Ковалев, С.И. Кудряшов

Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва

119991, Ленинский пр-т., 53

тел: +7(499) 132-60-83, эл. почта: m.s.kovalev@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2023-23

В данном исследовании был обнаружен новый физический эффект сильной низкотемпературной широкополосной ИК-фотопроводимости в *p-n* переходе кремния, сформированном *n*-сверхлегированным слоем на *p*-легированной подложке. Широкополосную ИК-фотопроводимость обеспечивает дискретный спектр нейтральных и однократно ионизованных донорных состояний, связанных с атомной примесью замещения и кластеров серы, расположенных близко к дну зоны проводимости. Эти состояния сосредоточены в "промежуточной" зоне шириной до 0,6 эВ, где распределение населенностей плавно изменяется по спектру и может управляться амплитудой теплового возбуждения в диапазоне температур от 5 до 250 К. Использование одного кремниевого фотоэлемента, путем выбора температурных режимов, позволяет регистрировать излучение диапазона дальнего-ближнего ИК, что позволяет решать широкий круг задач, включая солнечную энергетику, тепловидение и биовизуализацию.

Кремний традиционно является основным материалом микро- и оптоэлектроники. В последнее время компании полупроводниковой индустрии рассматривают возможности совмещения возможностей высокоплотной наноинтеграции электронных компонент на кремниевой базе и быстродействия кремниевой фотоники [1]. Кремний обладает высокими значениями ИК-прозрачности и показателя преломления в диапазоне длин волн более 1 мкм, что представляет возможность для создания оптоэлектронных компактных устройств без электромагнитных наводок в рамках хорошо отработанного круга КМОП-технологий микроэлектроники. Однако в настоящее время ИК-ослабители и фотодетекторы на базе поглощения кремния как элементы интегральной оптики с помощью КМОП-технологии пока не доступны. По этой причине в последнее десятилетие активно развиваются технологии поверхностного сверхлегирования кремния донорными и акцепторными примесями [2]. Это потенциально позволяет формировать лазером в необходимом месте светопоглощающие нанометровые поверхностные слои (*p-n* переходы) с легирующим элементом. В результате использования лазерного сверхлегирования в рамках КМОП-технологий появилась возможность организовать полный цикл технологических процессов для создания функциональных интегральных микроустройств на базе кремния.

В результате сверхлегирования поверхностного слоя Si донорной примесью серы на уровне 2-3 ат.% позволило при его высокотемпературном отжиге впервые реализовать широкий спектр структурных состояний примесных центров, которые уже при температурах жидкого гелия и азота частично термически ионизованы и формируют в запрещенной зоне Si широкую (до 0.6 эВ) и хорошо структурированную «промежуточную» примесную зону вблизи дна зоны проводимости. Данный уникальный материал в составе *p-n* перехода демонстрирует новый физический эффект усиления внутреннего фотоэффекта с ростом температуры для глубоких состояний «промежуточной» примесной зоны за счет тепловой ионизации нейтральных центров того же структурного типа. Это позволило впервые реализовать плавную по спектру и хорошо выраженную по амплитуде широкополосную (400–10 000 см<sup>-1</sup>) перестройку спектра его фотопроводимости с помощью выбора температурного режима работы фотоэлемента. В результате фотоэлемент на базе сверхлегированного кремния является универсальным для широкого круга практических задач – солнечной энергетики, тепловидения и биовизуализации.

### Литература

1. CMOS-compatible direct laser writing of sulfur-ultrahyperdoped silicon: breakthrough pre-requisite for UV-THz optoelectronic nano/microintegration / S. I. Kudryashov, A.A. Nastulyavichus, M. S. Kovalev [et al.] // Optics and Laser Technology. 2023. Vol. 158. No 108873.
2. Near-far IR photoconductivity damping in hyperdoped Si at low temperatures / S. I. Kudryashov, K. N. Boldyrev, A. A. Nastulyavichus [et al.] // Optical Materials Express. 2021. Vol. 11. Is. 11. P. 3792-3800.



## Подготовка подложек CdZnTe с морфологией поверхности «epi-ready» для синтеза твердых растворов A<sup>2</sup>B<sup>6</sup> методом МЛЭ

А.А. Трофимов<sup>1</sup>, И.А. Денисов<sup>2</sup>, М.Б. Гришечкин<sup>2</sup>, А.Н. Моисеев<sup>3</sup>, А.В. Чилиясов<sup>3</sup>, В.С. Евстигнеев<sup>3</sup>, А.Е. Гончаров<sup>1</sup>, К.А. Гладышева<sup>1</sup>, А.С. Суханова<sup>1</sup>, В.А. Малыгин<sup>1</sup>, А.М. Косякова<sup>1</sup>, Е.А. Климов<sup>1</sup>

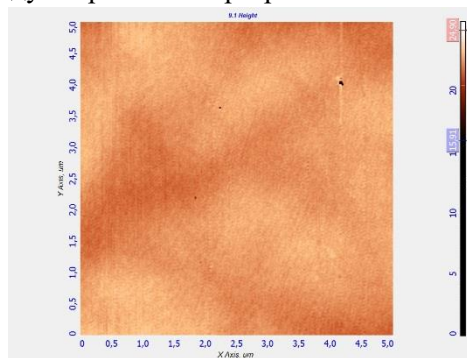
<sup>1</sup> Акционерное общество «Научно-производственное объединение «Орион», Москва, 111538, Косинская, 9, тел.: +7 (499) 373-6011, эл. почта: aa-trofimov@yandex.ru

<sup>2</sup> Акционерное общество «Государственный научно-исследовательский и проектный институт редкометаллической промышленности «Гиредмет», Москва, 111524, Электродная, 2 стр. 1

<sup>3</sup> Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Десятых Российской академии наук, Нижний Новгород, 603951, Тростинина, 49

DOI 10.34077/RCSP2023-24

Матричные фотоприемные устройства (МФПУ) длинноволнового ИК диапазона на основе CdHgTe являются одними из востребованных фотоприемников в России и мире [1, 2]. Высокое качество эпитаксиальных слоев (ЭС) CdHgTe и низкая плотность ростовых дефектов достигаются за счет высокого согласования кристаллических решеток подложки и выращенного слоя. Морфология поверхности выращенных ЭС CdHgTe определяется, помимо ростовых условий, в том числе и подготовкой поверхности подложки. В АО «НПО «Орион» ведутся работы по разработке технологии и освоению производства подложек CdZnTe диаметром 50,8 мм, предназначенных для выращивания ЭС CdHgTe [3]. Подложки изготовлены из слитков, выращенных методом Бриджмена в АО «Гиредмет» [4,5]. В настоящее время показатели качества подготовки поверхности подложек характеризуются следующими значениями: Разнотолщинность (TTV) на диаметре 50,8 мм, составляет  $\leq 1,5$  мкм; шероховатость поверхности, измеренная методом атомно-силовой микроскопии, составляет 0,13 нм на длине 3,5 мкм. Морфология поверхности представлена на рисунке.



На разработанных подложках CdZnTe в ИХВВ РАН методом химического осаждения из паров ртути и металлоорганических соединений кадмия и теллура (МОСVD-метод) [6, 7] были выращены монокристаллические слои твердого раствора теллуридов кадмия-ртути (Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te x=0,25-0,32) с полушириной кривой качания рентгеновской дифракции (FWHM) 1,5-2 угл.мин., с зеркальной поверхностью и малым количеством ростовых дефектов (200-600 см<sup>-2</sup>).

### Литература

1. Rogalski, A., Infrared Detectors, USA, CRC Press, 2019, 898 p.
2. Бурлаков И.Д., и др. // материалы XXVI Международной научно-технической конференции по фотоэлектронике и приборам ночного видения, 2022 г, 475 с.
3. Трофимов А.А., Денисов И.А. и др. // Успехи прикладной физики, 2022, т. 10, № 3, с. 289-300.
4. Гришечкин М.Б., Денисов И.А., и др.// Прикладная физика, 2014, №5, с. 510-514.
5. М. В. Grishechkin, I. A. Denisov, A. A. Silina, N. I. Shmatov, Non-Ferrous Metals, No. 2, 23 (2016).
6. В.С. Варавин, В.Г. Ремесник, А.Н. Моисеев, А.В. Чилиясов, Б.С. Степанов / Электрофизические свойства нелегированных и легированных мышьяком эпитаксиальных слоев Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te р-типа проводимости с x~0,4 выращенных МОСVD методом // Физика и техника полупроводников, 2018, т. 52, в. 6, с. 554-559.
7. А.Н. Моисеев Химическое осаждение из газовой фазы эпитаксиальных слоев твердого раствора теллурида кадмия-ртути для ИК-фотоприемников // В кн.: Высокочистые вещества. - М.: «Научный мир», 2018 - 996 с., с.754-781.



# Термопластичное халькогенидное стекло ИК диапазона для микрооптических элементов

А.В. Семенча, Н. Маннатхоко, В.А. Клинков, Н.А. Кононов

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

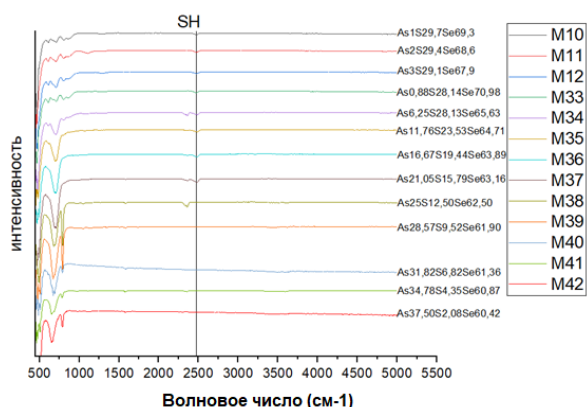
тел.: +7 (812) 775-0530, эл. почта: vil-1@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-25

Развитие технологии создания микросенсорных элементов, работающих в среднем инфракрасном диапазоне, позволяет создавать компактные датчики для контроля влаги, органических веществ, вредных газов в атмосфере и прочих элементов. Подобные сенсоры могут быть исполнены отдельным конструктивом или встроены в выпускаемые промышленностью электронные устройства. Основные требования, предъявляемые микросенсорным устройствам это энергоёмкость, высокая чувствительность, селективность, компактность. Если три первых требования могут быть выполнены благодаря применяемым специализированным полупроводниковым структурам, и в настоящий момент наблюдается прогресс в этой области, то компактность существенно возрастает благодаря упаковке полупроводников в оптически прозрачный материал, выполненный в виде линзы [1-2].

Таким перспективным материалом, долго остававшимся без внимания, может служить термопластичное халькогенидное стекло. Большинство светодиодных линз изготавливаются из силиконовых смол, ПММИ (полиметакрилметилимид) и ПММА (полиметилметакрилат). Главной привлекательностью этих материалов является: низкая стоимость, простота формовки в любую форму, высокая светопропускная способность и высокий коэффициент пропускания УФ-излучения. Однако данные материалы совершенно не подходят для диапазона 1,1 – 12,0 мкм, так как имеют собственные полосы поглощения или полностью поглощают данный диапазон. Халькогенидное стекло же, имея схожие термопластичные характеристики, может найти широкое применение в качестве линз для светодиодов в диапазонах ближний ИК и средний ИК. Образцы стекла, обеспечивают высокую прозрачность в диапазоне NIR, имеют низкие значения твердости и низкие температуры стеклования, что облегчает формование и снижает стоимость производства оптического элемента.

В работе было проведено исследование класса материалов из систем As(Sb)-S-Se-Γ, где в качестве галогена могут выступать бром или йод. Нами было показано, что стекла в данном диапазоне по не



классическим разрезам можно получить оптически однородными. Они имеют хорошее пропускание, на уровне 90% на 1 см толщины образца (рисунок 1), имеют высокие показатели преломления, в диапазоне 2,2- 2,4 мкм на длине волны 808 нм. Однако самым интересным результатом является возможность влиять на термомеханические характеристики стекол.

Было установлено, что введение галогена влияет на «длину» стекла, т.е. разницу между температурой стеклования и температурой, при которой вязкость стекла достигает

значений 20000 сПз. Длина стекла – крайне важный параметр при отработке технологии микролинзирования полупроводников расплавами стекол, так как с одной стороны необходимо обеспечить заданную вязкость стекла при линзировании расплавом, с другой – обеспечить устойчивость сборки из стекла и полупроводника при температурных испытаниях. Слишком «короткие стекла» легко разрушаются при низких температурах, слишком «длинные» стекла невозможно нанести без разрушения гетероструктуры. Оптимальный критерий длины стекла устанавливается согласно техническому заданию на рабочий температурный диапазон линзированныхборок. Обычно этот параметр лежит в диапазоне 100 – 150 °С. В докладе будут представлены результаты полученныхборок и основные технологические особенности такой упаковки.

Работа выполнена в рамках проекта «Технология получения нитевидных покрытий со специальными оптоэлектрическими свойствами» программы ПРИОРИТЕТ 2030.

## Литература

1. Кабаций В.Н, Оптические сенсоры газов на основе полупроводниковых источников ИК-излучения // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2008. №4. С.30-35.
2. Matthieu Chazota, et al. "Investigation of the drawing region in the production of Ge-S-I optical fibers for infrared applications." 2017 Journal of Non-Crystalline Solids, pp. 1-7.

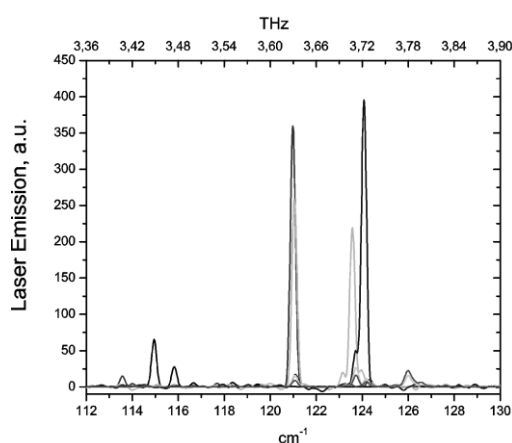
В.И. Гавриленко

Институт физики микроструктур РАН – филиал ФИЦ Институт прикладной физики  
им. А.В.Гапонова-Грехова Российской академии наук, Нижегородская обл., 603087,  
Кстовский район, дер. Афонино, Академическая, 7  
тел: +7 (831) 417-9462, факс: +7 (831) 417-9472, эл. почта: gavr@ipmras.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-26

Идея создания двухфотонных лазеров, в которых релаксация электронов между квантовыми уровнями с инверсией населенностей происходит за счет одновременного излучения двух фотонов, была высказана еще в 1960-х годах (см., например, [1]). Такие лазеры имеют огромный потенциал для приложений в частотной метрологии, квантовых гироскопах, квантовой криптографии, квантовых вычислениях и для генерации запутанных пар фотонов в дополнение ко многим обычным частотно-зависимым применениям лазеров. Однако на сегодняшний день потенциал двухфотонных лазеров остается в значительной степени неисследованным, поскольку их экспериментальная реализация является сложной задачей. Первая и единственная их реализация в оптическом диапазоне частот с использованием атомов бария относится к 1992 году [2]. В недавней работе [3] была предложена структура двухфотонного терагерцового (ТГц) квантового каскадного лазера (ККЛ), которая представляется идеальной средой для реализации такого излучения. Ранее в работах [4,5] мы сообщали о создании двухфотонного ТГц квантового каскадного лазера (ККЛ), выращенного методом металлоорганической газофазной эпитаксии. В докладе будут представлены результаты исследований излучательных характеристик двухфотонных ККЛ с резонансным (частоты двух фотонов совпадают) и нерезонансным дизайном.

Для дизайна гетероструктур GaAs/Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As ККЛ была выбрана пятиуровневая лазерная схема с резонансно-фононным опустошением нижнего лазерного уровня с четырьмя квантовыми ямами в каскаде (см., например, [4-6]). Из структур с толщиной активной области около 10 мкм, выращенных методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОСГЭ) в НИИ Полус им. М.Ф. Стельмаха, изготавливались ККЛ с двойным металлическим волноводом из золота с резонатором Фабри-Перо



Спектры излучения двухфотонного ККЛ с «нерезонансным дизайном».

ширина 100 мкм, длина 1-3 мм) [5]. Исследования проводились в импульсном режиме в интервале температур 4,2 – 90 К. В спектрах излучения ККЛ с двухфотонным «резонансным» дизайном наблюдалась генерация на нескольких модах резонатора Фабри-Перо в сравнительно узкой области спектра (0,1 ТГц) вблизи расчетной центральной частоты 3,8 ТГц. В то же время в ККЛ с «нерезонансным» дизайном генерация наблюдалась в широком спектральном интервале (0,33 ТГц) вокруг «центральной» частоты 3,6 ТГц, причем в спектрах излучения отчетливо наблюдалась фрагментация на 3-4 группы линий, между которыми моды резонатора не возбуждались (расстояние между продольными модами 12 ТГц). Это указывает на участие в стимулированном излучении практически всех из четырех возможных переходов, формирующих широкую полосу усиления.

Таким образом в работе впервые продемонстрированы двухфотонные ККЛ терагерцового диапазона.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 21-72-30020.

### Литература

1. А.М. Prokhorov // Science. 1965. V.49. P.828–830.
2. D.J. Gauthier et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V.68, No 4. P.464–467.
3. М.А. Talukder et al. // Optics Express. 2022. V.30, No. 18. P.31785.
4. В.И. Гавриленко и др. // Тез. докл. XII Всероссийского семинара по радиофизике миллиметровых и субмиллиметровых волн. Н.Новгород: ИПФ РАН, 2022. С.84.
5. Т.А. Багаев Письма в ЖТФ. 2022. Т.48, вып.10. С.16-19.
6. Д. В. Ушаков и др. // Вести НАН Беларуси, сер. физич. 2022. Т.58, №2. С.237–244.

## Моделирование терагерцового квантово-каскадного лазера на основе AlGaInP

А.А. Дубинов<sup>1</sup>, А.А. Афоненко<sup>2</sup>, Д.В. Ушаков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603087, Академическая, 7

<sup>2</sup> БГУ, Минск, 220030, пр. Независимости, 4

тел.: +7 (831) 417-9482, факс: +7 (831) 417-9464, эл. почта: sanya@ipmras.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-27

За последние 20 лет квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона (ТГц ККЛ) прошли значительный путь от криогенных приборов с относительно невысокими значениями выходной мощности до мощных ТГц источников с термоэлектрическим охлаждением на элементе Пельтье [1]. Однако существует диапазон частот (5.5 – 10.5 ТГц), где ККЛ не работают из-за сильного фоновое поглощения в гетероструктурах, из которых они сделаны (GaAs/AlGaAs, InGaAs/InAlAs) [2]. Отметим, что в этом диапазоне частот существуют окна прозрачности атмосферы, которых нет в диапазоне 1 – 7 ТГц [3].

В данной работе исследуется возможность использования материальной системы GaInP/AlGaInP для создания ККЛ с частотой генерации в области 7 ТГц с двойным металлическим волноводом. Выбор данной гетеропары связан с тем, что это полярные полупроводники с частотами оптических фононов в диапазоне 10 – 12 ТГц, большими, чем у традиционной гетеропары GaAs/AlGaAs (энергия фонона ~ 8 ТГц). При этом постоянные решетки GaInP/AlGaInP/GaAs очень близкие, как и у пары GaAs/AlAs, что позволит растить ненапряженные многослойные структуры на подложках GaAs. Огромным преимуществом этой системы является разработанная технология роста данных полупроводниковых соединений с помощью как молекулярно-пучковой, так и МОС-гидридной эпитаксии. Кроме того, достаточно много работ было посвящено росту качественных сверхрешеток GaInP/AlGaInP, которые использовались с целью создания межзонных лазеров красно-оранжевого диапазона [4].

Для моделирования ТГц ККЛ на основе GaInP/AlGaInP была использована модель на основе системы балансных уравнений для локализованных состояний и состояний континуума. Для учета влияния дефазировки на процессы переноса носителей заряда был использован метод модификации собственного базиса уравнения Шредингера путем уменьшения дипольных моментов туннельно-связанных состояний [5].

Для расчета характеристик лазера был выбран дизайн 2 квантовых ям в каскаде. Последовательность слоев одного каскада в нм: 3.67/5.65/2.26/14.12 с барьерами (Al<sub>0.5</sub>Ga<sub>0.5</sub>)<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P, выделенными жирным шрифтом, и ямами Ga<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P. Центральная часть подчеркнутой ямы легирована с плотностью электронов  $2.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Полагалось, что сверхрешетка толщиной 10 мкм ограничена контактными слоями  $n^+$ - Ga<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P толщиной 50 нм и легированными до концентрации  $10^{17} \text{ см}^{-3}$ . В качестве металлических обкладок используется золото. Проведенный для такого ККЛ расчет показал, что коэффициент усиления на частоте 7 ТГц достигает величины  $60 \text{ см}^{-1}$ , что позволит такому лазеру работать вплоть до температуры 140 К.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 23-19-00436.

### Литература

1. A. Khalatpour et al. // Nature Photonics. 2021. V.15, P.16-20.
2. B. Wen, D. Ban // Prog. Quant. Electron. 2021. V.80, 100363.
3. M. A. Akkas // Wireless Personal Communications. 2020. V.114, P.1191-1205.
4. Y. Seko et al. // J. Appl. Phys. 1994. V.76, 1355-1357.
5. Д. В. Ушаков и др. // Квантовая электроника. 2019. Т.49, вып.10, С.913-918.

## Оптические свойства кристаллов GaSe:S и перспективы их применения в телекоммуникационных устройствах

О.Н. Шевченко<sup>1,2</sup>, Н.А. Николаев<sup>1,2</sup>, В.Д. Анцыгин<sup>1</sup>, К.А. Кох<sup>3</sup>, С.Л. Микерин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск,  
630090, просп. Коптюга 1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова 1

<sup>3</sup> Институт геологии и минералогии им. В.С. Соболева СО РАН, Новосибирск, 630090, просп.  
Коптюга 3

тел: +7 (953) 866-9924, эл. почта: o.shevchenko@nsu.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-28

Нелинейно-оптические кристаллы селенида галлия (GaSe) могут рассматриваться как перспективный материал, в котором возможно эффективное взаимодействие длин волн оптической связи в окрестности 1,5 мкм с субтерагерцовыми (суб-ТГц) частотами диапазона 6G: 110–300 ГГц. Несмотря на то, что GaSe обладает высокими значениями нелинейного коэффициента, порога оптического пробоя и двулучепреломления, он демонстрирует почти нулевую твердость по шкале Мооса, что значительно усложняет его механическую обработку и затрудняет практическое внедрение. Устранить данный недостаток возможно легированием кристалла изовалентными элементами, в частности серой (S), что улучшает оптические и механические свойства кристалла. Нами было обнаружено крайне малое количество работ, посвященных исследованию свойств нелегированных и легированных кристаллов GaSe при взаимодействии терагерцового и лазерного излучения в окрестности 1,5 мкм. В этой связи в работе проведено исследование оптических и электрооптических свойств кристаллов  $\text{GaSe}_{(1-x)}\text{S}_x$ , где  $x$  принимает значения 0, 0,03, 0,12, 0,16 и 0,22, в ТГц- и ближнем ИК-диапазоне. Полученные результаты позволяют оценить перспективы применения  $\text{GaSe}_{(1-x)}\text{S}_x$  в устройствах оптической и беспроводной связи следующего поколения.

С использованием импульсного терагерцового спектрометра были измерены коэффициенты преломления кристалла в диапазоне 0,1–2 ТГц. С помощью системы «Метрикон 2010» были измерены показатели преломления на длине волны 1547 нм. Показано, что в обоих диапазонах по мере включения S в структуру кристалла величина показателя преломления уменьшается.

Для измерения эффективности детектирования терагерцового излучения и оценки электрооптического коэффициента в кристаллах GaSe:S, произведена сборка импульсного терагерцового спектрометра на длине волны фемтосекундных лазерных импульсов 1,55 мкм. Наибольшая эффективность терагерцово-оптического преобразования наблюдалась в кристалле  $\text{GaSe}_{(1-x)}\text{S}_x$  с  $x = 0,12$ . При сравнении полученных для  $\text{GaSe}_{(1-x)}\text{S}_x$  данных с данными для кристалла GaAs произведена оценка величины электрооптического коэффициента  $r_{22}$ , согласно которым, для  $x = 0$ ,  $r_{22} = 0,975$  пм/В, а для наиболее эффективного кристалла ( $x = 0,12$ )  $r_{22} = 1,262$  пм/В. Результаты показали хорошее согласие с работами других авторов, проведенными на длинах волн 0,63, 1,04 и 1,064 мкм [1 – 3].

Перспективность применений кристаллов  $\text{GaSe}_{(1-x)}\text{S}_x$  для применения нелинейных элементов телекоммуникационных устройствах обсуждаются.

Исследование было выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации: проект № FSUS-2020-0029 и № 121032400052-6. Авторы выражают благодарность ЦКП «ВТАН» Новосибирского государственного университета, поддержанному Минобрнауки России по соглашению №075-12-2021-697, а также ЦКП «Спектроскопия и оптика» Института автоматики и электрометрии СО РАН.

### Литература

1. В.И. Соколов и В.К. Субашиев // Физика твердого тела. 1972. Т.14, вып.1. С.222-228.
2. Qi Song et. al. // Infrared Physics & Technology. 2019. V.97. PP.54-57.
3. A. Cingolani et. al. // Solid State Communications. 1979. V.29, Issue 9. PP.677-679.

# Применение поверхностного плазмонного резонанса на антимониде индия для исследования тонких пленок в терагерцевом диапазоне

В.В. Герасимов<sup>1</sup>, И.Ш. Хасанов<sup>2</sup>, А.К. Никитин<sup>2</sup>, О.Э. Камешков<sup>1</sup>, А.И. Иванов<sup>3</sup>, А.Г. Лемзяков<sup>1</sup>, В.П. Назьмов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 630090, Лаврентьева, 11

<sup>2</sup> Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, 117342, Бутлерова, 15

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

тел: +7 (383) 269-4839, факс: +7 (383) 3307163, эл. почта: V.V.Gerasimov@inp.nsk.su

DOI 10.34077/RCSP2023-29

Терагерцевый (ТГц) диапазон лежит в области частот 0.1 – 10 ТГц и имеет большой потенциал для исследований и применений в астрономии, беспроводной связи, неразрушающем контроле материалов, биологии и медицине. Практически во всех этих областях существуют задачи по исследованию тонких диэлектрических или слабо проводящих пленок, нанесенных на некоторую подложку. Для решения этих задач в данной работе предложено использовать поверхностный плазмонный резонанс (ППР), возбуждаемый на плоской полупроводниковой подложке (рис. 1а) вблизи ее плазменной частоты  $\omega_p$ , и сопровождающийся генерацией поверхностных плазмон-поляритонов (ППП). ППП возбуждался с помощью призмы из полимера Zeonex в геометрии полного внутреннего отражения (конфигурация Отто). По амплитудным спектрам отраженного излучения, снятым в режиме изменения зазора  $\delta$  между призмой и подложкой InSb, или в режиме сканирования угла падения на границу призма-воздух  $\theta$ , можно восстановить оптические константы полупроводниковой подложки. Если на подложку нанести тонкую диэлектрическую пленку, то положение минимума резонансной кривой сместится по зазору и углу, а также изменится глубина резонанса (рис. 1б). По этим изменениям можно восстановить реальную и мнимую часть показателя преломления исследуемой пленки.

Если диэлектрическая пленка имеет неоднородный рельеф на поверхности полупроводника, то, регистрируя распределение интенсивности в поперечном сечении отражённого пучка с помощью матричного приемника в условиях ППП (при частоте излучения, близкой к частоте отсечки ППП  $\omega_p/\sqrt{2}$ , и оптимальных  $\delta$  и  $\theta$ ), можно определить неоднородные участки пленки. Данный метод в литературе носит название плазмонной микроскопии, и ранее амплитудная широкополосная плазмонная микроскопия экспериментально еще не была реализована в ТГц диапазоне.

Одним из полупроводников, плазменная частота которых лежит в области ТГц частот, является антимонид индия (InSb). В данной работе использовалась подложка из InSb диаметром 50 мм и толщиной 1 мм с тремя образцами нанесенных на нее пленок: полипропилена толщиной 20 мкм, полиметил-метакрилата толщиной 1 мкм и графена толщиной 35 нм. В качестве источника ТГц излучения использовался Новосибирский лазер на свободных электронах. Первые экспериментальные результаты демонстрируют возможность определения оптических констант подложки InSb и нанесенных на нее пленок, а также впервые продемонстрирован метод амплитудной широкополосной плазмонной микроскопии в ТГц диапазоне частот.

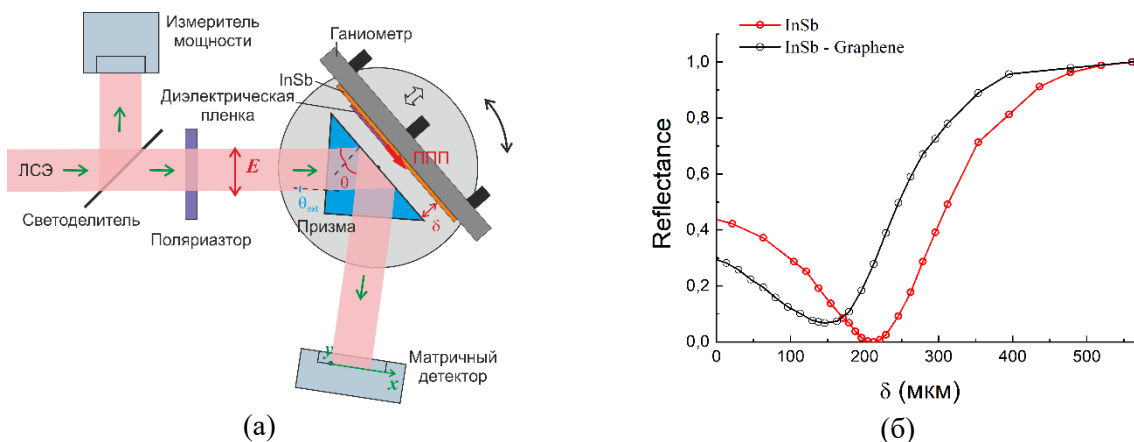


Рис. 1. Экспериментальная схема (а), резонансные кривые для InSb и с 35 нм пленкой графена (б).

В работе использовалось оборудование ЦКП «СЦСТИ» на базе УНУ "Новосибирский ЛСЭ" в ИЯФ СО РАН.

## Покрyтия VO<sub>2</sub> на кристаллических подложках для устройств визуализации ИК и ТГц диапазонов

О.В. Бойцова<sup>1,2</sup>, О.Н. Макаревич<sup>1</sup>, А.М. Макаревич<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
Химический факультет, Москва, 119234, Ленинские горы 1 с.3

<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
Факультет наук о материалах, Москва, 119234, Ленинские горы 1 с.73  
тел: +7 (916)316-57-31, эл. почта: boytsova@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2023-30

Оптоэлектроника и беспроводная связь терагерцового (ТГц) и инфракрасного (ИК) диапазонов частот являются быстрорастущими областями современной науки и техники. Исследования по этой теме начались в конце прошлого века. В настоящее время ТГц и ИК излучения широко используются в системах безопасности, медицине и химической технологии, контроле качества строительных материалов и продуктов питания и имеет множество потенциальных применений. Однако технологии ТГц и ИК модуляции и переключения все еще недостаточно развиты по сравнению с технологиями традиционных устройств микроволнового и оптического частотных диапазонов. Это влечет за собой необходимость разработки новых функциональных материалов со сверхбыстрыми изменениями электрических и оптических свойств, где особая роль отведена материалам с фазовым переходом.

Диоксид ванадия (VO<sub>2</sub>) претерпевает обратимый фазовый переход металл-диэлектрик (М-Д) при 68°C: между изолирующим моноклинным VO<sub>2</sub> (M1) с высокой ТГц и ИК-прозрачностью и металлической рутильной фазой VO<sub>2</sub> (R) с сильным поглощением и отражением ИК и ТГц волн. Этот сверхбыстрый (<80 фс) фазовый переход также включает резкие изменения электрического сопротивления и может быть вызван различными типами инициаторов, включая термическое нагревание, возбуждение электрическим током, световое облучение и механическое напряжение. Уникальная комбинация свойств делает пленки на основе VO<sub>2</sub> перспективными материалами для применения в ИК и ТГц модуляторах, переключателях, перестраиваемых поглотителях, фотонных кристаллах, метаматериалах и др. Отдельной задачей при разработке материалов для таких применений является достижение большой глубины модуляции ИК и ТГц диапазона (MD), низких вносимых потерь и понижения температуры активации.

Пленки VO<sub>2</sub> (M1) традиционно получают методами газофазного осаждения, импульсного лазерного напыления и магнетронного распыления. Все эти методы требуют дорогостоящего вакуумного оборудования, токсичных и дорогостоящих прекурсоров, что осложняет масштабирование технологии. В последнее время появились работы, где пленки диоксида ванадия были получены альтернативными способами из растворов [1].

Для расширения области применения пленочных материалов на основе диоксида ванадия через снижение температуры фазового перехода используют ряд приемов: легирование диоксида другими элементами, изменение кислородной стехиометрии, эпитаксиальную деформацию. В данной работе показано, пленки VO<sub>2</sub> демонстрируют острый переход Д-М с изменением электрического сопротивления около 3,5 порядков величины вблизи критической температуры (68 °C) [2]. Для покрытий диоксида ванадия на r-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> наблюдается чрезвычайно высокое значение глубины модуляции ТГц излучения (88%) и ИК излучения (94%) при малой ширине петли гистерезиса 5,0°C [3]. Легирование катионов вольфрама в структуру VO<sub>2</sub> позволило добиться снижения температуры перехода Д-М до 30°C, при сохранении высокого значения модуляции ТГц излучения (60%) и узкой ширины петли гистерезиса (5,5°C). С увеличением содержания в пленках VO<sub>2</sub> легирующего олова, ширина петли термического гистерезиса значительно уширяется с 8,5°C до 17,5°C, в то время как глубина модуляции ИК- излучения изменяется мало в диапазоне от 93,7% до 96,8%.

### Литература

1. Makarevich A., Makarevich O., Ivanov A., Sharovarov D., Eliseev A. A., Amelichev V., Boytsova O., Gorodetsky A., Navarro-Cia M.I, Kaul A. CrystEngComm, 2020,22, 2612-2620
2. Makarevich A. M., Sobol A.G., Sadykov I. I., Sharovarov D. I., Amelichev V. A., Tsybarenko D. M., Boytsova O.V., Kaul A. R. Journal of Alloys and Compounds, Volume 853, 2021, 157214.
3. Ivanov A. V., Tatarenko A.Yu, Gorodetsky A.A., Makarevich O. N., Navarro-Cía M., Makarevich A. M., Kaul A.R., Eliseev A. A., Boytsova O. V. ACS Appl. Nano Mater. 2021, 4, 10, 10592–10600

## Диалкиламинозамещённые красители и их комплексы как перспективные системы для лазеров терагерцового диапазона

Е.С. Медянец<sup>1,2</sup>, Н.О. Дубинец<sup>2</sup>, Н.А. Лобова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Московский физико-технический институт, Москва, Россия

<sup>2</sup>Центр Фотохимии РАН ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Москва, Россия

E-mail: evgenkupffer@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2023-31

Диалкиламинозамещённые стириловые красители представляют интерес для исследования и обладают потенциалом для применения в различных областях, таких как медицина и фотоника. Расчетные исследования этих красителей, а также их комплексов с кавитандами, способствуют более глубокому пониманию их свойств и возможностей применения в супрамолекулярных системах. В данной работе мы использовали методы квантовой химии для моделирования свойств красителей DAST и DAQT, а также их комплексов с кукурбит[7,8]урилами. Полученные расчетные данные были сопоставлены с результатами спектрофотометрического титрования.

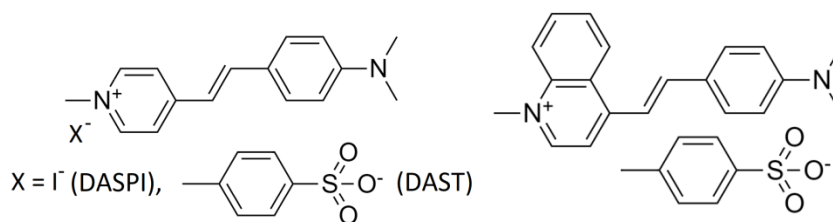


Рис. 1. Структура хромофоров красителей DAST, DASPI и DAQT.

Результаты экспериментов показывают значительное изменение свойств систем в зависимости от соотношения размеров гетероциклических фрагментов молекул-гостей и размера полости молекулы-хозяина.

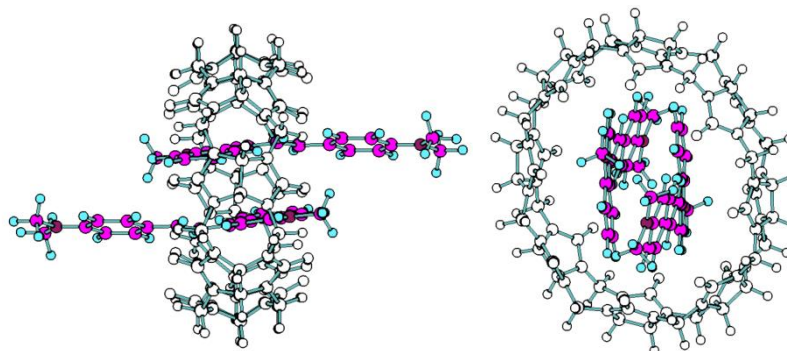


Рис. 2. Расчётные геометрии комплексов DAQT@CB[8] в двух проекциях.

Спектральные данные подтверждают, что наибольший батохромный сдвиг для серии красителей наблюдается при образовании комплекса (E)-DAQT@CB[7] и составляет 89 нм, что соответствует расчетному положению максимума ДПП комплекса в соотношении 1:1.

### Литература

1. Khalid M. et al. First principles study of electronic and nonlinear optical properties of A–D–π–A and D–A–D–π–A configured compounds containing novel quinoline–carbazole derivatives //RSC advances. – 2020. – Т. 10. – №. 37. – С. 22273-22283.
2. Tian T. et al. DAST optical damage tolerance enhancement and robust lasing via supramolecular strategy //ACS Photonics. – 2020. – Т. 7. – №. 8. – С. 2132-2138.



## Развитие рентгеновской нанофотоники на базе совершенствования плоских рентгеновских волноводов-резонаторов

В.К. Егоров<sup>1</sup>, Е.В. Егоров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка  
142432, ул. академика Осипьяна 6*

<sup>2</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 141190, пл. Введенского 1  
тел: +7 (985) 114-2724, эл. почта: egorov@iptm.ru*

DOI 10.34077/RCSP2023-32

Построение рентгеновских бесщелевых коллиматоров [1], создание рентгеновской поликапиллярной оптики [2], а также прямая экспериментальная регистрация образования интерференционных областей стоячих рентгеновских волн при Брегговском [3] и полном внешнем отражении [4] потоков квазимонохроматического рентгеновского излучения на материальных интерфейсах привели к разработке плоских рентгеновских волноводов-резонаторов (ПРВР) [5] и открытию явления волноводно-резонансного распространения радиационных потоков [6]. ПРВР представляет собой плоский протяжённый щелевой зазор, образованный полированными кварцевыми рефлекторами, расстояние между которыми не превышает значения половины длины когерентности транспортируемого излучения. Он захватывает поток в угловом интервале, не превышающем удвоенное значение критического угла полного внешнего отражения (ПВО) для данной рентгеновской радиации на поверхности кварца, транспортирует излучение почти без ослабления и на выходе формирует пучок с шириной, соответствующей ширине щелевого зазора с угловой расходимостью, равной углу захвата. Поскольку длина когерентности линий характеристических излучений, генерируемых лабораторными рентгеновскими источниками, соответствует наноразмерному диапазону (например,  $L(\text{CuK}\alpha)=402$  нм), ПРВР является идеальным формирователем наноразмерных рентгеновских пучков. Более того, поскольку ширина фокуса рентгеновских трубок существенно превышает ширину щелевых зазоров ПРВР, формируемые этими устройствами рентгеновские пучки характеризуются повышенной радиационной плотностью на 3-4 порядка превышающей этот параметр в пучках, формируемых с помощью обрезających щелей. Указанные факторы позволяют считать, что ПРВР могут являться базовыми устройствами для рентгеновской нанофотоники. Однако пучки, формируемые ПРВР классической конструкции, характеризуются недостаточной интегральной интенсивностью и заметной угловой расходимостью, обычно близкой к  $0.1^\circ$ . Наличие угловой расходимости практически полностью нивелирует преимущества ПРВР в сравнении с формирователями на базе образующих щелей уже на расстоянии нескольких сантиметров от выходного среза. В результате выполненных поисковых исследований удалось найти принципиальные решения улучшения параметров формируемых ПРВР пучков. Представлены экспериментальные данные, подтверждающие эффективность разработанных мероприятий и теоретические представления, моделирующие разработанные экспериментальные подходы.

### Литература

1. Т.А. Мингазин, В.И. Зеленов, В.Н. Лейкин // ПТЭ. 1981. №1. С. 229-232.
2. М.А. Kumakhov, F.F. Komarov // Phys. Rep. 1990. v.191 (5). P. 289-352.
3. В.W. Batterman // Phys. Rev. 1964. v.133 (№3A). P. A759-A764.
4. М. Bedzyk, G. Vommarito, J. Schildkraut // Phys. Rev. Lett. 1989. v.69. P. 1376-1379.
5. В. Егоров, Е. Егоров. Планарные рентгеновские волноводы-резонаторы. Реализация и перспективы. Saarbrucken: Lambert Acad. Publ., 2017. 388 стр.
6. E.V. Egorov, V.K. Egorov. Chapter 9 in Electromagnetic propagation and wave guides in photonics and microwave engineering / Ed. by D. Steglich. London: Intech Open, 2020. P. 145-166.

## Квантовые сенсоры электрических полей на основе ридберговских атомов

И.И. Рябцев<sup>1,2</sup>, В.М. Энтин<sup>1</sup>, Д.Б. Третьяков<sup>1,2</sup>, Е.А. Якшина<sup>1,2,3</sup>, И.И. Бетеров<sup>1,2,3</sup>

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

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

<sup>3</sup> Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева 13/3  
тел: +7 (383) 333-2408, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: ryabtsev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-33

Атомы в высоковозбужденных ридберговских состояниях с главным квантовым числом  $n \gg 1$  обладают большими дипольными моментами, которые растут как  $n^2$  с ростом  $n$  [1,2]. Благодаря этому электрические поляризуемости ридберговских уровней растут как  $n^7$  и на много порядков превышают поляризуемости атомов в низковозбужденных состояниях. Это особенно привлекательно для создания высокочувствительных квантовых сенсоров постоянных и радиочастотных электрических полей, что было отмечено еще в наших самых первых работах по спектроскопии ридберговских атомов Na в атомном пучке [3-5].

В настоящее время во всех ведущих странах мира ведутся работы по созданию квантовых сенсоров электрических полей на основе паров атомов щелочных металлов, возбуждаемых в ридберговские состояния в малогабаритных оптических ячейках. При регистрации микроволнового излучения с частотой свыше 1 ГГц используется измерение расщепления одиночного резонанса электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), возникающего при возбуждении атомов в ридберговские состояния [6], на два резонанса за счет динамического эффекта Штарка (эффект Ауслера-Таунса) в поле микроволнового излучения, резонансного переходам между ридберговскими состояниями [7,8]. Частоты этих переходов легко варьируются изменением  $n$ , так как расстояние между соседними ридберговскими уровнями имеет зависимость  $n^{-3}$  и изменяется от единиц гигагерц для высоких состояний до сотен гигагерц для более низких состояний. Фундаментальная чувствительность регистрации СВЧ-излучения на переходах между ридберговскими состояниями определяется только квантовыми шумами. На основе ридберговских сенсоров могут быть построены как метрологические стандарты измерителей напряженности электрического поля [9], так и высокочувствительные детекторы радиочастотных полей для различных применений [10].

В настоящем докладе будет дан краткий обзор состояния дел в мире в области создания квантовых сенсоров постоянных и радиочастотных электрических полей на основе ридберговских атомов. Также будут представлены наши первые экспериментальные результаты по наблюдению резонанса ЭИП в оптической ячейке с атомами Rb, возбуждаемыми по двухфотонной схеме в ридберговское состояние  $30S$ .

Работа была поддержана грантом РНФ 23-12-00067 в части двухфотонного лазерного возбуждения ридберговских состояний.

### Литература

1. T.F.Gallagher, *Rydberg atoms* (Cambridge, Cambridge University Press, 1994).
2. И.И.Рябцев, И.И.Бетеров, Д.Б.Третьяков, В.М.Энтин, Е.А.Якшина, УФН, 2016, т.182, №2, с.206.
3. И.М.Бетеров, И.И.Рябцев, Н.В.Фатеев, Письма ЖТФ, 1989, т.15, в.11, с.40.
4. И.М.Бетеров, Г.Л.Василенко, В.П.Крайнов, И.И.Рябцев, Н.В.Фатеев, Письма ЖТФ, 1991, т.17, в.9, с.44.
5. И.М.Бетеров, А.О.Выродов, И.И.Рябцев, Н.В.Фатеев, ЖЭТФ, 1992, т.101, в.4, с.1154.
6. A.K.Mohapatra, T.R.Jackson, C.S.Adams, Phys. Rev. Lett., 2007, v.98, p.113003.
7. C.L.Holloway, J.A.Gordon, A.Schwarzkopf, D.A.Anderson, S.A.Miller, N.Thaicharoen, G.Raithel, Appl. Phys. Lett., 2014, v.104, p.244102.
8. H.Q.Fan, S.Kumar, R.Daschner, H.Kübler, J.P.Shaffer, Optics Letters, 2014, v.39, p.3030.
9. C.L.Holloway, M.T.Simons, M.D.Kautz, A.H.Haddab, J.A.Gordon, T.P.Crowley, Appl. Phys. Lett., 2018, v.113, p.094101.
10. D.A.Anderson, R.E.Sapiro, G.Raithel, IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2021, v.69, p.5931.

## Формирование нанокристаллов CsPbBr<sub>3</sub> в боросиликатном стекле

В.А. Клинков, В.Б. Арчелков, А.В. Семенча, Т.Ю. Седегова

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

тел: +7 (812) 775-0530, эл. почта: klinkovvictor@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-34

Разработка и исследование новых светоизлучающих структур пониженной размерности представляет высокий практический интерес для получения высокоэффективных оптоэлектронных устройств. Особый интерес представляют люминесцентные материалы, в которых вариация технологических параметров получения позволяет изменять спектральное положение излучательных полос за счет проявления квантово-размерного эффекта. Одними из таких материалов, который активно исследуется в последние годы, являются кристаллы галогенидных перовскитов. Благодаря своим уникальным люминесцентным и оптическим свойствам отмеченные кристаллы исследуются для применения в лазерах, солнечных элементах, сцинтилляторах и конверторах излучения [1-2].

В зависимости от входящих состав компонентов разделяют органо-неорганические и неорганические галогенидные перовскиты с общей структурной формулой ABX<sub>3</sub>, где А - одновалентный органический или неорганический катион, В двухвалентные катионы металла, X – анион галогена. Общей особенностью галогенидных перовскитов является их низкая временная стабильность, проявляющаяся в снижении эффективности люминесценции. Для снижения отмеченного эффекта применяются различные методики, направленные на изолирование формируемых кристаллов от атмосферных воздействий. Одним из примеров такой инкапсуляции является формирование кристаллов в стеклообразной матрице в результате контролируемой кристаллизации при температурном отжиге. В данной работе проводилось исследование, направленное на формирование и идентификацию кристаллической фазы CsPbBr<sub>3</sub> в цинк боросиликатном стекле. Синтез стекол проводился при температуре 1200 °С в электропечи, для формирования кристаллической фазы в шихту вводились бромиды свинца и цезия.

В работе было проведено изучение влияния температуры и длительности отжига на оптическую плотность стекол, размеры кристаллитов, рассчитываемые на основе рентгенофазового анализа и положение максимума полосы люминесценции. На рисунке 1 приведены полученные зависимости

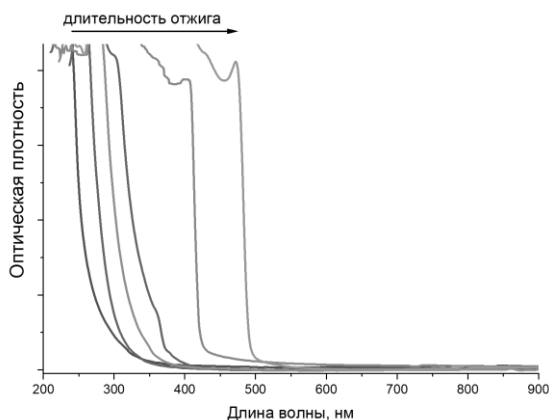


Рисунок 1. Спектры поглощения для серии полученных стекол с различной длительностью отжига

оптической плотности для серии образцов, отожжённых при 480°С продолжительностью от 0 до 20 часов. Из рисунка видно, что наблюдается смещение коротковолновой границы пропускания стекол в низкоэнергетическую область, что связано с ростом доли кристаллической фазы в стекле. По рентгенограммам было установлено, что формируемая кристаллическая фаза имела состав CsPbBr<sub>3</sub>, при этом, с ростом длительности отжига средний размер кристаллитов увеличивался.

На спектрах люминесценции также было обнаружено смещение полосы люминесценции в длинноволновую область, что коррелирует с результатами, описанными для других стеклообразных систем, выступающих матрицей для фазы CsPbBr<sub>3</sub> [3].

Работа выполнена в рамках проекта «Технология получения нитевидных покрытий со специальными оптоэлектрическими свойствами» программы ПРИОРИТЕТ 2030.

### Литература

1. He, Ziyao, et al. "CsPbBr<sub>3</sub>/Cs<sub>4</sub>PbBr<sub>6</sub> NCs glass prepared by a composition regulation strategy for amplification spontaneous emission and white light emitting diode." *Applied Physics Letters* 119.16 (2021): 161902.
2. Kharisova, R., et al. "Spectral properties of CsPbI<sub>3</sub> perovskite nanocrystals in borogermanate glass." *2022 International Conference Laser Optics (ICLO)*. IEEE, 2022.

## Детектор ЭМ излучения на основе лазерно-индуцированного пористого графена

А.В. Телегин<sup>1</sup>, Ю.П. Сухоруков<sup>1</sup>, К.Г. Михеев<sup>2</sup>, Р.Г. Зонов<sup>2</sup>, Л.И. Наумова<sup>1</sup>, Г.М. Михеев<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт Физики Металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург,  
620137, С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup> Институт механики, Удмуртский Федеральный исследовательский центр УрО РАН, Ижевск,  
426067, ул. Т. Барамзиной, 34

тел: +7 (343) 374-5154, факс: +7 (343) 374-5244, \*эл. почта: telegin@imp.uran.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-35

Уникальные физико-химические свойства графена обеспечивают широкие возможности прикладного использования этого материала во всех технических отраслях. Например, нулевая щель в энергетическом спектре графена предполагает возможность создания детектора ЭМ излучения с рабочей областью от ультрафиолетового до субмиллиметрового диапазона. Однако монослойный графен имеет низкое поглощение света и соответственно низкую оптическую эффективность. Решением проблемы может быть применение многослойного или пористого графена [1]. В работе [2] был использован новый высокоскоростной одноступенчатый метод синтеза многослойного пористого графена (ЛИГ) методом термического разложения (пиролиза) полиимидной пленки, подвергнутой лазерной обработке. Образование пористой 3D структуры позволило многократно увеличить поглощение света и обнаружить сверхбыстрые фотоиндуцированные эффекты в ЛИГ [3]. Однако спектральные и низкочастотные особенности фотоиндуцированных эффектов в ЛИГ детально не изучались.

В данной работе были изучены болометрические характеристики синтезированных образцов ЛИГ при облучении видимым и ближним ИК-светом.

Показано, что коэффициент термического сопротивления ЛИГ составляет  $\beta \sim 0.05\% \cdot \text{град}^{-1}$  при комнатной температуре и увеличивается до  $\sim 0.15\% \cdot \text{град}^{-1}$  при охлаждении  $T=200$  К. Чувствительность детектора из ЛИГ на длине волны 532 нм составила  $\sim 0.08\% \cdot \text{Вт}^{-1}$  на частоте до 10 кГц, что на порядок меньше литературных данных для многослойного графена. Спектральные зависимости чувствительности детектора описываются законом Вина за исключением особенностей, связанных с генерацией фотоэлектронов в пористом графене и поглощением света оптической схемой установки. Показано, что частотная зависимость чувствительности детектора формируется вкладом нескольких фотопроцессов [4]. Первый, термический, связан с нагревом ЛИГ вследствие поглощения света. Второй слабо зависит от частоты излучателя и связан с фотоиндуцированным изменением подвижности и концентрации носителей заряда вследствие захвата на дефектах.

Широкий спектральный и частотный диапазоны, высокая чувствительность и простая технология синтеза ЛИГ позволяют рекомендовать его для создания детектора электромагнитного излучения болометрического типа.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства образования и науки РФ, тема "Спин" №АААА-А18-118020290104-2 и № 1021032422167-7-1.3.2.

### Литература

1. Ruquan Ye, Dustin K. James, James M. Tour. Adv. Mater. 2019. Vol. 31, P. 1803621.
2. J. Lin et al. Nature Commun. 2014. Vol. 5, pp. 5714-8.
3. K.G. Mikhееv et al. Technical Physics Letters. 2020. Vol. 46, pp. 458–461.
4. Yu.P. Sukhorukov et al. Optical materials. 2022. Vol. 133, P. 112957.

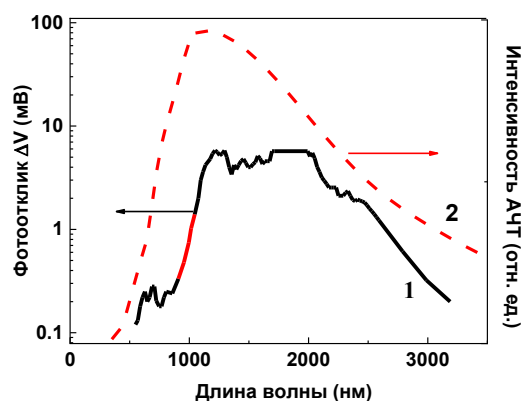


Рис.1 Спектр чувствительности  $\Delta V$  детектора из ЛИГ при  $f = 10$  Гц (1) и спектр излучения абсолютно черного тела (2) при  $T=300$  К

## Электрооптические модуляторы С-диапазона на основе InP

Д.В. Гуляев, Д.В. Дмитриев, А.В. Царев, М.С. Аксенов и К.С. Журавлев  
Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, Новосибирск,  
630090, пр. Лаврентьева,13  
тел: +7 (383) 330-4475, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: gulyaev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-36

Электрооптический модулятор - это ключевой элемент волоконно-оптических линий связи и приборов радиофотоники, используемый для кодирования электрических сигналов и данных в световой сигнал перед его передачей по оптическому волокну. Электрооптические модуляторы могут быть изготовлены на различные спектральные диапазоны. Однако, наибольший интерес для исследователей и разработчиков телекоммуникационной и радиофотонной аппаратуры представляют модуляторы С-диапазона длин волн от 1525-1565 нм, который характеризуется, во-первых, минимальными оптическими потерями в оптоволокне, составляющими всего 0.2 дБ/км, а во-вторых, соответствует диапазону усиления света в оптоволокне, легированном ионами эрбия. Модуляторы для С-диапазона можно создать на основе нескольких материальных платформ. Основные это ниобат лития, электрооптические полимеры, кремний на изоляторе и  $A_3B_5$  соединения на фосфид индиевой подложке [1]. Для создания фотонных интегральных схем (ФИС) наиболее перспективен модулятор на основе фосфид индиевой платформы. Во-первых, он позволяет достичь частоты в 100 ГГц, а во-вторых, может быть монолитно интегрирован с источником лазерного излучения и другими элементами ФИС. Поэтому данное устройство привлекает значительное внимание исследователей и разработчиков телекоммуникационной и радиофотонной аппаратуры.

Данный доклад посвящен широкополосным электрооптическим модуляторам, изготовленным на основе InP материалов. Такие модуляторы по физическому принципу работы разделяются на два класса - электроабсорбционные (ЭАМ) и электрооптические (ЭОМ) модуляторы на основе интерферометра Маха-Цендера. ЭАМ находит свое применение в сетях с ограниченным радиусом действия при передаче цифровых сигналов, тогда как ЭОМ в дальне-магистральных оптических линиях связи, а также в устройствах радиофотоники при передаче аналогового сигнала. Для каждого типа модуляторов в докладе последовательно рассматриваются принципы действия, подробно обсуждаются основные факторы, важные для производительности модулятора, вопросы оптимизации конструкции гетероструктуры и модуляторов в целом, приводятся результаты последних разработок и достигнутые современные характеристики модуляторов. Помимо обзора современного состояния дел в мире в докладе будет представлен обзор результатов, полученных в ИФП СО РАН, в области разработки электрооптических модуляторов.

### Литература

1. Georgios Sinatkas, Thomas Christopoulos, Odysseas Tsilipakos, et al. // J. Appl. Phys. 2021. v.130, p. 010901.

## ФИС – Почему так просто и почему так сложно? (состояние и перспективы развития Фотонных Интегральных Схем в РФ)

А.А. Ковалев, В.В. Светиков, **К.Э. Певчих**

Акционерное общество "Зеленоградский нанотехнологический центр", Москва, Зеленоград  
124527, ул. Солнечная аллея, д.6  
тел: +7 (916) 1610100, эл. почта: pevchikh@zntc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-37

В РФ на сегодняшний день ведутся работы по проектированию кристаллов ФИС различного применения, на различных материальных платформах, но технология их промышленной сборки, измерений и испытаний отсутствует ПОЛНОСТЬЮ. Наличие такой технологической платформы позволит всем разработчикам фотонных интегральных схем различного применения сосредоточиться на их функциональных характеристиках, а окончательная сборка станет возможна на индустриальной основе.

Основная задача современного подхода к групповым операциям сборки ФИС — это разработка технологии изготовления самих элементов, ориентированных на гетерогенное соединение. Это фундаментальное изменение конструкции и технологий. Традиционные подходы, основанные на последовательном росте структур данных различных материальных систем при создании надежных и эффективных лазерных источников, имеют фундаментальные ограничения, не позволяющие воспользоваться ими. В связи с этим в последнее десятилетие в мировой фотонной индустрии возникла тенденция к совмещению технологий  $A_3B_5$  и Si [1-5].

В докладе освещены ключевые элементы технологии гетерогенной сборки:

- Технология изготовления интегральных элементов ввода оптического сигнала в интегральные пассивные элементы ФИС в спектральном диапазоне 1,31 мкм. Проведены исследования по формированию базовых подходов ввода лазерного излучения в SOI волновод, сгенерированного в гетерогенно-интегрированных структурах  $A_3B_5$  и SOI. Исследования проводились на основе численного моделирования.

- Технология изготовления интегральных элементов вывода оптического сигнала из интегральных элементов ФИС в спектральном диапазоне 1,31 мкм на фотодиоды. Проведены исследования по формированию структур для таких фотодиодов на основе эпитаксии Ge непосредственно в кремниевые структуры.

- Разработка программных средств систем экстракции параметров моделей полупроводниковых интегральных элементов ввода оптического сигнала в интегральные пассивные элементы ФИС в спектральном диапазоне 1,31 мкм.

Оптимизация геометрических параметров позволила достичь коэффициента отражения нижней части для резонатора  $A_3B_5$  VCSEL - 99.5%, коэффициент ввода излучения в Si волновод - 0.3%. Форма отраженной и выводимой мод соответствует формам мод пассивных волноводов, что свидетельствует о согласованном распространении лазерного излучения. Для конструкции связанных планарных волноводов расчеты продемонстрировали, что для длины раструба 2 мкм коэффициент пропускания составляет 48%. Ожидается, что коэффициент пропускания 90% достигается на длине 10 мкм.

### Литература

1. Recent Progress in Heterogeneous III-V-on-Silicon Photonic Integration, Di Liang and John E. Bowers, Light: Advanced Manufacturing (2021)2:5
2. J.Liu, X.Sun, R.Camacho-Aguilera, L.C.Kimerling and J. Michel, "Ge-on-Si laser operating at room temperature," Opt. Lett., vol. 35, pp. 679-681, 2010.
3. T. Jimbo, T. Egawa, T. Soga, Y. Hayashi, H. Ishikawa, and M. Umeno, "Hetero-epitaxy and material bonding for integrated multi-wavelength photonic devices," in Photonics Based on Wavelength Integration and Manipulation, K. Tada, T. Suhara, K. Kikuchi, Y. Kokubun, K. Utaka, M. Asada, F. Koyama, and T. Arakawa, Eds. Tokyo, Japan: IPAP Books, 2005, pp. 25–38 (ISBN4-900526-19-3).
4. B.J.Luff, D.Feng, D.C.Lee, W.Qian, H.Liang, and M. Asghari, "Hybrid silicon photonics for low-cost high-bandwidth applications," Adv. Opt. Technol., vol. 2008, pp. 1–6, 2008.
5. H.Kawanami, "Heteroepitaxial technologies of III–V on Si," Sol. Energy Mater. Sol. Cells, vol. 66, pp. 479–486, 2001.

## Подход к формированию киральных метаматериалов методами 3D-печати и теневого напыления металла

С.В. Голод, А.Е. Гайдук

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск,  
630090, Пр. ак. Лаврентьева, 13  
тел: +7 (383) 333-0699, эл. почта: golod@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-38

Необходимость развития методов формирования структур и устройств терагерцового и СВЧ диапазонов обусловлена интенсивной разработкой систем связи нового поколения, технологий неразрушающего контроля, биомедицинской диагностики и зарождающейся области нейроморфных оптических вычислений [1]. Известно [2], что структуры на основе трехмерных резонаторов позволяют эффективно управлять поляризацией электромагнитного излучения, добиваться асимметричного пропускания и эффективного поглощения излучения. Широкое применение киральных структур сдерживается трудоемкостью и дороговизной их производства. В настоящей работе предлагается подход к формированию целого класса киральных метаматериалов на основе металлических ленточных спиралей (Рис.1.а), основанный на трехмерной (3D) печати полимерных подложек с формообразующим “спиральным” рельефом и последующим термическим осаждением металла с использованием теневого эффекта [3]. Значительным преимуществом технологии является возможность воспроизведения структур методом литья путем использования напечатанной на 3D-принтере структуры в качестве формы для отливки. Разработанный подход открывает новые возможности для формирования недорогих метаповерхностей с различной архитектурой на больших площадях. Это позволяет управлять параметрами электромагнитного отклика структур, такими как угол поворота плоскости поляризации (Рис.1.б) и рабочий диапазон частот. При использовании методов 3D-печати высокого разрешения технология может быть масштабирована и в оптический диапазон.

В настоящем докладе представлены результаты формирования, экспериментального и численного исследований характеристик киральных метаматериалов на основе одно- и многослойных тонкопленочных металлических спиралей, а также структур, встроенных в резонаторные полости типа Фабри-Перо. Измерения в субтерагерцовом ( $0.127 \div 0.145$  ТГц) и СВЧ (35 ГГц) диапазонах показали, что для всех типов рассмотренных структур поворот плоскости поляризации излучения  $\theta$  составил от  $20^\circ$  до  $40^\circ$ . При помощи численного моделирования в среде COMSOL было установлено, что электромагнитные свойства структур обусловлены  $\lambda/2$ -,  $\lambda$ -резонансами, а также квазиволноводными модами. Использование эффекта интерференции в системе «решётка металлических спиралей - полимерная подложка» позволяет изменять угол поворота поляризации в широком диапазоне значений и преобразовывать линейную поляризацию ТЕ и ТМ волн в эллиптическую (вплоть до круговой).

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № FWGW-2022-0009.



Рис. 1. а) Фотография двухслойной решетки ленточных металлических левовинтовых спиралей на полимерной подложке. Диаметр и шаг спиралей соответственно 1,1 мм и 2,2 мм, расстояние между слоями спиралей 1,1 мм и толщина пленки Ag-серебра 0,5 мкм. б) Схематичное изображение вращения плоскости поляризации электромагнитного излучения на угол  $\theta$  киральным метаматериалом на основе металлических спиралей.

### Литература

1. S.S. Dhillon et al. // J. Phys. D: Appl. Phys., 2017, 50, 043001.
2. J.T. Collins et al. // Adv. Optical Mater., 2017, 5, 1700182.
3. С.В. Голод, В.Я. Принц // Патент РФ, 2016, № 2586454.

# Моделирование бимодового сенсора со встроенным модовым фильтром в структуре кремний на изоляторе

А.В. Царев<sup>1,2</sup>

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

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

тел: +7 913 4810 578, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: tsarev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-39

Предложена новая конструкция оптического сенсора, который обеспечивает хорошую объемную чувствительность (около 1600 нм/RIU) за счет коллинеарной дифракции на асимметричной решетке, расположенной вблизи волновода. Он обеспечивает преобразование между фундаментальной  $TE_0$  и первой  $TE_1$  модами кремниевой проволоки (с поперечным сечением 220 нм на 580 нм) в окружении водной среды. Чтобы обеспечить измерение длины волны с лучшим коэффициентом затухания измеряемого сигнала, конструкция решетки интегрирована с модовым фильтром/демультиплексором. Последний представляет собой компактный направляемый ответвитель (размер 4  $\mu\text{m}$  на 14  $\mu\text{m}$ ), который эффективно фильтрует первую волноводную моду (близкую к отсечке) и трансформирует ее с небольшими потерями (около -0.5 дБ) в фундаментальную  $TE_0$  моду соседнего одномодового кремниевого волновода, имеющего переменную кривизну и ширину (от 260 нм до 450 нм). В то же время паразитные перекрестные помехи от исходной  $TE_0$  моды составляют менее -42 дБ, что обеспечивает возможность простого и точного определения рабочей длины волны оптического сенсора. Показатель преломления детектируемой жидкости измеряется по положению спектрального пика передаваемой мощности  $TE_0$  моды в одномодовом волноводе кремниевой проволоки на выходе демультиплексора. Концепция работы сенсора была проверена [1] прямым численным моделированием с помощью метода конечных разностей во временной области (FDTD) с использованием оптического пакета от Rsoft [2]. Данный тип оптического сенсора обладает высокой чувствительностью и может быть изготовлен с использованием современной КМОП совместимой технологии и одноступенчатого процесса травления.

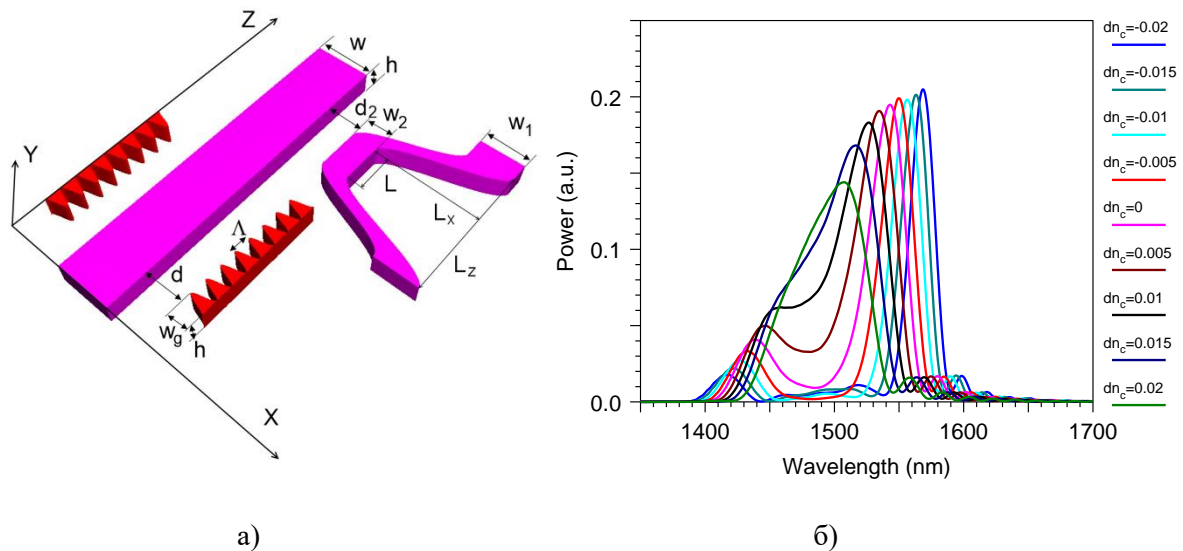


Рис. 1. Новый тип оптического сенсора [1]. а) схематичное изображение сенсорного элемента; б) Спектральная зависимость измеряемого сигнала для разных изменений показателя преломления окружающей жидкости.

## Литература

1. A. Tsarev // Sensors, 2023. V. 23, P.4327.
2. Rsoft by SYNOPSIS (https://optics.synopsys.com/rsoft/), single license (2020).



## Зависимость частотно-модуляционной характеристики вертикально-излучающих лазеров 1,55 мкм от топологических размеров рабочей области

К.О. Воропаев<sup>1</sup>, И.О. Воропаева<sup>1</sup>, С.А. Блохин<sup>2</sup>, Л.Я. Карачинский<sup>3</sup>, И.И. Новиков<sup>3</sup>

<sup>1</sup> АО «ОКБ-Планета», Великий Новгород, 173004, Большая Московская, 13а, пом. 1н, тел: +7(911) 608-25-23, эл. почта: voropaevko@okbplaneta.ru

<sup>2</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26

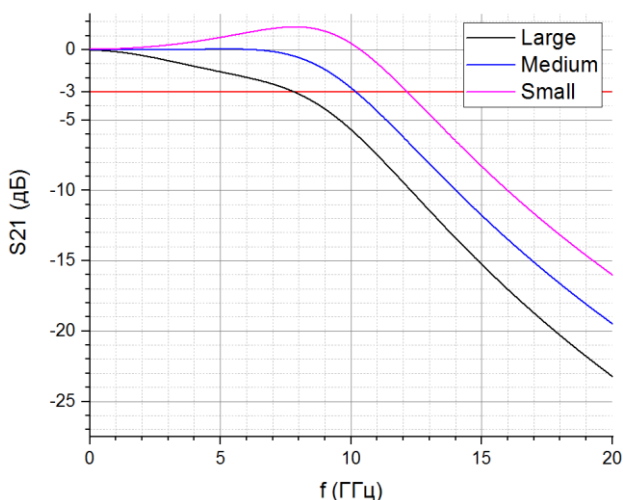
<sup>3</sup> ООО «Коннектор-оптикс», Санкт-Петербург, 194292, Домостроительная, д. 16, литер Б

DOI 10.34077/RCSP2023-40

Длинноволновые вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) 1,55 мкм представляют интерес для реализации оптической передачи данных не только на дальние дистанции, но и на сверхкороткие расстояния (в пределе для гибридной интеграции с кремниевыми оптическими и электронными схемами) [1].

Одним из механизмов, ограничивающим быстродействие лазеров, является паразитная частота отсечки фильтра низких частот (так называемого RC-фильтра), образованного элементами электрической эквивалентной схемы лазера. В свою очередь частотные свойства RC-фильтра определяются параметрами паразитных элементов электрической эквивалентной схемы прибора [2]. Решением проблемы может являться уменьшение паразитной емкости и соответствующее повышение частоты отсечки фильтра низких частот ВИЛ за счет минимизации топологических размеров индивидуального кристалла.

Для получения генерации ВИЛ в спектральном диапазоне 1,55 мкм, в настоящей работе использовалась конструкция ВИЛ, совмещающая в себе активную область на основе твердых растворов, выращенных на подложке InP (InAlGaAs/InP) и высокоэффективные брэгговские отражатели на основе AlGaAs/GaAs. Базовая топология (large) наибольшей мезаструктуры, формирующей рабочую область ВИЛ 1,55 мкм имела площадь 908 мкм<sup>2</sup>. Следующая топология (medium) была уменьшена в 1,5 раза относительно базовой. Самая маленькая (small) топология имела площадь ограничивающей мезаструктуры в 2,5 раза меньшую относительно базовой. Апертура всех рассматриваемых образцов ВИЛ 1,55 мкм была одинаковой и её диаметр составлял 6 мкм. Полученные образцы были изготовлены на одной пластине в одном технологическом цикле. Частотно-модуляционная характеристика измерялась на анализаторе оптических компонентов Keysight N4375D. Полученные частотно-модуляционные характеристики для разных топологических вариантов ВИЛ 1,55 мкм представлены на рисунке.



Таким образом из представленных характеристик можно судить о том, что уменьшение площади ограничивающей мезаструктуры ВИЛ 1,55 мкм позволяет увеличить паразитную частоту RC-фильтра и существенно поднять максимальную частоту эффективной модуляции при незначительном ухудшении теплового сопротивления лазера. Дальнейшее уменьшение площади ограничивающей мезаструктуры является затруднительным с точки зрения построения технологии получения ВИЛ 1,55 мкм.

### Литература

1. Haglund E., Kumari S., et al., IEEE J. Selected Topics Quantum Elect., Vol. 23 (2017).
2. С.А. Блохин, Н.А. Малеев, М.А. Бобров, А.Г. Кузьменков, А.В. Сахаров, В.М. Устинов. Высокоскоростные полупроводниковые вертикально-излучающие лазеры для оптических систем передачи данных // Письма в ЖТФ, 2018, том 44, вып. 1, с. 10.

# Исследование конструкций гетерогенной интеграции полупроводниковых $A_3B_5$ лазеров на SOI волноводные фотонные схемы

В.В. Золотарев<sup>1</sup>, И.С. Шашкин<sup>1</sup>, С.О. Слипченко<sup>1</sup>, Н.А. Пихтин<sup>1</sup>, В.В. Светиков<sup>2</sup>, К.Э. Певчих<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург,  
194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup> Акционерное общество "Зеленоградский нанотехнологический центр", Москва, Зеленоград  
124527, ул. Солнечная аллея, д.6  
тел: +7 (812) 292-73-79, эл. почта: zolotarev.bazil@mail.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-41

В настоящее время активно развиваются новые подходы в области обработки высокочастотных сигналов, конструирования оптических логических элементов и передачи информации по средствам оптического сигнала в пределах одной полупроводниковой пластины. Базовой технологией для данных подходов является хорошо развитое направление кремний на изоляторе (SOI). При этом кремниевые технологии не позволяют создать эффективный источник лазерного излучения. Наиболее зарекомендовавшими себя источниками лазерного излучения являются полупроводниковые диодные лазеры различной конструкции на основе  $A_3B_5$  гетероструктур. Лазеры, сформированные на подложке InP, излучают в диапазоне длин волн 1260-1650, что подходит для передачи оптического сигнала в SOI интегральных фотонных схемах [1,2].

В работе были проведены исследования по формированию базовых подходов ввода лазерного излучения в SOI волновод, сгенерированного в гетерогенно-интегрированных структурах  $A_3B_5$  и SOI. Исследования проводились на основе численного моделирования. Были рассмотрены несколько вариантов конструкций: интеграция вертикально излучающих лазеров (VCSEL); интеграция планарных лазеров с распределенной обратной связью (DFB). Были разработаны геометрии дифракционных элементов ввода, волноводов и отражающих элементов. Проведены расчеты характеристик ввода лазерного излучения в SOI волновод и на основе полученных результатов проведена оптимизация параметров конструкций.

Для интеграции VCSEL были исследованы две конструкции: SOI DBR зеркалом и внутрирезонаторной дифракционной решеткой (рис. 1); SOI высококонтрастной решеткой, формирующей вертикальный резонатор и элемент вывода излучения в волновод интегральной схемы. Для интеграции планарного лазера были исследованы параметры DFB, сформированной на SOI волноводе и обеспечивающей резонатор  $A_3B_5$  лазера, и геометрические параметры раструба (tapered coupler, рис. 2), обеспечивающего перетекание моды из  $A_3B_5$  волновода в SOI волновод.

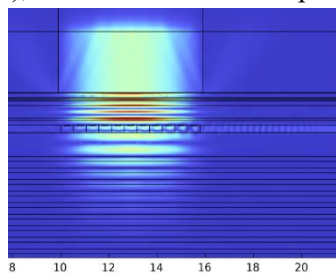


Рис. 1 Картина распространения лазерного излучения в InP/SOI гетерогенно интегрированном VCSEL с DBR  $SiO_2/Ta_2O_5$  и внутрирезонаторной дифракционной решеткой

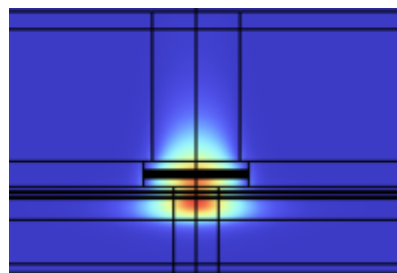


Рис. 2 2D картины мод для обобщенных волноводов  $A_3B_5$ /SOI в области переходного раструба (tapered coupler)

Оптимизация геометрических параметров позволила достичь коэффициента отражения нижней части для резонатора  $A_3B_5$  VCSEL - 99.5%, коэффициент ввода излучения в Si волновод - 0.3%. Форма отраженной и выводимой мод соответствует формам мод пассивных волноводов, что свидетельствует о согласованном распространении лазерного излучения. Для конструкции связанных планарных волноводов расчеты продемонстрировали, что для длины раструба 2 мкм коэффициент пропускания составляет 48%. Дальнейшее увеличение длины ограничено на данный момент мощностью вычислительной техники. Ожидается, что коэффициент пропускания 90% достигается на длине 10мкм.

## Литература

1. G. C. Park et al., "Hybrid vertical-cavity laser with lateral emission into a silicon waveguide," Laser Photon. Rev., vol. 9, no. 3, May 2015
2. Rahimi J. et al. Demonstration of a High-Efficiency Short-Cavity III-V-on-Si C-Band DFB Laser Diode // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. IEEE, 2022. Vol. 28, № 3. P. 1–6.

А.А. Шкляев<sup>1,2</sup>, Ч. Чжен<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2  
эл. почта: shklyaev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-42

Покрытия с заданными просветляющими свойствами востребованы для эффективной работы большинства оптических и фотоэлектронных приборов. В качестве просветляющих покрытий обычно используют диэлектрические пленки или текстурированные поверхности, целью которых является уменьшение отражения падающего электромагнитного (ЭМ) излучения за счет постепенного изменения показателя преломления поверхностных слоев подложки [1]. Такие покрытия обычно не могут существенно повлиять на направление распространения падающего излучения. В то же время покрытия из диэлектрических частиц субволнового размера обладают таким свойством за счет взаимодействия падающего ЭМ поля с полями магнитных и электрических резонансов Ми, возбуждаемых в частицах, а также между полями резонансов соседних частиц [2]. Интерференция этих полей может обеспечить подавление как отраженного, так и проходящего излучения и направить его часть вдоль поверхности подложки. Это приводит к увеличению интенсивности ЭМ поля в приповерхностных слоях подложки, что имеет принципиальное значение для повышения эффективности оптоэлектронных преобразователей.

Нами были изготовлены покрытия из компактных частиц германия на подложках кремния [3] и кварца (Рис. 1а), используя явление твердотельного несмачивания [4], и были исследованы их оптические свойства. В случае подложек из кварца были получены спектры отражения (R) и пропускания (T) и на их основе определены спектры поглощения  $A = 1 - R - T$  (Рис. 1б).

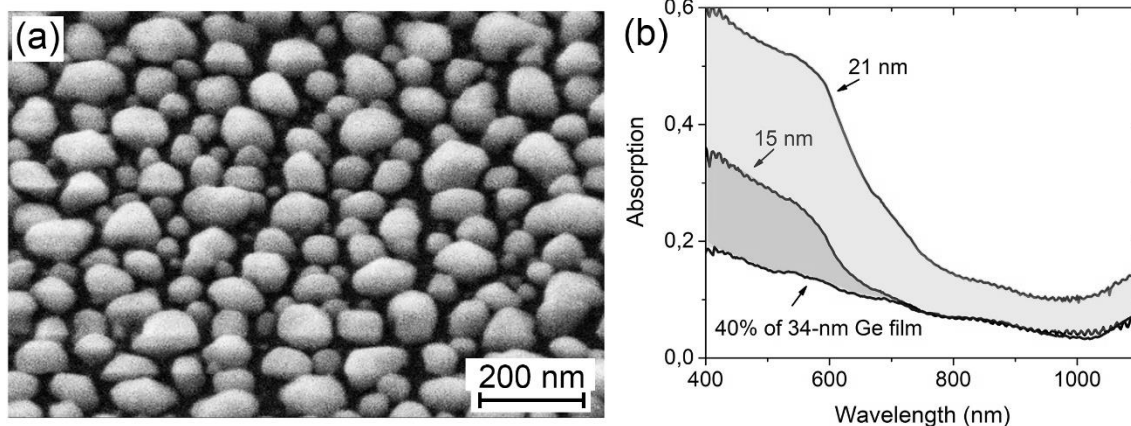


Рис. 1. (а) СЭМ-изображение покрытия из частиц германия на подложке из кварца. (б) Спектры поглощения подложек из кварца, покрытых частицами германия, полученными отжигом плёнок германия толщиной 15 и 21 нм, а также подложки кварца, покрытой на 40 % сплошной плёнкой германия толщиной 34 нм.

Сравнение полученных спектров показало, что наличие покрытия в виде частиц германия приводит к значительно большему поглощению падающего излучения, чем в случае сплошной плёнки с таким же количеством германия. Поскольку сама подложка кварца практически не поглощает в исследованном диапазоне, то это свидетельствует об изменении направления рассеянного ЭМ излучения, доля которого для одного из покрытий, представленного на Рис. 1б, составляет около 40% от величины падающего излучения в диапазоне 400-600 нм.

## Литература

1. A. Yelissev, et al. // Photonics. 2022. V. 9. Iss. 10. Art. 774.
2. A.A. Shklyaev, et al. // Sci. Rep. 2022. V. 12. Art. 8123.
3. A.A. Shklyaev // Thin Solid Films. 2023. V. 768. Art. 139720.
4. A.A. Shklyaev, A.V. Latyshev // Sci. Rep. 2020. V. 10. Art. 13759.

## Фотоприемники на основе материалов с ограниченной размерностью

В.С. Попов<sup>1,2</sup>, В.П. Пономаренко<sup>1,2</sup>, В.Ф. Разумов<sup>2</sup>, В.В. Иванов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Государственный научный центр РФ АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская, 9

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),  
Московская область, Долгопрудный, 141701, Институтский пер., 9  
тел: +7 (499) 374-48-60, факс: +7 (499) 373-68-62, эл. почта: conf@orion-ir.ru; orion@orion-ir.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-43

Использование полупроводниковых твердых растворов теллуридов кадмия и ртути, а также арсенидов индия и галлия, обеспечило к настоящему времени создание нескольких поколений высокочувствительных матричных фотоприемников, в том числе, мегапиксельного формата для коротковолновой инфракрасной области спектра. К ним относятся серийные матричные приемники формата 4096×4096 на основе CdHgTe ( $\lambda_c = 2,45$  мкм) [1] и серийные матричные приемники из InGaAs формата 1280×1024 ( $\lambda_c = 1,7$  мкм) [2], а также одиночные образцы матриц из InGaAs формата 1920×1536 для космических применений [3]. Способы их изготовления включают операции объединения (гибридизации) матрицы фоточувствительных элементов (с энергетическим барьером, обычно, на основе p-n перехода или на основе гетероперехода) и матричной кремниевой СБИС считывания и предварительной обработки фотосигналов с применением малоразмерных индиевых микроконтактов, а также операции термокомпрессии [4], которые являются ключевыми для всей современной матричной фотосенсорике. Эти операции чрезвычайно трудоемки, дефекты гибридизации существенно влияют на качество матричных фотосенсоров, а размер индиевых микроконтактов не удается сделать менее 8-9 мкм, что ограничивает шаг фоточувствительных элементов в матрицах, снижая их пространственную разрешающую способность, и в конечном итоге приводит к высокой стоимости приборов. Это стимулирует активный поиск альтернативных подходов к созданию матричных фотосенсоров для области спектра 0,4-2,0 мкм с использованием новых материалов, архитектур фоточувствительных элементов и альтернативных способов их объединения с микроэлектроникой считывания фотосигналов.

В настоящее время развиваются подходы к созданию фотоприемников с использованием размерно-квантованных, таких как 0D-, 1D- и 2D-нанодисперсных материалов [5]. В настоящее время наибольшего успеха с точки зрения создания матричных фотоприемников достигло направление, использующее коллоидные квантовые точки (ККТ) в качестве фоточувствительных материалов [6]. В рамках указанного подхода становится возможным исключить при изготовлении наиболее сложные операции и снять ограничения на пространственную разрешающую способность благодаря отказу от индиевых микроконтактов [7].

В настоящем докладе рассмотрены основные принципы создания фотоприемников на основе нанодисперсных материалов с ограниченной размерностью и ключевые особенности их функционирования.

Проведен анализ уровня достижений и существующих в настоящее время направлений развития фотосенсорике на основе нанодисперсных материалов за рубежом и в нашей стране, в частности в работах, проводимых АО «НПО «Орион» и МФТИ.

### Литература

1. M. Zandian, et al. // Proc. of SPIE. 9915, 99150F1 (2016).
2. SemiConductor Devices Home. сайт. – URL: <https://www.scd.co.il/products/cardinal-1280/> (дата обращения 31.05.2023).
3. Laser focus world. Сайт. – URL: <https://www.laserfocusworld.com/detectors-imaging/article/14187763/four-ingaas-sensor-modules-form-a-12-mpixel-swir-camera-for-the-swedish-solar-telescope> (дата публикации 10.12.2020).
4. R. Thom. High density infrared detector arrays. Patent US 4039833 (1977).
5. В.П. Пономаренко, В.С. Попов, С.В. Попов // Успехи прикладной физики. 2021. Т. 9. № 1. С. 25–67.
6. C Gregory, et all // Infrared Technology and Applications, 2022. XLVIII 12107, 13-20
7. S Hinds, et all // Infrared Technology and Applications, 2020. XLVI 11407, 11-19.

# Исследование динамики носителей заряда в гибридных структурах InGaAs «Квантовые Яма-Точки» методом ап-конверсии фотолюминесценции

А.М. Надточий<sup>1</sup>, К.А. Иванов<sup>1</sup>, С.А. Минтаиров<sup>2</sup>, М.В. Максимов<sup>3</sup>, Н.В. Крыжановская<sup>1</sup>, А.Е. Жуков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Санкт-Петербург, 190121, Союза Печатников, 16*

<sup>2</sup> *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26*

<sup>3</sup> *Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия  
тел: +7 (812) 297-31-82, факс: +7 (812) 297-31-82, эл. почта: [anadtochiy@hse.ru](mailto:anadtochiy@hse.ru)*

DOI 10.34077/RCSP2023-44

## Введение и образцы

Недавно разработанные гибридные структуры InGaAs «Квантовые Яма-Точки» (КЯТ), выращиваемые на подложках GaAs, сочетают в себе некоторые свойства как квантовых ям (КЯ), так и квантовых точек (КТ). В частности, КЯТ демонстрируют высокий уровень поглощения или усиления, не уступая КЯ, но и обладают подавленной латеральной диффузией носителей заряда и возможностью бездислакационного складирования более 20 слоев, что свойственно КТ, но недоступно для КЯ InGAs/GaAs. Благодаря этим свойствам КЯТ хорошо себя показали в таких полупроводниковых приборах, как [1]: фотоэлектрические преобразователи GaAs с расширенной за счет КЯТ областью поглощения, мощные полупроводниковые торцевые лазеры, а также микродисковые лазеры. В данной работе анализируется динамика носителей заряда посредством исследования фотолюминесценции (ФЛ) с субпикосекундным временным разрешением, получаемым с помощью оптического стробирования методом ап-конверсии. В работе представлены результаты исследования температурных зависимостей излучательного и безызлучательного времени жизни носителей заряда, а также их захвата и релаксации в КЯТ.

Исследованные образцы были выращены методом газовой фазной эпитаксии из металлоорганических соединений на слабо разориентированных подложках GaAs. Образцы состояли из барьеров  $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$  толщиной 50 нм, ограничивающих матрицу GaAs толщиной 0.6-1 мкм с различным числом равномерно распределенных слоев КЯТ, которые были сформированы путем осаждения  $In_{0.4}Ga_{0.6}As$  с эффективной толщиной 8 монослоев и имели пик ФЛ на длине волны 1060 нм при комнатной температуре.

## Результаты и обсуждение

Кривые кинетики ФЛ КЯТ при всех температурах имеют участок постоянной интенсивности длительностью 1.5 - 4 нс и участок экспоненциального спада ФЛ ( $\tau \sim 0.6 - 5$  нс). Снижение температуры приводит как к сокращению участка плато, так и к уменьшению постоянной времени ФЛ. Сопоставление этих данных с температурной зависимостью квантовой эффективности излучательной рекомбинации, в качестве которой использовалась температурная зависимость интегральной ФЛ при непрерывном возбуждении, позволило разделить общее время ФЛ на излучательную и безызлучательную части. Обнаружено, что снижение интенсивности ФЛ КЯТ с повышением температуры связано с экспоненциальным ростом ( $T_0 \sim 55$ К) излучательного времени жизни на фоне слабо меняющегося безызлучательного.

Кинетика нарастания ФЛ демонстрирует сложное поведение с двумя экспоненциальными составляющими ( $\tau \sim 1 - 50$  пс) и сильной зависимостью их вклада и длительности от мощности возбуждения, что позволяет предполагать наличие нескольких механизмов захвата и релаксации носителей в КЯТ, в т.ч. двухчастичных процессов, например, Оже или кулоновского рассеяния. Исследование образцов с разной толщиной спейсера показало, что время захвата носителей в КЯТ при толщине спейсера более 12 нм определяется диффузией носителей заряда по матрице GaAs. При этом скорость релаксации носителей заряда по состояниям КЯТ составляет 70 мэВ/пс.

Таким образом, исследована динамика носителей заряда в структурах КЯТ. Определены характерные времена захвата, релаксации и времен жизни носителей заряда. Полученные результаты могут быть полезны при проектировании и моделировании приборов на основе КЯТ.

## Литература

1. M. V. Maximov et al. // Appl. Sci. 2020, 10, 1038.

И.Д. Авдеев<sup>1</sup>, С.В. Гупалов<sup>2</sup>, М.О. Нестоклон<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая, 26

<sup>2</sup>Jackson State University, Jackson, Mississippi, USA

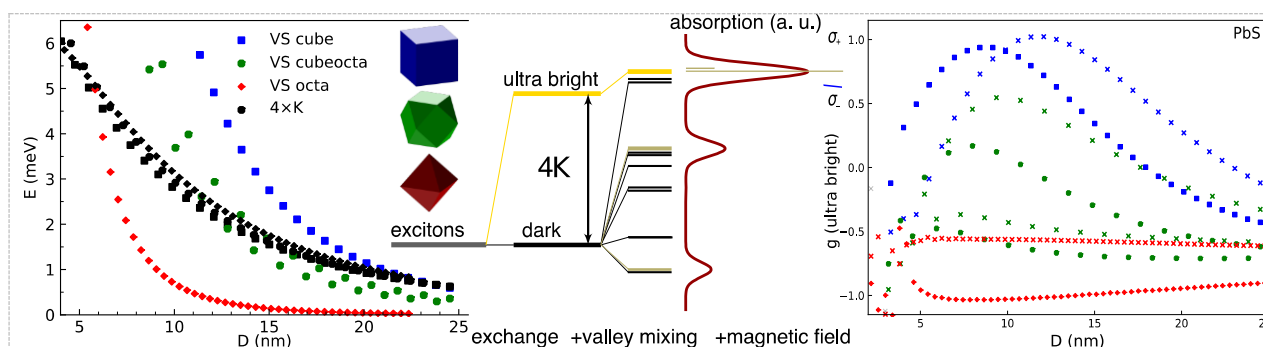
ivan.avdeev@mail.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-45

Квантовые точки из халькогенидов свинца PbX, X=S,Se являются перспективными элементами для инфракрасной оптоэлектроники [1]. Большой экситонный радиус и легкие массы носителей позволяют эффективно управлять шириной запрещенной зоны за счет размерного квантования. А современные экспериментальные методы позволяют исследовать оптические [2] и магнитные [4] свойства одиночных квантовых точек, что требует описания их фундаментальных характеристик, таких как тонкой структуры электронных, дырочных и экситонных уровней и их g-факторов.

Ключевой особенностью халькогенидов свинца затрудняющей их теоретическое моделирование является их сложная многодолинная зонная структура. Экстремумы зон PbX расположены в четырех неэквивалентных L долинах, в результате в объемном кристалле состояния электронов и дырок оказываются четырехкратно вырождены по долинному индексу. В квантовых точках за счет междолинного смешивания вырождение снимается, а для описания их оптических свойств необходимо также учитывать обменное кулоновское взаимодействие электронов и дырок.

В серии работ [3,5] нами была разработана теория и проведено моделирование методом сильной связи тонкой структуры экситона и g-факторов квантовых точек из сульфида (PbS) и селенида свинца (PbSe) с реалистичной формой поверхности в виде куба, кубоктаэдра и октаэдра. Было показано, что обменное взаимодействие приводит к формированию сверхъяркого, симметричного по долинному индексу триплета, сила осциллятора которого перераспределяется между остальными состояниями тонкой структуры экситона за счет междолинного смешивания, как схематически показано на рисунке. Этот триплет доминирует в спектрах поглощения и проявляется в высокотемпературной фотолюминесценции [3]. Энергии долинных расщеплений сильно зависят от формы поверхности квантовых точек и затухают с ростом диаметра значительно быстрее константы обменного взаимодействия (левая часть рисунка). Это приводит к тому, что при малых диаметрах основной вклад в тонкую структуру экситона вносит долинное расщепление электронов и дырок, а при больших — дальнедействующий обмен. Переключение между этими режимами важно для описания магнитооптических свойств квантовых точек PbX и, в частности, приводит к нетривиальной зависимости g-фактора сверхъяркого триплета от формы поверхности и диаметра квантовых точек, как показано в правой части рисунка.



Слева: суммарное долинное расщепление электронов и дырок и обменная константа K. По центру: схема формирования тонкой структуры экситона в КТ из PbX и типичная структура оптического спектра. Справа: g-факторы сверхъяркого экситонного триплета в КТ из PbS. Цвет символов соответствует форме КТ.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда №22-72-00121.

### Литература

1. L. Gao et al., Nat. Photon. 14, 4, 227 (2020),
2. Z. Hu et al., Nano Lett. 19, 12, 8519 (2019),
3. I.D. Avdeev, M.O. Nestoklon, S.V. Goupalov, Nano Lett. 20, 12, 8897 (2020),
4. Y. Kim et al., Small 17, 13, 2006977 (2021),
5. I.D. Avdeev, S.V. Goupalov, M.O. Nestoklon, Phys. Rev. B 107, 035414 (2023).

И.А. Шуклов, Д.В. Дёмкин

Московский физико-технический институт, Долгопрудный,  
141701, Институтский переулок, 9  
тел: +7 (977) 741-5603, эл. почта: shuklov.ia@mipt.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-46

Коллоидные квантовые точки селенидов металлов являются перспективными материалами для фотосенсорики в ближнем и среднем ИК-диапазонах [1,2]. Эти свойства уже сейчас позволяют использовать коллоидные квантовые точки селенидов для создания устройств работающих в диапазоне от видимой области до дальнего ИК на основе внутризонных и межзонных переходах. Так CdSe и PbSe успешно применяются в солнечных батареях [2], а HgSe для сенсоров SWIR [3]. HgSe также представляет интерес благодаря своим нелинейным размерно-зависимыми оптическим свойствам. [4,5] Наночастицы селенидов имеют потенциал для применений в разнообразных устройствах, таких как сенсоры газов, детекторы камер контроля качества фруктов и овощей, системы ориентации в условиях пониженной видимости, детекторы ИК-спектрометров.

Широкое использование коллоидных квантовых точек селенидов ограничивается их низкой доступностью в больших количествах. Это обусловлено рядом причин, таких как сложное оборудование для работы в инертной атмосфере и низкая воспроизводимость существующих синтезов, как следствие недостатков используемых на сегодняшний день реагентов. Особенно остро это проблема встает при «низкотемпературных» синтезах наночастиц селенидов, таких как ртуть или свинец.

Селенид ртути обладает нулевой шириной запрещенной зоны для объемного полупроводника. Для нанокристаллов известны образцы с экситонным пиком до 1.3 мкм. Интересным свойством селенида ртути является образование наночастиц с ярко выраженными пиками поглощения в среднем ИК-диапазоне, связанными с внутризонными переходами (Рис. 1).

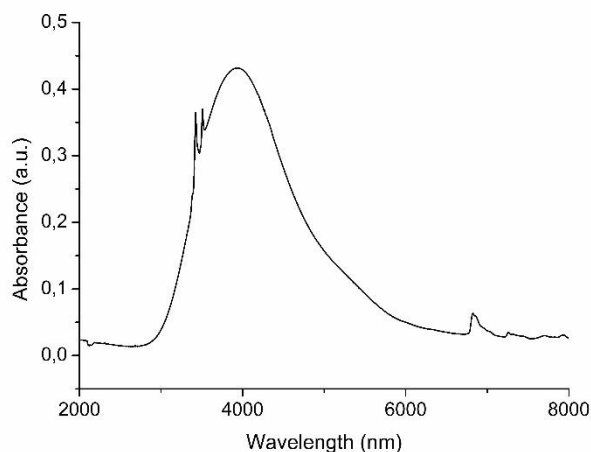


Рис.1. Спектр поглощения пленки коллоидных квантовых точек HgSe.

Нами будет представлено сравнение синтезов селенида ртути с использованием триоктилфосфин селенида и безфосфиновых реагентов в качестве прекурсоров селена. Реагенты без использования фосфинов менее требовательны к условиям синтеза. Влияние условий как самого синтеза, так и режима получения прекурсора ртути, на оптические свойства получаемых нанокристаллов HgSe будут проанализированы в рамках данной работы.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (проект № 23-23-00300).

## Литература

1. E. Lhullier et al. // Chem. Rev. 2021, Vol. 121, 7, P. 3627-3700.
2. I.A. Shuklov, V.F. Razumov // Russ. Chem. Rev. 2020. Vol. 89. P. 379–391.
3. Livache, C., Martinez, B., Goubet, N. et al. // Nat Commun. 2019. V. 10, P. 2125.
4. R.A. Ganeev, I.A. Shuklov et al. // Optics Express. 2021. V. 29. P. 16710-16726.
5. R.A. Ganeev, I.A. Shuklov et al. // Applied Physics B. 2022. V. 128. P. 202.



## Излучающие свойства упорядоченных массивов кремниевых дисковых резонаторов со встроенными в них GeSi квантовыми точками

Ж.В. Смагина<sup>1</sup>, В.А. Зиновьев<sup>1</sup>, М.В. Степихова<sup>2</sup>, С.А. Дьяков<sup>3</sup>, И.А. Смагин<sup>3</sup>, Е.Е. Родякина<sup>1</sup>, В.А. Вербус<sup>2</sup>, А.В. Кацюба<sup>1</sup>, М.С. Михайловский<sup>4</sup>, К.Н. Астанкова<sup>1</sup>, П.А. Кучинская<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

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

<sup>3</sup> Сколтех, Москва, 121205, Большой бульвар, 30

<sup>4</sup> Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

тел: +7 (383)333-25-19, эл. почта: smagina@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-47

Применение фотонных кристаллов (ФК) и диэлектрических субволновых резонаторов (Ми-резонаторов) на основе кремния для управления интенсивностью и направленностью излучения позволит решить одну из главных проблем кремниевой оптоэлектроники – создание эффективного источника излучения ближнего инфракрасного диапазона, совместимого с кремниевой интегральной технологией. В данной работе представлены подходы к решению этой задачи с использованием пространственно-упорядоченных GeSi квантовых точек (КТ) в качестве активной среды в диэлектрических резонаторах. При создании светоизлучающих структур были использованы результаты теоретических расчётов взаимодействия излучателей с модами ФК и модами одиночных Ми-резонаторов.

Массивы резонаторов в форме дисков создавались на основе структур с GeSi КТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках «кремний на изоляторе». Использовались два типа структур с пространственно-упорядоченными [1] и неупорядоченно расположенными КТ [2]. Формирование дисковых резонаторов выполнялось в несколько этапов. На первом этапе, с помощью электронно-лучевой литографии создавалась маска поверх эпитаксиальной структуры с GeSi КТ, представляющая собой периодические массивы круглых отверстий, расположенных в узлах квадратной решётки с периодом от 1 мкм до 6 мкм. Радиус отверстий в маске резиста варьировался в диапазоне от 300 до 360 нм для структур с неупорядоченными КТ и от 400 до 760 нм для структур с пространственно-упорядоченными КТ. Далее поверх маски с отверстиями методом магнетронного напыления осаждался тонкий слой хрома. После проведения взрывной литографии на поверхности многослойной структуры с GeSi КТ были получены периодические массивы Cr дисков, которые служили маской для формирования резонаторов с помощью метода плазмохимического травления. Таким образом, были получены периодические массивы резонаторов в виде кремниевых нанодисков. Для структур с пространственно-упорядоченными КТ проводилось позиционирование КТ относительно центров дисковых резонаторов. КТ размещались в трёх точках: в центре диска, ближе к краю диска и в промежуточном положении. Исследования люминесцентных свойств структур показали, что в зависимости от расстояния между нанодисками структуры могут проявлять свойства либо одиночных Ми-резонаторов, либо фотонных кристаллов, характеризующихся наличием в спектре фотолюминесценции вклада от фотонно-кристаллических мод. Формирование ФК на основе дисковых резонаторов позволяет значительно увеличить люминесцентный отклик структур с GeSi КТ в диапазоне длин волн 1.2 – 1.6 мкм, в том числе и при комнатной температуре. Для структур с пространственно-упорядоченными КТ в спектрах ФЛ наблюдается хорошо выраженные узкие пики, которые, по-видимому, связаны с высокодобротными излучательными модами дисковых резонаторов, типа моды шепчущей галереи. Также исследования люминесцентных свойств отдельно стоящих Ми-резонаторов со встроенными в них КТ показали, что сигнал ФЛ зависит от места расположения КТ в резонаторе. Наблюдается увеличение интенсивности ФЛ примерно в 2 раза при смещении столбика из КТ от центра к краю диска резонатора.

Работа финансировалась из средств гранта РФФИ № 21-72-20184.

### Литература

1. Ж.В. Смагина и др.// ФТП. 2018, Т. 52, вып. 9, с. 1028-1033.
2. M.V. Stepihova et al.// Semicond. Sci. Technol. 2019, 34, 024003.



# Фотолюминесценция пленок SiO<sub>2</sub>, имплантированных ионами In<sup>+</sup> и As<sup>+</sup> в режимах ионного синтеза нанокристаллов InAs

И.Е. Тыщенко<sup>1</sup>, Ч. Сы<sup>1,2</sup>, С.Г. Черкова<sup>1</sup>, В.П. Попов<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова 2  
тел: +7 (383) 333-2493, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: tys@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-48

Оксид кремния является основным диэлектриком кремниевой технологии. Основным его преимуществом является высокое качество границы раздела с кремнием. Это обеспечивает использование SiO<sub>2</sub> в качестве подзатворного диэлектрика МДП транзисторов. С целью расширения области применения SiO<sub>2</sub> многие исследователи предлагают модифицировать его механические, оптические и электрические свойства, используя различные методы. Модифицирование диэлектрических и оптически свойств SiO<sub>2</sub> может быть достигнуто путем внедрения наночастиц с кардинально отличающимися значениями диэлектрической проницаемости. В данной работе исследуется фотолюминесценция пленок SiO<sub>2</sub>, имплантированных ионами In<sup>+</sup> и As<sup>+</sup>, в условиях ионно-лучевого синтеза нанокристаллов InAs.

Пленки SiO<sub>2</sub> толщиной 280 нм были термически выращены на подложках Si ориентации (100) р-типа проводимости с удельным сопротивлением 5-10 Ом·см. Имплантация проводилась ионами As<sup>+</sup> с энергией 40 кэВ дозой 6×10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup> и ионами In<sup>+</sup> с энергией 50 кэВ дозой 4×10<sup>15</sup> см<sup>-2</sup>. При указанных параметрах ионов были сформированы профили атомов в виде распределения Гаусса с концентрацией ионов в максимуме ~1.5 ат.% на расстоянии около 32 нм от поверхности SiO<sub>2</sub>. После имплантации пленки оксида кремния были покрыты слоем нитрида кремния, сформированным методом плазмохимического осаждения. Последующий отжиг образцов проводился при температурах 900-1100 °С в течение 30 минут в потоке паров N<sub>2</sub>. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) возбуждались при комнатной температуре в спектральном диапазоне 450-900 нм излучением HeCd лазера с длиной волны 442 нм и твердотельного лазера с длиной волны 473 нм. Регистрация ФЛ осуществлялась с использованием спектрометра СДЛ-1.

Сильная ФЛ с максимумом около 550 нм (2.25 эВ) была обнаружена при комнатной температуре под действием возбуждающего излучения с длиной волны 473 нм. Интенсивность ФЛ достигала своего максимума в образцах, отожженных при температуре 1000 °С. Уменьшение длины волны возбуждающего излучения до 442 нм приводило к сдвигу максимума ФЛ в сторону больших значений энергии 2.47 эВ (501 нм). На основе анализа полученных спектров ФЛ был сделан вывод о прямой излучательной рекомбинации квантово-ограниченных электронов и дырок внутри нанокристаллов InAs как наиболее вероятном механизме наблюдаемой ФЛ. Была оценена энергия квантования 1.9 и 2.12 эВ и соответствующие им размеры нанокристаллов InAs - 1.8 и 1.6 нм.

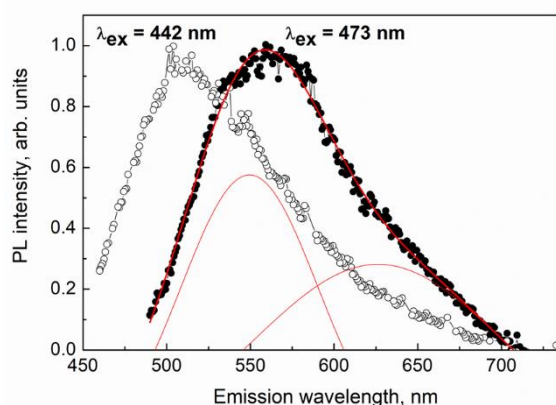


Рис. 1. Спектры ФЛ капсулированных нитридом кремния пленок SiO<sub>2</sub>, имплантированных ионами As<sup>+</sup> и In<sup>+</sup>, после отжига при температуре 1000 °С в течение 30 минут, под действием излучения с длиной волны 442 нм и 473 нм. Красными линиями представлено разложение спектра на составляющие пики в форме Гаусса.

## Влияние лигандов на свойства тонких пленок коллоидных квантовых точек халькогенидов ртути и характеристики фоторезисторов, полученных на их основе

Т. Миленкович, И.А. Шуклов, В.С. Попов

Московский физико-технический институт, Долгопрудный,  
141701, Институтский переулок, 9  
тел: +7 (985) 551-7448, эл. почта: [tmilenkovich@phystech.edu](mailto:tmilenkovich@phystech.edu)

DOI 10.34077/RCSP2023-49

В рамках работы была проведена серия экспериментов с целью создания фоторезистивных структур на основе коллоидных квантовых точек (ККТ) халькогенидов ртути (теллурида и сульфида) в зависимости от замены лигандов (этандитиол-1,2, сульфид, иодид, роданид) и исследования их характеристик. Нанесения ККТ HgTe и HgS были получены методами dip-coating и spin-coating. Анализ морфологии поверхности полученных нанесений и толщины слоев был сделан с помощью атомно-силовой микроскопии. Фоторезисторы были созданы нанесением ККТ HgT и HgS с послойной заменой лигандов на встречно-штыревые электроды и определены их фоточувствительные характеристики.

Коллоидные квантовые точки (ККТ) представляют собой нанокристаллические полупроводники, чья поверхность покрыта монослоем органических соединений, называемых лигандами. В силу квантово-размерного эффекта, оптические свойства коллоидных квантовых точек зависят от размера (диаметра) ядра полупроводника.

ККТ теллурида ртути привлекают к себе большое внимание в последнее десятилетие благодаря своими уникальными свойствами [1]. Комбинация большого радиуса экситона Бора (30 нм), ширины запрещенной зоны объемного материала (0 eV) и спектральная перестраиваемость в диапазоне от ближнего до дальнего ИК обеспечивают перспективу в использовании в качестве разработок лазеров и фотодетекторов [2-4]. Материал ККТ сульфид ртути слабо исследован и охватывает ближний ИК-диапазон, и в наших исследованиях на нем получены интересные результаты.

Методами «мокрой химии» из растворов коллоидных квантовых точек халькогенида ртути формируются фоточувствительные тонкие пленки. Состав лигандной оболочки сильно влияет на фотоэлектрические характеристики тонких пленок [5-6].

В рамках работы, были созданы тонкие пленки ККТ HgTe и HgS на стеклянных подложках послойными нанесениями с помощью методов dip-coating и spin-coating. Используя метод атомно-силовой микроскопии была изучена морфология поверхности, шероховатость полученных пленок, а также толщина слоев нанесений в зависимости от различных замен лигандов (этандитиол, сульфид, роданид, иодид). Были созданы фоторезисторы путем нанесения слоев коллоидных квантовых точек на золотые встречно-штыревые электроды.

В рамках работы были проведены измерения как темновых вольт-амперных характеристики (ВАХ), так и ВАХ при засветке лазером при 980 нм, для тонких пленок ККТ халькогенидов ртути. Проанализированы полученные данные после замены исходных оболочек на  $\Gamma$ ,  $S^{2-}$ ,  $SCN^-$  и этандитиол-1,2.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках соглашения № 075-03-2023-106 от 13.01.2023 (проект № FSMG-2022-0034).

### Литература

1. E. Lhullier, et al. Mercury Chalcogenide Quantum Dots: Material Perspective for Device Integration, *Chem. Rev.* 2021, 121, 7, 3627-3700.
2. S. Keuleyan, et al. Mercury Telluride Colloidal Quantum Dots: Electronic structure, size-dependant spectra and photocurrent detection up to 12 $\mu$ m, *ASC Nano* 2014, 8, 8, 8676-8682.
3. M. Chen M., et al. Mercury Telluride Quantum Dot Based Phototransistor Enabling High Sensitivity Room Temperature Photodetection at 2000 nm, *ASC Nano* 2017, 11, 6, 5614-5622.
4. Ponomarenko V. P., Popov V. S., Popov S. V. Photoelectronics Based on 0D Materials // *J. Comm. Tech. Electronics.* 2022, 67, Suppl 1. S1-S36.
5. M. Boles, et al. The surface science of nanocrystals. // *Nature Mater.* 2016, 15, 141–153.
6. I.A. Shuklov, V.F. Razumov. Lead chalcogenide quantum dots for photoelectric devices // *Russ. Chem. Rev.* 2020. 89, 3. 379–391.

## Алгоритмы и аппаратно-программные решения формирования и обработки изображений для современных отечественных матричных ИК ФПУ

А.В. Полесский<sup>1,2</sup>, И.Д. Бурлаков<sup>1,2</sup>, Д.Э. Драгунов<sup>1</sup>, П.С. Лазарев<sup>1,3</sup>, М.Ю. Ляпустин<sup>1</sup>, В.В. Старцев<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Государственный научный центр Российской Федерации

Акционерное общество «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская, 9

тел: +7 (499)374-9400, эл. почта: [orion@orion-ir.ru](mailto:orion@orion-ir.ru)

<sup>2</sup> РТУ МИРЭА Москва, 119454, пр. Вернадского, 78,

<sup>3</sup> МФТИ (НИУ) Московская обл., г. Долгопрудный, 141701 Институтский пер., 9

DOI 10.34077/RCSP2023-50

При взаимодействии тепловизионной системы с человеком-оператором чрезвычайно важным является формирование тепловизионного изображения, обеспечивающего минимальное время обнаружения и распознавания объектов. Для решения этой задачи в современных тепловизионных системах [1] помимо обязательных алгоритмов обработки изображения также используются «продвинутые», которые увеличивают отношение сигналов объекта к фону и повышают резкость границ объектов.

К «обязательным» относятся хорошо известные алгоритмы такие как деселекция дефектных элементов, двух- или трехточечная коррекция чувствительности, изменение контраста и яркости изображения. Основной их задачей является устранение дефектных элементов, неоднородности чувствительности элементов матрицы, а также предварительное сопряжение информации в кадре, динамического диапазона устройства отображения и наблюдательного аппарата человека-оператора. Вместе с тем «обязательные» алгоритмы за счет применения линейных яркостных преобразований ко всему кадру в целом не могут в полной мере обеспечить сопряжение динамического диапазона информации в исходном кадре (12-14 бит) с устройством отображением (8 бит) и наблюдательным аппаратом человека-оператора, который в режиме поиска хорошо различает около 30-50 оттенков серого (5-6 бит). Задачу оптимального сопряжения решают «продвинутые» алгоритмы обработки, которые позволяют преобразовать исходное изображение в адаптированное для человека без потери информации о наблюдаемых объектах.

Приведены алгоритмы «продвинутой» обработки, применяемые в тепловизионных системах и позволяющие решить задачу сопряжения динамического диапазона исходного изображения с наблюдательным аппаратом человека-оператора, алгоритмы улучшения визуальных характеристик изображения, в том числе повышения резкости, а также аппаратно-программные решения, обеспечивающие реализацию алгоритмов для отечественных матричных фотоприемных устройствах формата 640x512 на основе антимолибдита индия производства АО «НПО «Орион» [2] и на основе КРТ производства ИФП СО РАН аналогичного формата. Результат работы алгоритмов «продвинутой» обработки приведен на рисунке.



### Литература

1. Драгунов Д.Э. и др. // Успехи прикладной физики, 2021, Т.9, № 5, с.410-416.
2. Болгарь К.О. и др. // Прикладная физика. 2014, № 2, с.41-44.

## Разработка высокоскоростных и высокотемпературных охлаждаемых ИК фотоприемных устройств на основе КРТ

Ю.Г. Сидоров, М.В. Якушев, И.В. Сабина, **Г.Ю. Сидоров**, В.В. Васильев, М.П. Семенов, Д.В. Марин, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.С. Варавин, Д.Г. Икусов, А.В. Зверев, Ю.С. Макаров, А.В. Предеин, И.В. Марчишин, А.В. Вишняков, В.Г. Ремесник, Д.В. Горшков, А.В. Латышев  
*ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, Лаврентьева, 13, тел: (383)330-89-60, george@isp.nsc.ru*

DOI 10.34077/RCSP2023-51

Среди всего спектра тепловизионной техники охлаждаемые детекторы ИК излучения обладают наиболее высокими характеристиками с точки зрения квантовой эффективности, величины шума и производных характеристик, таких как температурная чувствительность, обнаружительная способность и быстродействие. Следствием является широкий спектр наиболее требовательных применений, таких как контроль промышленных процессов и оборудования, исследования атмосферы и космоса, а также системы безопасности, предупреждения и спецприменения. Особое место среди материалов охлаждаемых детекторов продолжает занимать соединение  $Cd_xHg_{1-x}Te$  (КРТ), которое позволяет создавать приборы с предельными характеристиками в любом поддиапазоне ИК- спектра от 2 до 12 мкм. Необходимость охлаждения, однако, является основным недостатком таких приборов и актуальной задачей является повышение рабочей температуры детекторов для его компенсации.

В настоящее время в России на базе ИФП СО РАН имеются все основные элементы цикла разработки и изготовления охлаждаемых ИК ФПУ на основе КРТ: технология молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) КРТ на подложках из арсенида галлия и кремния на оборудовании собственного производства, технология изготовления массивов фотодиодов различной размерности, топологии и полярности, методология проектирования охлаждаемых интегральных схем, способы гибридизации элементов с высокой точностью, унифицированная конструкция интегрально стыкуемых вакуумных криостатов, а также метрология.

Оборудование для МЛЭ КРТ, созданное в институте позволяет, за счет *in situ* эллипсометрического контроля формировать ГЭС КРТ на подложках из кремния или арсенида галлия с любым, заранее заданным профилем состава и легирования, что позволяет изготавливать фоточувствительный материал с любой чувствительностью в ИК спектре и для любой конфигурации фотодиодов, но также создавать квантово-размерные структуры и структуры с барьерными слоями приборного качества.

Развитые процессы изготовления фотодиодов, включая плазмохимические обработки и жидкостное травление, позволяют создавать как малоразмерные (15x15 мкм) пиксели, так и массивы фоточувствительных элементов размерами 0,4x4 см. В сочетании с возможностями МЛЭ по созданию ГЭС со сложным профилем состава это обеспечивает технологическую возможность изготовления, в том числе, высокотемпературных и двухцветных фотоприемников.

Для создания быстродействующих детекторов с кадровой частотой до 1 кГц высокая квантовая эффективность и малая постоянная времени материала являются необходимым, но не достаточным условием и требуется применение специализированных охлаждаемых высокоскоростных схем считывания. Собственные разработки ИФП в этой области позволили создать схемы считывания с кадровой частотой до 1000Гц для матричных приемников, а также линейчатые детекторы с частотой считывания до 50кГц для диапазонов 3-5 и 8-10 мкм.

Задача снижения масса-габаритных характеристик ФПУ и его энергопотребления тесно связана с конструктивом вакуумной криостатируемой части, где размещается фотоприемник. Унификация конструкции ВКК, а также возможность применения МКСО разных типов позволяет оперативно получать требуемые характеристики устройств.

Описанные технологии апробированы на ряде изделий для различных спектральных диапазонов и форматов, и составляют весь необходимый базис для разработки как перспективных высокоскоростных ФПУ для систем технического зрения, так и для компактных устройств с низким энергопотреблением для носимых систем и мобильных платформ.

## Увеличение дальности обнаружения и распознавания объектов с использованием устройства микросканирования

Р.А. Гладков, И.И. Кремис

Новосибирский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук «Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники», Новосибирск, 630090, ул. Николаева, 8  
тел: +7(383) 330-65-59, факс: +7(383) 316-57-26, эл. почта: ktipm@oesd.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-52

Дальность обнаружения и распознавания в тепловизионных системах, в большей степени, определяется разрешением матрицы. Но в современных условиях широкое распространение стали получать системы противодействия тепловизионным приборам, направленные на уменьшение разницы спектральной яркости между объектом и фоном. Примером тому могут служить различные наклейки, чехлы либо средства, меняющие пропускание среды.

Включение в тепловизионный канал устройства микросканирования [3] существенно улучшает ряд параметров, способствующих увеличению дальности обнаружения и распознавания:

- практически полностью удаляет дефекты изображения (при кластерах до 2 пикселей), без потери информации;
- повышает отношение сигнал/шум;
- существенно уменьшает значение порога температурной чувствительности.

Микросканер позволяет получить изображения сцены в нескольких проекциях. Проекции отстоят друг относительно друга на один, два или три пикселя. После геометрических преобразований (путём сдвига на шаг смещения проекции), получаем четыре кадра одной и той же сцены, но снятых разными группами пикселей одной матрицы. Изображения до и после фильтрации показаны на рисунке 1.



Рис. 1. Изображения до (слева) и после (справа) фильтрации с использованием устройства микросканирования.

### Литература

1. С.Н. Новиков, А.Н. Поликанин Методика расчета дальности действия тепловизора на основе объединенных параметров температурной чувствительности и разрешения // Труды учебных заведений связи, 2019. Т. 5. № 4. С. 6–14.
2. Н.Н. Кулаков, С.В. Мишин Анализ результатов расчёта дальностей обнаружения, распознавания и идентификации тепловизионной системы по двум методикам //Электронный научно-технический журнал «Контенант», 2015. №3.
3. И.И. Кремис. Системы микросканирования для тепловизоров третьего поколения / И. И. Кремис, В. А. Моисеев, и др. // Успехи прикладной физики, 2017, том 5, № 2.

## Оценка влияния деконволюции на качество изображения оптико-электронных систем средневолнового ИК диапазона спектра

П.С. Лазарев, А.Д. Юдовская, М.Ю. Ляпустин

АО «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская, 9  
тел: +7 (499) 374-48-45, эл. почта: i430tx@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-53

Любая оптико-электронная система (ОЭС) вносит искажения в изображении. Так, точечный источник излучения, наблюдаемый через ОЭС, не будет являться точкой в изображении, а будет описываться функцией рассеяния точки (ФРТ) [1] ОЭС. Изображение протяженных объектов будет представлять собой свертку объекта и ФРТ всей ОЭС.

Наиболее точным методом восстановления изображения является деконволюция [2]. Этот метод предполагает использование Фурье-преобразования, что, однако, трудно реализуемо в системах, работающих на высоких частотах в режиме реального времени.

В данной работе предложен метод восстановления изображения на основе сверточного фильтра  $(3 \times 3)/(5 \times 5)$  [3] с использованием ФРТ реальной ОЭС. Результатом применения полученного фильтра к выходному изображению ОЭС является повышение резкости наблюдаемой сцены (см. Рис. 1 а, б).

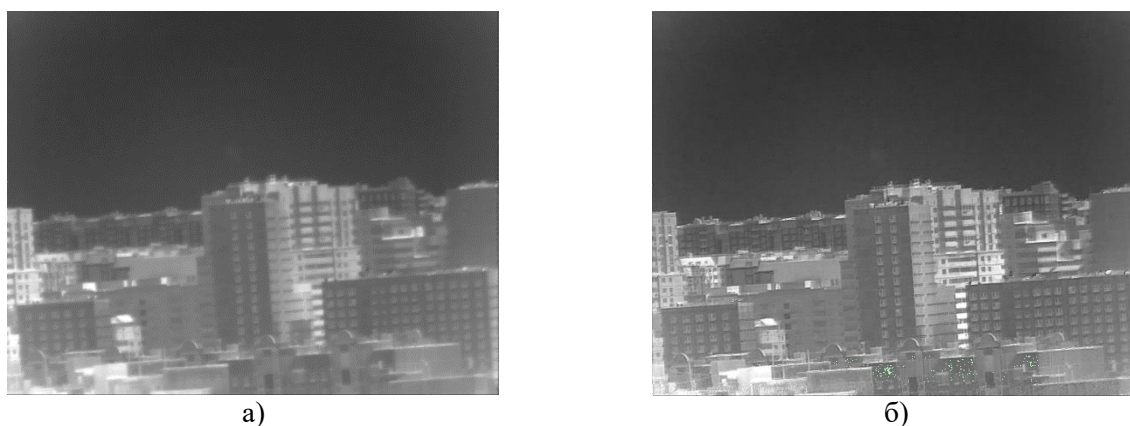


Рис. 1: а) – изображение, полученное с помощью ОЭС; б) – изображение, обработанное сверточным фильтром  $(3 \times 3)$ .

### Литература

1. Light transmitted through minute holes in a thin layer of silver vacuum or chemically deposited on a slide or cover-slip have also been used, as they are bright and do not photo-bleach. S. Courty; C. Bouzigues; C. Luccardini; M-V Ehrensperger; S. Bonneau; M. Dahan. Tracking individual proteins in living cells using single quantum dot imaging // *Methods in Enzymology: Measuring biological responses with automated microscopy*, Volume 414 (англ.) / James Inglese. — Academic Press, 2006. — P. 223—224. — ISBN 9780121828196.
2. O'Haver, T. "Intro to Signal Processing - Deconvolution". University of Maryland at College Park. Retrieved 2007-08-15.
3. Колмогоров А. Н., Фомин С. В. *Элементы теории функций и функционального анализа*, — М.: Наука, 2004 (7-е изд.).

## Фотоприемные устройства для оптико-электронной системы глобального мониторинга содержания малых газовых компонент атмосферы Земли из космоса

А.М. Малхасян, И.Я. Рассказов, Е.А. Лапшин, Ю.А. Пластинин, Ю.П. Сырых

Акционерное общество "Центральный научно-исследовательский институт машиностроения",  
141070, Московская область, г. Королёв, ул. Пионерская, д.4  
тел: +7 (495) 513-4118, факс: +7 (495) 512-2100, эл. почта: [plastininjua@tsniimash.ru](mailto:plastininjua@tsniimash.ru)

DOI 10.34077/RCSP2023-54

В настоящее время для решения задач, связанных с исследованием влияния антропогенных факторов на изменение климата Земли, актуальным является использование космических средств мониторинга малых газовых составляющих (МГС) атмосферы Земли, в том числе парниковых газов, в дополнение к наземным и воздушным средствам.

В АО "ЦНИИмаш" имеется опыт исследования спектральных характеристик отражённого от поверхности Земли и рассеянного атмосферой солнечного излучения в диапазоне длин волн от 240 до 1100 нм с борта МКС. На основании этого опыта может быть спроектирован облик перспективной оптико-электронной системы, которая предназначена для решения задачи глобального мониторинга содержания МГС (13 компонент) и аэрозолей в тропосфере и стратосфере Земли и осуществления мониторинга их физико-химической трансформации путем регистрации рассеянного солнечного излучения в нескольких спектральных диапазонах. Возможные технические характеристики оптико-электронной системы приведены в таблице 1 [1].

Таблица 1 - Возможные технические характеристики оптико-электронной системы

Параметр	Значение
Пространственное разрешение в надир с высоты орбиты 800 км, км, не более:	16 × 20
Ширина полосы захвата в надир с высоты орбиты 800 км, км, не менее	1000
Спектральные диапазоны, нм	от 240 до 334, от 320 до 452, от 430 до 800, от 755 до 910, от 900 до 1210, от 1200 до 1770, от 1934 до 2044, от 2259 до 2386
Спектральное разрешение*, нм	от 0,3 до 1,0
Примечание: определяется в зависимости от ширины полос поглощения МГС.	

Оптико-электронная система может иметь модульную конструкцию, состоящую из четырёх спектральных блоков (по два спектральных канала в каждом блоке). Оптическая система спектральных блоков в свою очередь может иметь полнозеркальные входной объектив и коллиматор [1, 2]. Разделение спектральных каналов может быть выполнено с помощью плоских отражающих дифракционных решёток (без применения фильтров). Оптико-электронная система может функционировать без сканирования по пространству и спектру, что позволяет одновременно регистрировать спектры излучения во всей полосе захвата и обеспечивает сплошное пространственное покрытие (съёмка в режиме pushbroom [1, 2, 3]).

Для реализации оптико-электронной системы требуются матричные приёмники излучения, работающие в кадровом режиме. Для охвата всех спектральных диапазонов предлагается применить приемники излучения в двух спектральных диапазонах: от 240 до 910 нм (Si ПЗС) и от 900 до 2386 нм (КРТ) [4]. Ввиду того, что оптико-электронная система должна обеспечивать измерение содержания МГС с высокой точностью, должны быть выполнены следующие повышенные требования к фотоприёмным устройствам в части чувствительности в выбранных спектральных диапазонах и внутренних шумов (темновой ток и шум считывания) [4].

Для предусмотренных в облике оптико-электронной системы приёмников излучения, работающих в диапазоне длин волн от 240 до 910 нм (табл. 1), определены следующие требования: формат матрицы – не менее 512×512 пикселей, размер пикселя – от 10 до 20 мкм, кадровая частота – около 1 Гц, темновой ток – не более 5 эл./с/пикс., шум считывания – не более 5 эл./пикс; для приёмников излучения, работающих в диапазоне длин волн от 900 до 2386 нм: формат матрицы – не менее 640×512 пикселей, размер пикселя – от 10 до 20 мкм, кадровая частота – около 1 Гц, темновой ток – не более 5000 эл./с/пикс., шум считывания – не более 150 эл./пикс.

Создание аппаратуры с выбранными приемниками позволит создать в РФ современную систему глобального мониторинга содержания МГС в атмосфере Земли в интересах решения проблем изменения климата и контроля парниковых газов.

### Литература

1. М.Н. Брычихин и др. // Космонавтика и ракетостроение. 2016. № 8 (93). С. 110 - 116.
2. D. Nijkerk et al. The TROPOMI Telescope // International Conference on Space Optics. 2012.
3. J. de Vries, R. Voors, B. Ording et al. // Proceedings of SPIE. 2016. Vol. 9688.
4. R.W.M. Hoogeveen, R. Voors, M.S. Robbins et al. // Proceedings of SPIE. 2013. Vol. 8889.



# Влияние распределения освещенности в пятне рассеяния оптического зонда на значение коэффициента фотоэлектрической связи ФПУ

Н.А. Семенченко

Государственный научный центр Российской Федерации

Акционерное общество «НПО «Орион», Москва, 111538, Косинская, 9

тел.: +7 (499)374-9400, эл. почта: conf@orion-ir.ru, orion@orion-ir.ru, nafara@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-55

Для достоверного определения коэффициента ФЭС в соответствии с определением [1] требуется использовать методы, основанные на известном распределении чувствительности по ФЧЭ и распределении освещенности в пятне рассеяния оптического зонда. На настоящий момент времени исследования в области влияния данных параметров на погрешность измерения коэффициента ФЭС не проводились.

Для определения зависимости между коэффициентом ФЭС, распределением чувствительности по поверхности ФЧЭ  $SF(x_i, y_i)$  и распределением освещенности в пятне рассеяния  $E(x_i, y_i)$  было введено понятие вероятности поглощения фотонов центральным  $P_1$  или соседним  $P_2$  (в общем случае  $N$  ФЧЭ) пикселем в узкой выделенной области (рисунок 1):

$$P_1 = \frac{SF_1(x_i, y_i)}{SF_1(x_i, y_i) + SF_2(x_i, y_i)}, \quad P_2 = \frac{SF_2(x_i, y_i)}{SF_1(x_i, y_i) + SF_2(x_i, y_i)}$$

Коэффициент ФЭС в соответствии с определением и с учетом указанных вероятностей вычислять по формуле:

$$k_{\text{ФЭС}} = \frac{\iint_A E(x, y) \frac{SF_k(x, y)^2}{\sum_{i=1}^N SF_i(x, y)} dx dy}{\iint_A E(x, y) \frac{SF_1(x, y)^2}{\sum_{i=1}^N SF_i(x, y)} dx dy}$$

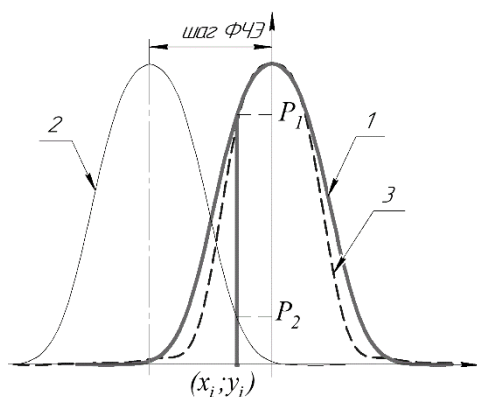


Рис. 1.

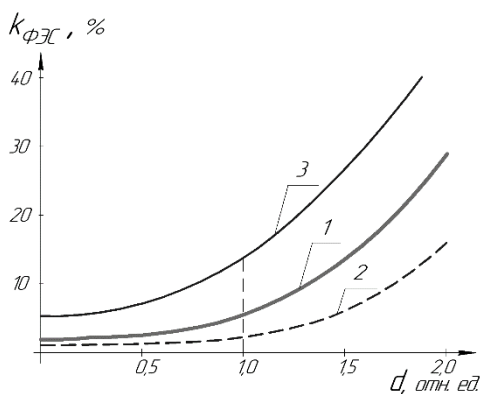


Рис. 2.

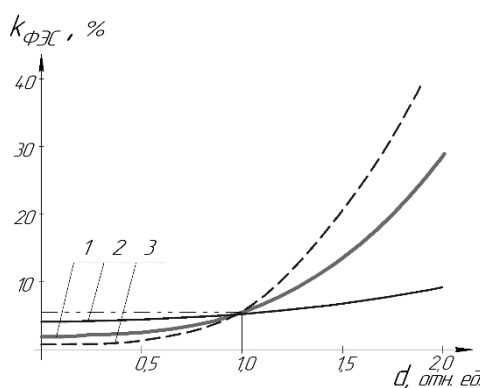


Рис. 3.

На рисунке 2 приведены зависимости коэффициента ФЭС от отношения эффективного размера площадки к шагу (1.  $p = d_{\text{эфф}}$ ; 2.  $p = 1,2 \cdot d_{\text{эфф}}$ ; 3.  $p = 0,8 \cdot d_{\text{эфф}}$ ). Единице по оси абсцисс соответствует диаметр пятна рассеяния, при котором 90 % энергии попадает на область эффективной фотоэлектрической площади ФЧЭ.

На рисунке 3 – зависимости коэффициента ФЭС от диаметра пятна рассеяния ( $d_3 < d_1 < d_2$ ) при  $p = d_{\text{эфф}}$ .

Случай, когда  $d \rightarrow 0$ , соответствует засветке идеальной  $\delta$ -функцией, что отвечает требованию определения коэффициента ФЭС (должен засвечиваться только центральный пиксель).

По обобщенным результатам исследования можно сказать, что значение коэффициента ФЭС, измеренное с помощью пятна рассеяния, совпадающего по уровню 90 % энергии с фотоэлектрической площадью, завышается в 1,5 – 3 раза по отношению к значению, когда ФЧЭ засвечено идеальной  $\delta$ -функцией.

Для согласованности получаемых значений коэффициента ФЭС ФПУ на сопряженных предприятиях-изготовителях требуется паспортизация параметров пятна рассеивания, с помощью которого проходили измерения ФПУ, иначе при входном контроле на последующих этапах возможны существенные расхождения в измеренных значениях.

## Литература

- ГОСТ 59605-2021. Оптика и фотоника. Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические и фотоприемные устройства. Термины и определения. – М.: Российский институт стандартизации, 2021. 46 с.



## **“Медленный” свет в спектрах фототока в структурах с квантовыми точками Ge/Si, сопряженных с фотонными кристаллами**

А.И. Якимов<sup>1</sup>, В.В. Кириенко<sup>1</sup>, **А.В. Двуреченский**<sup>1,2</sup>, Д.Е. Уткин<sup>1,2</sup>.

<sup>1</sup> *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия;*

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия.*

DOI 10.34077/RCSP2023-56

Исследованы спектральные характеристики фототока в ближней инфракрасной области в вертикальных Ge/Si pin фотодиодах с квантовыми точками Ge, встроенными в двумерный фотонный кристалл. Из зависимостей фототока от угла падения света определены дисперсионные соотношения для блоховских фотонных мод, взаимодействие с которыми приводит к резонансному увеличению чувствительности фотодиодов. На дисперсионных характеристиках обнаружены участки, характеризующиеся групповой скоростью фотонов, стремящейся к нулю. Установлено, что максимальное усиление фототока, достигающее значений  $\sim 60$  относительно фотодиода без фотонного кристалла, является результатом взаимодействия квантовых точек с “медленными” блоховскими модами.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект 19-12-00070-П).

## Магнитопоглощение в гетероструктурах на основе CdHgTe с двойными квантовыми ямами

А.В. Иконников<sup>1</sup>, С. С. Криштопенко<sup>2</sup>, Л.С. Бовкун<sup>3</sup>, М.А. Фадеев<sup>2,4</sup>, В.Я. Алешкин<sup>4</sup>,  
Н.Н. Михайлов<sup>5</sup>, С.А. Дворецкий<sup>5</sup>, S. Ruffenach<sup>2</sup>, C. Consejo<sup>2</sup>, J. Torres<sup>2</sup>, В.А. Piot<sup>3</sup>, М. Potemski<sup>3</sup>,  
М. Orlita<sup>3</sup>, С.В. Морозов<sup>4</sup>, F. Teppe<sup>2</sup>, В.И. Гавриленко<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup> Laboratoire Charles Coulomb, UMR 5221 CNRS-Universite Montpellier, F- 34095 Montpellier, France

<sup>3</sup> LNCMI-EMFL, CNRS UPR3228, Universite Grenoble Alpes, Grenoble, France

<sup>4</sup> ИФМ РАН, Нижний Новгород, 603087, Академическая, 7

<sup>5</sup> ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13  
тел: +7 (495)939-11-51, эл. почта: antikon@physics.msu.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-57

Гетероструктуры на основе CdHgTe с двойными квантовыми ямами (КЯ) являются сложными объектами, обладающими бóльшим числом топологических фаз, чем в гетероструктурах с одиночными КЯ [1]. Последние известны прежде всего тем, что они являются первыми экспериментально обнаруженными двумерными топологическими изоляторами [2]. Разнообразие возможных состояний в двойных КЯ связано с большим количеством параметров (составы и толщины КЯ и туннельного барьера и т.п.) и, не в последнюю очередь, с тем, что разделяющий КЯ барьер может являться туннельно-прозрачным для электронов, но не для дырок. Многообразие параметров приводит к необходимости проверки их номинальных значений, закладываемых при росте структур, независимыми методами. Одним из таких методов может являться исследование магнитопоглощения. В слабых магнитных полях оно дает информацию об эффективных массах на уровне Ферми, а в сильных (квантующих) — информацию о переходах между уровнями Ландау. В конечном итоге это

позволяет восстанавливать реальный зонный спектр исследуемых объектов, определять фактические параметры структур, а также обнаруживать явления, выходящие за рамки «простых» моделей.

В настоящем докладе будут представлены результаты исследований магнитопоглощения в квантующих магнитных полях в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с двойными квантовыми ямами. Будут продемонстрированы спектры магнитопоглощения, измеренные в магнитных полях до 30 Тл, выявлены многочисленные спектральные особенности и выполнена их интерпретация в рамках четырехзонной модели Кейна [3]. Кроме того, будет продемонстрировано дополнительное расщепление основных линий магнитопоглощения, связанных с переходами с «нулевых» уровней Ландау, которое позволит конкретизировать природу структурной асимметрии в двойных квантовых ямах

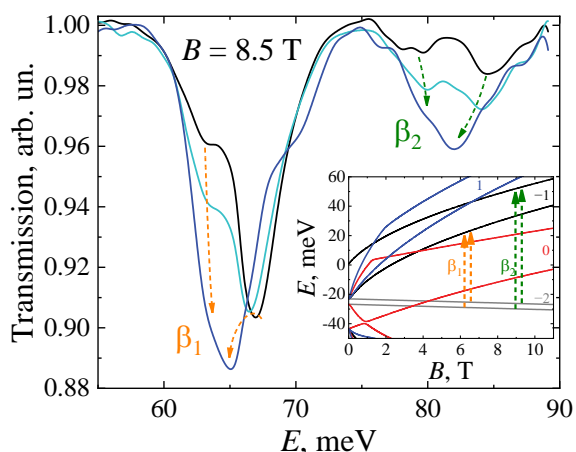


Рис.1. Типичные спектры магнитопоглощения при различных концентрациях дырок в двойной КЯ HgTe. На вставке: уровни Ландау с учетом электрического поля 5 кВ/см.

HgTe/CdHgTe, а также определить вклады, обусловленные встроенным электрическим полем, различием толщин квантовых ям и порядка их расположения в структуре [4].

Наконец, в докладе будут представлены результаты исследований магнитопоглощения при различных температурах. Будет продемонстрирован фазовый переход между различными топологическими фазами, а также рассмотрена тонкая структура антикроссинга «нулевых» уровней Ландау в образце с «двойной инверсией».

Работа выполнена при поддержке РФФ (№ 22-22-00382).

### Литература

1. S. S. Krishtopenko, W. Кnap, and F. Teppe // Sci. Rep. 2016. V. 6, P. 30755.
2. M. König et al. // Science. 2007. V. 318, P. 766.
3. L. S. Bovkun et al. // Opto-Electronics Review. 2019. V. 27, P. 213.
4. А. В. Иконников и др. // Письма в ЖЭТФ. 2022. Т. 116, С. 535.

## Релаксация фототока в эпитаксиальных пленках узкозонного PbSnTe:In в условиях меняющейся освещенности

А.Э. Климов<sup>1,2</sup>, И.О. Ахундов<sup>1</sup>, В.А. Голяшов<sup>1,3</sup>, Д.В. Ищенко<sup>1</sup>, Н.С. Пашин<sup>1</sup>, С.П. Супрун<sup>1</sup>,  
О.Е. Терещенко<sup>1,3</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, 630073,  
пр. Карла Маркса, 20

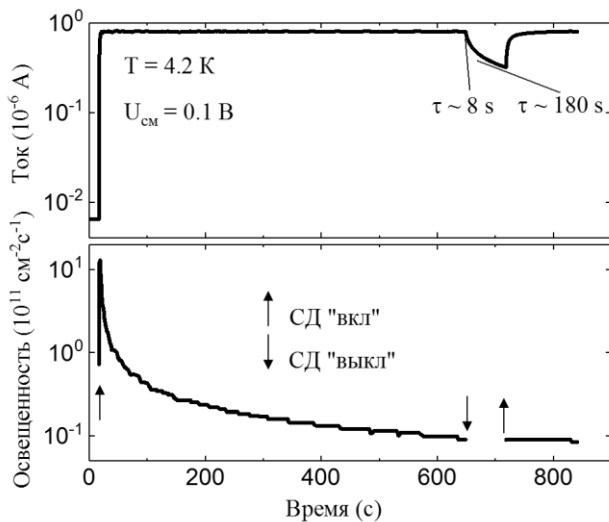
<sup>3</sup> Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 1  
тел: +7 (383) 330-7883, факс: +7 (383) 333-2766, эл. почта: klimov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-58

Изучены особенности временных зависимостей фототока  $I_{обр}(t)$  в высокоомных пленках PbSnTe:In, в том числе при плавном изменении освещенности  $\Phi_{обр}(t)$ . Полученные результаты объясняются наличием 2-х или более уровней захвата.

Для узкозонного PbSnTe:In при гелиевых температурах характерна долговременная неэкспоненциальная релаксация фотопроводимости, для объяснения которой привлекались модели, включающие в себя уровни захвата одного типа с необычными свойствами [1]. В настоящей работе использована экспериментальная методика, показывающая присутствие уровней захвата разного типа, на возможность существования которых указывалось в [2].

Измерения выполнены в бесфоновых условиях в жидком гелии при  $T = 4.2$  К. Источник освещения – светодиод (СД) видимого спектрального диапазона. Величина  $\Phi_{обр}$  была калибрована с использованием бескорпусного CdHgTe фотодиода и линейно зависела от тока СД  $I_{СД}$ . Исследованы



$I_{обр}(t)$  для пленок PbSnTe:In различного состава и уровня легирования индием, полученных методом МЛЭ, с низкой проводимостью без освещения. На рисунке сверху для одной из пленок приведена зависимость  $I_{обр}(t)$ , внизу показана зависимость  $\Phi_{обр}(t)$ . После «включения» СД и достижения величины  $I_{обр} \approx 8 \cdot 10^{-7}$  А ток  $I_{СД}(t)$  уменьшался таким образом, чтобы  $I_{обр}(t)$  оставался постоянным в пределах нескольких процентов. Видно, что в интервале  $t \sim (25 \div 650)$  с, где  $I_{обр}(t) \cong \text{const}$ ,  $\Phi_{обр}(t)$  снизилась более чем в 100 раз. В интервале  $t \sim (650 \div 720)$  с освещенность  $\Phi_{обр}(t) = 0$ . На верхнем рисунке хорошо виден неэкспоненциальный характер релаксации тока  $I_{обр}(t)$  с характерными временами  $\tau \sim (8 - 180)$  с. Экспериментальные результаты анализируются на основе модели, предполагающей наличие 2-х или

более уровней ловушек для неравновесных электронов с временами захвата/выброса, значительно превышающими время жизни межзонной рекомбинации. В рамках модели  $I_{обр}(t) \cong \text{const}$  определяется постоянной концентрацией неравновесных дырок  $\Delta p = \Delta n_t \cong \text{const}$ , где  $\Delta n_t$  – концентрация электронов, захваченных на ловушки при освещении. Концентрация электронов в зоне проводимости  $\Delta n(t) \sim \Phi_{обр}(t)$ ,  $\Delta n \ll \Delta p$ ,  $\Delta n_t$ . Величина  $\Delta n(t)$  уменьшается со временем, а  $\Delta n_t$  перераспределяется по уровням ловушек с уменьшением заселенности «мелких» и увеличением – «глубоких» уровней. Представляется, что приведенные зависимости должны носить универсальный характер и для других полупроводников с несколькими уровнями захвата с разной энергией ионизации.

### Литература

1. Б.А. Волков, Л.И. Рябова, Д.Р. Хохлов // УФН. 2002. Т.172, №8. С.875-906.
2. A.N. Akimov et al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. Vol. 946. P.012016(8).

С.А. Карандашев, А.А. Лавров, Т.С. Лухмырина, **Б.А. Матвеев**, М.А. Ременный  
 Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург,  
 194021, Политехническая, 26

DOI 10.34077/RCSP2023-59

Отвод тепла от работающих полупроводниковых диодов постоянно находится в центре внимания разработчиков и изготовителей многих приборов электронной техники. В большинстве случаев для указанного выше теплоотвода используют криогенные системы или термоэлектрические охладители (ТЭО), однако, эти, уже ставшие традиционными, системы плохо сочетаются с потребностью в миниатюрных и недорогих приборах и устройствах ИК оптоэлектроники. Удовлетворить в будущем такую потребность смогут микро-охладители на основе узкозонных полупроводниковых p-n гетероструктур, например, на основе гетероструктур p-InAsSbP/n-InAs<sub>0.7</sub>Sb<sub>0.3</sub>, смещенных в обратном направлении [1]. Понижение температуры в пластине, плотно прижатой к поверхности p-n гетероструктуры, т.е. при обеспечении возможности туннелирования фотонов через нано-размерный зазор, обеспечивалось в [1] за счет отрицательной люминесценции (ОЛ) при протекании обратного тока [2] и за счет эффекта ближнего поля. Недостаток описанной в [1] системы охлаждения состоит в сложности изготовления в сравнении, например, с монокристаллическими системами, однако нам не известны исследования по охлаждению монокристаллических структур при использовании ОЛ.

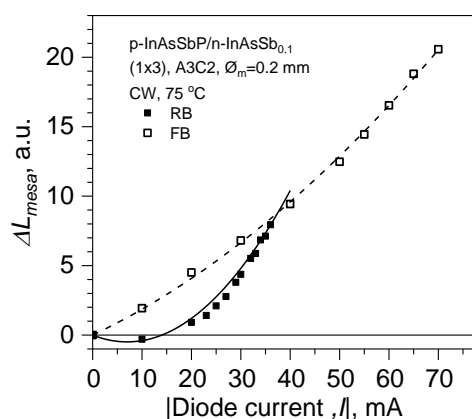


Рис.1. Зависимость отклонения интегральной интенсивности теплового излучения от ее равновесного значения над активной областью диода, т.е. над мезой, при включении постоянного тока при прямом и обратном смещении p-n перехода при температуре теплоотвода 75 °С.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований и численного анализа распределения температуры, включая наблюдение эффекта охлаждения за счет ОЛ (см. Рис.1), возникающие при протекании обратного тока, в диодных тройках (диодных линейках 1x3), на основе двойных гетероструктур p-InAsSbP/n-InAs<sub>0.9</sub>Sb<sub>0.1</sub> ( $\lambda_{300K} = 4.7$  мкм), выращенных на подложках n-InAs (100) и смонтированных на керамических платах по методу флип-чип [3]. Расчеты проводились с использованием данных о теплопроводности, известных из литературы, и тепловых сопротивлений, полученных экспериментально. Распределение интенсивности теплового излучения по поверхности образца с непрозрачной для ОЛ подложкой и соответствующие ей значения температуры на поверхности диодной тройки при активации одного из ее элементов были получены с помощью калиброванного инфракрасного микроскопа УТК1, разработанного в Институте физики полупроводников СО РАН [4].

Работа была поддержана Министерством науки и высшего образования РФ проект «Встроенные Электронные Решения для Инновационных Сканирующих Устройств Диагностики Полимеров на Основе Источников Излучения» (№ RF 225121X0001, соглашение № 075-15-2021-936).

Исследование ближнего поля собственной эмиссии диодов было выполнено в ЦКП "Элементная база радиофотоники и наноэлектроники: технология, диагностика, метрология".

### Литература

1. L. Zhu et al // Nature. 2019. V.566. P. 239–244.
2. В.И. Иванов-Омский, Б.А. Матвеев. ФТП. 2007. Т. 41, вып. 3. С.257-268.
3. А.Л. Закгейм, С.А. Карандашев, А.А. Климов и др.// ФТП. 2023. Т.57, вып.1. С.42-52.
4. V.M. Bazovkin, I.V. Mzhel'skii, G.L. Kuryshev, V.G. Polovinkin // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2011. Vol. 47. No. 5. P. 498–502.

## Активированная лазерным излучением генерация второй гармоники в гибкой мембране с кремниевыми нитевидными нанокристаллами

В.А. Масталиева<sup>1,6</sup>, В.В. Неплох<sup>1,2</sup>, А.В. Айбуш<sup>3</sup>, В.В. Фёдоров<sup>1</sup>, А.А. Якубова<sup>1,2</sup>, О.Ю. Коваль<sup>4</sup>, А.С. Гудовских<sup>1</sup>, С.В. Макаров<sup>5</sup>, И.С. Мухин<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Алфёровский университет, Санкт-Петербург, 194021, Хлопина, 8/3

<sup>2</sup> СПбПУ, Санкт-Петербург, 195251, Политехническая 29

<sup>3</sup> ФГБУН ФИЦ ХФ им. Н. Н. Семенова РАН, Москва, 119334, Ленинский проспект, д. 38, к. 2.

<sup>4</sup> МФТИ, Москва, 117303, ул. Керченская, д.1 А, корп. 1

<sup>5</sup> ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Ломоносова, 9

<sup>6</sup> Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26  
тел: +7 (900) 626-5091, эл. почта: strindberg76@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-60

Генерация второй гармоники (ГВГ) в кремниевых нитевидных нанокристаллах (ННК) широко изучается благодаря высокой чувствительности к структурным изменениям, низкой стоимости изготовления и эффективной настройке фотонных свойств. В этой работе сообщается об исследовании ГВГ гибких мембран ННК кремния/силоксана. Вертикальные массивы ННК диаметром порядка 80 нм и высотой 1,3 мкм эффективно генерируют ГВГ сигнал после воздействия фемтосекундного инфракрасного лазерного излучения в спектральном диапазоне 800-1020 нм [1]. Данное исследование представляет новые методы проектирования и изготовления инфракрасных преобразователей.

При измерении зависимости интенсивности ВГ от мощности лазера на длине волны 920 нм обнаружено явление резкого увеличения сигнала ГВГ. Это явление, представленное на рисунке 1, можно назвать эффектом активации, где область, отмеченная красным прямоугольником, соответствует области образца, ранее "активированной" при пороговом значении мощности накачки [2].

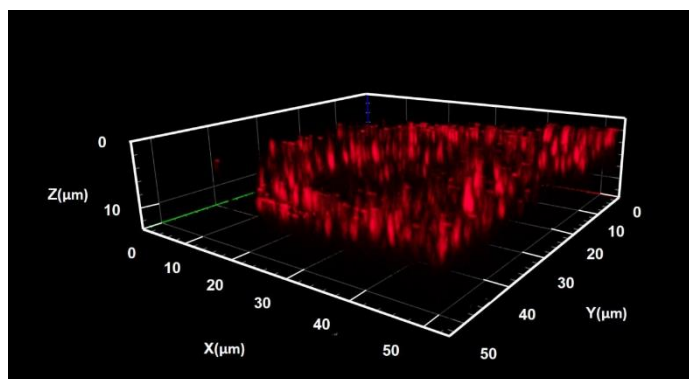


Рис. 1. 3D визуализация экспериментального ГВГ сигнала от мембраны кремниевых ННК/ПДМС. Распределение интенсивности сигнала по исследуемой площади мембраны (z-стек)

Было показано, что эффект активации связан с необратимой модификацией состава и электронной структуры поверхности ННК, которое индуцировано лазерным пучком, что позволяет достигать аномально высокой для кремниевых материалов эффективности ГВГ.

### Литература

1. Морозов, И.А. Физико-технологические основы процессов микро структурирования для создания вертикально - ориентированных фотопреобразовательных структур на основе кремния: дис. канд. техн. Наук: 05.27.06/ Морозов Иван Александрович. - Санкт-Петербург, 2020. - 161 с.
2. Mastaliev, V., Neplokh, V., Aybush, A., Fedorov, V., Yakubova, A., Koval, O., ... & Mukhin, I. (2023). Laser-Activated Second Harmonic Generation in Flexible Membrane with Si Nanowires. *Nanomaterials*, 13(9), 1563.

## 2D-GaN/AlN monolayer quantum disks for mid-ultraviolet emitters

V.N. Jmerik<sup>1</sup>, D.V. Nechaev<sup>1</sup>, A.N. Semenov<sup>1</sup>, E.A. Evropeitsev<sup>1</sup>, T.V. Shubina<sup>1</sup>, M.A. Yagovkina<sup>1</sup>, P.A. Alekseev<sup>1</sup>, B.R. Borodin<sup>1</sup>, M.M. Kulagina<sup>1</sup>, Yu.M. Zadiranov<sup>1</sup>, S.I. Troshkov<sup>1</sup>, A.A. Toropov<sup>1</sup>, V.I. Kozlovsky<sup>2</sup>, M.M. Zverev<sup>2</sup>, N.A. Gamov<sup>2</sup>, T. Wang<sup>3</sup>, X. Wang<sup>3</sup>, M. Pristovsek<sup>4</sup>, H. Amano<sup>4</sup>, S.V. Ivanov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Institute, 26 Politekhnikeskaya, 194021 St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> P. N. Lebedev Physical Institute, Leninsky Ave. 53, Moscow 119991, Russia

<sup>3</sup> State Key Laboratory for Mesoscopic Physics and Frontiers Science Center for Nanooptoelectronics, School of Physics, Peking University, Beijing 100871

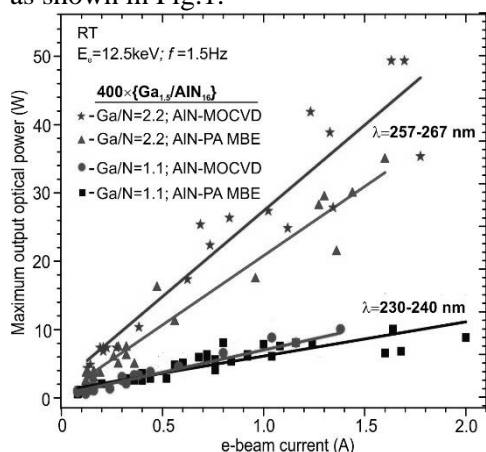
<sup>4</sup> Institute of Materials and Systems for Sustainability (IMaSS), Nagoya University, Chikusa-Ku, Furo-Cho, Nagoya, 464-8601, Japan

tel: +7 (812) 292-7124, e-mail: [jmerik@pls.ioffe.ru](mailto:jmerik@pls.ioffe.ru)

DOI 10.34077/RCSP2023-61

The paper reports on heterostructures for mid-ultraviolet (UVC) emitters with multiple (up to 400 periods) and single two-dimensional (2D)-GaN/AlN quantum disks/quantum wells with a nominal thickness below the critical thickness of  $\sim 2$  monolayers (MLs) characterizing the transition of the 2D growth mode to 3D. The structures were grown by plasma-assisted molecular beam epitaxy (PA MBE) using low growth temperatures ( $\sim 690^\circ\text{C}$ ) in a wide range of gallium and activated nitrogen flux ratios  $Ga/N_2^* = 0.6 - 2.2$  on various AlN/c-sapphire templates fabricated either by PA MBE or MOCVD. This made it possible to vary the surface topography from a 3D type under nitrogen-rich conditions to various types of 2D topographies in the structures grown under metal(Ga)-rich conditions. The absence of a Stranski-Krastanov transition in the latter structures was confirmed by a streaky RHEED pattern throughout the growth of QWs and barrier layers. The growth runs were monitored also by multi-beam optical stress sensor, which revealed an unusual stress relaxation in the ML-thick GaN/AlN heterostructures. Structural properties of GaN/AlN heterostructures were studied using X-ray diffraction analysis, including measurement of X-ray reflectance curves, atomic force microscopy, and high-resolution transmission microscopy. The results of these studies, together with the measurements of photoluminescence spectra, both cw and time-resolved, made it possible to suggest the formation of two-dimensional GaN quantum disks with a thickness of either 1 or 2 ML and different lateral sizes on the stepped surface of the AlN barrier layers, which can lead to effective carrier localization. Moreover, we demonstrate a unique functional property of these atomically thin QW to maintain stable excitons, resulting in a particularly high radiation yield at room temperature.

As a result, the emission energy (wavelength) from GaN/AlN 400 $\times$ QW structures could be varied from 5.21 eV (238 nm) to 4.68 eV (265 nm) and was connected with a simultaneous increased of charge carrier localization. Using electron-beam pumping with a plasma cathode ferroelectric electron gun ensuring a maximum pulse current of 2 A at an electron energy of 12.5 keV, a maximum output optical power of 50 W was achieved for the 265 nm structure, while the structure emitting at 238 nm demonstrated a power of 10 W, as shown in Fig.1.



In addition, we discussed the optical properties of cylindrical nanorods with diameters from 50 to 5000 nm, fabricated by the top-down technology from ML-thick GaN/AlN single QWs using a combination of wet and reactive ion etching. Photoluminescence measurements in an ultra-small QW region enclosed in a nanorod revealed narrow lines of individual excitons localized on potential fluctuations attributed to GaN quantum nano-disks 2–3 MLs high, which appear in a QW with an nominal thickness of 1.5 ML. A model that takes into account dark and bright exciton states was used to explain the features in the PL spectra, including their behavior with increasing temperature.

This research was funded by Ministry of science and education of the Russian Federation (№ 075-15-2022-1224).

### Тлумачэнне

1. V. Jmerik, A. Toropov, etc. // Phys. Status Solidi RRL. 2021. V.15, No.9. 2100242 (pp.24).
2. V. Jmerik, D. Nechaev, A. Semenov, E. Evropeitsev etc. // Nanomaterials. 2023, V.13, 1077 (pp.24).

## Локальный контроль слабых напряжений на поверхности структур (013) HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs с помощью генерации второй гармоники

М.Ф. Ступак<sup>1</sup>, С.А. Дворецкий<sup>2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>2</sup>, С.Н. Макаров<sup>1</sup>, А.Г. Елесин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Конструкторско-технологический институт научного приборостроения СО РАН (КТИ НП СО РАН), Новосибирск, 630058, Русская, 41

<sup>2</sup> Институт физики полупроводников СО РАН (ИФП СО РАН), Новосибирск, 630090, пр. Акад. Лаврентьева, 13

тел: +7 (383) 330-4967, факс: +7 (383) 330-4967, эл. почта: [dvor@isp.nsc.ru](mailto:dvor@isp.nsc.ru)

DOI 10.34077/RCSP2023-62

Разработанный нуль-метод на основе регистрации характеристик сигнала генерации второй гармоники (ГВГ) зондирующего лазерного ИК-излучения, возбуждаемой в нелинейном кристалле при использовании фазового синхронизма, позволяет проводить контроль слабых деформаций в объеме полупроводниковых кристаллов с кристаллической решеткой типа сфалерита [1]. Представлены экспериментальные результаты регистрации "запрещенного" сигнала ГВГ в нелинейном кристалле при отражении зондирующего ИК излучения от приповерхностного широкозонного варизонного слоя типичной гетероструктуры (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs при вращении образца КРТ на 360 градусов (рис.1). Наблюдаются 2 узких максимума сигнала ФЭУ. Первые максимумы (слева) наблюдаются при 90-95 градусах (синие точки) и 93 градусах (красные точки). Различие между первыми и вторыми максимумами (справа) составляет ~ 180 градусам поворота образца КРТ. Максимумы имеют

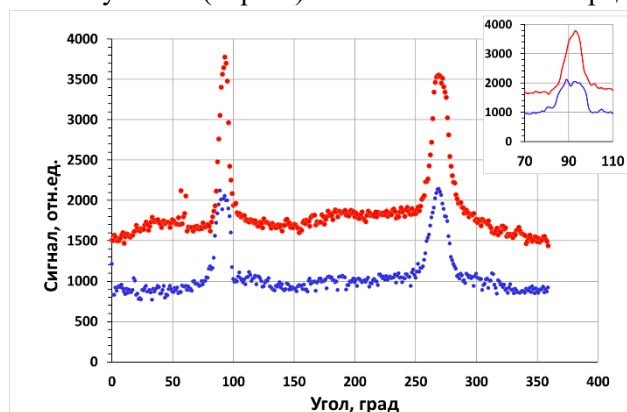


Рис. 1. Графики сигнала ГВГ в нуль-методе при отражении лазерного ИК- излучения от поверхности структуры КРТ. На вставке: тонкая структура сигнала ГВГ.

несимметричную форму, что более отчетливо видно на вставке к рис. 1. Равномерный сигнал между максимумами принимается за нулевой уровень отсчета. Наблюдаемые особенности максимумов и их различие по форме соответствуют ориентации образца в исследуемой области, при которой в отраженном излучении появляется составляющая поляризации, перпендикулярная к поляризации падающего лазерного излучения. Полученные экспериментальные зависимости свидетельствуют о том, что практически весь сигнал ГВГ в максимумах развертки ФЭУ соответствует слабой анизотропии кристаллической структуры исследуемого приповерхностного слоя образца, связанной с его слабой деформацией. Величина углового диапазона (при вращении образца) на полувысоте максимума регистрируемого сигнала ГВГ составляет 8-16 градусов поворота. Причина такой направленности сигнала второй гармоники остается неясной. Наблюдаемые различия амплитуды и формы сигналов ГВГ при повороте образца на 180 градусов (см. вставка на рис. 1 для угла 90 градусов) обусловлены, по нашему мнению, формированием различного эллиптически поляризованного отраженного зондирующего ИК-излучения при зондировании лазерным лучом близких, но разных локальных областей исследуемой поверхности образца КРТ, что связано со слабым децентрированием зондирующего лазерного луча относительно оси вращения образца. В данном случае размер исследуемой области не превышает 1000 мкм при диаметре зондирующего излучения 400 мкм. Наблюдаемая тонкая структура сигнала ГВГ связана со сложной структурой деформаций в приповерхностном слое образца.

Появление асимметрии в минимумах азимутальной зависимости сигнала ВГ, генерируемой в приповерхностном слое исследуемого образца, свидетельствует о напряжениях в исследуемом кристалле [2]. Проведенный расчет показал присутствие остаточных напряжений в приповерхностном слое, которые определяются несоответствием параметров решеток и коэффициентов теплового расширения. Таким образом, совокупность полученной информации позволяет утверждать, что причиной возникновения сигнала ГВГ в нуль-методе являются остаточные деформации.

### Литература

1. С. Л. Мушер и др. // Квантовая электроника. 1996. Т. 23, № 8, С. 762–764.
2. М.Ф. Ступак и др. // ЖТФ. 2021, Т. 91, В. 11, С. 1799-1808.



## Малошумящие лавинные фотодиоды для систем связи (Обзор)

И.Б. Чистохин<sup>1</sup>, А.М. Гишинский<sup>1</sup>, М.С. Аксенов<sup>1</sup>, В.В. Преображенский<sup>1</sup>, К.С. Журавлев<sup>1</sup>,  
А.С. Башкатов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск,  
630090, Пр. Академика Лаврентьева, 13;

<sup>2</sup> ФГБУ «ВНИИР», Мытищи, МО, ул. Колпакова, д. 2а  
тел: +7 (383) 330-9149, эл. почта: igor@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-63

В настоящее время лавинные фотодиоды (ЛФД), чувствительные в телекоммуникационном диапазоне (на длинах волн 1300 и 1550 нм), широко используются для коммерческих, специальных и исследовательских применений. Оптоволоконная связь и визуализация объектов стали главным стимулом развития исследований и разработок ЛФД. Основными поглощающими материалами на этих длинах волн являются узкозонные InGaAs и Ge, при этом туннельная составляющая темнового тока в поглощающем слое эффективно устраняется благодаря применению в конструкции ЛФД отдельных областей поглощения света в узкозонном материале и умножения генерированных носителей заряда в слое широкозонного полупроводника.

Многократная ударная ионизация приводит к появлению в выходном токе ЛФД избыточного шума, превышающего уровень дробового шума тока такой же величины, и характеризуемого коэффициентом избыточного шума  $F$ . В существующих моделях процесса лавинного умножения  $F$  связана с отношением  $k$  коэффициентов ударной ионизации материала электронами ( $\alpha$ ) и дырками ( $\beta$ ), определяемому как наименьшее из отношений  $\alpha / \beta$  или  $\beta / \alpha$ , причем меньшие значения величины  $k$  соответствуют меньшему уровню избыточного шума. Избыточный шум ЛФД ухудшает отношение сигнал-шум, ограничивает чувствительность фотодетекторов и ограничивает полосу рабочих частот фотоприемника.

В последние десятилетия предложены разнообразные подходы для уменьшения величины избыточного шума, генерируемого в слое умножения ЛФД. Определены три основные возможности добиться низкого уровня шума и высокого усиления при широкой полосе частот:

Выбор в качестве слоя лавинного умножения полупроводникового материала с малой величиной отношения  $k$ .

Использование областей умножения субмикронной толщины

Применение областей ударной ионизации с использованием сверхрешеток и квантовых ям.

Для сравнения различных конструкций ЛФД, как правило, проводят измерение зависимости коэффициента  $F$  от коэффициента умножения и определение значения  $k$ , характеризующего процесс генерации избыточного шума.

В докладе представлены достигнутые характеристики ЛФД новых конструкций. Рассмотрены ЛФД на основе широко освоенных материалов Ge/Si и гетероструктур InGaAs/InAlAs ( $k = 0,27$ ), выпускаемые коммерческими фирмами. Представлены ЛФД на новых материалах InGaAs/AlGaAsSb и GaAsSb/AlGaAsSb, демонстрирующие очень низкие значения  $k=0,01$ . Низкий уровень шума в этих материалах объясняется большей величиной ширины запрещенной зоны и большим отношением эффективных масс дырок и электронов по сравнению с InAlAs. Продемонстрировано, что снижение коэффициента избыточного шума ЛФД может быть достигнуто при использовании слоя лавинного умножения субмикронной толщины. Это обусловлено нелокальным характером ударной ионизации, проявляющимся в различных значениях толщины «мертвого слоя» для электронов и дырок. Структуры лавинного умножения с гетеропереходами на квантовых ямах обеспечивают также низкий уровень шума ( $k=0,12$ ) за счет резкого изменения пороговой энергии ударной ионизации при переходе носителей из широкозонных барьеров в узкозонный материал. Носители заряда, получая энергию от электрического поля в материале с широкой запрещенной зоной, близкой к пороговой энергии ионизации в узкозонном полупроводнике, быстро ионизируются при попадании в слой с узкой запрещенной зоной. Так как разрывы зон в валентной зоне и зоне проводимости гетероструктуры отличаются, то и коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок существенно отличаются. В случае использования сверхрешеток In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/Al<sub>0,48</sub>In<sub>0,52</sub>As в области лавинного умножения электроны могут легко достигать своей пороговой энергии для ударной ионизации, в то время как дырки испытывают рассеяние на множестве валентных минизон. Изменяя свойства материала, такие как эффективные массы, ширину запрещенной зоны, коэффициенты ударной ионизации электронов и дырок в зависимости от толщины чередующихся слоев сверхрешеток можно получить минимальный уровень избыточного шума, близкий к теоретическому пределу с  $k$  менее 0,01.



# Фотопроводимость сверхлегированного кремния в среднем-дальнем ИК-диапазоне, усиленная квази-континуумом примесных состояний легирующей серы

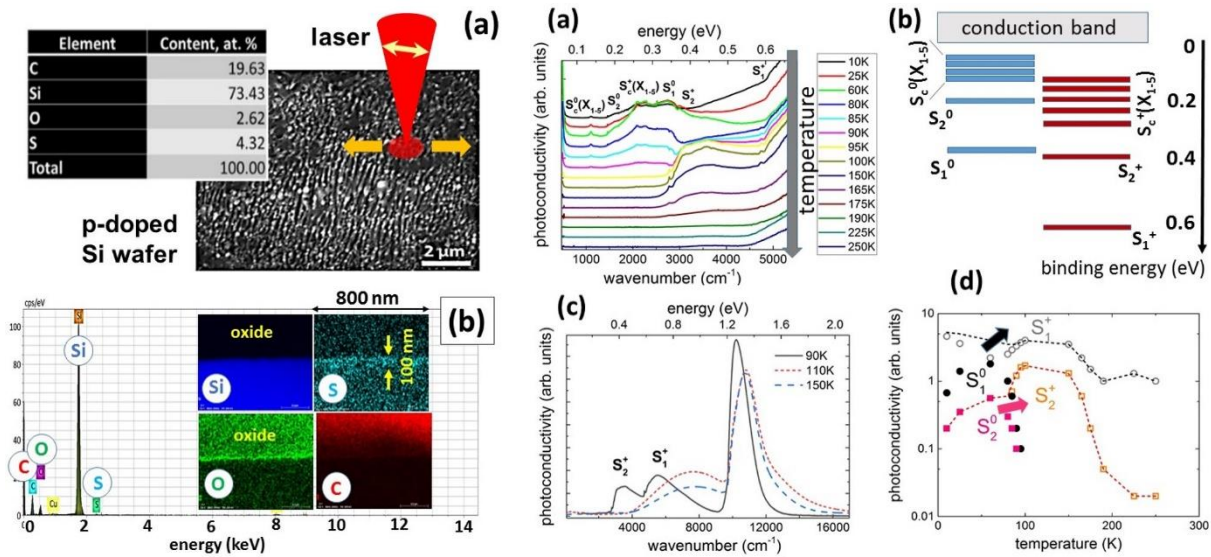
С.И. Кудряшов<sup>1,2</sup>, А.А. Настулявичус<sup>1,2</sup>, М.С. Ковалев<sup>1,2</sup>, А.Р. Ахматханов<sup>1</sup>, В.И. Пряхина<sup>1</sup>, В.Я. Шур<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Уральский федеральный университет, Екатеринбург, 620000, Куйбышева 48

<sup>2</sup> Физический институт им.П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991, Ленинский проспект 53  
тел: +7 (903) 185-0246, эл. почта: kudryashovsi@lebedev.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-64

Технология прямой лазерной записи была использована для изготовления универсального КМОП-совместимого широкополосного (УФ-ТГц) охлаждаемого p-р-диода на основе кремния. Обнаружена температурно-зависимая фотопроводимость среднего-дальнего ИК-диапазона (2-40 мкм) в p-р-переходе, изготовленном на поверхности подложки p-легированного кремния путем поверхностного сверхлегирования n-типа примесью серы (содержание серы > 1 ат. %). Наблюдаемая широкополосная фотопроводимость обеспечивается плотной квазиконтинуальной серией донорных состояний примеси серы вблизи дна зоны проводимости (так называемая «промежуточная зона», ширина полосы – до 0,6 эВ), соответствующих ИК-поглощающим нейтральным и однократно ионизированным атомным и кластерным центрам замещения. «Промежуточная» донорная полоса поддерживает постепенную «синюю» спектральную миграцию максимума ПК за счет термической ионизации более глубоких состояний при повышении температуры в диапазоне 5–250 К. Термическое ионизационное истощение донорных состояний серы показывает беспрецедентно высокую плотность донорных состояний  $\sim 10^{20}$  состояний/эВсм<sup>3</sup>. Это позволяют создавать лазером *in situ* универсальные кремниевые нано/микро/макрофотодетекторы, охлаждаемые жидким гелием/азотом, с широким ИК-спектральным откликом для солнечной энергетики, термо- и биовизуализации.



Исследования поддержаны грантом Министерства науки и высшего образования для Уральского Федерального Университета (программа Приоритет-2030).

## Литература

1. Kudryashov S. I. et al. Large-scale laser fabrication of antifouling silicon-surface nanosheet arrays via nanoplasmonic ablative self-organization in liquid CS<sub>2</sub> tracked by a sulfur dopant // ACS Applied Nano Materials. 2018. T. 1. №. 6. С. 2461-2468.
2. Kudryashov S. et al. Mid-IR-sensitive n/p-junction fabricated on p-type Si surface via ultrashort pulse laser n-type hyperdoping and high-temperature annealing // ACS Applied Electronic Materials. 2021. T. 3. №. 2. С. 769-777.
3. Kudryashov S. et al. Near-far IR photoconductivity damping in hyperdoped Si at low temperatures // Optical Materials Express. 2021. T. 11. №. 11. С. 3792-3800.
4. Kudryashov S. et al. CMOS-compatible direct laser writing of sulfur-ultrahyperdoped silicon: Breakthrough pre-requisite for UV-THz optoelectronic nano/microintegration // Optics & Laser Technology. 2023. T. 158. С. 108873.

## 1.54 мкм электролюминесценция в пленках $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}$ , магнетронно напыленных на кремнии.

**К.В. Феклисов**<sup>1,8</sup>, А.Г. Лемзяков<sup>3</sup>, А.А Шкляев<sup>1,2</sup>, Д.В. Гуляев<sup>1</sup>, Д.С. Абрамкин<sup>1</sup>, Е.В. Спесивцев<sup>1</sup>, А.М. Пугачев<sup>4</sup>, В.А. Володин<sup>1,2</sup>, С.А. Кочубей<sup>1</sup>, К.С. Ершов<sup>6</sup>, Л.Н. Сафронов<sup>1</sup>, А.К. Гутаковский<sup>1</sup>, В.И. Вдовин<sup>1</sup>, Ю.А. Живодков<sup>1</sup>, А.Ф. Зиновьева<sup>1</sup>, Д.Ю. Протасов<sup>1,7</sup>, А.С. Дерябин<sup>1</sup>, А.И. Комонов<sup>1</sup>, Д.Г. Есаев<sup>1</sup>, А.Н. Шмаков<sup>5</sup>, А.В. Капишников<sup>2,5</sup>, И.П. Просвирина<sup>5</sup>, В.А. Голяшов<sup>1</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, г. Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13, эл. Почта: [kos@isp.nsc.ru](mailto:kos@isp.nsc.ru)

<sup>2</sup> НГУ, г. Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2

<sup>3</sup> ИЯФ СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 11

<sup>4</sup> ИАИЭ СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Коптюга, 1

<sup>5</sup> ИК СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 5

<sup>6</sup> ИХКГ СО РАН, 630090, г. Новосибирск, ул. Институтская, 3

<sup>7</sup> НГТУ, 630073, г. Новосибирск, пр-т Карла Маркса, 20

<sup>8</sup> ООО "АИР", 630090, Новосибирск

DOI 10.34077/RCS2023-65

Работа направлена на получение электролюминесцентного (ЭЛ) материала в прозрачном для оптоволоконных линий спектральном диапазоне 1.5 мкм по технологии, совместимой с кремниевой. Это откроет возможность гибридации оптической системы передачи данных с электронными системами обработки информации на уровне процессоров и позволит развить элементную базу оптических коммуникационных систем. Здесь предлагается рассмотреть альтернативный общепринятому  $\text{A}_3\text{B}_5$  класс материалов: легированные редкоземельными элементами оксиды, а именно пленки  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}$  на кремнии.

Цель работы - апробирование гетероперехода  $\text{Si}\backslash\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}$  для получения ЭЛ.

Исследовались пленки  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}$ , магнетронно напыленные на подложку кремния. Микроскопическая структура пленок варьируется в зависимости от режима напыления: от пучков кристаллических нанонитей, сплетенных в отдельные наностолбцы [1], до плотно прилегающих кристаллических наностолбцов. Все пленки имеют объемноцентрированную кубическую кристаллическую решетку  $\text{In}_2\text{O}_3$  (PDF No. 01-071-2194), но индивидуальную ориентацию в каждой нанонити и наностолбце. Состав пленок представляет собой твердый раствор  $\text{Er}_2\text{O}_3$  в кристаллической решетке  $\text{In}_2\text{O}_3$  с содержанием Er 1 ат. %. Методом Рентгеновской ФотоЭлектронной Спектроскопии (РФЭС), для пленок  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}$  установлено положение потолка валентной зоны  $E_v$  на 3 эВ ниже уровня Ферми. После очистки поверхности ионами аргона в вакууме, выявлена плотность состояний ( $D_{ds}$ ), простирающаяся от края валентной зоны ( $E_v$ ) в запрещенную зону  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}$  примерно на 1.5 эВ. Токи через структуры на n- и p-подложках кремния описаны в рамках модели термоэмиссии основных носителей через барьер с коррекцией приложенного напряжения на потенциал, падающий в кремнии. Методом температурной зависимости прямых токов при малом, подбарьерном смещении были найдены барьеры для инжекции электронов и дырок из кремния в пленки, равные 0.14 эВ [1] и 0.3 эВ, соответственно. Полученный невысокий барьер для дырок объясняется наличием плотности дефектных состояний ( $D_{ds}$ ), которые простираются от края зоны валентности ( $E_v$ ) в запрещенную зону  $\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}$  и создают там канал проводимости для дырок ( $E_{ds}$ ). Плотность дефектных состояний в запрещенной зоне подтверждается данными РФЭС, а так же из оптических данных в соответствующем интервале энергий. По совокупности полученных данных выполнен анализ зонной структуры гетероперехода  $\text{Si}\backslash\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}$  и построена его зонная диаграмма. На ее основе установлен энергетический интервал между электронами в зоне проводимости и дырками в канале проводимости в запрещенной зоне равный  $E_c - E_{ds} = 1.56$  эВ.

Установлена ЭЛ Er в структурах n- $\text{Si}\backslash\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}\backslash\text{ITO}$ -контакт при пропускании прямого тока. Предложен механизм возбуждения атомов Er на основе полученной зонной структуры гетероперехода  $\text{Si}\backslash\text{In}_2\text{O}_3:\text{Er}$ .

Работа проводилась при финансовой поддержке ФСИ (грант 4235ГС1/70543 от 27.10.2021), а также при использовании оборудования ЦКП «ВТАН» НГУ, ЦКП «Наноструктуры» ИФП, ЦКП «Высокоразрешающая спектроскопия газов и конденсированных сред» ИАиЭ, ЦКП «СЦСТИ» на базе УНУ «Комплекс ВЭПП-4 – ВЭПП-2000» ИЯФ.

### Литература

1. K V Feklistov et al. // Mater. Res. Express. 2020. v. 7. pp. 125903-125914.

## Возможности управления излучающими свойствами кремниевых структур с наноструктурами Ge(Si) в двумерных фотонных кристаллах

А.В. Перетокин<sup>1,2</sup>, М.В. Степихова<sup>1</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, А.В. Новиков<sup>1,2</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>, М.В. Шалеев<sup>1</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>, Е.Е. Родякина<sup>3,4</sup>, Ж.В. Смагина<sup>3</sup>, С.А. Дьяков<sup>5</sup>

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

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

<sup>3</sup> Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13

<sup>4</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 1

<sup>5</sup> Сколковский институт науки и технологий, Москва, 143025, ул. Нобеля, 3  
тел.: +7 (831) 417-9482, факс: +7 (831) 417-9464, эл. почта: aperetokin@ipmras.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-66

Одним из вариантов решения проблемы создания источников излучения ближнего ИК-диапазона на кремнии являются структуры с наноструктурами Ge(Si). Будучи совместимыми с технологией интегральных схем, такие структуры излучают в диапазоне длин волн 1.2–1.6 мкм, в том числе и при комнатной температуре.

Увеличение люминесцентного отклика таких структур возможно в двумерных фотонных кристаллах (ФК) [1], что является следствием процессов взаимодействия активной среды с модами ФК. Наибольшее увеличение сигнала фотолюминесценции (ФЛ) в этих структурах достигается при условии спектрального совпадения максимума фотолюминесценции наноструктур Ge(Si) с выделенными модами. Основным методом управления спектральным положением мод фотонного кристалла является изменение его параметров, а именно: периода ( $a$ ) и соотношения  $r/a$ , где  $r$  – радиус отверстий. Такой подход требует достаточной высокой точности изготовления ФК, что в принципе не всегда реализуемо. Другая возможность модификации зонной структуры ФК и, как следствие, люминесцентного отклика структур, заключается в контролируемом изменении глубины травления отверстий. Варьирование глубины травления отверстий приводит к появлению новых особенностей в зонной структуре ФК, в частности – к возникновению связанных состояний в континууме (ВКС) при ненулевых значениях волновых векторов (случайные или параметрические ВКС), появлению в зонной структуре ФК стоп-зон, возникновению «ярких точек» при пересечении ветвей фотонных мод и др. Эти особенности интересны как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Более того, использование глубин травления отверстий ФК меньших, по сравнению с глубиной залегания активного слоя, должно положительно сказываться на излучающих свойствах ФК вследствие уменьшения роли безизлучательных каналов рекомбинации. С точки зрения практических применений, использование малых глубин травления предпочтительно при создании светоизлучающих диодных структур с ФК.

В работе будут представлены результаты экспериментальных исследований и данные теоретического анализа люминесцентного отклика ФК, сформированных на структурах с наноструктурами Ge(Si), с варьируемыми параметрами и глубиной травления отверстий. Будет продемонстрирована возможность увеличения люминесцентного отклика наноструктур Ge(Si) в ФК более чем на два порядка величины, рассмотрены особенности зонной структуры и модового состава фотонных кристаллов, определяющие рост сигнала ФЛ. В частности, впервые демонстрируется возможность усиления сигнала ФЛ на связанных состояниях в континууме с нулевой дисперсией. Доклад базируется на результатах, опубликованные в работах [2,3].

Исследования поддержаны РФФИ (проект #19-72-10011).

### Литература

1. S.A. Dyakov *et al.* // Laser Photonics Rev. 2021. V.15, iss.7. P.2000242.
2. A.V. Peretokin *et al.* // Nanomaterials. 2023. V.13, iss.10. P.1678.
3. M.V. Stepikhova *et al.* // Nanomaterials. 2022. V.12, iss.15. P.2687.

## Гибридные электронно-оптические преобразователи от УФ до ТГц диапазона

Г.Э. Шайблер<sup>1</sup>, В.В. Бакин<sup>1</sup>, С.А. Рожков<sup>1</sup>, В.С. Русецкий<sup>1,2</sup>, В.А. Голяшов<sup>1</sup>, Д.А. Кустов<sup>1</sup>,  
Д.М. Казанцев<sup>1</sup>, В.С. Хорошилов<sup>1</sup>, И.О. Ахундов<sup>1</sup>, А.С. Тарасов<sup>1</sup>, А.Ю. Деминов<sup>2</sup>,

**О.Е. Терещенко<sup>1</sup>, А.С. Башкатов<sup>3</sup>**

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> ЗАО «ЭКРАН ФЭП», Новосибирск, 630060, ул. Зеленая Горка, 1

<sup>3</sup> ФГБУ «ВНИИР», Мытищи, 141002, Московская область, ул. Колпакова, д. 2а  
тел.: +7 (383) 330-9874, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: teresh@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSPP2023-67

Создание универсальной инфраструктуры для разработки и производства вакуумных фотоприемных устройств на основе электронно-оптических преобразователей (ЭОП) чувствительных в широкой области спектра (0.1-100 мкм) позволит решить ряд важных технических и экономических задач, а также задач импортозамещения. Основная цель работы – реализация концепции создания ультрафиолетовых и неохлаждаемых тепловизионных приборов с высоким пространственным разрешением на базе инфраструктуры стандартных арсенид галлиевых и мультищелочных ЭОП.

Для УФ фотоприемников (100-360 нм), так называемых, «солнечно слепых», важными практическими задачами являются: мониторинг внештатных ситуаций на высоковольтных электроэнергетических объектах; диагностика состояния контактных сетей железных дорог; мониторинг территорий, загрязнённых радиоактивными веществами; мониторинг промывочных вод, связанный с поисковым бурением нефтеносных скважин; исследование космоса в УФ диапазоне. Кроме того, применение УФ оптико-электронных систем в качестве дополнительного информационного канала в составе многоспектральных систем может значительно повысить их информативность. В качестве фотокатодов для УФ диапазона используются соединения  $Al_xGa_{1-x}N$  (200-360 нм) [1,2],  $Cs_2Te$  (200-290 нм) и  $CsI$  (150-220 нм).

Стандартные арсенид галлиевые и мультищелочные ЭОП диапазона 400-900 нм могут успешно применяться в лидарных и пассивных системах космического зондирования с необходимым пространственным и временным разрешением [3].

Преимущество в ближнем ИК-диапазоне (1.1-1.7 мкм) проявляется при естественной спектральной освещенности, которая составляет  $2 \cdot 10^{-7}$  Вт/см<sup>2</sup>·мкм, что на два порядка выше освещенности в области чувствительности GaAs и мультищелочного катода. Для продвижения в ИК область 1.1-1.7 мкм проводятся работы по созданию полевых фотокатодов с тянущим полем на основе структур InP/InGaAs/InP с отрицательным электронным средством [4].

Дальний ИК (8-14 мкм) и ТГц диапазоны в настоящее время в технике ЭОП не представлены. Неохлаждаемые пироэлектрические преобразователи теплового изображения (пириконы) в дальнем ИК и ТГц диапазонах спектра, обладают свойством неселективности по спектру и детектируют только изменение интенсивности падающего излучения. Благодаря этим свойствам они находят широкое применение в ИК-технике для точных спектральных измерений, наблюдения и распознавания объектов, медицинской и промышленной диагностике, а также для специальных применений. Одним из решений сдвига чувствительности ЭОП в дальний ИК диапазон было создание пироэлектрического электронно – оптического преобразователя (ПЭОП) [5]. Однако реализовать этот прибор не удалось в силу технических трудностей совмещения вакуумной технологии ЭОП и органической основы пиромишени.

Нами предложен ПЭОП с пиромишенью на основе пленки  $Sr_{1-x}Ba_xNb_2O_6$  (SBN) со сквозными отверстиями для прохождения электронного потока, который модулируется в соответствии с распределением потенциала на поверхности мишени, возникающим при проецировании на мишень теплового излучения. Собран первый прототип ПЭОП на основе ЭОП-2<sup>+</sup>, в котором изучены фотоэмиссионные свойства и проведены измерения энергетического распределения фотоэлектронов, проходящих сквозь пиромишень.

### Литература

1. С.А. Рожков и др. // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т.104(2). С. 128-132.
2. О.Е. Tereshchenko et al. // Phys. Solid State. 2004 V.46, P. 1949–1953.
3. В.Л. Плохотниченко и др. // Астрофизический Бюллетень. 2020. Т.75(1). С. 66-77.
4. А.А. Егоренков и др. // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». 2021. Т.4. С. 15-22.
5. С.М. Зорин и др. // Известия высших учебных заведений. Материалы электронной техники. 2015. Т.18, С. 205.

## Кремниевые фотодиоды для регистрации излучения от ближнего инфракрасного до жёсткого рентгеновского диапазонов и электронов

**В.В. Забродский, П.Н. Аруев, А.В. Николаев, Е.В. Шерстнёв**

*Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург,*

*194021, Политехническая, 26*

*тел: +7 (812) 292-7363, факс: +7 (812) 297-1017, эл. почта: sildet@mail.ioffe.ru*

DOI 10.34077/RCSP2023-68

В настоящее время кремниевые детекторы на основе фотодиодов продолжают оставаться актуальными как в промышленности, так и в приборостроении для научных применений. Тематика кремниевых фотодиодов развивается в ФТИ им. Иоффе более 40 лет. Представленный доклад посвящён последним результатам ФТИ им. Иоффе в этой области.

### **Затронутые в докладе темы**

1. Разработанные p<sup>+</sup>-n переходы и изотипные p<sup>+</sup>-p переходы позволяют создавать кремниевые фотодиоды с толщиной “мёртвого” слоя порядка 5-10 нм при глубине залегания перехода порядка 30 нм. Такая совокупность характеристик переходов обеспечивает эффективную регистрацию самых проблемных спектральных диапазонов, а именно ультрафиолета и вакуумного ультрафиолета. На основе переходов с “мёртвым” слоем порядка 5-10 нм разработаны фотодиоды и исследованы их спектральные характеристики в диапазоне длин волн от 0.02 до 1100 нм (энергии квантов от 1 эВ до 60 кэВ). Продемонстрировано временное разрешение меньше 1 нс в ближнем инфракрасном, видимом и рентгеновском диапазонах.
2. Минимизация толщины мёртвого слоя и отказ от традиционного покрытия из диоксида кремния в активной зоне детектора позволили разработать фотодиоды метрологического уровня, нашедшие применение в качестве вторичных эталонов чувствительности в диапазоне длин волн от 0.02 до 1100 нм. Примерами, где разработанные фотодиоды востребованы являются следующие актуальные тематики: регистрация синхротронного излучения, разработка источников для EUV литографии, исследования радиационных потерь и динамических процессов в высокотемпературной плазме.
3. Системы регистрации, созданные на основе представленных фотодиодов и размещённые внутри токамаков Т-11 и Глобус-М, позволили впервые в мире провести 2D визуализацию плазменных процессов с временным разрешением порядка 1 микросекунды.
4. Представленные фотодиоды демонстрируют регистрацию электронов с энергией отсечки порядка 500 эВ за счёт “мёртвого” слоя порядка 5-10 нм и нашли применение в электронной микроскопии.
5. Разработанные лавинные фотодиоды на основе изотипных p<sup>+</sup>-p переходов позволяют в режиме пропорционального умножения регистрировать также весь диапазон длин волн от 0.02 до 1100 нм. Продемонстрированы счётный режим регистрации электронов и квантов с энергией несколько кэВ, а также внешний квантовый выход на уровне тысяч электронов на фотон для вакуумного ультрафиолета (в режимах фототоков на уровне единиц микроампер).
6. В качестве перспективного направления для дальнейшего развития представленной тематики можно рассматривать совместное создание гибридных детекторов на основе кремниевых фотодиодов и фотокатода. В случае использования лавинных фотодиодов в гибридном детекторе может реализоваться регистрация единичных квантов в спектральном диапазоне 200-1600 нм.

## Электрически перестраиваемые метаструктуры миллиметрового диапазона на основе жидких кристаллов

С.А. Кузнецов<sup>1</sup>, В.И. Лапаник<sup>2</sup>, С.Н. Тимофеев<sup>2</sup>, В.С. Сутормин<sup>3,4</sup>, В.Я. Зырянов<sup>3</sup>, С.Б. Глыбовский<sup>5</sup>, В.В. Суриков<sup>5</sup>, Д.А. Овсов<sup>5</sup>, А.Д. Саянский<sup>5</sup>, К.В. Лемберг<sup>3</sup>, Н.А. Николаев<sup>6</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2

<sup>2</sup> Институт прикладных физических проблем им. А.Н. Шевченко БГУ, Минск, 220045, ул. Ак. Курчатова, 7, Республика Беларусь

<sup>3</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, 660036, Академгородок, 50, с. 38

<sup>4</sup> Сибирский федеральный университет, Красноярск, 660041, пр. Свободный, 79

<sup>5</sup> Университет ИТМО, Россия, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский пр., 49

<sup>6</sup> Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Коптюга, 1  
тел.: +7 (383) 363-42-95, эл. почта: sakuznetsov@nsu.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-69

Технологическое освоение миллиметрового диапазона длин волн относится к приоритетным задачам научных исследований в Российской Федерации. В прикладном отношении область частот 75–300 ГГц ( $\lambda \approx 1\text{--}4$  мм) представляет особый интерес для беспроводных систем передачи данных, включая радиорелейные линии и мобильные сети нового поколения типа 6G, ввиду значительно более высокой информационной емкости в сравнении с СВЧ диапазоном, а также возможности получения более узкой диаграммы направленности излучения для антенных устройств. Кроме того, мм-волны удачно сочетают приемлемые значения пространственного разрешения и проникающей способности при визуализации оптически-непрозрачных объектов, что делает их перспективными для досмотровых систем безопасности и неразрушающего контроля, альтернативных рентгеновским сканерам.

На настоящий момент создание эффективных методов динамического управления электромагнитными характеристиками пучков мм-излучения (локальной фазы, амплитуды, поляризации волнового фронта) с промышленным внедрением подобных разработок является нерешённой задачей. В настоящем докладе рассмотрен перспективный подход к созданию электрически перестраиваемых мм-устройств, основанный на использовании планарных метаструктур специального дизайна, интегрированных с тонким (5–80 мкм) слоем жидких кристаллов. В работе использовались уникальные нематические ЖК-композиции на основе п-кватерфенильных и п-квинквифенильных смесей, отличающиеся высокой оптической анизотропией (0,3–0,4) и низкими диэлектрическими потерями ( $<0,002$ ) на мм-волнах, с промышленной реализацией финальных устройств на заключительном этапе. Ключевыми достоинствами ЖК-метаструктур являются их высокая функциональность, относительно невысокая себестоимость матричного изготовления, совместимая с технологиями серийного промышленного производства ЖК-дисплеев/индикаторов, а также возможность работы в режиме реального времени переключения пикселей (10–1000 Гц).

Представлены отражательные решётки на основе высокоимпедансных метаповерхностей с рабочим полем  $70 \times 70$  мм, реализованные в формате «пассивной» ЖК матрицы с числом метапикселей  $70 \times 70$ , управляемыми в 1D и 2D. Для структур, оптимизированных на поддиапазоны 110–150 ГГц и 280–300 ГГц, продемонстрировано два режима работы: 1) с непрерывной перестройкой фазы до 600 градусов; 2) с перестройкой амплитуды  $>30$  дБ. Дополнительно, представлен прототип бинарной фазовой решетки на перестраиваемых линиях задержки на поддиапазон 81–86 ГГц. Кроме этого, рассмотрена антенна вытекающей волны на частоты 76,5–77,5 ГГц с электрически регулируемой фазовой скоростью распространения, а также управляемый вращатель линейной поляризации на основе двуслойной ЖК-структуры.

Обсуждается применение разработанных устройств для электронного управления мм-лучом в «умных» антеннах беспроводной связи, а также для генерации пространственных паттернов в однопиксельных субТГц-визуализаторах. Рассмотрены особенности изготовления ЖК-метаструктур и спектральной характеристики ЖК смесей в тестовых ячейках.

Авторы выражают признательность ЦКП «ВТАН» НГУ и ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН за инструментальную и технологическую поддержку.

# Фотомемристивные детекторы на основе низкоразмерных материалов для интеллектуальных систем распознавания образов

Г.Н. Панин<sup>1</sup>, О.О. Капитанова<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> *Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, Черноголовка, Московская область*

<sup>2</sup> *Московский государственный университет, Москва*

<sup>3</sup> *Центр фотоники и двумерных материалов Московского физико-технического института, Долгопрудный,*

*тел.: +7 (496) 524-4006, эл. почта: panin@iptm.ru*

DOI 10.34077/RCSP2023-70

Низкоразмерные материалы, такие как графен и его производные [1,2], в последнее время активно исследуются для использования в фотомемристивных структурах [3] для энергоэффективного распознавания образов в автономном режиме и обработки информации в режиме реального времени [4]. Фотомемристивные состояния, контролируемые поляризацией [3], окислительно-восстановительными процессами [5], фотоиндуцированными структурными переходами [6] демонстрируют динамическое поведение, необходимое для реализации внутри детектора вычислительных операций для быстрого энергонезависимого обнаружения [7,8], предварительной обработки и хранения визуальной информации [9].

В данной работе показано, что фотомемристивные структуры на основе графена, оксида графена, дисульфидов переходных металлов, а также ван-дер-ваальсовых гетероструктур с квантовыми точками, полученными методом эксфолиации, могут быть использованы для интеллектуальной визуализации в широком УФ-ИК диапазоне с предварительной обработкой информации в самом детекторе. Интеллектуальные детекторы со встроенными нейронными сетями, подобными сетчатке глаза человека, можно изготавливать из гибких биосовместимых материалов и использовать в самых разных приложениях. Использование фотомемристивных низкоразмерных материалов является перспективным подходом к созданию энергоэффективных интеллектуальных автономных систем распознавания образов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-49-00159) и Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-57-04010).

## *Литература*

1. X. Fu et al. // *Nanoscale*. 2017. V.9, N.5, P.1820.
2. N. N. Kovaleva et al. // *2D Mater.* 2019. V.6, 045021.
3. W. Wang et al. // *Sci. Rep.* 2016. V.6, 31224.
4. G. N. Panin // *Electronics* 2022. V.11, P.619.
5. O. O. Kapitanova et al. // *J. Mater. Sci. Technol.* 2020. V.38, P.237.
6. X. Fu et al. // *Small* 2019. 1903809.
7. G. N. Panin // *Chaos, Solitons and Fractals* 2021. V.142, P.110523.
8. X. Fu et al. // *Mater. Horiz.* 2022. V.9, P.3095.
9. X. Fu et al. // *Light Sci. Appl.* 2023. V.12, P.39.



# Гетероструктурные фотопреобразователи солнечного и лазерного излучения

М.З. Шварц, В.М. Андреев, С.А. Левина, Н.А. Калюжный

ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26  
тел: +7 (812) 292-7394, факс: +7 (812) 247-1017, эл. почта: shvarts@scell.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-71

На сегодняшний день фотоэлектрические преобразователи на АЗВ5 гетероструктурах являются абсолютными «рекордсменами» среди полупроводниковых приборов по эффективности реализации процессов прямого перевода лучистой (солнечной или лазерной) энергии в электричество. Преобразователи с широкой спектральной чувствительностью (многопереходные солнечные элементы) используются в космических солнечных батареях и наземных модулях с концентраторами излучения, а узкополосные специализированные приемники-преобразователи составляют основу систем с энергетической подпиткой мощным лазерным излучением (рис. 1).

Современные высокоэффективные многопереходные (МП) солнечные элементы (СЭ) основаны на трехпереходной GaInP/GaInAs/Ge гетероструктуре и имеют практически предельную эффективность в 30% и 41.6% для космического и наземного (сконцентрированного) излучений, соответственно. Практические шаги по дальнейшему увеличению КПД СЭ базируются на расширении монокристаллической МП концепции в сторону 4-6 переходных АЗВ5 архитектур. В этом направлении развиваются ростовые технологии и методы постростовой обработки структур, создаются новые материалы и улучшаются их кристаллографические параметры. В результате разработок продемонстрированы СЭ с показателями по эффективности преобразования в 35.8% для космического, 38.8% для наземного и 47.6% для концентрированного солнечного излучения.

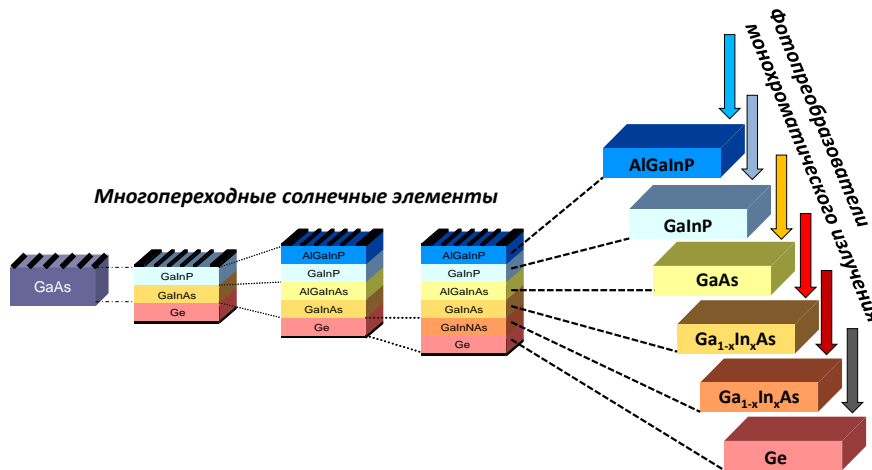


Рис. 1. Связь идеологий гетероструктур для ФП солнечного и лазерного излучения

Направление высокоэффективных монокристаллических МП СЭ начало развиваться в лаборатории фотоэлектрических преобразователей ФТИ им. А.Ф. Иоффе около 20 лет назад. Практически значимым результатом является научно-технологическое сопровождение работ по становлению технологии приборов космического назначения на предприятии АО «Сатурн» (г. Краснодар) с выходом на промышленный выпуск в 2012 году. В ФТИ им. А.Ф. Иоффе разрабатываются СЭ и фотоэлектрические модули с концентраторами излучения, в том числе гибридного двухконтурного типа с повышенной энерговыработкой за счет преобразования прямой и диффузной компонент солнечного излучения концентраторным и планарным контурами.

Успехи в области технологий и архитектур для МП СЭ дало импульс развитию фотопреобразователей (ФП) мощного лазерного излучения (ЛИ). Так каждый из субэлементов МП СЭ, обладая спектральной селективностью, может рассматриваться как отдельный ФП узкополосного (лазерного) излучения. Очевидно, что основным критическим моментом для таких лазерных ФП будет согласование параметров материала (прежде всего значения ширины его запрещенной зоны) и структуры с длиной волны преобразуемого лазерного излучения для снижения термализационных потерь энергии. Реализация возможностей ростовых и постростовых технологических процессов позволили предложить целый набор однопереходных ФП, эффективно преобразующих ЛИ в диапазонах длин волн 450-650 нм (GaInP ФП), 700-900 нм (GaAs ФП), 900-1300 нм (ФП на основе метаморфных GaInAs структур) и 1350-1700 нм (GaSb, Ge и GaInAs согласованный по параметру решетки с InP). В ФТИ им. А.Ф. Иоффе разработаны технологии изопериодических GaAs и метаморфных GaInAs структур для ФП мощного ЛИ с КПД более 60% и 55%, соответственно для длин волн излучения 809 и 1064 нм.



# Диффузионная структура LiNbO<sub>3</sub>:Cu Z-среза для реализации оптических пинцетов

А.А. Колмаков, Т.А. Журин, Э. Комов

Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск,  
634050, пр. Ленина, 40

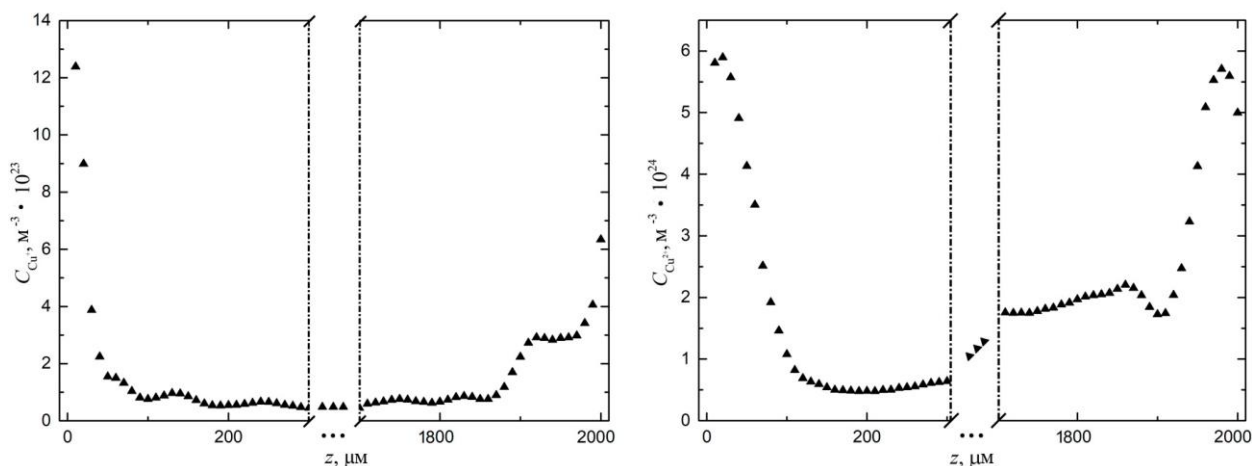
тел: +7 (3822) 41-38-87, эл. почта: kolmakov.sasha1@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-72

Фотовольтаический метод манипуляции микро- и нанобъектами основан на использовании сильных эванесцентных электрических полей, создаваемых при засветке пространственно-неоднородным лазерным излучением кристаллов LiNbO<sub>3</sub>:Fe [1] и LiNbO<sub>3</sub>:Cu [2] над их поверхностью. В [2] показано, что образцы LiNbO<sub>3</sub>:Cu для использования в качестве оптических пинцетов могут быть получены методом высокотемпературной диффузии конгруэнтных кристаллов X-среза ниобата лития. В настоящем сообщении представлены экспериментальные результаты по реализации диффузионного легирования медью пластины Z-среза конгруэнтного ниобата лития и по исследованию распределений по толщине кристалла концентрации внедренных ионов в зарядовых состояниях Cu<sup>+</sup> и Cu<sup>2+</sup>.

Для экспериментов использовалась пластина Z-среза из конгруэнтного ниобата лития с размерами 6,5×11,4×2,0 мм<sup>3</sup> по осям x, y и z соответственно. Плёнки меди наносились на оптически полированные XY-поверхности пластины с двух сторон методом магнетронного распыления и имели толщину 400 нм. Затем образец зажимался между двумя пластинами нелегированного LiNbO<sub>3</sub> и помещался в трубчатую электропечь на карбидокремниевых нагревателях и нагревался со скоростью 5 К/мин до температуры 600 °С. Диффузия при данной температуре продолжалась в течение 5 часов, с последующим естественным охлаждением продолжительностью 12 часов. Все операции по отжигу образцов проводились в воздушной атмосфере. После диффузии остатки плёнки CuO удалялись с поверхности кристалла с использованием водного раствора уксусной кислоты с концентрацией 70 % при температуре 80 °С.

Для исследования распределений по толщине кристалла концентрации внедренных ионов в зарядовых состояниях Cu<sup>+</sup> и Cu<sup>2+</sup> использовалась методика измерения зависимости показателя поглощения сфокусированного цилиндрической линзой лазерного излучения с длинами волн 532 и 808 нм соответственно от координаты z [3]. Результаты измерения распределений для C<sub>Cu<sup>+</sup></sub>(z) и C<sub>Cu<sup>2+</sup></sub>(z) представлены точками на рисунке.



Таким образом, распределения C<sub>Cu<sup>+</sup></sub>(z) и C<sub>Cu<sup>2+</sup></sub>(z) при использованных условиях диффузии из нанесенных на обе Z грани металлических пленок меди характеризуются двумя пиками с максимумами, расположенными вблизи граней z = 0 и z = 2 мм.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки и высшего образования Российской Федерации в рамках Госзадания FEWM-2023-0012 на 2023 г.

## Литература

1. J. Villarroel et al. // Opt. Express. 2011. V. 19. P. 24320-24330. (2011).
2. К.М. Мамбетова и др. // Известия вузов. Физика. 2019. Т. 62. № 4. С. 89-93.
3. А.А. Колмаков и др. // Труды школы-семинара «Волны-2022». Когерентная и нелинейная оптика. 2021. С. 58.

# Резонансное поведение коллективного сечения экстинкции треугольного кластера малых частиц с электрическим дипольным рассеянием

А.А. Сапегин<sup>1</sup>, М.Ю. Барабаненков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>АО «НИИ Молекулярной Электроники», 124460, Россия, г. Москва, г. Зеленоград, улица Академика Валиева, 6/1

<sup>2</sup>ФГБУН Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432, Московская область, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 6  
тел.: +7 (495) 962-8074, факс: +7 (495) 962-8074, эл. почта: barab@iptm.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-73

Хорошо известно точное решение Ми [1] задачи о рассеянии света на пространственно однородной сферической частице произвольного размера при произвольной диэлектрической проницаемости материала частицы. Тем не менее, физическая задача исследования свойств рассеянного излучения на уединенной частице при различных характерных значениях параметров теории Ми приносит и в настоящее время новые физические результаты [2, 3].

В настоящей работе представлены результаты расчёта сечения экстинкции планарной «метамолекулы», образованной тремя сферическими однородными плазмонными наночастицами с электрическим дипольным взаимодействием, при поляризации падающей электромагнитной волны, ориентированной перпендикулярно плоскости нахождения «метамолекулы».

Формула для коллективного сечения экстинкции  $\sigma_{ext}$  ансамбля частиц, выраженная через  $T$ -оператор рассеяния электрического волнового поля ансамблем частиц [3], для малых частиц радиуса  $r_0$ ,  $k_0 r_0 \ll 1$ ,  $kr_0 \ll 1$ , где  $k_0$ ,  $k$  - волновое число в свободном пространстве и в частице, имеет вид

$$\left| E^{(0)} \right|^2 \sigma_{ext} = -\text{Im} \left\{ \sum_{j=1}^N a_j (-s^{(0)}) I^{(j)} \right\} \quad (1)$$

где  $a_j \equiv \tilde{t} E^{(0)}(\vec{r}_j)$ ,  $E^{(0)}(\vec{r}_j)$  - скалярная часть амплитуды волны  $\mathbf{E}^{(0)}(\mathbf{r}) = E^{(0)} \mathbf{e}^{(0)} \exp(ik_0 s^{(0)} \mathbf{r})$ ,  $\mathbf{e}^{(0)}$  и  $\mathbf{s}^{(0)}$  - единичные векторы поляризации и направления распространения, соответственно,  $\tilde{t} = -4\pi k_0^2 \eta$  амплитуда рассеяния,  $\eta = (3i/2k_0^3) a_{(M)1}$  поляризуемость частицы,  $a_{(M)1}$  парциальный коэффициент рассеяния теории Ми. Скалярные амплитуды  $I^{(j)}$  самосогласованных токов в частицах находятся из системы алгебраических уравнений

$$\sum_{j'=1}^N A_{Njj'} I^{(j')} = \tilde{t} E^{(0)}(\vec{r}_j) \equiv a_j, \quad A_{Njj'} = \delta_{jj'} - a_{jj'}, \quad a_{jj} = 0 \quad (2)$$

Безразмерный параметр  $a_{jj'}$  волнового взаимодействия частиц  $j$  и  $j'$  зависит от расстояния  $r_{jj'}$  между частицами в плоскости их расположения. Три собственных моды и соответствующие собственные значения матрицы  $A_{N=3}$  алгебраической системы уравнений (2), дают основную моду кластера, два вырожденных обертона и их частоты  $\omega_+$  и  $\omega_-$ , соответственно. Далее рассчитывается (1) сечение экстинкции  $\sigma_{ext,1}$  частицы на частоте плазмонного резонанса изолированной частицы  $\omega_{Fr}$  (частота Фрелиха однородной поляризации частицы [4]), сечения экстинкции  $\sigma_{ext,basic}$  и  $\sigma_{ext,over}$  на частоте основной  $\omega_+$  и оберточной  $\omega_-$  мод треугольного кластера частиц. Расчет показывает, что сечение экстинкции ансамбля на собственной частоте основной моды равно сечению экстинкции уединенной частицы на её резонансной частоте,  $\sigma_{ext,basic}(\omega_+) = \sigma_{ext,1}(\omega_{Fr})$ . Однако, на частоте оберточной моды сечение экстинкции ансамбля частиц увеличивается почти втрое,  $\sigma_{ext,over}(\omega_-) \cong (8/3) \sigma_{ext,1}(\omega_{Fr})$ .

## Литература

1. К. Борен, Д. Хафман. Поглощение и рассеяние света малыми частицами, М.: Мир, 1986. 413 с.
2. М.И. Трибельский, А.Е. Мирошниченко // УФН. 2022. Т.192. С.45-68.
3. И. В. Матюшкин, Г. Я. Красников и др. // Матем. Моделирование. 2015. Т. 27, С.48-64
4. Ю.Н.Барабаненков, М.Ю.Барабаненков // Журнал радиоэлектроники. 2013. №4. С.1 – 52
5. A. Alù, N. Engheta // Phys. Rev.B. 2006. V. 74. P. 205436

## Современные экспериментальные и инженерные технологии для зондово-оптических измерений характеристик поверхности на наномасштабе

Д.А. Козодаев<sup>1</sup>, Е.В. Кузнецов<sup>1</sup>, А.О. Погоньшев<sup>2</sup>, М.А. Трусов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ООО «НОВА ФОТОНИКС», Россия 197374,

г. Санкт-Петербург, ул. Савушкина, д. 83, корп 3, лит. А

<sup>2</sup> ФГБУ «ВНИИОФИ», Россия 119361, г. Москва, ул. Озёрная, д. 46

тел. +7 499 390 66 78, эл. почта info@ntmdt-russia.com

DOI 10.34077/RCSP2023-74

Мы представляем на конференции «Фотоника 2023» новейшее научное оборудование для комбинированных зондово-оптических исследований с наномасштабным пространственным разрешением производства Группы компаний «НТ-МДТ» (ИНН 7735184244), одного из ведущих разработчиков оборудования для наноспектроскопии, а также других научных инструментов высокого класса для экспериментальных исследований в области нанофотоники.

Наша команда разработала высоко-профессиональную зондово-спектральную измерительную систему нового поколения, в которой конструктивно предусмотрена максимально гибкая архитектура и заложено множество возможностей для реализации самых сложных научных экспериментов, как в оптической спектроскопии так и в зондовой наноскопии.

Спектральная часть нашей измерительной системы изначально спроектирована под удобную интеграцию с атомно-силовым микроскопом, и позволяет довольно легко выйти на режим зондового усиления спектрального сигнала, типа TERS и TEPL [1]. Далее функциональность будет расширена в область реализации мульти-фотонных процессов (см., например, книгу [2]), в том числе с высоким временным разрешением, с возможностью построения гиперспектральных карт нелинейных зондово-оптических взаимодействий.

Стремясь к максимальной локализации производства зондового и спектрального оборудования на территории России, наша команда уже разработала и самостоятельно серийно выпускает твердотельные термостабилизированные лазеры видимого и ближнего ИК диапазона для рамановской и фотолюминесцентной спектроскопии стационарных состояний, которые можно использовать как с техникой нашего производства, так и с приборами сторонних производителей.

Одним из ключевых компонентов любой микроспектральной системы является спектральный детектор. К сожалению, самые сильные в технологическом плане производители детекторов, которые очень популярны в оптических научных лабораториях по всему миру, на сегодняшний день практически ушли с российского рынка. При этом требования ко всем компонентам детектора современными спектроскопистами предъявляются весьма жесткие, как в части качества изготовления самого чипа, так и в части работы системы охлаждения, уровня вакуумирования, и, разумеется в части скорости работы и шумов управляющей электроники детектора.

Исходя из текущих обстоятельств наша команда несколько месяцев назад инициировала перспективный проект по собственному производству охлаждаемых малошумящих ПЗС камер видимого диапазона для спектральной техники, максимально локализованному на территории России, включая электронику и управляющее ПО. Мы рассчитываем в скором времени выйти на серийное производство ПЗС камер, и предполагаем, что они будут применяться не только со спектральными приборами нашего производства, но и в других сложных оптических экспериментах.

### Литература

1. L. Novotny, B. Hecht. Principles of Nano-optics, 2<sup>nd</sup> ed.. Cambridge Univ. Press (2007). 540 с.
2. W. Demtroeder. Laser Spectroscopy: Basic concepts and instrumentation, 3<sup>rd</sup> ed.. Springer (2003). 987 с.

# Микрополосковая линия для сверхширокополосной электрооптической стробоскопической измерительной системы

А.В. Клеопин

ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений», 141570, Россия, Московская обл., Солнечногорский р-н, Менделеево, ВНИИФТРИ  
тел: +7 (495) 526-63-54 доб. 91-71, эл. почта: kleopin@vniiftri.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-75

**Аннотация:** Проведены исследования частотных и энергетических параметров согласованной копланарной линии на подложке из низкотемпературного GaAs, планируемой к применению в качестве центрального узла электрооптической стробоскопической измерительной установки с полосой пропускания выше 110 ГГц.

**Ключевые слова:** сверхкороткий импульс, электрооптическое стробирование, фемтосекундный лазер, копланарная линия

В настоящее время вместо соединений узлов радиоэлектронной аппаратуры коаксиальными линиями или волноводами все чаще используются интегральные компоненты. Поэтому измерения в радиотехнике требуется проводить непосредственно на подложке без использования каких-либо соединителей [1]. Для оценки параметров (или калибровки) современных широкополосных радиофотонных преобразователей, пробников и измерительных зондов необходимо создание электрооптической стробоскопической измерительной системы (ЭОС ИС), с помощью которой будет возможно обеспечить измерение формы электрических сигналов с субтерагерцовой шириной спектра непосредственно в конкретной точке на копланарной микрополосковой линии.

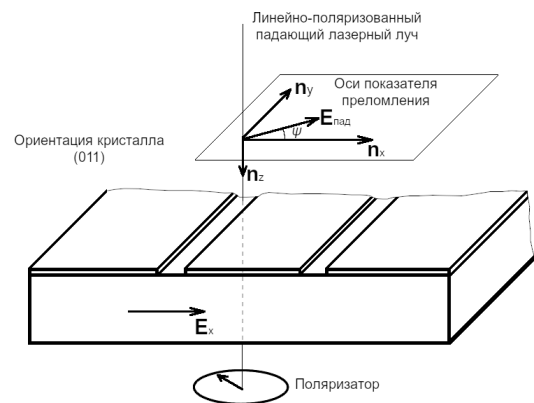
Современные импульсные лазеры могут генерировать импульсы длительностью 0,1 пс и менее. Электрооптическое стробирование основано на линейном электрооптическом эффекте (эффект Поккельса) в некоторых кристаллах (низкотемпературном арсениде галлия LT-GaAs, танталате лития LiTaO<sub>3</sub> и др.) [2]. Линейно поляризованный оптический луч, распространяющийся сквозь кристалл, меняет свою поляризацию в зависимости от приложенного электрического поля. Для стробирования (выборки) электрических сигналов необходимо разработать фотопроводящий ключ – копланарную линию с субпикосекундным временем отклика [3].

Для расчетов энергетических характеристик ЭОС ИС принималось, что электрическое поле в толще подложки при прохождении лазерного импульса однородно и стационарно. Это поле образуется электрическим импульсом с амплитудой 1 В (см. рисунок).

В результате исследований установлено:

1) при следующей конфигурации копланарной линии:  $S = 59$  мкм,  $W = 50$  мкм,  $h = 200$  мкм,  $t = 5$  мкм, предельная частота  $f_{TE}$  равна 108,7 ГГц;

2) при следующих значениях:  $\lambda = 1550$  нм;  $n = 3,374$ ;  $r = 0,54$ ;  $t_{b/GaAs} = 0,457$ ;  $t_{GaAs/b} = 1,543$ ;  $r_{41} = 1,4 \cdot 10^{-12}$  м/В;  $\alpha = 0,6$ ; энергия лазерного импульса – 1,2 нДж; длительность лазерного импульса – 100 фс; диаметр коллимированного лазерного пучка – 1 мм, отношение изменения интенсивности при приложенном напряжении 1 В к интенсивности в отсутствие напряжения равно  $3,43 \cdot 10^{-5}$ , при этом наблюдается линейная зависимость интенсивности прошедшего через поляризатор излучения от напряжения, приложенного к копланарной линии.



## Литература

1. A. Swindlehurst, E. Ayanoglu, P. Heydari and F. Capolino. Millimeter-wave massive MIMO: the next wireless revolution? // IEEE Communication Magazine, 2014, vol 52, no. 9, pp. 56-62.
2. Kitazawa, T. Quasistatic characteristics of a coplanar waveguide with thick metal coating / T. Kitazawa, Y. Hayashi // IEEE Proceedings, vol. 133, pt. H, No. 1, February 1986. – 18-20 pp.
3. Z. Feng, K. Zhao, B. Li, et al. Pulse waveform characterization by electro-optic sampling at NIM // 2020 Conference on Precision Electromagnetic Measurements (CPEM), 2020, pp. 1-2.

# Атомарно-тонкие органо-неорганические наноструктуры АПВVI с энантиомерными лигандами: от синтеза к хиральным 2D экситонам

Д.А. Куртина, В.П. Графова, А.И. Лебедев, **Р.Б. Васильев**

МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, 119991, Ленинские Горы д.1, стр.3  
тел: +7 (495) 939-5471, факс: +7 (495) 939-0998, эл. почта: romvas@inorg.chem.msu.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-76

Двумерные (2D) полупроводниковые структуры, такие как квантовые ямы и гетероструктуры, представляют существенный интерес для устройств оптоэлектроники и фотоники. Повышение совершенства в методах их роста, таких как молекулярно-лучевая эпитаксия (МБЕ) и химическое осаждение из газовой фазы металлоорганических соединений (МОСVD), позволяет создавать наноструктуры с атомарной точностью задания толщины. Предельно тонкие 2D структуры также могут быть получены эксфолиацией слоистых соединений, таких как дихалькогениды переходных металлов. Удивительно, но атомарно-прецизионная точность задания толщины для 2D наноструктур классических полупроводников АПВVI может быть достигнута в химическом методе синтеза в коллоидных системах [1]. Настоящий доклад посвящен новому типу 2D полупроводников - атомарно-тонким органо-неорганическим наноструктурам халькогенидов кадмия и цинка, выращенным в коллоидных системах [2]. В докладе представлен синтез и свойства таких наноструктур с прецизионно заданной толщиной на уровне единиц атомных плоскостей (менее 1 нм) и протяженными латеральными размерами до 500 нм, отвечающих составу  $[M(n+1)E(n)L(2)]$ , где  $M = Cd$  или  $Zn$ ,  $E = S$ ,  $Se$  или  $Te$ ,  $L$  – органический лиганд X-типа в анионной форме,  $n$  – число монослоев. Гибридный органо-неорганический состав таких наноструктур открывает новые возможности для индуцирования заданных свойств за счет органических лигандов, ковалентно гибридованных с неорганическим ядром полупроводника АПВVI, что недостижимо как для классических квантовых ям, полученных методом МБЕ, так и для эксфолированных 2D наноструктур. В докладе рассмотрен случай энантиомерных L-/D-лигандов, приводящих к выраженным хироптическим свойствам 2D экситонов, проявляющимся при комнатной температуре, что может иметь новые интригующие приложения [3].

Нами разработан коллоидный метод роста атомарно-тонких наноструктур (нанолистов) халькогенидов кадмия и цинка с прецизионной толщиной 0,6 и 0,9 нм (2 и 3 монослоя). Была использована коллоидная система ацетат кадмия (цинка)/октадецен/олеиновая кислота/олеиламин [2, 4] в интервале температур 100–220°C. Для гибридизации наноструктур с хиральными лигандами разработаны подходы замены нативного лиганда олеиновой кислоты на стереоизомеры L-/D-цистеина и N-ацетил-L-/D-цистеина. Детальное исследование состава, размеров, кристаллической структуры наноструктур проведено с использованием взаимодополняющих методов HRTEM, HAADF-STEM, SAED, XRD и FTIR.

Рекордно узкие (ширина 8-10 нм) экситонные переходы с участием тяжелой дырки HH, легкой дырки LH и спин-орбитальной дырки SO наблюдались в спектрах поглощения при комнатных температурах [2, 4] вместе с полосой экситонной люминесценции в спектрах люминесценции. Сильное батохромное смещение до 200 мэВ экситонных полос после обмена лигандов свидетельствует о сильной гибридизации лиганда и ядра наноструктуры. Хироптические свойства наноструктур исследованы методами спектроскопии кругового дихроизма (КД) и оптического вращения. Спектры КД показывают выраженные знакопеременные полосы, коррелирующие с переходами LH, HH и SO, что подтверждает экситонную природу полос КД [2, 5]. Замена L-энантиомера лиганда на D-энантиомер инвертирует знак переходов в спектрах КД, что подтверждает влияние лиганда на индуцированное предпочтение в поглощении света с правой или левой круговой поляризацией. Обсуждается возможная модель хиральных 2D экситонов в данных системах, что сопоставляется с анализом влияния диэлектрической проницаемости среды, результатами оптического вращения и моделированием кристаллической структуры и координации лигандов.

Работа поддержана Российским Научным Фондом (грант № 22-13-00101).

## Литература

1. Benjamin T. Diroll et.al. // Chem. Rev. 2023, 123, 7, 3543–3624.
2. Kurtina D.A., Garshev, A.V. et.al. // Chem. Mater. 2019, 31, 9652–9663.
3. Cho, N.H., Guerrero-Martínez, A., Ma, J. et al. // Nat Rev Bioeng 2023, 1, 88–106.
4. Vasiliev, R.B., Lazareva, E.P. et al. // Chem. Mater., 2018, 30, 1710–1717.
5. Kurtina, D.A., Grafova, V.P. et al. // Materials, 2023, 16, 1073.

## Светодиоды на структурах с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками, встроенными в фотонные кристаллы

А.В. Новиков<sup>1</sup>, В.Б. Шмагин<sup>1</sup>, А.Н. Яблонский<sup>1</sup>, М.В. Степихова<sup>1</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>, А.Н. Михайлов<sup>2</sup>, Д.И. Тетельбаум<sup>2</sup>, Е.Е. Родякина<sup>3,4</sup>, Ж.В. Смагина<sup>3</sup>, П.А. Юнин<sup>1</sup>, М.Н. Дроздов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФМ РАН, Нижегородская обл., д. Афонино, 603087, ул. Академическая д. 7

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

<sup>3</sup> ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева д.13

<sup>4</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова д.2

тел: +7 (831) 417-9465, факс: +7 (831) 417-9464, эл. почта: anov@ipmras.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-77

Ранее было продемонстрировано, что использование 2D фотонных кристаллов (ФК) позволяет значительно, на порядки, увеличить интенсивность сигнала люминесценции SiGe структур при комнатной температуре [1, 2]. Однако большинство работ по ФК на SiGe структурах выполнены при использовании оптической накачки, в то время как для практических применений необходимо реализовать их электрическую накачку. При этом в немногочисленных работах по этой тематике зачастую формирование диодных структур, используемых для электрической накачки, негативно влияет на излучательные свойства SiGe структур при комнатной температуре [3]. В данной работе для структур с Ge(Si) самоформирующимися наноостровками (далее – КТ) реализована электрическая накачка ФК за счет формирования латеральных p+-i-n+ диодов. Предложена технология формирования таких диодов, не оказывающая существенного влияния на люминесценцию КТ при комнатной температуре. Продемонстрировано, что встраивание ФК в i-область полученных диодов ведет к существенному росту интенсивности сигнала электролюминесценции (ЭЛ) Ge(Si) КТ при комнатной температуре в области длин волн 1.3-1.5 мкм, что обусловлено взаимодействием КТ с различными модами ФК.

Латеральные p-i-n диоды с двумерными ФК, встроенными в i-область, были получены на структурах с Ge(Si) КТ, выращенными методом МПЭ на SOI подложках. Локально легированные области n<sup>+</sup>- и p<sup>+</sup>-типа для омических контактов создавались за счет имплантации ионов P<sup>+</sup> и B<sup>+</sup>, соответственно, с использованием фоторезиста в качестве маски. Для понижения температуры отжига имплантированных областей со стандартных для Si технологии температур 800°C±1100°C до 600°C, температуры формирования КТ, использовалась твердофазная рекристаллизация. Для этого доза и энергия P<sup>+</sup> выбирались таким образом, чтобы в результате имплантации был аморфизован приповерхностный слой структуры толщиной 150 нм, при суммарной толщине структуры над окислом в 250 нм. В случае имплантации B<sup>+</sup> для аморфизации использовалась предварительная имплантация F<sup>+</sup>. В результате после имплантации на границе структуры с захороненным SiO<sub>2</sub> сохранялся кристаллический слой Si толщиной ~ 100 нм, который служил затравочным слоем при твердофазной кристаллизации. Выполненные рентгенодифракционные исследования показали восстановление кристаллического состояния имплантированных областей уже после кратковременного (3-5 минут) отжига при 600°C в атмосфере N<sub>2</sub>.

Показано, что интенсивность сигнала люминесценции Ge(Si) КТ при комнатной температуре в диодах, полученных по развитой технологии, значительно выше, чем от диодов, при формировании которых использовался стандартный отжиг имплантированных областей при 1000°C. Продемонстрировано, что встраивание ФК в i-область диодов позволяет более чем на порядок увеличить интенсивность сигнала ЭЛ от Ge(Si) КТ. Выявлены особенности ЭЛ ФК, в которых КТ взаимодействуют либо с радиационными, низкодобротными модами ФК, либо с высокодобротными модами связанных состояний в континууме. Обсуждаются различия в оптической и электрической накачке ФК, сформированных на структурах с Ge(Si) КТ.

Работа выполнена в рамках НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Минобрнауки РФ (соглашение № 075-15-2022-316).

### Литература

1. S.A. Dyakov et al. // *Las. & Phot. Rev.* 2021. V. 15. P. 2000242.
2. D.V. Yurasov et al. // *J. of Phys. D: Appl. Phys.* 2022. V. 55. P. 075107.
3. X. Xu et al. // *Applied Physics Express*. 2012. V. 5. P 102101-3.

## Методы оптимизации разрешения СВИК линейчатых ФПУ на основе КРТ

В.В. Васильев, А.В. Вишняков, И.В.Сабина, Г.Ю. Сидоров, В.А. Стучинский

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск,*

*630090, просп. Ак. Лаврентьева, 13*

*тел: +7 (812) 247-2245, факс: +7 (812) 247-1017, эл. почта: vishn@isp.nsc.ru*

DOI 10.34077/R CSP2023-78

Для улучшения разрешения фотоприемных устройств (ФПУ) необходимо тем или другим способом ограничивать площадь оптической поверхности пикселей, например уменьшением длины диффузии, введением между рабочими пикселями буферных охранных диодов, забирающих на себя часть фотоносителей, созданием встроенного электрического поля либо другими способами. Первые два способа уменьшают фотосигнал. Для линейчатых ФПУ СВИК-диапазона работающих при малых временах накопления  $\approx 20\text{мкс}$  уменьшение фотосигнала сильно ухудшает качество изображения, поэтому для таких приложений при улучшении разрешения желательно сохранить величину фототока.

Для тестирования различных способов управления разрешением и фоточувствительностью нами были изготовлены тестовые СВИК-ФПУ. Рабочая температура 110К, концентрация  $7.5 \times 10^{15}\text{см}^{-3}$ . Чтобы минимизировать при сравнении влияние разброса состава по пластине часть линеек изготавливалась совмещением в одной линейке нескольких вариантов изготовления, например базовый вариант вместе с рабочими диодами большего/меньшего диаметра. Для лучшего понимания эксперимент дополнялся численным моделированием.

Помимо базового были опробованы следующие варианты изготовления фотоприемных структур:

1) В промежутки между рабочими диодами имплантировались буферные охранные диоды (ОД) соединенные с землей металлическими шинами. На рисунке показаны темными точками кривые скана

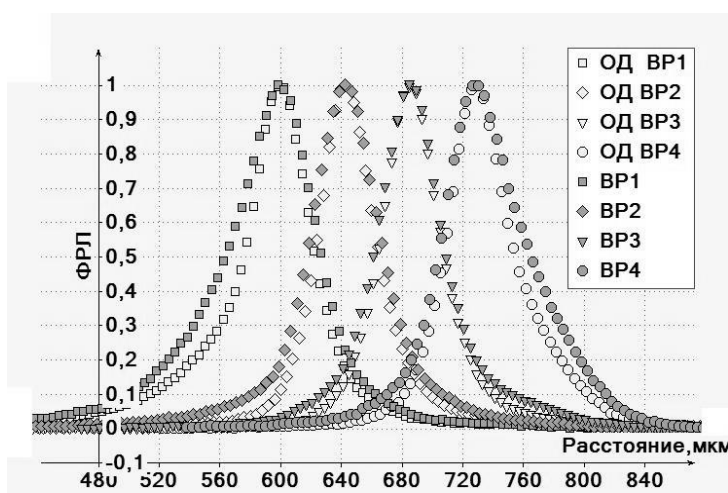


Рис. Влияние охранных диодов на разрешение (ФРЛ), темные точки - базовый вариант, светлые - с ОД. Размер диодов 10мкм. ФРЛ приведена для четырех диодов составляющих регистр ВЗН линейки.

диффузии сколько соседними пикселями, с увеличением размеров диодов форма ФРЛ приближается к прямоугольной, имеющей лучшее разрешение. Как альтернативный способ увеличения фотосигнала было нанесено металлическое напыление диаметром 10, 28, 33мкм вокруг рабочих диодов. Таким образом, на периферийной части диода образуется МДП- структура. Было замечено улучшение NEDT и пространственного разрешения при увеличении рабочего напряжения фотодиодов, что видимо связано с образованием инверсионного слоя под диэлектриком на периферийной части диода, т.е. эффективным увеличением диаметра диодов. Разброс фотосигнала между пикселями при увеличенном напряжении увеличивается.

3) Были опробованы канавки/ямки травления в промежутках между рабочими диодами. Канавки травления образуют прямоугольную сетку вокруг рабочих пикселей, рекомбинация происходит на поверхности канавок/ямки. Блокирующее действие таких канавок/ямки оказалось недостаточно сильным, а также отсутствовала воспроизводимость.

## Выращивание слоёв VO<sub>x</sub> при эллипсометрическом *in situ* контроле и характеристика их оптических свойств

В.А. Швец<sup>1,2</sup>, И.А. Азаров<sup>1,2</sup>, В.Ш. Алиев<sup>1</sup>, С. Г. Бортников<sup>1</sup>, Е.В. Спесивцев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090,

Пр. Ак. Лаврентьева, 13

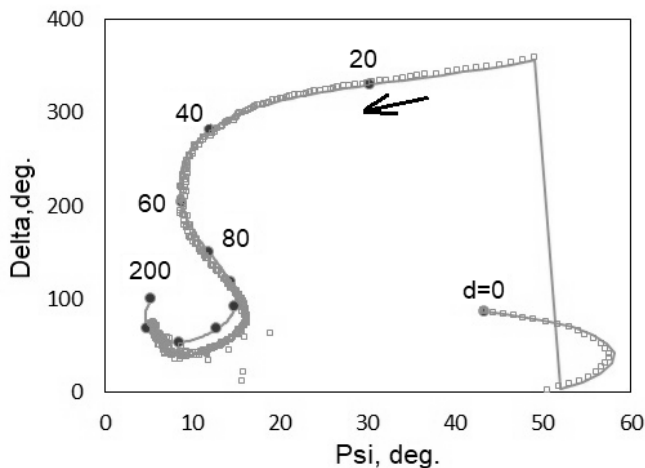
<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 2

тел.: +7 (383) 330-8716, факс: +7(383)333-27-71, эл. почта: basil5353@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-79

Оксид ванадия (VO<sub>x</sub>), является одним из основных материалов для создания теплочувствительных слоёв в микроболометрических матрицах, используемых в неохлаждаемых устройствах визуализации объектов в ИК и терагерцовом диапазонах электромагнитного излучения. Электрофизические свойства тонких плёнок VO<sub>x</sub> зависят от метода их получения и состава *x*. Для получения слоёв с заданными свойствами важно, чтобы их рост был управляемым, с непрерывным *in situ* контролем, который позволил бы определять состав и задавать требуемый его профиль по толщине.

В данной работе сообщается о первых результатах эллипсометрического *in situ* мониторинга процессов синтеза слоёв VO<sub>x</sub>. Слои выращивались в вакуумной камере методом ионно-лучевого распыления – осаждения. Этот метод позволяет независимо управлять стехиометрией VO<sub>x</sub> плёнок, как путём изменения плотности распыляющего ионного тока на ванадиевую мишень, так и путём изменения потока молекулярного кислорода, подаваемого в ростовую камеру. Лазерный эллипсометр, изготовленный по статической схеме был установлен на камере роста и мог проводить непрерывные измерения с частотой опроса до 1 мс. В качестве источника использовалось излучение полупроводникового лазера с длиной волны 635 нм.



На рисунке символами показаны результаты эллипсометрических измерений, выполненных в процессе осаждения плёнки VO<sub>x</sub> на подложку Si/(SiO<sub>2</sub>, 103 нм). Сплошная линия представляет расчёт по модели Si/SiO<sub>2</sub>/VO<sub>x</sub>, точки на сплошной линии соответствуют толщине плёнки, (указана в нанометрах). Оптические постоянные плёнки  $n=2.39$ ,  $k=0.57$  были подобраны таким образом, чтобы минимизировать расхождение между экспериментом и расчётной кривой, и предполагались постоянными по толщине.

Скорость роста, определённая по этим расчётам, составила 0.05 нм/с. Благодаря высокому контрасту между подложкой и слоем на начальной стадии роста наблюдается высокая чувствительность пси и дельта к толщине и оптическим постоянным VO<sub>x</sub>. Это позволяет надеяться на прецизионную точность определения зависимостей  $n$  и  $k$  от состава, чтобы в дальнейшем контролировать состав растущего слоя. Отклонение экспериментальной кривой от расчётной на заключительной стадии роста связано, скорее всего, с развитием микрорельефа поверхности. Для этого образца были проведены эллипсометрические измерения *ex situ* и определены спектры оптических постоянных. Для показателя преломления на длине волны 635 нм наблюдается хорошее совпадение с данными *in situ* измерений ( $n_{ex}=2.35$ ), а показатель поглощения, измеренный *ex situ*, несколько отличается от приведённого выше значения для *in situ* и составляет  $k_{ex}=0.47$ . Это отличие может быть вызвано как микрорельефом поверхности, так и неоднородностью выросшего слоя по толщине.

Работа выполнена в рамках госзадания №0242-2021-0006, а также ГК 20411.1950192501.11.003 от 29.12.20 (код 177055963392 00009540) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».



**С. М. Чурилов<sup>1</sup>**, П.А. Алдохин<sup>1</sup>, Р. А. Гладков<sup>1</sup>, А.А. Голицын<sup>1,2</sup>, А.В. Голицын<sup>1</sup>, И.И. Кремис<sup>1</sup>, С.А. Кузнецов<sup>1,3</sup>, И. В. Минин<sup>1</sup>, А.Р.Новоселов<sup>1</sup>, А.Г. Паулиш<sup>1,2,3</sup>, Н.А. Сейфи<sup>1</sup>, С.В. Хрящёв<sup>1</sup>, К.П. Шатунов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск, 630090, просп. акад. Лаврентьева, 2/1*

<sup>2</sup> *НГТУ, Новосибирск, 630073, просп. Карла Маркса, 20*

<sup>3</sup> *НГУ, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2*

*тел: (383) 330-96-30, эл. почта: smith1@ngs.ru*

DOI 10.34077/RCSP2023-80

В докладе изложены результаты исследований, направленных на развитие и совершенствование оптико-электронных, оптико-механических и оптических систем и приборов. Не решённой на сегодня задачей является создание широкоспектрального объектива-суперапохромата, с рабочим спектральным диапазоном, перекрывающим спектральный диапазон ЭОПов или кремниевых фотоприёмных матриц: 0,45–0,85 мкм. Предложенный модифицированный метод Герцбергера расчёта объективов позволил определить комбинации стекол, обеспечивающих исправление хроматизма на 4 длинах волн при достаточной разнице в показателях преломления.

В Филиале продолжены исследования, направленные на создание отечественных оптико-механических систем микросканирования ИК изображения по поверхности малоформатной фотоприёмной матрицы, которые позволяют повысить дальность действия тепловизионного прибора и его надёжность.

Проведены исследования уровней паразитного фона ИК излучения на поверхности фотоприёмной матрицы в криостате ФПУ различными методами, как экспериментальными, так и с помощью моделирования. Определены требования к методу измерения уровня паразитного фона. Данный метод позволяет сконструировать оптимальную форму холодной диафрагмы, обеспечивающую минимальный уровень паразитной засветки фотоприёмной матрицы охлаждаемого ФПУ.

Продолжены исследования активно-импульсных систем на базе ПЗС-фотоприёмников без использования ЭОП в качестве быстрого затвора. Проведена оценка дальности действия малогабаритной активно-импульсной системы на базе ПЗС матрицы ICX 445 в условиях нормальной освещённости в зависимости от параметров луча подсветки.

На созданном в Филиале эллипсомере миллиметрового диапазона проведены исследования диэлектрических постоянных и толщин теплозащитных керамических покрытий. Результаты исследований демонстрируют возможность измерения толщины керамических покрытий с погрешностью 1-2 мкм. При этом измерения показателя преломления дают возможность косвенно оценивать плотность наносимого покрытия.

Для полосовых фильтров терагерцового диапазона представлены новые конфигурационные решения на основе эталонов Фабри-Перо для достижения спектральной полосы селекции 3-5%, а также фильтры с механически перестраиваемой шириной полосы пропускания на основе 3-сеточных анизотропных частотно-избирательных поверхностей (ЧИП). Кроме того, представлен полосовой фильтр оригинального дизайна на 0,65 ТГц на основе двух пространственно-разнесённых конфокальных структур, реализованных на базе высокоаспектных ЧИП.

В докладе приводятся результаты экспериментальной проверки концепции ранее предложенного полностью оптического селективного по длине волны многоканального коммутатора на основе внеосевой зонной пластины Вуда в миллиметровом диапазоне длин волн без применения микромеханических устройств или нелинейных материалов. Рассмотрен лабораторный прототип такого устройства и обсуждаются его основные параметры. На основе проведенных экспериментов показано, что оптическая изоляция коммутируемых каналов для переключателя на базе внеосевой зонной пластины, может достигать 15дБ при разности частот 25 ГГц в диапазоне частот 93-136 гигагерц. Благодаря уникальному свойству внеосевой пластины Вуда изменять пространственное положение ограниченной области фокусировки в зависимости от длины волны облучения, данный переключатель является хорошим кандидатом для реализации электронной оптической коммутации в современной оптоэлектронике, не требующего управлением электрическим сигналом.

# Стимулированное излучение в диапазоне 25 – 31 мкм в структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe при импульсной и непрерывной накачках

С.В. Морозов

Институт физики микроструктур РАН, Нижегородская обл., д. Афонино, ул. Академическая, д. 7, 603087, Россия

тел: +7 (905) 662-5685, эл. почта: more@ipmras.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-81

На протяжении последних десятилетий достигнут значительный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии твердых растворов HgCdTe, в связи с чем наблюдается рост числа исследований этого материала и гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на его основе. Недавние исследования показывают, что такие структуры могут быть перспективными для создания длинноволновых межзонных лазеров [1]. На длинах волн 16 – 30 мкм в HgCdTe практически отсутствует решеточное поглощение, препятствующее продвижению в обозначенный диапазон квантово-каскадных лазеров на основе “традиционных”  $A^{III}B^V$  полупроводников AlGaAs и InGaP.

В данной работе исследовались спектры фотолюминесценции и стимулированного излучения (СИ) методами фурье-спектроскопии при импульсном и квазинепрерывном оптическом возбуждении CO<sub>2</sub>-лазером в серии структур с массивом КЯ на основе HgCdTe, помещённым в диэлектрический волновод. Структуры выращивались на полуизолирующей подложке GaAs(013), с ZnTe и CdTe буферами. Образцы отличались толщиной CdTe буферного слоя (10 или 15 мкм), что влияло на локализацию TE<sub>0</sub>-моды, в частности, на фактор оптического ограничения (Г-фактор).

В структурах со стандартной толщиной (10 мкм) технологического буфера CdTe при импульсном возбуждении удалось получить СИ на длинах волн 25 мкм и 31 мкм при температуре 8К. В случае более коротковолнового СИ (25 мкм), при увеличении температуры с 8 до 60 К линия СИ сдвигалась до 17 мкм за счёт увеличения ширины запрещенной зоны. В структуре, в которой СИ наблюдалось на длине волны 31 мкм, сдвига в коротковолновую область с увеличением запрещенной зоны не наблюдается, что, как показывают расчеты, связано с резким увеличением поглощения излучения волноводной моды в GaAs подложке (модовых потерь) в области 25 – 31 мкм. В то же время, локализация излучения в диапазоне длин волн 31 мкм и более достигается благодаря эффекту сильного отражения от подложки в полосе остаточных лучей GaAs.

Было установлено, что увеличение толщины CdTe буфера до 15 мкм позволяет уменьшить порог возникновения СИ на 1.5 порядка по сравнению со структурами со стандартной толщиной буфера за счет улучшения локализации TE<sub>0</sub> моды и, соответственно, уменьшения модовых потерь. Благодаря этому, при импульсном возбуждении удалось получить СИ на длине волны 27 мкм, непрерывно перестраивающееся в спектральном диапазоне 27 – 18 мкм при увеличении температуры с 8 до 72 К. Сравнение экспериментальных данных с результатами расчетов модового усиления показывает, что максимальная величина материального усиления ограничивается разогревом носителей, который возникает из-за «активации» безызлучательной оже-рекомбинации для носителей заряда с энергией выше пороговой энергии оже-процесса с участием двух электронов и дырки (ССНС-процесс).

В условиях квазинепрерывного возбуждения в структурах с толщиной буфера 15 мкм удалось получить СИ с шириной линии менее 0.5 мэВ при интенсивности возбуждения  $0.8^{\circ}\text{--}^{\circ}3$  Вт/см<sup>2</sup> (рис. 1) при температурах до 20 К.

Полученные результаты позволяют рассчитывать на возможность реализации когерентных источников излучения на основе исследуемых структур при оптической накачке ККЛ среднего ИК диапазона. Такие «конвертеры» частоты излучения представляют интерес, так как создание инжекционного лазера на HgCdTe наталкивается на определённые трудности с легированием p-типа.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 22-12-00310).

## Литература

1. S. V. Morozov, V. V. Romyantsev et al., *ACS Photonics* 8 3526-3535 (2021).

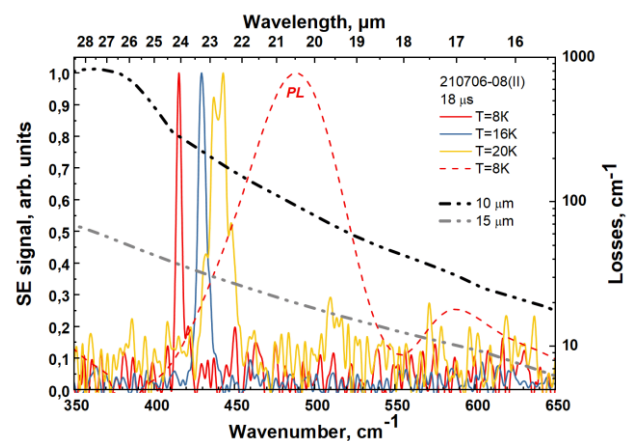


Рис. 1. Спектры СИ и фотолюминесценции (PL) структуры 210706-08 (II) (ось слева), зависимость модовых потерь (МП), деленных на фактор оптического ограничения, от длины волны для структур с различной толщиной буфера CdTe (10 и 15 мкм, ось справа).

## **Вертикально-излучающие лазеры телекоммуникационных диапазонов 1310 и 1550 нм на основе сверхрешеток: принципы создания, технология изготовления, характеристики**

**А.Ю. Егоров**

*ООО «Коннектор Оптикс», Санкт-Петербург, 194292, Домостроительная, д.16  
СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, Санкт-Петербург, 194021, Хлопина, д.8, к.3  
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский пр., 49*

DOI 10.34077/RCSP2023-82

Несомненный успех в области создания полупроводниковых лазеров начался с использованием двойных гетероструктур [1], которые обеспечивали пороговую плотность тока в 2-3 кА/см<sup>2</sup> и уже могли работать при комнатной температуре. Дальнейший прогресс был обеспечен путем снижения размерности активной среды. Использование квантовых ям позволило снизить пороговую плотность тока до 100-200 А/см<sup>2</sup>. Использование квантовых точек снизило пороговую плотность тока вплоть до 10-20 А/см<sup>2</sup>. Однако, вместе с возможностью эффективного снижения величины порогового тока, структуры пониженной размерности существенно уступали по величине максимально достижимого оптического усиления. При больших плотностях тока наблюдалось насыщение усиления, и если уровень оптических потерь превышал значение насыщенное оптического усиления, то генерация оптического излучения не возникала. Так, например, если в полосковых лазерах практически всегда удавалось демонстрировать генерацию, то для вертикально-излучающих (ВИЛ) не всегда. Основная проблема заключалась в эффективности перекрытия области усиливающей свет со стоячей световой волной, возникающей в резонаторе лазера. Если в лазере полосковой конструкции световая волна взаимодействует с квантовой ямой на всей длине резонатора, то в вертикально-излучающем лазере только в малой его доле. Эффект насыщения усиления при увеличении тока накачки препятствовал преодолению характерного уровня оптических потерь в ВИЛ и генерация не наблюдалась. В качестве альтернативы гетероструктурам с квантовыми ямами или точками в 2018 году было предложено использовать в активной области длинноволновых ВИЛ короткопериодную сверхрешетку [2].

Такие одномодовые ВИЛ спектрального диапазона 1260-1570 нм были созданы в результате совместной разработки ООО «Коннектор Оптикс», АО «ОКБ-Планета» и Университета ИТМО. Гетероструктуры ВИЛ спектрального диапазона 1260-1570 нм представляли собой вертикальный микрорезонатор с выводом излучения вверх перпендикулярно подложке GaAs и состояли из нижнего распределенного брэгговского отражателя (РБО) на основе AlGaAs/GaAs, активной области на основе сверхрешетки InGaAs/InGaAlAs, области с захороненным туннельным переходом (ЗТП), верхнего РБО AlGaAs/GaAs [3]. Гетероструктуры РБО изготавливались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs. Гетероструктура активной области с ЗТП изготавливалась методом МПЭ на подложке InP. Конечная гетероструктура изготавливалась методом спекания гетероструктур на подложках InP и GaAs.

Характеристики созданных по такой технологии вертикально-излучающих лазеров соответствуют мировому уровню (мощность излучения в одночастотном режиме 5-6 мВт, эффективная частота модуляции > 10 ГГц, цифровая скорость передачи данных > 25 Гбит/с), при этом имеется потенциал для их улучшения. Научно-исследовательские работы по созданию вертикально излучающих лазеров с активной областью на основе сверхрешетки продолжаются в СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова при поддержке Российского научного фонда в рамках проекта №21-19-00718.

### **Литература**

1. Алфёров Ж. И., Казаринов Р. Ф. // Авторское свидетельство № 181737 от 30.03.1963.
2. Бабичев А.В., Бугров В.Е., Егоров А.Ю., Карачинский Л.Я., Колодезный Е.С., Новиков И.И., Гладышев А.Г. // Патент РФ № 188629 от 18.04.2019.
3. Blokhin S., Babichev A.V., et al // Optical Engineering - 2022, Vol. 61, No. 9, pp. 096109.

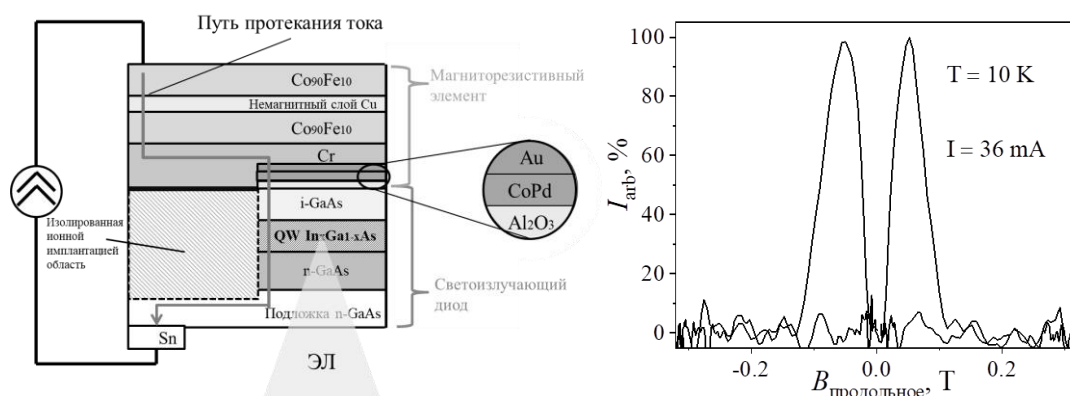
## Магнитоуправляемый спиновый светоизлучающий диод

М.В. Дорохин, М.В. Ведь, П.Б. Дёмина, А.В. Здоровейщев, Д.А. Здоровейщев, Ю.А. Дудин,  
В.Е. Котомина, И.Л. Калентьева

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, 603950,  
пр. Гагарина 23/3  
тел: +7 (962) 507-2122, эл. почта: dorokhin@nifti.unn.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-83

В настоящей работе сообщается о создании лабораторного образца спинового светоизлучающего диода. Образец представляет комбинацию излучающей структуры (квантовая яма (КЯ) InGaAs/GaAs со спиновым инжектором CoPd) и спинового клапана, сформированного путём напыления тонких слоёв Cr/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>/Cu/Co<sub>90</sub>Fe<sub>10</sub>. Полупроводниковая светоизлучающая часть исследуемой структуры формировалась на подложке n-GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии. Ферромагнитный инжектор CoPd и все слои магниторезистивного элемента формировались методом электронно-лучевого испарения в вакууме. На завершающем этапе с помощью фотолитографии и химического травления на поверхности структур формировались контакты специальной формы. Питание устройства осуществлялось в режиме источника тока. На левом рисунке представлена схема детектора. Для электрической изоляции полупроводниковой структуры вокруг меза-контактов незакрытые контактами части структуры перед нанесением слоёв спинового клапана подвергались облучению ионами He<sup>++</sup> [1].



На правом рисунке показана зависимость относительной интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) прибора от магнитного поля. Наблюдаемое изменение интенсивности ЭЛ связано с изменением сопротивления магниторезистивного контактного слоя. При введении разработанного детектора в поперечное магнитное поле ЭЛ становится частично циркулярно-поляризованной. Степень циркулярной поляризации ЭЛ рассчитывается по формуле:  $P_{\text{ЭЛ}} = \frac{I_1 - I_2}{I_1 + I_2} \cdot 100\%$ , где  $I_1$  ( $I_2$ ) – относительные интенсивности ЭЛ для лево- (право-) поляризованного излучения. Максимальное значение  $P_{\text{ЭЛ}}$  составило 0,4%.

Таким образом, сформированный образец имеет четыре независимо изменяемых состояния (излучение высокой/низкой интенсивности с правой/левой циркулярной поляризацией), которые соответствуют наличию продольных и поперечных компонент магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФ №21-79-20186.

### Литература

1. J. De Souza, et.al. Appl. Phys. Lett. 1996. V.68. P.535.
2. M.Ved', et.al. Applied Physics Letters. 2021. V.118. P.092402.

# Оптимизация условий возбуждения Хе лазерной плазмы в источнике EUV излучения для нанолитографии с целью повышения его эффективности

П.С. Буторин, С.Г. Калмыков, М.Э. Сасин

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26  
тел: +7 (994) 417-5613, эл. почта: butorin\_ps@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-84

Ведущиеся в ФТИ им. А.Ф. Иоффе исследования Хе лазерной плазмы, рассматриваемой в качестве источника EUV излучения, являются развитием идеи о возможной ветви литографии с рабочей длиной волны 11-11.4 нм [1]. Результаты интегральных по времени измерений энергии, излучаемой плазмой в диапазоне  $\lambda = 11-14$  нм, и поглощения лазерного излучения показали одинаковую зависимость этих двух величин от геометрии облучения плазмы [2].

В настоящем докладе в качестве оптимизационных параметров рассматриваются диаметр ИК лазерного луча (40-400 мкм) и его интенсивность (0.05-1ТВт/кв.см). Указывается, что размер плазмы с радиационным типом потерь энергии определяется размером облучаемой зоны, и гидродинамическое истечение вещества из этой зоны определяет длительность существования горячей, высокоионизованной плазмы (в пределах длительности лазерного импульса). Демонстрируются

экспериментальные зависимости энергии EUV излучения и поглощения лазерной энергии от диаметра луча. Полученное в измерениях с длиной волны 11.4 нм при диаметре луча 344 мкм (интенсивность 0.1ТВт/кв.см) значение коэффициента ИК $\Rightarrow$ EUV конверсии  $CE = 3.9\%$  является на сегодняшний день рекордным для Хе плазмы и кажется достаточным для применения такого источника в широкомасштабном литографическом производстве. Рассматриваются перспективы дальнейшего увеличения  $CE$  за счет повышения интенсивности лазерного луча (рис. 1).

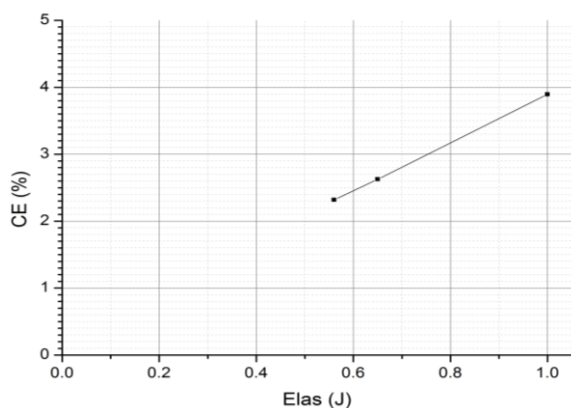


Рис. 1. Зависимость коэффициента конверсии от интенсивности лазерного импульса для луча с диаметром 344 мкм (0.11 ТВт/кв.см при  $E_{las} = 1$  Дж)

## Литература

1. N. I. Chkhalo, and N. N. Salashchenko. AIP Advances 3 (2013), 082130.
2. Kalmykov S.G., Butorin P.S., et. al.. J. Phys. D: Appl. Phys. 55 (2022), 105203.

# Рост и характеристика nВn структур на основе $Cd_xHg_{1-x}Te$ для фотоприемников среднего и дальнего ИК диапазонов

Н.Н. Михайлов<sup>1,2</sup>, В.С. Варавин<sup>1</sup>, А.В. Войцеховский<sup>2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>1,2</sup>, В.Г. Ремесник<sup>1</sup>,  
И.Н. Ужаков<sup>1</sup>, Р.В. Меньшиков<sup>1</sup>, Г.Ю. Сидоров<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

тел: +7 (383) 330-49 67, факс: +7 (383) 330-49 67, эл. почта: mikhailov@isp.nsc.ru

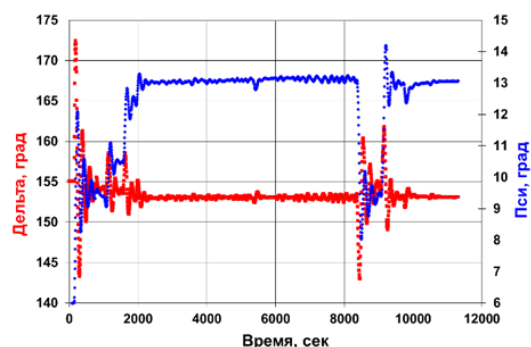
DOI 10.34077/RCSP2023-85

Проведено исследование процессов роста и легирования униполярных nВn структур различного дизайна на основе  $CdHgTe$  для перспективных ИК фотоприемников спектрального диапазона 3-5 и 8-12 мкм. Фототок в таких структурах определяется величиной неосновных носителей заряда, для которых при приложении электрического поля барьерный слой не оказывает влияние на их транспорт. Основные носители заряда блокируются барьерным слоем.

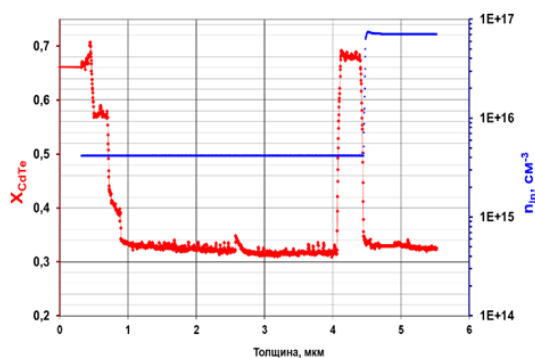
Исследование процессов роста различного типа nВn структур производилось на подложках (013)GaAs с буферными слоями ZnTe и CdTe, толщиной ~30 нм и ~5,5 мкм, соответственно, на установке молекулярно-лучевой эпитаксии твердых растворов  $Cd_xHg_{1-x}Te$  “Обь-М” с эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев in-situ [1].

Были выращены структуры с составами  $X_{CdTe} \sim 0,3$  и  $X_{CdTe} \sim 0,2-0,24$  в поглощающем слое n-типа проводимости толщиной от 3 до 5 мкм. Уровень легирования индием в этих слоях варьировался от  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  до  $6 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Толщина контактного n-типа слоя была 0.5 -1 мкм. Состав контактного слоя

был равен составу поглощающего слоя или превышал на 0,05 мольных долей CdTe. Уровень легирования контактного слоя индием варьировался от  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$  до  $2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Состав барьерного слоя  $CdHgTe$  толщиной от 0,2 до 0,5 мкм изменялся в диапазоне  $X_{CdTe} \sim 0,5-0,7$ . На рисунке показано типичное изменение эллипсометрических параметров при росте nВn структуры (а) и профиль изменения состава, рассчитанный методом “эффективной” подложки и уровень легирования индием, определяемый из калибровочной кривой с учетом скорости роста и температуры источника потока (б).



а)



б)

Рис.1. Изменение эллипсометрических параметров пси (синяя) и дельта (красная) кривые (а); состава (красная) и уровня легирования (синяя) кривые (б) при росте nВn структуры.

Состав поглощающего слоя контролировался из измерений спектров пропускания при 300 К. Концентрация основных носителей заряда определена из электрофизических измерений при 77 К. Состав и концентрация основных носителей заряда соответствовали заданным уровням состава и легирования. Измерения темного тока тестовых «меза» структур различного диаметра на основе nВn-структур с составом поглощающего слоя  $X_{CdTe} \sim 0,3$  (3-5 мкм) показали близкое соответствие с данными эмпирической модели Rule 07, что свидетельствует о возможности создания эффективных детекторов на основе nВn  $HgCdTe$  структур.

Исследование выполнено за счет гранта РФФ № 23-62-10021, <https://rscf.ru/project/23-62-10021/>

## Литература

1. Advances in Semiconductor Nanostructures. Growth, Characterization, Properties and Applications, eds. Alexander V. Latyshev, Anatoliy V. Dvurechenskii, Alexander L. Aseev. Elsevier, Amsterdam: 2017. P. 297.
2. A.V. Voitsekhovskii et. al. // Semicond. Sci. Technol. 2020, V. 35, No. 5, P. 055026.
3. A.V. Voitsekhovskii et. al. // Journal of Electronic Materials, 2021, v.50, No.8, P. 4599-4605.



# Сравнение методов расчета эффективных тепловых параметров микрорезонаторов

В.И. Павлов<sup>1</sup>, Н.М. Кондратьев<sup>2</sup>, В.Е. Лобанов<sup>3</sup>

<sup>1</sup> ФГУП «ВНИИФТРИ», Московская область, 41570, Менделеево

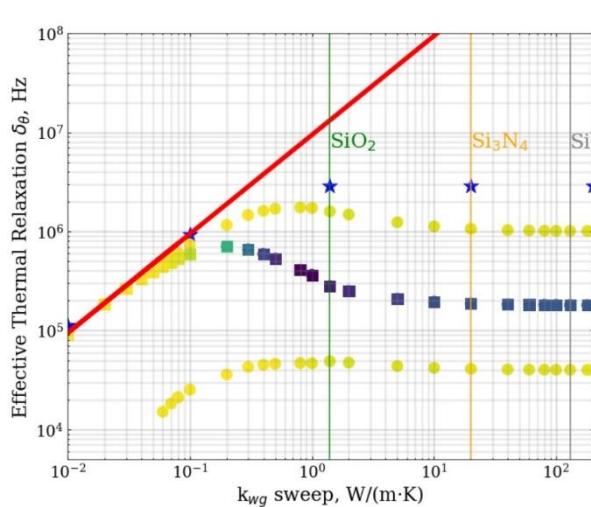
<sup>2</sup> Инновационный институт технологий, ОАЭ, Абу-Даби

<sup>3</sup> Российский квантовый центр Московская область, 21205, Сколково  
тел: +7 (985) 359-2723, эл. почта: pvi044@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2023-86

Мы изучили различные методы оценки эффективных параметров в микрорезонаторах и показали, что обычно используемая упрощенная модель может быть несовместима с прямым численным подходом и классическими теоретическими формулами. Предложен новый и более точный метод определения эффективных параметров, основанный на разложении по тепловым модам.

Эффективные тепловые параметры важны для моделирования тепловых эффектов в высокочастотных микрорезонаторах и сильно влияют на динамику нелинейных процессов, таких как генерация диссипативных керровских солитонов [1] или платиконов [2]. Мы изучили различные методы оценки эффективных параметров в таких системах и показали, что обычно используемая упрощенная модель может быть несовместима с прямым численным подходом.



Для более точного описания термодинамики использовалась сумма скоростных уравнений. Мы сравнили теоретические эффективные параметры [3] с полученными двумя методами. В первом методе эффективные параметры получались путем аппроксимации температурной зависимости суммой решения скоростных уравнений со ступенчатым возмущением. Во втором решалась задача на собственные значения в тепловой области и вычисляли интеграл перекрытия форм тепловых и электромагнитных мод. Сравнение этих методов показано на рисунке. При

малых значениях теплопроводности волновода все методы дают одинаковый результат. Однако с увеличением теплопроводности видно, что эффективная тепловая релаксация для случая двух скоростных уравнений (круги) расщепляется на две ветви эффективной релаксации. При этом ветвь быстрой эффективной релаксации близка к значениям, полученным с использованием максимума интеграла (синие звездочки). Коэффициент  $r^2$ , обозначенный градиентом, использовался для оценки точности метода. На рисунке показано, что добавление второго скоростного уравнения увеличивает  $r^2$  для реального микрорезонатора с 0,97 до 0,995. Мы сравнили различные методы оценки эффективных тепловых параметров высокочастотных оптических микрорезонаторов и предложили более точный метод, основанный на разложении по тепловым модам.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант 22-22-00872).

## Литература

1. T. Kobatake, T. Kato, H. Itobe, Y. Nakagawa and T. Tanabe, IEEE Photonics Journal, 8(2), 1-9 (2016).
2. V. E. Lobanov, N. M. Kondratiev, I. A. Bilenko, Opt. Lett. 46, 2380-2383 (2021).
3. A. E. Fomin, M. L. Gorodetsky, I. S. Grudinin, and V. S. Ilchenko, J. Opt. Soc. Am. B 22, 459-465 (2005).

# Фотокаталитические свойства нанокompозитов ZnO-Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-CuO синтезированных полимерно-солевым методом

А.А. Шелеманов<sup>1</sup>, С.К. Евстропьев<sup>2</sup>, К.А. Портнова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург,  
197101, Кронверкский пр., 49

<sup>2</sup> АО «НПО ГОИ им. С. И. Вавилова», Санкт-Петербург, 192171, Бабушкина 36  
тел: +7 (911) 178-5969, эл. почта: shelemanov@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-87

## Введение

Композиты на основе ZnO показывают высокие фотокаталитические и адсорбционные свойства. При использовании жидкостных методов синтеза возможно получать нанокompозиты с высокоразвитой удельной поверхностью. Нанокompозиты синтезированные полимерно-солевым методом обладают пористой структурой и размером кристаллов в несколько десятков нанометров. Для усиления фотокаталитических свойств ZnO широко применяются различные добавки оксидных материалов.

## Материалы и методы

Композиты были синтезированы полимерно-солевым методом, который ранее использовался в [1]. В качестве исходных компонентов были взяты нитраты Zn и Cr, и сульфат Cu. Отношение масс начальных компонентов было подобрано таким образом, чтобы отношение масс оксидов Zn и Cu было равно 4:1, а навеска CuO: 1.5% сверх 100.

Полученные композиты добавлялись в кювету с водным раствором диазокрасителя Chicago Sky Blue и облучались излучением от ртутной лампы высокого давления в течение 30 минут. Каждые 5 минут снимался спектр поглощения раствора для определения текущей концентрации красителя.

## Результаты

В ходе работы были получены зависимости относительной концентрации диазокрасителя Chicago Sky Blue от времени облучения и адсорбции (рисунок 1). Кинетическая зависимость фотокаталитического разложения красителя описывается уравнением псевдо-первого порядка :

$$\frac{C}{C_0} = e^{-kt},$$

где  $C, C_0$  – текущая и начальная концентрация,  $t$  – время облучения/адсорбции,  $k$  – скорость реакции.

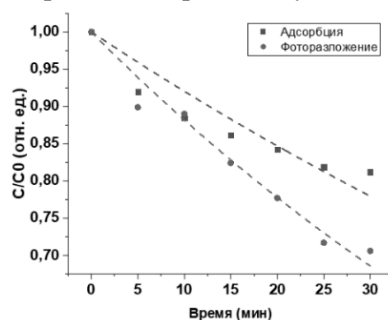


Рис. 1. Зависимость концентрации красителя от времени облучения/адсорбции.

Расчеты показали, что константа скорости фотокаталитической реакции равна  $1,256 \cdot 10^{-2} \text{ мин}^{-1}$ . Сравнительно с [2] скорость обесцвечивания раствора под воздействием облучения оказалась высокой, что может быть связано с высокой адсорбционной способностью композита.

Работа была выполнена при поддержке РНФ, грант № 20-19-00559.

## Литература

1. Shelemanov A.A., Evstropiev S.K., Karavaeva A.V., Nikonorov N.V., Vasilyev V.N., Podruhin Y.F., Kiselev V.M. Enhanced singlet oxygen photogeneration by bactericidal ZnO–MgO–Ag nanocomposites//Materials Chemistry and Physics, 2022, Vol. 276, 125204.
2. Tincu A., Shelemanov A.A., Evstropiev S.K., Nikonorov N.V., Dukelskii K.V. Controlled Chemical Transformation and Crystallization Design for the Formation of Multifunctional Cu-Doped ZnO/ZnAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub> Composites//Journal of Inorganic and Organometallic Polymers and Materials, 2022, V.32(11), P.123-129.



## **Фотодетекторы и излучатели ИК и УФ диапазонов для актуальных газоаналитических задач в промышленности. Требования и характеристики.**

**М.А. Максютенко**

*ООО «Оптосенс», г. Санкт-Петербург*

DOI 10.34077/RCSP2023-88

В настоящее время в условиях санкций в отношении компаний РФ и ухода с рынка ряда иностранных производителей, становится особо актуальной проблема обеспечения газоаналитической техникой для промышленных применений. При этом требования промышленности в области нефтепереработки, нефте- и газохимии, металлургической промышленности, машиностроения и т.д. в частности в соответствии с ФЗ №219 "ОБ ОХРАНЕ ОКРУЖАЮЩЕЙ СРЕДЫ" расширяют области применения и увеличивают объем рынка. Отчетливо формируется запрос на российскую высококачественную газоаналитическую технику для технологических и природоохранных задач. Соответственно становится совершенно необходимым обеспечить такую российскую технику детекторами и излучателями ИК и УФ диапазона также российского происхождения.

В частности, для ИК газоанализаторов токсичных газов существует запрос на отечественные быстродействующие высокочувствительные одноэлементные КРТ приемники с термоэлектрическим охлаждением с обнаружительной способностью  $D^*(\lambda\rho)$  порядка  $5 \cdot 10^{11}$  см\*Гц<sup>1/2</sup>/Вт.

При этом существует потребность в отечественных пироэлектрических приемниках с рабочей частотой порядка 100Гц, обнаружительная способность которых  $D^* \sim 5 \dots 8 \cdot 10^8$  см\*Гц<sup>1/2</sup>/Вт.

Для детектирования токсичных газов в УФ области спектра высокий интерес представляет возможность доступа к российским светодиодам на длины волны 300 и 225 нм и соответственно к SiC фотоприемникам на этот спектральный диапазон.

Определенная часть газоаналитических задач по предупреждению взрывоопасных ситуаций решается на базе ИК излучателей и приемников  $A_2B_6-A_4B_6$  (PbCdSe), которые серийно производятся в РФ.

Крайне важным следует считать разработку и серийное производство в РФ Квантово-каскадных лазеров (QCL) при обеспечении доступных цен и длительного срока службы.

Количественные оценки дают потребность для, например, одноэлементных КРТ приемников около 2000 в год. Для более массовых и дешевых пироэлектрических приемников количество оценивается как 10000...12000 в год.

## Особенности применения метода импульсной терагерцовой спектроскопии для изучения полупроводниковых материалов и метаструктур

Н.А. Николаев<sup>1,2</sup>, С.А. Кузнецов<sup>1,2,3</sup>, О.Н. Шевченко<sup>1,2</sup>, А.А. Рыбак<sup>1,2</sup>, Ф.А. Минаков<sup>1</sup>,  
Л.В. Максимов<sup>1</sup>, В.Д. Анцыгин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Коптюга 1*

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова 1*

<sup>3</sup> *Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН "КТИПМ",  
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 2/14  
тел: +7 (383) 330-84-53, эл. почта: Nazar@iae.nsk.su*

DOI 10.34077/RCSP2023-89

В настоящее время идет активное освоение субтерагерцового (суб-ТГц) диапазона частот 0,1–1 ТГц, связанное с потребностями развивающейся телекоммуникационной сферы. Для беспроводной связи актуальны локальные окна прозрачности атмосферы в окрестности 140, 220 и 340 ГГц (трассы до единиц километров), а также 650 и 850 ГГц (трассы до сотен метров). В этой связи растет и потребность в приборах, способных достоверно измерять диэлектрические свойства материалов в суб-ТГц спектре. Традиционно для разработки и тестирования СВЧ оборудования применяют векторные анализаторы цепей. Однако, полноценная система такого функционала способная перекрыть вышеобозначенный диапазон, должна быть оснащена рядом модулей-умножителей частоты и дополнена квазиоптическими схемами измерения. Это приводит к высокой стоимости таких измерительных комплексов. Значительно более доступной альтернативой для измерения S-параметров и определения диэлектрических свойств материалов является импульсная терагерцовая спектроскопия (ИТС), называемая в зарубежной литературе Terahertz time-domain spectroscopy (THz-TDS), которая обладает максимальным динамическим диапазоном в области 0,1–1 ТГц.

Опустив детали, можно утверждать, что принцип ИТС построен на стробоскопическом аналогово-цифровом преобразовании волновой формы электромагнитного поля, которое испытывает единичные колебания на временном отрезке в одну пикосекунду. По сути это кратковременный всплеск, который несет спектр частот перекрывающий декаду. Спектроскопические измерения построены на обработке Фурье-спектров сигналов: прошедшего через образец и опорного. Эти и некоторые другие особенности ИТС, а также принципы ее работы, не только определяют систематические погрешности измерения, но и допускают внедрение нетривиальных методов и подходов, которые в некоторых сценариях позволяют добиваться существенного снижения случайного шума или сокращения времени проведения измерения.

Данный обзорный доклад посвящен знакомству с методом ИТС, в ходе которого будут отмечены его основные преимущества и недостатки по сравнению с другими методами, рассмотрены источники систематических погрешностей на примере измерения образцов полупроводников и метаматериалов, и обозначены методы и подходы, которые разрабатываются нашей группой для повышения точности и сокращения времени измерения спектрометров. В заключительной части доклада будут представлены некоторые последние результаты, которые были достигнуты благодаря развитию этих методов.

Часть результатов, представленных в докладе, получены при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках проектов № FSUS-2020-0029 и № 121032400052-6. Авторы выражают благодарность ЦКП «ВТАН» Новосибирского государственного университета, поддержанному Минобрнауки РФ по соглашению № 075-12-2021-697, и ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН.

# Разработка установки для экспериментального исследования методов измерения задержки распространения сигналов в оптическом волокне

Б.Р. Алекперова

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, 141570, Московская обл., Солнечногорский район, г. Солнечногорск,  
р. п. Менделеево, промзона ФГУП «ВНИИФТРИ»  
тел: +7 (985) 111-8177, эл. почта: alekperova@vniiftri.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-90

При разработке различной оптико-электронной аппаратуры, в частности такой как: оптические системы передачи эталонных сигналов времени и синхронизации шкал времени, лазерные дальномерные системы, многоканальные радиофотонные системы необходимо измерять задержку распространения сигнала в световодах, разветвителях и других оптических элементах (ОЭ). Из-за существенного различия характеристик ОЭ (измеряемых значений задержек, вносимого ослабления сигналов) возникает задача выбора метода измерений задержки, позволяющего для каждого ОЭ обеспечить требуемую точность измерений. Для решения этой задачи предложено использовать установку, позволяющую реализовать измерения задержки распространения сигналов в ОЭ с использованием различных видов сигналов и методов обработки данных, и проводить сравнение получаемых результатов измерений с целью поиска метода, позволяющего достичь минимальной погрешности. Структурная схема установки для экспериментального исследования методов измерения задержки распространения сигналов в ОЭ и оптическом волокне представлена на рис. 1.

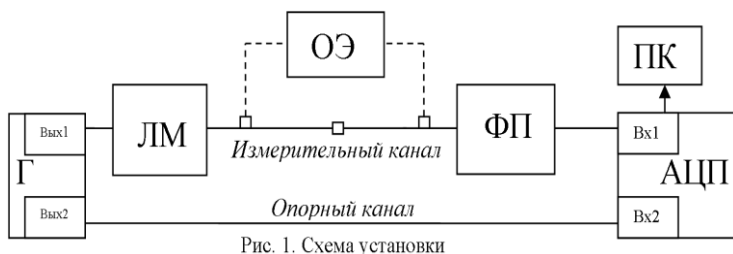


Рис. 1. Схема установки

Принцип работы установки заключается в следующем: генератор сигналов (Г) формирует сигнал с произвольно заданным видом модуляции на выходах 1 и 2. Выход 2 генератора напрямую соединён со входом 2 аналого-цифрового преобразователя (АЦП), образуя опорный канал установки. В

измерительном канале сигнал с выхода 1 генератора подаётся на лазерный модуль ЛМ, который преобразует его в оптический сигнал. Оптический сигнал поступает через соединительные оптические кабели и измеряемый оптический элемент ОЭ на вход фотоприёмного устройства ФП. С выхода ФП электрический сигнал поступает на вход 1 АЦП. Сигналы, поступающие на два входа АЦП, регистрируются и в цифровой форме передаются на персональный компьютер ПК, где проводится их математическая обработка и вычисление задержки распространения сигнала относительно опорного канала. Затем измеряемый ОЭ исключается из схемы, перечисленные действия повторяются и вычисляется задержка сигнала относительно опорного канала, вносимая аппаратурой установки. Разность этих значений задержки представляет собой искомую задержку сигнала, вносимую оптическим элементом.

Преимуществом данной установки является её универсальность, состоящая в возможности выбора методов измерений задержки (например, импульсного, корреляционного [1], фазового), широкого выбора форм и параметров измерительных сигналов, выбора различных методов обработки данных для вычисления значения задержки. В результате экспериментальных исследований, проведенных с использованием установки, выявлено, что за счет выбора метода измерений задержки в зависимости от характеристик исследуемого ОЭ можно обеспечить уменьшение погрешности измерений задержки на 15 – 20 %.

## Литература

1. Алекперова Б.Р. Определение задержки распространения сигнала в волоконно-оптических элементах с использованием корреляционной обработки данных // Метрология в XXI веке. Доклады XI научно-практической конференции молодых учёных, аспирантов и специалистов. – Менделеево, 2023

# Исследование влияния параметров гиперхроматического объектива на точностные характеристики оптоволоконной конфокальной системы для измерения профиля микроструктур

Д.А. Коверзнев<sup>1,2</sup>, М.А. Завьялова<sup>1,2</sup>, П.С. Завьялов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Конструкторский Технологический Институт Научного Приборостроения СО РАН, Новосибирск, 630058, Русская, 41

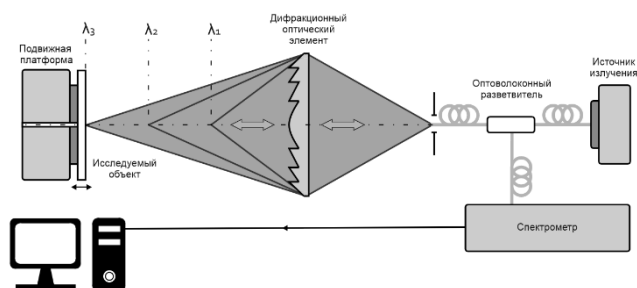
<sup>2</sup> Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, 630063, пр. Карла Маркса, 20

тел.: +7 (913) 989-0959, эл. почта: koverznevdanil@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2023-91

На данный момент предприятиям важно обеспечить точный контроль допусковых ошибок в производстве. Для этого существует достаточно много способов бесконтактного неразрушающего контроля, одним из которых являются оптоволоконные датчики перемещений. Такие датчики при относительной дешевизне и простоте реализации позволяют добиться субнанометрового разрешения поверхности для трёхмерной реконструкции исследуемых объектов.

Поэтому целью данной работы была выбрана разработка оптоволоконной конфокальной системы на основе метода хроматического кодирования для измерения высоты рельефа микроструктур на поверхности прозрачных сред с малым коэффициентом отражения с использованием в качестве источника излучения суперлюминисцентного светодиода.



Как известно, такой тип светодиода имеет узкий спектр (~40 нм). В таком случае, гиперхроматические объективы (далее – ГХО) проектируются на основе дифракционного оптического элемента (ДОЭ). Основные преимущества ДОЭ – их компактность и линейная зависимость смещения фокуса от длины волн.

Этапы, выполненные в ходе работы, включали в себя следующее:

Были рассчитаны ГХО с разными длинами хроматических отрезков для выбранного суперлюминисцентного светодиода. Были оценены предельные параметры для выбранной системы. ГХО позволяет фокусировать излучение с узким спектром (760 – 800 нм) в хроматический отрезок длиной 300-500 мкм.

Были проведены экспериментальные исследования точностных характеристик на собранном макете оптоволоконного конфокального датчика для нескольких видов зеркальных и прозрачных поверхностей. Стоит отметить, что при прозрачной поверхности исследуемого объекта мощность отражённого сигнала достаточно мала, что ограничивает возможности ГХО.

Результаты экспериментальных исследований показали, что точность сканирования сильно зависит от скомпенсированности aberrаций системы. Полученные результаты являются основой для внедрения оптоволоконной конфокальной системы на основе хроматического кодирования в лазерные технологические установки для микропрофилирования различных видов поверхностей.

## Литература

1. Р. Лич Инженерные основы измерений нанометровой точности: Учебное издание / Р. Лич – Долгопрудный: Издательский Дом «Интеллект», 2012. – 400 с.
2. Matthias Hillenbrand Design of confocal systems for spectral information coding: Dissertation zur Erlangung des akademischen Grades / M. Hillenbrand, 2016 – 136 с.
3. Завьялова М. А. Разработка и исследование оптических высоко разрешающих датчиков контроля положения рабочих поверхностей для оперативного управления лазерными технологическими процессами: дис. канд. техн. наук 05.11.07 / М. А. Завьялова; науч. рук. Ю. В. Чугуй; Новосиб. гос. техн. ун-т. - Новосибирск, 2020. – 132 с.

## Безредукторные электромеханические приводы для позиционирования оптических элементов в тепловизионных каналах

И.И. Кремис, Р.А. Гладков, А.В. Турбин

Новосибирский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук «Конструкторско-технологический институт прикладной микроэлектроники», Новосибирск, 630090, ул. Николаева, 8  
тел: +7(383) 330-65-59, факс: +7(383) 316-57-26, эл. почта: ktipm@oesd.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-92

В настоящее время существенным ограничением операционных возможностей применения тепловизионных каналов является отсутствие отечественных систем микропозиционирования оптических компонентов в тепловизионных каналах. Речь здесь идёт о необходимости выполнения точного перемещения оптических компонент внутри прибора с целью изменения его свойств.

Наиболее часто используемые в существующих тепловизионных каналах механизмы являются зарубежными изделиями. Применение производимых отечественной промышленностью механизмов существенно увеличивает габариты и массу прибора. Кроме того, используемые системы позиционирования имеют зубчатый или ленточный редуктор для передачи усилия от электродвигателя к оптическому компоненту, что существенно влияет на надежность механизма.

Предлагаемое в настоящей работе техническое решение лишено подобного недостатка. Идея состоит в размещении оптического компонента непосредственно на роторе двигателя и применение, таким образом, механического усилия непосредственно к рабочему телу. Редуктор в данном механизме отсутствует.

По результатам работы в Филиале ИФП СО РАН «КТИПМ» были разработаны и изготовлены безредукторные электромеханические приводы для смены полей зрения, подфокусировки, калибровки и микросканирования сцены наблюдения тепловизионных каналов.

Указанные устройства успешно применялись в составе тепловизионной камеры «ВИКТОРИЯ-3-РД-М» и прошли испытания на воздействие вибрации, пониженной и повышенной температуры окружающей среды.

### Литература

1. И. И Кремис и др. Устройства микросканирования для тепловизоров диапазона 8–12 мкм на основе вращающихся пластин из Ge // Успехи прикладной физики. 2018. № 4. Том 7. – С. 390 – 400.
2. Р.А. Гладков и др. Микросканер на базе двигателя с внешним ротором для тепловизионных систем третьего поколения // Электромагнитные волны и электронные системы. 2021 Т. 26, № 2.
3. Пат. № 2787254. Российская Федерация. Устройство для перемещения оптического компонента в оправе/ Гладков Р.А., Кремис И.И., Турбин А.В., Сидоров Г.Ю.; заявитель и патентообладатель Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН – № 2022111412; заявл. 26.04.2022; опубл. 09.01.2023.
4. Пат. № 2789016. Российская Федерация, Устройство для ввода оптического компонента в оптический тракт/ Кремис И.И., Гладков Р.А.; заявитель и патентообладатель Учреждение Российской академии наук Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН – № 2022120574; заявл. 26.07.2022; опубл. 27.01.2023.

## Установка для измерения абсолютной и дифференциальной задержки распространения сигнала в оптическом волокне

О.В. Колмогоров, В.М. Хайретдинова, Д.А. Любченко

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений, 141570, Московская обл., Солнечногорский район, г. Солнечногорск,  
р. п. Менделеево, промзона ФГУП «ВНИИФТРИ»  
тел: +7(919)004-26-02, эл. почта: victoria.hairetdinova2001@yandex.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-93

Хроматическая дисперсия (ХД) оптического волокна является одним из факторов, вызывающих искажения сигналов, передаваемых по волоконно-оптическим линиям связи (ВОЛС) [1]. Она ограничивает пропускную способность ВОЛС систем передачи данных, снижает точность оптоволоконных систем сравнения и синхронизации шкал времени [2], поэтому контроль ХД оптических волокон ВОЛС является важной задачей. Кроме того, при разработке и испытаниях оптоволоконных систем сравнения и синхронизации шкал времени необходимо измерять ХД оптического волокна катушек, применяемых в качестве имитатора протяженных ВОЛС. Точность синхронизации шкал времени оптоволоконными системами зависит от величины дифференциальной задержки распространения сигнала в оптическом волокне, обусловленной влиянием ХД. Дифференциальная задержка представляет собой отношение разности абсолютных задержек распространения сигнала в оптическом волокне на двух длинах волн к разности этих длин волн.

Для измерения абсолютной и дифференциальной задержки распространения сигнала в оптическом волокне разработана установка, в состав которой входят оптический рефлектометр с пикосекундным разрешением [3] и установка для измерения дифференциальной задержки на основе фазосдвигового

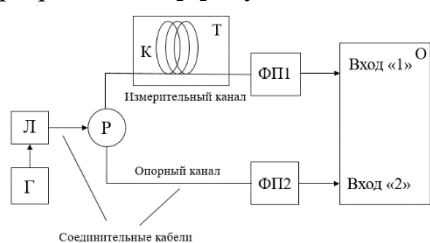


Рис. 1. Установка для измерений дифференциальной задержки сигнала

метода измерения ХД. Принцип действия данной установки состоит в следующем. Генератор подает модулирующий сигнал на лазер Л с перестраиваемой длины волны, обеспечивая модуляцию интенсивности его излучения. Излучение от лазера Л поступает на разветвитель Р, который направляет его в два канала. В первый канал включается катушка исследуемого оптоволоконного кабеля К, которая размещается в термостате Т, а выход катушки подключается к фотоприемнику ФП1, установленному на входе «1» цифрового запоминающего осциллографа О. Второй канал разветвителя Р (опорный канал) подключается через фотоприемник ФП2 непосредственно к входу «2» осциллографа О. Осциллограф регистрирует сигналы, поступающие с

измерительного и опорного канала, и по полученным данным вычисляется разность фаз между сигналами методом Фурье анализа. Измерения повторяются при последовательной установке заданных значений длин волн лазера, а затем определяется зависимость разности фаз сигналов от длины волны и вычисляются соответствующие значения дифференциальной задержки.

Спектральный диапазон установки составляет от 1500 до 1630 нм, погрешность установки длины волны не превышает  $\pm 20$  нм, погрешность измерения абсолютной задержки не превышает  $\pm 100$  пс. Разработанная установка может использоваться для исследований оптических волокон и оптоволоконных устройств при разработке систем сравнений и синхронизации шкал времени, систем передачи эталонных сигналов времени и частоты по ВОЛС, а также в других областях оптоволоконной техники.

### Литература

1. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М: Мир, пер. с англ., 1995.
2. Колмогоров О.В., Щипунов А.Н., Прохоров Д.В., Донченко С.С., Буев С.Г. Метод определения разности задержек распространения по оптическому волокну импульсов лазерного излучения систем сравнений и синхронизации шкал времени // «Фотоника», том 12, с. 696-703.
3. Колмогоров О.В., Щипунов А.Н., Денисенко О.В., Донченко С.С., Прохоров Д.В., Буев С.Г., Чемесова Е.В. Уменьшение погрешности измерений задержек распространения сигнала с помощью оптического рефлектометра с пикосекундным разрешением // Измерительная техника. 2020. № 1. С. 30-34.

## Детекторы и излучатели фотонов для систем квантовой связи и квантовых стандартов частоты

**В.В. Преображенский**, И.Б. Чистохин, М.А. Путьято, Е.А. Емельянов, М.О. Петрушков, А.С. Плешков, В.А. Гайслер, И.А. Дерезев, А.В. Гайслер, М.М. Качанова, Д.В. Дмитриев, А.И. Торопов, И.Г. Неизвестный, И.И. Рябцев, А.В. Латышев

*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090,  
пр. Академика Лаврентьева 13  
тел: +7 (383)3331967, факс: +7 (383)3331967, эл. почта: pvv@isp.nsc.ru*

DOI 10.34077/RCSP2023-94

В докладе будет представлен краткий обзор результатов, полученных в ИФП СО РАН, в области разработки детекторов и излучателей фотонов, перспективных для использования в системах квантовой криптографии и миниатюрных квантовых стандартах частоты на основе эффекта когерентного пленения населенностей.

Однофотонные лавинные фотодиоды (ОЛФД) на основе гетероструктуры InP/InGaAs/InP обеспечивают поглощение на длине волны 1.55 мкм и применяются в волоконно-оптических линиях для реализации систем квантовой криптографии.

Разработана конструкция и спроектирована топология ОЛФД на основе гетероструктуры InP/InGaAs/InP. Методом планарной технологии изготовлены чипы ОЛФД. Предложен способ и определены условия проведения локальной диффузии цинка с целью получения заданного профиля распределения примеси р-типа и толщины области лавинного умножения. Разработаны методы контроля параметров отдельных слоев гетероструктуры и ОЛФД в целом.

Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке  $n^+$ -InP. Основными параметрами, определяющими работоспособность ОЛФД в гейгеровском режиме как детектора одиночных фотонов, являются квантовая эффективность счета (15-25%), частота темновых импульсов менее 50 кГц и коэффициент послепульсаций менее 15%.

Для достижения предельных параметров ОЛФД, работающих в счетном режиме, требуются экстремально малые темновые токи при обратных напряжениях вблизи пробоя. Для этого необходима минимизация уровня фоновых примесей в слоях гетероструктуры. Были проведены исследования влияния условий выращивания этих слоев на уровень фоновых примесей и дефектов в них с помощью сочетания методов C-V измерений ртутного зонда и МДП структуры с послойным травлением эпитаксиальных слоев.

Для измерения параметров чипов (квантовая эффективность счета, частота темновых импульсов и коэффициент послепульсаций) разрабатывается оригинальный исследовательский стенд.

Достигнутые величины темнового тока при температуре 217 К вблизи пробоя (менее  $10^{-11}$  А), коэффициент лавинного умножения (25-30) в линейном режиме и темновая частота счета (менее 50 кГц при перенапряжении до 3,5 В) в режиме Гейгера не уступают результатам мирового уровня.

Исследована система квантовых точек (КТ) на основе  $Al_yIn_{1-y}As/Al_xGa_{1-x}As$ . Использование широкозонных твердых растворов  $Al_yIn_{1-y}As$  в качестве основы КТ позволяет существенно расширить спектральный диапазон излучения в коротковолновую область, включая участок длин волн вблизи 770 нм, представляющий интерес для разработки аэрокосмических систем квантовой криптографии. Разработана и реализована конструкция микрорезонаторов для излучателей одиночных фотонов на основе  $Al_xGa_{1-x}As$  зеркал и  $Al_yIn_{1-y}As$  КТ. С использованием интерферометра *Хэнбери Брауна–Твисса* исследована статистика излучения одиночных  $Al_yIn_{1-y}As$  КТ. Функция парных фотонных корреляций отчетливо демонстрирует субпуассоновский характер статистики излучения ( $g^{(2)}(0)=0.04$ ), что является прямым подтверждением перспективности использования разработанных микрорезонаторов для создания эффективных излучателей одиночных фотонов на основе  $Al_yIn_{1-y}As$  КТ в спектральном диапазоне 0.77 мкм.

Разработаны и изготовлены одномодовые лазеры с вертикальным резонатором (ЛВР) с длиной волны генерации 894.6 нм для использования в миниатюрных квантовых стандартах частоты (КСЧ) на основе  $^{133}Cs$  и лазеры с длиной волны 794.8 нм для КСЧ на основе  $^{87}Rb$ .

Точная подстройка длины волны под резонанс D1 Cs и Rb осуществляется путем изменения температуры и тока накачки лазеров. Характеристики лазеров соответствуют требованиям, предъявляемым к излучателям в миниатюрных КСЧ на основе эффекта когерентного пленения населенностей.

## Хе лазерная плазма как эффективный источник рабочего излучения для нанолитографии с длиной волны вблизи 11 нм

С.Г. Калмыков, П.С. Буторин, М.Э. Сасин

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Политехническая, 26  
тел: +7 (812) 2927994, эл. почта: sergei.kalmykov@mail.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-95

Начиная с середины 2000-х, в современной проекционной EUV (Extreme UltraViolet) литографии ("нанолитография") используются оптические системы из Si/Mo многослойных зеркал (МСЗ) и экспонирующее излучение с длиной волны, соответственно,  $\lambda = 13.5$  нм. Первоначально в качестве источника такого излучения предполагалась Хе лазерная плазма, но из-за ее недостаточно высокой эмиссионной способности пришлось использовать лазерную плазму из олова. Такой источник имеет ряд серьезных недостатков, поэтому в 2013 г. в ИФМ РАН была предложена версия нанолитографии с  $\lambda = 11.2-11.4$  нм и Ве-содержащими МСЗ [1]. В этой версии предполагалось применение простого и "чистого" источника с Хе лазерной плазмой, т. к. ожидалось, что мощность ее излучения на этой длине волны существенно выше, чем на  $\lambda = 13.5$  нм. В 2016 г. в ИФМ была запущена камера напыления Ве, и с этого времени в ФТИ при поддержке ИФМ начались исследования физических явлений в лазерной плазме, возбуждаемой ИК лазерным лучом на Хе газоструйной мишени, и ее эффективности в качестве источника.

Неизбежной особенностью такой плазмы является тепловой характер ее излучения – широкий спектр, отсутствие направленности и, как следствие, низкий коэффициент его полезного использования. Другая особенность, характерная для плазмы из многоэлектронных атомов, – радиационный тип потерь энергии, так что время жизни тепловой энергии частиц в плазме на 2-3 порядка короче длительности лазерного импульса. В частности, это означает, что поперечный размер плазмы просто равен диаметру лазерного луча.

Первым исследованием, выполненным в ФТИ в 2017-18 г.г., была разработка и применение метода многозеркальной брэгговской спектроскопии для получения EUV спектра, калиброванного в энергетических единицах. Измерения, выполненные в 2-зеркальном варианте метода (Ве/Мо + Si/Мо), показали, что в исследованном диапазоне ( $\lambda = 11-14$  нм) спектр имеет квазиконтинуальный характер без дискретных спектральных линий, и интенсивность излучения на  $\lambda = 11.2-11.4$  нм в 5-10 раз превышает интенсивность на  $\lambda = 13.5$  нм в зависимости от условий эксперимента [2]. По оценкам в [1] при таком соотношении "Хе источник" может быть использован в промышленной нанолитографии.

Другой важный результат был получен в серии совместных измерений интенсивности EUV излучения из плазмы и поглощения в ней лазерной энергии при перемещении Хе мишени вдоль оси луча так, что диаметр освещаемой зоны (т. е. диаметр плазменного образования) изменялся от  $D_{pl} = 47$  мкм вблизи фокуса до  $D_{pl} = 300-400$  мкм в расфокусированном луче по обе стороны от фокуса. В противоположность общепринятому мнению оказалось, что обе измеряемые величины имеют максимумы не в районе фокуса, где максимальна интенсивность лазерного облучения, а в расфокусированном луче, причем глубина вариаций, например, EUV излучения составляет от 4-6 до 10-11 раз в зависимости от длины волны [3]. Выполненный в этом исследовании анализ показал, что основной причиной такого поведения излучения и поглощения является гидродинамическое истечение вещества плазмы за пределы освещаемой зоны, которое ограничивает время существования плазмы  $\tau_{pl} \sim D_{pl}$  так, что  $\tau_{pl} \approx 10$  нс ( $\approx \tau_{las}$  – длительность лазерного импульса) в широком луче, и  $\tau_{pl} \approx 2$  нс при острой фокусировке.

Для оптимального режима с  $D_{pl} \approx 350$  мкм была вычислена величина, так называемой, конверсионной эффективности,  $SE = E_{EUV}/E_{las}$ , где  $E_{EUV}$  – EUV энергия, излучаемая в полупространство в 2%-ой полосе вокруг выбранной длины волны,  $E_{las}$  – энергия лазерного импульса. Для  $\lambda = 11.4$  нм  $SE \approx 4\%$ , что на сегодняшний день является рекордной величиной для Хе лазерно-плазменного источника (для сравнения – для плазмы из олова в современной промышленной нанолитографии с  $\lambda = 13.5$  нм  $SE \approx 5-6\%$ ). Более того, измерения с различными энергиями лазерного импульса дают надежду на дальнейшее увеличение SE при использовании лазерных систем с большей энергией импульса или/и с меньшей его длительностью.

Вышеописанные результаты могут рассматриваться как часть физического базиса для развития национальной нанолитографии с длиной волны  $\lambda = 11.2-11.4$  нм.

Наконец, приводимый в [3] анализ данных по поглощению лазерного излучения показывает возможность их использования в качестве экспериментально обоснованного метода для определения внутренних параметров лазерной плазмы: ее температуры и среднего ионного заряда. Полученные для одного из экспериментальных режимов (острая фокусировка с интенсивностью лазерного луча  $0.1$  ТВт/см<sup>2</sup>) усредненные по объему плазмы и по времени ее существования их значения:  $T = 42$  эВ,  $\langle Z \rangle = 10.2$ . Измерения поглощения с высоким разрешением по поперечному сечению лазерного луча могут дать представление о пространственной структуре плазмы.

### Литература

1. N. I. Chkhalo, and N. N. Salashchenko. Next generation nanolithography based on Ru/Be and Rh/Sr multilayer optics. AIP Advances 3 (2013), 082130.
2. S.G. Kalmykov, P.S. Butorin, and M.E. Sasin. Xe laser-plasma EUV radiation source with a wavelength near 11 nm – Optimization and conversion efficiency. J. Appl. Phys. 126 (2019), 103301.
3. S G Kalmykov, P S Butorin, M E Sasin and V S Zakharov. Absorption of laser radiation in a laser-produced plasma of Xe: hydrodynamic effects and nonequilibrium ionization. J. Phys. D: Appl. Phys. 55 (2022), 105203.



# Явления резонансного взаимодействия в люминесцентном отклике низкоразмерных фотонных структур с наноструктурами Ge(Si)

М.В. Степихова<sup>1</sup>, А.В. Перетокин<sup>1</sup>, В.А. Вербус<sup>1</sup>, М.И. Петров<sup>2</sup>, Д.В. Юрасов<sup>1</sup>, Д.В. Шенгуров<sup>1</sup>,  
Ж.В. Смагина<sup>3</sup>, В.А. Зиновьев<sup>3</sup>, С.А. Дьяков<sup>4</sup>, А.В. Новиков<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия 199034, Биржевая линия В.О., д. 14

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

<sup>4</sup> Сколковский институт науки и технологий, Москва, 143005, ул. Нобеля, 3  
тел.: +7 (831) 417-9482, факс: +7 (831) 417-9464, эл. почта: mst@ipmras.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-96

Развитие технологий и, как следствие, открывающиеся возможности создания фотонных структур с размерами сравнимыми и меньше длины волны излучения дали толчок к открытию новых явлений, и созданию новых источников излучения, использующих низкоразмерные эффекты. Здесь, прежде всего, интерес представляют явления резонансного взаимодействия с активной средой, открывающие новые возможности управления излучающими свойствами материалов.

В данной работе рассматриваются особенности проявлений резонансных явлений в люминесцентном отклике низкоразмерных резонаторов Ми и их массивов, а также в фотонных кристаллах (ФК), зонная структура которых и характер мод, вовлеченных в сигнал, определяются параметрами решетки. Исследуемые низкоразмерные резонаторы и фотонные кристаллы были сформированы на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si), излучающими в диапазоне длин волн 1.2-1.6 мкм. Интерес к этим структурам обусловлен возможностями создания на их основе эффективных источников излучения, технологически совместимых и легко встраиваемых в схемы современной микро- и оптоэлектроники. Как будет показано в работе, встраивание наноструктур Ge(Si) в низкоразмерные резонаторы и фотонные кристаллы позволяет более чем на два порядка величины увеличить излучательную способность структур, управлять их спектральным откликом и диаграммой направленности излучения. В работе обсуждаются условия наблюдения и особенности проявлений в исследуемых фотонных структурах связанных состояний в континууме (bond states in the continuum - BIC) [1,2], коллективных мод, мод с плоской дисперсионной характеристикой [3], а также явлений взаимодействия мод в фотонных кристаллах.

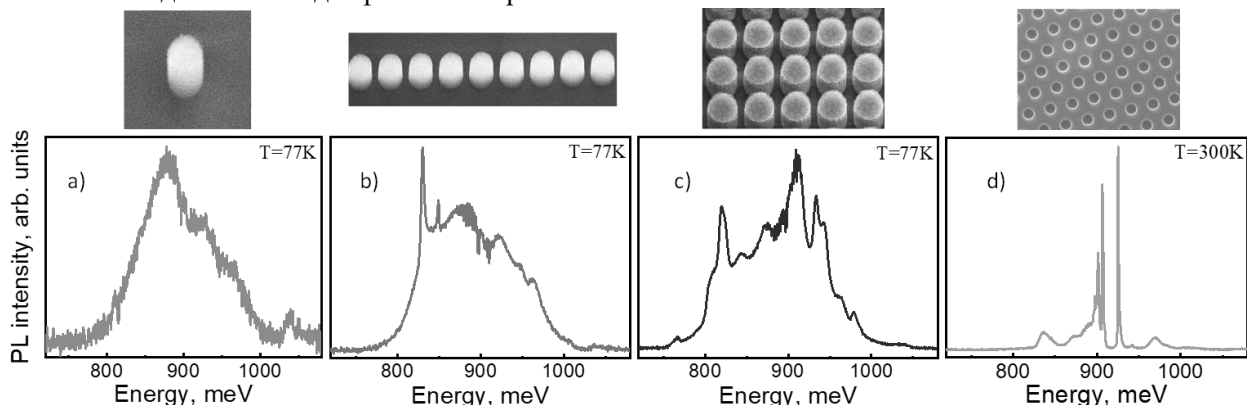


Рис. 1: Люминесцентный отклик и снимки сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) резонаторов Ми (а), их массивов (b, c) и фотонных кристаллов (d), сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si).

Работа поддержана РНФ (проект #21-72-20184).

## Литература

1. S.A. Dyakov, M.V. Stepihova, A.A. Bogdanov *et. al.* // Laser Photonics Rev. 2021. V.15, P.2000242.
2. M.V. Stepihova, S.A. Dyakov, A.V. Peretokin *et. al.* // Nanomaterials. 2022. V.12, P. 2687.
3. A.V. Peretokin, D.V. Yurasov, M.V. Stepihova *et. al.* // Nanomaterials. 2023. V.13, P. 1678.

## Локальный спектральный анализ полупроводниковых наноструктур для устройств фотоники

А.Г. Милёхин<sup>1</sup>, I.A. Milekhin<sup>1,2</sup>, Н.Н. Курусь<sup>1</sup>, Л.С. Басалаева<sup>1</sup>, Р.Б. Васильев<sup>3</sup>, К.В. Аникин<sup>1</sup>,  
В.Г. Мансуров<sup>1</sup>, К.С. Журавлев<sup>1</sup>, Е.А. Емельянов<sup>1</sup>, В.В. Преображенский<sup>1</sup>, А.В. Латышев<sup>1,2</sup>,  
D.R.T. Zahn<sup>4</sup>

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

<sup>2</sup> *Новосибирский Государственный университет,  
630090, Российская Федерация, Новосибирск, ул.Пирогова 1*

<sup>3</sup> *Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова  
119991, Российская Федерация, Москва, Ленинские горы, д. 1*

<sup>4</sup> *Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology,  
D-09107, Germany, Chemnitz*

тел: +7 (383) 330-8204, факс: +7 (383) 333-2766, эл. почта: milekhin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-97

Локальный спектральный анализ полупроводниковых структур для устройств фотоники возможен с помощью наноспектроскопии, включая нано-КРС (комбинационное рассеяние света) и нано-ФЛ (фотолюминисценцию). Эти методы представляют собой комбинацию атомно-силовой микроскопии (АСМ) и КРС, либо ФЛ и основаны на усилении оптического сигнала наноструктуры полем локализованного поверхностного плазмона металлического зонда АСМ микроскопа могут быть применены для изучения фононного и электронного спектров двумерных (2D), одномерных (1D) и нульмерных (0D) отдельных полупроводниковых наноструктур с пространственным разрешением ниже дифракционного предела.

Представлены результаты исследования нано-КРС на оптических фонах нанокристаллов (НК) CdSe и AlN наноколонн AlN и пленок графена и мультиграфена, помещенных на плазмонные подложки и нано-ФЛ нанокристаллов GaAs и двумерных островков дихалькогенидов металлов (MoS<sub>2</sub> и WS<sub>2</sub>).

В диапазоне частот оптических фононов выполнено нано-КРС коллоидных нанопластинок CdSe/CdS, сформированных по типу ядро/оболочка, монослоев MoS<sub>2</sub>, помещенные в зазоре между металлизированным (Au, Ag) острием АСМ микроскопа и плазмонной подложкой, определены размеры и форма наноструктур, структурные дефекты и возникающие в них механические напряжения.

Обсуждается различие нано-КРС от НК CdSe на отдельном нанодиске золота, записанное при различных длинах волн возбуждения.

Нано-КРС на частотах поверхностных оптических (SO) фононов наблюдалось от отдельных наноколонн AlN (1D), помещенных на поверхность Au, и НК AlN (0D), выращенных с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на Si, и. Нано-КРС изображение отдельного НК AlN размером около 250 нм с кристаллической структурой вюрцита демонстрирует его гексагональную форму. Обсуждаются различия в нано-КРС изображениях наноколонн AlN, записанных при различной поляризации света.

Нано-ФЛ от монослойных островков MoS<sub>2</sub> и WS<sub>2</sub>, выращенных кремниевой подложке, демонстрируют локальное изменение энергии и интенсивности экситонной ФЛ в зависимости от числа монослоев и наличия структурных дефектов. Обнаружено усиление непрямого нано-ФЛ в нанокристаллах GaAs, что позволило выполнить нано-ФЛ картирование отдельного нанокристалла.

Исследование поддержано Российским Научным Фондом (грант №22-12-00302).

# Магнитосопротивление двойной квантовой ямы HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле

М.В. Якунин<sup>1</sup>, В.Я. Алешкин<sup>2</sup>, М.Р. Попов<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов УрО РАН им. М.Н.Михеева, Екатеринбург,  
620219, ул. Софьи Ковалевской, 18

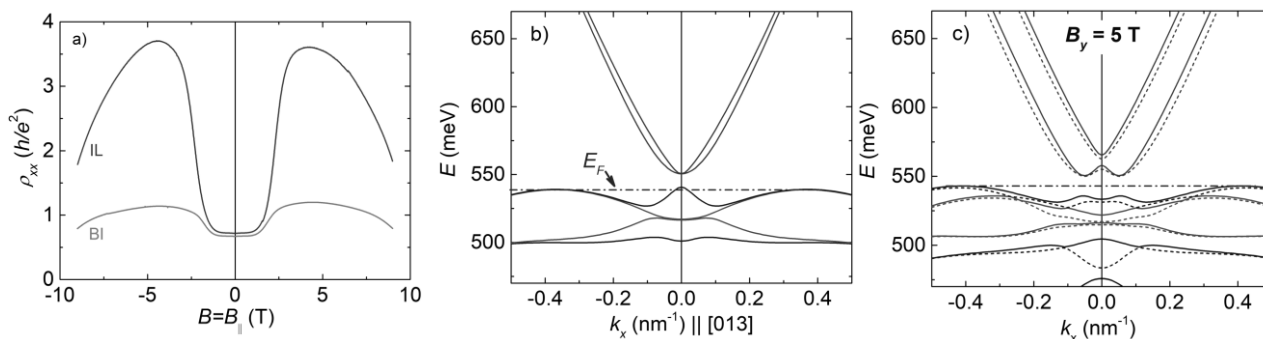
<sup>2</sup> Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород, 603950, ГСП-105

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

Тел.: +7 (343) 378-3644, эл. почта: yakunin@imp.uran.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-98

Для повышения эффективности ИК-приемников их делают многослойными в виде повторяющихся квазидвумерных слоев HgTe (квантовых ям), разделенных барьерами твердого раствора Cd<sub>x</sub>Hg<sub>1-x</sub>Te. Для анализа зонного спектра такой конструкции нужно учитывать межслойные взаимодействия, и их удобно изучать в простейшей многослойной системе, состоящей всего из двух слоев HgTe, – в двойной квантовой яме (ДКЯ). Мы показали, что проанализировать особенности энергетического спектра ДКЯ (а вместе с этим – и спектра многослойной структуры) можно, исследуя динамику изменения ее магнитосопротивления (МС) с приложением магнитного поля, направленного параллельно слоям. При этом можно управлять спектром ДКЯ, существенно его видоизменяя.



На рисунке (а) – МС в ДКЯ со слоями HgTe шириной 8.5 нм и барьером Cd<sub>0.64</sub>Hg<sub>0.36</sub>Te 3 нм до ИК подсветки (Bl) и после (IL) при температуре 1.8 К; (b) рассчитанный спектр этой ДКЯ в отсутствие поля и (c) в параллельном поле 5 Тл (пунктирные и сплошные линии отображают расщепление по спину). Видно, что параллельное поле приводит к существенному росту МС, особенно после подсветки. Предварительное объяснение эффекта на основе рассчитанных спектров ДКЯ состоит в том, что в отсутствие поля проводимость ДКЯ складывается из двух компонент – малой концентрации высокоподвижных дырок в центральном максимуме валентной подзоны и большой концентрации дырок с очень малой подвижностью в боковых максимумах: см. рис. b, где  $E_F$  – уровень Ферми, привязанный к боковым максимумам, поскольку в них очень высока плотность состояний. Параллельное поле приводит к понижению центрального максимума, в результате легкие дырки из него уходят в боковые максимумы (рис. c), что приводит к увеличению МС. Уменьшение МС при дальнейшем росте поля можно связать с приближением к уровню Ферми подзоны проводимости и ее заселением высокоподвижными электронами. В дальнейшем предполагается развить эту качественную интерпретацию, проводя детальные расчеты спектра для количественного сопоставления с экспериментом с подгонкой параметров и, возможно, некоторой вариацией геометрии ДКЯ, сопровождаемой модификацией ее профиля потенциала и пр.

Примечательно, что наблюдавшееся ранее в параллельном поле МС *одиночных* квантовых ям HgTe с инверсным спектром имело совершенно иной вид [1-3] – оно убывало с полем, что объяснялось закрытием первоначально имевшейся щели. Разница эффектов в одиночной и двойной квантовых ямах – яркое проявление межслойных взаимодействий в ДКЯ.

Работа выполняется в рамках проекта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, грант № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

## Литература

1. G.M. Gusev *et al.* // Phys. Rev. B 84, 121302 (2011).
2. G.M. Gusev *et al.* // Phys. Rev. B 88, 195305 (2013).
3. T. Khouri *et al.* // Phys. Rev. B 99, 075303 (2019).

## Усиление фотоотклика множественных квантовых ям GeSiSn/Si, совмещенных с плазмонными наноантеннами и двумерными фотонными кристаллами

И.В. Скворцов<sup>1</sup>, В.А. Тимофеев<sup>1</sup>, В.И. Машанов<sup>1</sup>, А.Е. Гайдук<sup>1</sup>, А.А. Блошкин<sup>1</sup>, В.В. Кириенко<sup>1</sup>, Д.Е. Уткин<sup>1</sup>, А.И. Никифоров<sup>1</sup>, А.В. Коляда<sup>2</sup>, Д.Д. Фирсов<sup>2</sup>, О.С. Комков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, 197022, ул. Профессора Попова, 5  
тел: (383) 330-7934, эл. почта: i.skvortsov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-99

Материал GeSiSn совместим с кремниевой технологией и перспективен для создания устройств фотоники коротковолнового инфракрасного диапазона [1]. Одним из эффективных подходов для усиления фотоотклика структур является применение метаматериалов, позволяющих локализовать и усилить электромагнитное поле в активной области [2]. В данной работе продемонстрирована возможность усиления сигнала фотолюминесценции и фототока множественных квантовых ям GeSiSn/Si, сопряженных с плазмонными наноантеннами и двумерными фотонными кристаллами.

Множественные квантовые ямы GeSiSn/Si, включающие псевдоморфные слои GeSiSn различного состава были сформированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На основе расчетов в программном комплексе COMSOL Multiphysics был разработан дизайн двумерных фотонно-кристаллических структур, представленных периодическим массивом цилиндрических отверстий в структуре с множественными квантовыми ямами Ge<sub>0.3</sub>Si<sub>0.63</sub>Sn<sub>0.07</sub>/Si. Оптимизирована глубина отверстий, позволяющая эффективно возбуждать квазиволноводные моды и не затрагивать активный слой. Фотонные кристаллы, совмещенные с множественными квантовыми ямами GeSiSn/Si были изготовлены с применением электронно-лучевой литографии и плазмохимического травления. Для всех образцов было продемонстрировано усиление сигнала фотолюминесценции, связанной с вакансионными комплексами, от области с фотонным кристаллом относительно области исходного образца. Максимальное увеличение составило 4.7 раз на длине волны 2.15 мкм. Отжиг фотонно-кристаллических структур привел к появлению фотолюминесценции, связанной с межзонными оптическими переходами. Усиление сигнала фотолюминесценции от 4 до 9 раз наблюдалось в образцах с фотонным кристаллом в узком интервале длин волн с максимумом при 1.78 мкм. Изучен фотоотклик р-і-п фотодиодов на основе множественных квантовых ям Ge<sub>0.3</sub>Si<sub>0.63</sub>Sn<sub>0.07</sub>/Si и Ge<sub>0.84</sub>Si<sub>0.076</sub>Sn<sub>0.084</sub>/Si. Экспериментально продемонстрировано увеличение фототока таких структур в широком диапазоне длин волн. Были исследованы оптические свойства множественных квантовых ям с массивом алюминиевых кросс-структур с помощью численного моделирования. Увеличение интенсивности фотолюминесценции составило более чем 2.5 раза за счет локализованных плазмонов, возбуждаемых в кросс-структурах. Показана возможность существенного усиления фотолюминесценции множественных квантовых ям Ge<sub>0.84</sub>Si<sub>0.076</sub>Sn<sub>0.084</sub>/Si за счет использования гибридной плазмонной структуры, представленной массивом плазмонных наноантенн на множественных квантовых ямах, выращенных на подложке кремний на изоляторе. Коэффициент усиления фотолюминесценции составил до 250% на длине волны 1.9 мкм, совпадающей с максимумом спектра коэффициента отражения гибридной структуры. Были изготовлены р-і-п фотодиоды, включающие гибридную структуру. Усиление фототока составило примерно 7 раз на длинах волн 1.73 мкм и 1.8 мкм. Спектры фототока для р-і-п фотодиодов, включающих гибридную структуру, содержат пики, связанные с гибридными модами, которые формируются при взаимодействии волноводных мод с локализованными плазмонами, возникающими на границе раздела плазмонная наноантенна-кремний. Гибридная структура в сравнении с фотонным кристаллом позволила получить многократное усиление фототока в длинноволновой инфракрасной области спектра.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 20-79-10092.

### Литература

1. D. Grützmacher et al. // Appl. Phys. A. 2023. 129. P.235.
2. G. Stocker et al. // 2021 32nd Annual SEMI Advanced Semiconductor Manufacturing Conference (ASMC). 2021. 129. P.1-4.

## Транспорт электронов в p-GaAs фотокатоде: влияние «фотонного переноса»

Г.Э. Шайблер<sup>1,2</sup>, В.В. Бакин<sup>1</sup>, С.С. Михеев<sup>2</sup>, С.А. Рожков<sup>1,2</sup>, А.С. Терехов<sup>1</sup>

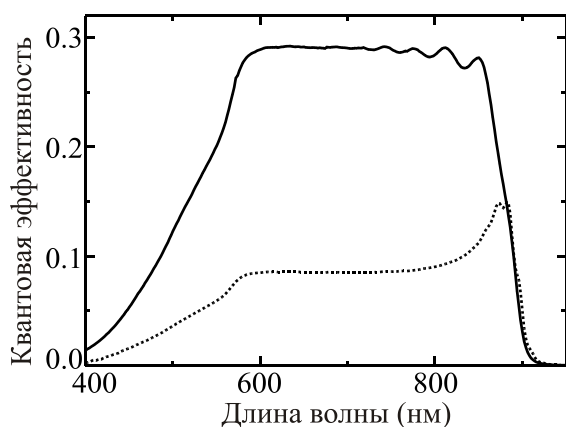
<sup>1</sup> ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, Лаврентьева, 13, 194021, Политехническая, 26

<sup>2</sup> Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2

тел: +7 (383) 3309-874, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: [scheibl@isp.nsc.ru](mailto:scheibl@isp.nsc.ru)

DOI 10.34077/RCSP2023-100

Транспорт неосновных носителей заряда определяет параметры полупроводниковых приборов, таких как фотодиоды, солнечные элементы, фотокатоды с эффективным отрицательным электронным средством (ОЭС). При излучательной рекомбинации неосновных носителей испускаемый фотон может поглотиться в этом же слое, тем самым обеспечивая переход неосновного носителя со скоростью света из одной точки активного слоя в другую. Это явление получило название «фотонного переноса» (ФП). В настоящее время наибольший интерес к ФП связан с оптимизацией солнечных элементов [1]. Полупроводниковые фотокатоды с ОЭС являются основой фотоумножителей и электронно-оптических преобразователей, используются в качестве источников «холодных» и спин-поляризованных электронов. В работах [2,3] при моделировании процессов в p-GaAs фотокатоде исследователи не учитывали вклад ФП в перенос электронов. Для оценки правомерности такого приближения мы изучили вклад ФП в транспортные явления в p-GaAs фотокатоде. Нами было изготовлено два вакуумно-полупроводниковых фотодиода, фотокатоды которых были секционированы. Фотокатоды обоих фотодиодов были активированы цезием и кислородом до состояния ОЭС. В первом фотодиоде фотокатод содержал области с различной толщиной p-GaAs слоя (0.45 мкм, 1.9 мкм и 8.3 мкм). В самой тонкой области этого фотокатода фотоэлектроны не успевали рекомбинировать в объеме активного слоя и, соответственно, вклад ФП в перенос фотоэлектронов был минимальным. При максимальной толщине активного слоя транспорт фотоэлектронов к эмитирующей поверхности практически полностью происходил при помощи ФП. Второй фотодиод помимо области со стандартным фотокатодом, содержал область, в которой фотокатодная структура имела два слоя GaAs, разделенных слоем AlGaAs, причем второй слой GaAs имел границу с вакуумом. При освещении фотокатода со стороны первого GaAs слоя и полном поглощении света в нем фотоэлектроны могли перейти во второй GaAs слой и выйти в вакуум только при участии ФП. Для изучения влияния ФП на транспорт электронов были измерены спектры квантовой эффективности фотокатода во всех областях фотокатодов. Однородность вероятности выхода электронов в вакуум для всех фотокатодов была подтверждена измерением энергетических распределений эмитированных электронов. На рисунке приведены спектры квантовой эффективности фотокатода, измеренные в областях содержащих один слой GaAs (сплошная линия) и два слоя GaAs (штриховая линия). Видно, что в спектральной области 600-700 нм отношение квантовых эффективностей является константой  $K = 3.40$ . Это происходит потому, что в области с двумя слоями GaAs весь свет поглощается в первом слое GaAs и фотоэмиссия происходит только при помощи ФП фотоэлектронов из первого слоя во второй. Сравнение величины  $K$  с результатами расчетов транспорта электронов и фотонов в фотокатоде методом Монте-Карло позволило определить величину внутренней квантовой эффективности фотолюминесценции, которая для уровня легирования  $p = 7.5 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  оказалась равной  $\eta = 0.89 \pm 0.01$ . Расчеты показывают, что вклад ФП в транспорт электронов в полупрозрачном GaAs фотокатоде становится



существенным ( $> 10\%$ ) при толщине активного слоя  $d_{\text{акт}} > 1 \text{ мкм}$ , а для толщин  $d_{\text{акт}} > 3.5 \text{ мкм}$  фотонный перенос становится основным механизмом транспорта фотоэлектронов к эмитирующей поверхности. Анализ эволюции спектров фотоэмиссии при понижении температуры показал, что при уменьшении температуры происходит увеличение влияния ФП на транспорт электронов в p-GaAs.

### Литература

1. Z. Cheng et al. // Adv. Sci. 2021. V.8. p. 2004076.
2. K. Sahasrabudhe et al. // J. Appl. Phys. 2012. V.112(9). p. 094907.
3. O. Chubenko et al. // J. Appl. Phys. 2021. V.130(6). p. 063101.

## Легирование Zn слоев i-InAlAs(001) из планарного источника Zn<sub>3</sub>P<sub>2</sub>

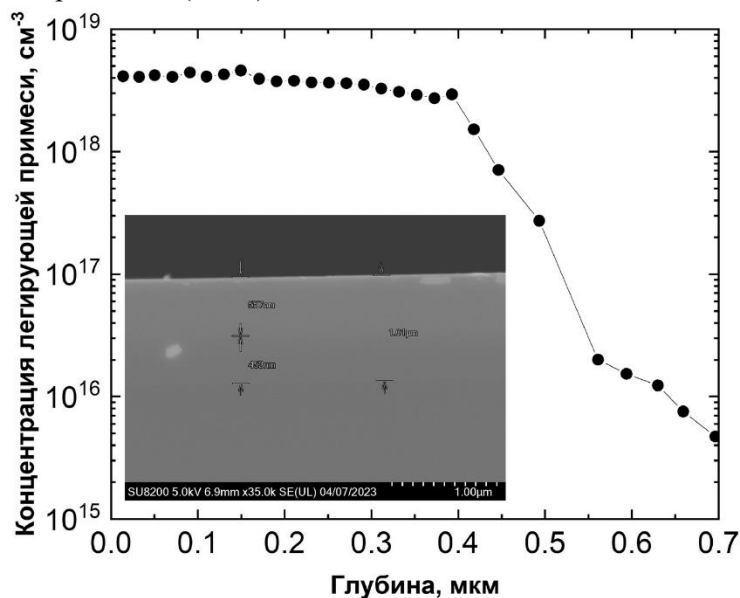
М.О. Петрушков, М.С. Аксенов, Д.Б. Богомолов, Д.Ю. Протасов, П.П. Камеш, М.А. Путятю, И.Б. Чистохин, В.В. Преображенский

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск,  
630090, Пр. Академика Лаврентьева, 13  
тел: +7 (383) 330-1967, эл. почта: maikdi@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-101

Диффузия Zn через узкий зазор с использованием соединений Zn<sub>3</sub>P<sub>2</sub> и Zn<sub>3</sub>As<sub>2</sub> применяется для создания локальных p<sup>+</sup>-областей в полупроводниках A<sub>3</sub>B<sub>5</sub> фосфорной (InP [1]) и мышьяковой (InAlAs [2]) групп, соответственно. Данная технология, в частности, позволяет создавать планарные конструкции лавинных фотодиодов, работающих в телекоммуникационном спектральном диапазоне [3, 4]. Использование p<sup>+</sup>-InAlAs/i-InAlAs по сравнению с p<sup>+</sup>-InP/i-InP переходов в области лавинного умножения дает более низкие значения величины избыточного шума [5]. Однако, в литературе к настоящему времени отсутствуют данные о параметрах легирования и диффузии Zn в слоях InAlAs.

В данной работе изучено влияние температуры (450-500°C) и времени на процесс легирования Zn слоев i-InAlAs (1 мкм), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке InP, через узкий зазор с использованием планарного источника Zn<sub>3</sub>P<sub>2</sub>. Для получения профилей распределения легирующей примеси по глубине образцов в зависимости от температуры использовались методы электрохимического C-V (ECV) профилирования и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ).



Показано, что при T=500°C зависимость глубины легирования от времени хорошо согласуется с диффузионной зависимостью (корневая зависимость от времени). При этом граница легирования, определенная по контрасту на сколе методом СЭМ, хорошо коррелирует с данными ECV, что позволяет проводить оперативный контроль глубины легирования. Также было обнаружено, что в слоях InAlAs может быть достигнута высокая концентрация электрически активной легирующей примеси p-типа на уровне (5-10) · 10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>.

### Литература

1. М.О. Петрушков и др. // Письма в ЖТФ. 2018. Т.44, вып. 14. С.19-25.
2. A. Fricke и др. // Appl. Phys. Lett. 1994. Т.65, вып.6. С.755-757.
3. V.V. Andryushkin и др. // Journal of Physics: Conference Series. 2021. Т.2103. С.012184.
4. В.В. Преображенский и др. // Автометрия. 2021. Т.57, вып. 5. С.48-57.
5. I. Watanabe и др. // IEEE Electron Device Lett. 1990. Т.11, вып. 10. С.437-438.

## Ростовые технологии оксида галлия: объемные кристаллы $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и эпитаксиальные слои метастабильных $\alpha$ - и $\kappa$ -фаз

В.И. Николаев<sup>1,2</sup>, П.Н. Бутенко<sup>1</sup>, В.М. Крымов<sup>1</sup>, С.В. Шапенков<sup>1</sup>, А.А. Кицай<sup>1</sup>, Ю.Г. Носов<sup>1</sup>,  
Р.Б. Тимашов<sup>1</sup>, А.И. Печников<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая, 26

<sup>2</sup> ООО «Совершенные кристаллы», Санкт-Петербург, 194223, пр. Тореза, 38  
тел: +7 (812) 297-8924, эл. почта: pavel.butenko@mail.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCSPT2023-102

Оксид галлия – перспективный ультраширокозонный полупроводник, возможности которого в области силовой электроники вызывают нарастающий интерес. Особенное внимание заслуживают следующие три полиморфа Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>:

- термостабильный  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> с моноклинной структурой, главным образом из-за возможности роста объемных кристаллов непосредственно из расплава с высокой скоростью в несколько мм/ч;
- $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> со структурой корунда, твердый, химически и радиационно-стойкий, имеет наибольшую среди полиморфов E<sub>g</sub> ~ 5.2-5.3eV, однако при T > 500°C и нормальном давлении переходит в  $\beta$ -фазу. Скорости роста  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> также относительно высоки – до 100µm/h. Однако, максимальные толщины слоев при гетероэпитаксиальном росте пока не более 30-40µm, из-за их неконтролируемого отслаивания;
- $\kappa$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> имеет орторомбическую структуру, обуславливающую наличие в этом полиморфе спонтанной поляризации. Как и  $\alpha$ -фаза, в виде объемных кристаллов пока не получен. Самые толстые из известных на данный момент слои на подложке и отдельно стоящие получены недавно нами. Максимальная толщина квазиобъемных кристаллов более 150µm.

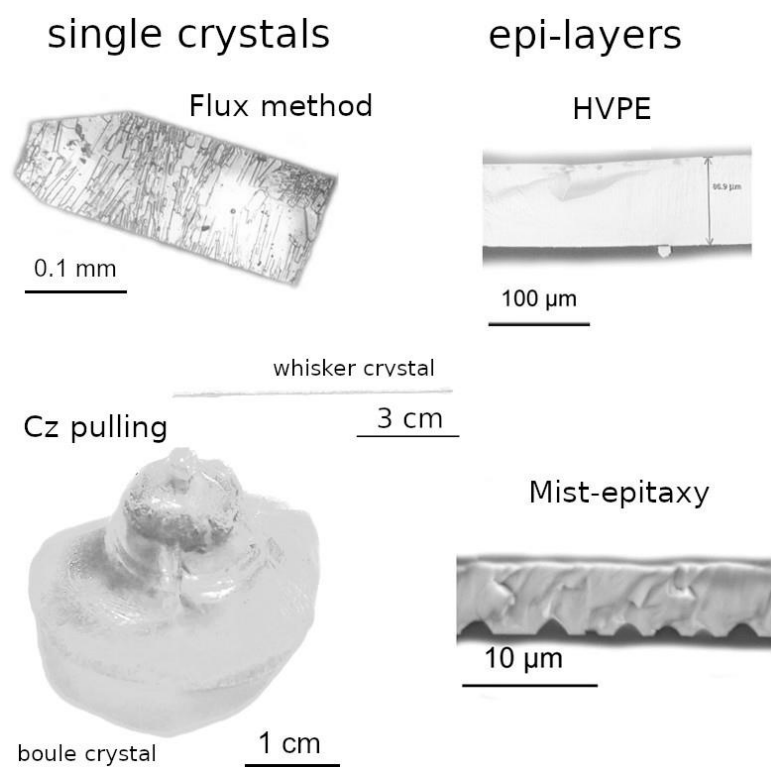


Рис.1. Методы получения и характерные размеры кристаллов и слоев оксида галлия, полученных в наших ростовых экспериментах.

В работе сделано обобщение достигнутых коллективом технологических результатов по росту кристаллов и слоев  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\kappa$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

В настоящий момент в ростовых процессах нами получены (см. Рис.1):

- на затравку из расплава по способу Чохральского (**Cz**) объемные и нитевидные кристаллы  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>;
- раствор-расплавным методом (**Flux**) мелкие кристаллы  $\beta$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, до 3mm в поперечном размере;
- эпитаксиальные слои  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на сапфире UID и легированные оловом выращенные методом хлорид-гидридной газофазной эпитаксии (**HVPE**) [1];
- эпитаксиальные слои  $\kappa$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на сапфире и GaN/sapphire темплейтах (**HVPE**) [2];
- эпитаксиальные  $\alpha$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и  $\kappa$ -Ga<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и их твердые растворы с Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Cr<sub>2</sub>O<sub>3</sub> методом химического осаждения из аэрозоля (**mist CVD**).

### Литература

1. V. I. Nikolaev et al. ECS J. Solid State Sci. Technol. 11 115002, 2022.
2. S. I. Stepanov et al. ECS J. Solid State Sci. Technol. 12 015002, 2023.



# Оптимизация роста гетероструктур InGaAs/(Al)GaAs с квантовой ямой InGaAs спектрального диапазона 940-980 нм

С.Ю. Гаврилов<sup>1,2</sup>, Н.В. Гулькиков<sup>1</sup>, М.А. Ладугин<sup>1,2</sup>, А.А. Мармалюк<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ООО «Сигма плюс»

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)  
тел. +7 (902) 362-4298, эл. почта: gavrilo.v.siu@phystech.edu

DOI 10.34077/RCSP2023-103

Выращивание высококачественных квантовых ям InGaAs/(Al)GaAs важно при изготовлении многих электронных и оптоэлектронных устройств: мощных полупроводниковых лазеров для накачки твердотельных лазеров, легированных Er и Yb [1], усилителей, модуляторов, солнечных элементов [2], а также инфракрасных фотодетекторов [3]. В настоящей работе был оптимизирован процесс роста квантовых ям для гетероструктур InGaAs/(Al)GaAs со спейсерами GaAs и без спейсеров. Для этого были оптимизированы такие параметры, как температура роста, время продувки, подача арсина.

Гетероструктуры с квантовыми ямами InGaAs изучались методом фотолюминесценции. Спектры фотолюминесценции гетероструктур были получены путем накачки исследуемых образцов лазерным излучением на длине волны равной 532 нм с мощностью  $\approx 3.8$  мВт. Сигнал проходил через непрозрачную для лазерного излучения систему светофильтров. Затем сигнал проходил через монохроматор и попадал на входную апертуру фотодетектора на основе CCD-камеры. Сравнимые на одном графике спектры измерялись совместно. Измерения проводились при комнатной температуре.

Обнаружено, что с увеличением температуры роста гетероструктуры без спейсеров интенсивность фотолюминесценции уменьшается, что, вероятно, связано с усилением сегрегационных эффектов для атомов индия [4]. Для образцов со спейсерами обнаружена обратная зависимость. Интенсивность фотолюминесценции образцов со спейсерами GaAs оказалась меньше образцов без спейсеров при том же уровне накачки (рис. 1 а, б), что может быть связано с подавлением сегрегационных эффектов на границе барьеров AlGaAs с квантовой ямой [1]. Обнаружено, что для образцов со спейсерами и без спейсеров максимальная интенсивность фотолюминесценции соответствует расходу арсина  $250 \text{ см}^3$  (рис. 1 а, б). Кроме того, было отмечено, что малое время продувки более оптимально для выращивания высокоинтенсивных гетероструктур с квантовыми ямами InGaAs.

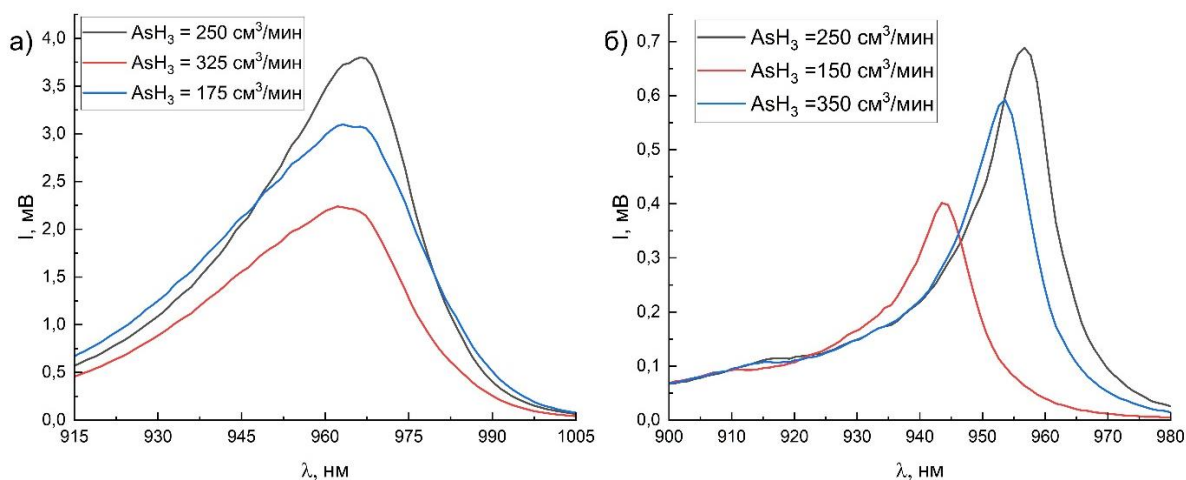


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции гетероструктур InGaAs/(Al)GaAs без спейсеров GaAs (а) и со спейсерами GaAs (б)

## Литература

1. А.А. Мармалюк et al, Journal of Crystal Growth, vol. 237–239, Part 1, 2002, pp 264-268.
2. Ali Abolghasemi, Reza Kohandani, Appl. Opt. 57, 2018.
3. W. Chen et al., Journal of Lightwave Technology, vol. 36, no. 13, 2018, pp 2572-2581.
4. Koichi Yamaguchi, Tetsuya Okada, Fumito Hiwatashi, Applied Surface Science, vol. 117–118, 1997, pp 700-704.



## Перестройка моноатомных и биатомных ступеней на поверхности при эпитаксиальном росте Si на Si(001)

В.В. Дирко, О.И. Кукунов, А.С. Соколов, К.А. Лозовой, А.П. Коханенко

Томский государственный университет, Томск, 634050, Ленина, 36 тел.:+7 (382) 241-3517, факс:+7 (382) 241-2772, эл. почта: vovenmir@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2023-104

Развитие кремниевой полупроводниковой наноэлектроники сопровождается ужесточением требований к технологическим этапам и пониманию процессов роста наноструктур. Наиболее качественные эпитаксиальные структуры с минимальным количеством дефектов получают методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Создание высококачественных наноструктур невозможно без методов контроля поверхности. Метод дифракции быстрых электронов на отражение (ДБОЭ), реализованный в методе МЛЭ, зарекомендовал себя как универсальное средство контроля морфологии поверхности при выращивании полупроводниковых наноструктур *in situ* [1–2].

После химической очистки и последующего высоковакуумного отжига пластины Si(001) при температуре 1000 °С проводилась серия экспериментов по росту Si на Si(001) со скоростью осаждения 0,09 МС/с в интервале температур подложки от 200 до 800 °С. Гомоэпитаксиальный рост Si на Si(001) происходит с образованием чередующихся ступеней двух типов со сверхструктурами 1x2 и 2x1 [3]. Анализ поверхности методом ДБОЭ при росте Si в направлении [110] показал бимодальный характер колебаний интенсивности. Он заключается в том, что наблюдаются два чередующихся максимума разной интенсивности, каждый из которых соответствует своему периоду колебаний. Большой максимум интенсивности соответствует росту ступеней со сверхструктурой 1x2, в которой димеры располагаются вдоль направления падающего электронного пучка. Меньший максимум соответствует образованию ступенек со сверхструктурой 2x1, в которых димеры располагаются поперек электронного пучка. При анализе поверхности в процессе роста методом ДБОЭ в направлении [100] наблюдались изменения интенсивности рефлексов от сверхструктур 1x2 и 2x1, лежащих в зоне Лауэ  $\sim 1/2$ , при изменении температуры роста.

В ходе исследования гомоэпитаксиального роста Si на Si(100) в направлении [110] методом ДБОЭ были изучены температурные зависимости отношения интенсивностей локальных максимумов вблизи рефлекса 00 в диапазоне 200–550 °С. Применимость описанной методики определения отношения площадей ступеней двух сверхструктур в направлении [110] подтверждается совпадением полученных результатов с результатами, полученными по методике других авторов в направлении [100] для отражений от сверхструктур 1x2 и 2x1 [4]. При анализе рефлексов от сверхструктур 1x2 и 2x1, лежащих в зоне Лауэ  $\sim 1/2$ , на дифрактограммах в направлении [100] по отношению к электронному пучку были получены отношения интенсивностей этих рефлексов в широком диапазоне температур. Показано, что кривые, полученные обоими методами, имеют максимум при температуре 550 °С, что свидетельствует о преобладании на поверхности одного типа сверхструктуры. При отдалении от этой температуры площади ступеней обоих типов примерно равны. Температурная зависимость отношения периодов роста ступеней с различной сверхструктурой в диапазоне 200–550 °С качественно совпадает с ранее описанными кривыми. Температурная зависимость отношения интенсивностей в направлении [100] относительно электронного пучка при низких и средних температурах повторяет кривую, полученную в направлении [110], и дополняет ее в области высоких температур. Кроме того, отношения периодов колебаний осцилляции интенсивности имеют температурную зависимость, аналогичную отношениям интенсивностей от рефлексов «1x2» и «2x1» лежащих в зоне Лауэ  $1/2$ .

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 21-72-10031.

### Литература

1. Hafez M. A., Zayed M. K., Elsayed-Ali H. E. // *Micron*. 2022. V. 159. P. 103286.
2. Dirko V. V., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., Voitsekhovskii A. V. // *Nanotechnology*. 2022. V. 33. P. 115603.
3. Voigtlander B. // *Surf. Sci. Rep.* 2001. V. 43. P. 127.
4. Esin M. Yu., Nikiforov A. I., Timofeev V. A., Tuktamyshev A. R., Mashanov V. I., Loshkarev I. D., Deryabin A. S, Pchelyakov O. P. // *Semiconductors*. 2018. V. 52. P. 409.

Д.В. Дмитриев, Д.А. Колосовский, В.А. Голяшов, А.И. Торопов, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН

Россия, 630090, г. Новосибирск, пр. Лаврентьева, дом 13, e-mail: dmitriev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-105

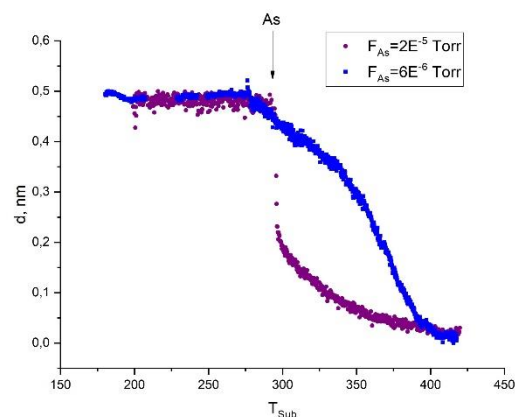
В настоящее время, при создании приборов опто-, микроэлектроники и радиофотоники активно используются подложки InP(001) [1]. Эпитаксиальный рост начинается с получения атомарно-чистой поверхности InP подложки путем термической очистки в установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Для предотвращения неконгруэнтного разложения InP, отжиг осуществляют в потоке мышьяка или фосфора. В работе методами дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) определены толщина и состав оксида на поверхности epi-ready InP(001), изучен процесс термического удаления оксида, изменение структуры и элементного состава приповерхностного слоя в потоке мышьяка.

Методом РФЭС установлено, что толщина оксидного слоя составляет  $0.6 \pm 0.1$  нм. Процесс удаления оксида можно записать в виде реакции термического разложения оксида состоящего из смеси аморфных оксидов, гидроксидов индия и фосфора, а также разложения оксида за счет взаимодействия с мышьяком [2].

При взаимодействии мышьяка с окисленной поверхностью InP, в процессе отжига, последовательно наблюдаются сверхструктуры  $(1 \times 1)/(2 \times 1) \rightarrow (2 \times 3) \rightarrow (2 \times 6) \rightarrow (4 \times 2)$  указывающие на процессы замещения фосфора мышьяком. В процессе удаления оксида формируется твердый раствор  $\text{InP}_{1-x}\text{As}_x$  толщиной 2-3 бислоя, состав которого зависит от температуры отжига и потока мышьяка [3].

Мы наблюдали медленное утонение оксидного слоя при  $T > 250$  °C без потока мышьяка, что говорит о термическом удалении оксида. В момент подачи потока мышьяка  $F_{\text{As}} = 6 \times 10^{-6}$  Торр при  $T = 300$  °C не происходит изменений в толщине, т.е. вклад взаимодействия с мышьяком в утонение оксида незначителен. При  $T \sim 350$  °C характер процесса удаления оксида резко изменяется, что связано с активацией химической реакции взаимодействия мышьяка с оксидом. Действительно, согласно закону Вант-Гоффа, повышение температуры на 10 градусов приводит к увеличению скорости реакции в 2-4 раза. При большом потоке мышьяка  $F_{\text{As}} = 2 \times 10^{-5}$  Торр происходит резкое утонение слоя оксида. Это связано с повышенным вкладом химических реакций мышьяка и оксида, который пропорционален концентрации мышьяка. Однако, в результате этих реакций, оксид не удаляется полностью и при дальнейшем нагреве происходит медленное термическое утонение оксида.

Таким образом, слой оксида играет существенную роль в формировании слоя твердого раствора InPAs на поверхности подложки. Без оксида на поверхности InP формируется бинарный слой InAs из-за активной десорбции фосфора и полного замещения его мышьяком. Оксид замедляет десорбцию фосфора, удерживая его в поверхностном слое, и понижает концентрацию мышьяка, диффундирующего сквозь него к гетерогранице оксид/InP. В результате в поверхностном слое формируется слой твердого раствора InPAs.



### Литература

1. K.S. Zhuravlev, et al. // J. Semicond. 2022, V. 43, 012302.
2. Д.В. Дмитриев, и др. // Автометрия 2021, №5, С.57.
3. D.V. Dmitriev, et al. // Surface Science 2021, V. 710, 121861.

## Исследование свойств границы раздела ALD HfO<sub>2</sub>–HgCdTe

Е.Р. Закиров, Д.В. Горшков, Г.Ю. Сидоров, С.А. Пономарев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск  
630090, пр. ак. Лаврентьева, 13  
эл. почта: erzakirov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-106

В настоящее время исследование границы раздела диэлектрика с теллуридом кадмия–ртути (КРТ, HgCdTe) имеет большую актуальность в связи с широким спектром применений данного полупроводникового материала в оптоэлектронике. С учетом физико-химических особенностей КРТ – в первую очередь, его высокой чувствительности к внешним воздействиям – одним из наиболее перспективных методов нанесения диэлектрика на его поверхность является атомно-слоевое осаждение (АСО, ALD). Этот метод позволяет при сравнительно низкой температуре (менее 160 °С) формировать сплошные пленки с высокой однородностью. Известно использование ALD-пленок Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [1] и ZnS [2] для пассивации поверхности КРТ, в то время как спектр потенциально перспективных диэлектриков шире и включает также, например, HfO<sub>2</sub> [3].

В настоящей работе на поверхность ГЭС МЛЭ р-Hg<sub>1-x</sub>Cd<sub>x</sub>Te ( $x = 0.22$ ) методом ALD осаждали HfO<sub>2</sub> при температурах 80–160 °С. Химический состав как самого диэлектрика, так и приповерхностной области полупроводника исследовали методом РФЭС на установке ProvenX-ARPES (SPECS, Германия); морфологию поверхности диэлектрика – методом атомно-силовой микроскопии (АСМ); электро-физические параметры границы раздела диэлектрик–полупроводник – методом вольт-фарадных характеристик.

Полученные пленки HfO<sub>2</sub> имеют относительно низкую диэлектрическую проницаемость (6.1–9.2), характерную для аморфной структуры, монотонно возрастающую с увеличением температуры осаждения. С температурой увеличивается и эффективный встроенный заряд диэлектрика, который имеет отрицательный знак и плотность  $N_{\text{fix}} \sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Гистерезис вольт-фарадных характеристик выражен слабо. Расчет плотности поверхностных состояний  $D_{\text{it}}$  методами Термана и Берглунда не применим для данного типа МДП-структур, поэтому был использован метод проводимости. Минимальная величина  $D_{\text{it}} \approx 5 \times 10^{12} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  вблизи уровня Ферми достигнута при температуре осаждения 140 °С, а максимальная –  $D_{\text{it}} \approx 1 \times 10^{13} \text{ эВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  – при 120 °С.

Установлено, что при повышении температуры осаждения уменьшается соотношение концентраций кислорода и гафния в пленке, что согласуется с литературными данными по атомно-слоевому осаждению HfO<sub>2</sub> на кремниевые подложки при более высоких температурах. Атомы кислорода находятся в двух состояниях: «решеточном» O<sup>2-</sup> и «вне решеточном» O<sup>δ-</sup>. Отношение [O<sup>δ-</sup>]/[O<sup>2-</sup>] с ростом температуры уменьшается, а [O<sup>2-</sup>]/[Hf] возрастает, достигая максимальной величины при примерно 120 °С. В полученных пленках выявлены примеси азота и углерода, концентрация которых снижается при повышении температуры осаждения HfO<sub>2</sub>. На границе раздела КРТ–HfO<sub>2</sub> при низких температурах осаждения (80–100 °С) происходит частичное восстановление собственного оксида КРТ, присутствовавшего на поверхности перед осаждением диэлектрика, а при более высоких (140–160 °С) – напротив, увеличение его толщины. При нагреве КРТ до 160 °С наблюдается обеднение его приповерхностной области кадмием; доли ртути и теллура изменяются слабо.

Во всем диапазоне исследуемых температур оценка ширины запрещенной зоны ALD HfO<sub>2</sub> методом РФЭС составила 5.0 эВ; разрывы валентной зоны и зоны проводимости на интерфейсе определены как 3.1 эВ и 1.8 эВ соответственно.

Исследование морфологии поверхности осаждаемых пленок показало, что их микрорельеф близок к исходной поверхности КРТ. Шероховатость  $R_a$  уменьшается с 0.98 нм до 0.86 нм с увеличением температуры осаждения ( $R_a$  исходной поверхности – 0.84 нм).

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 21-72-10134).

### Литература

1. P. Zhang et al. // J. Electron. Mater. 2016. V. 45. P. 4716–4720.
2. C. Ailiang et al. // Infrared Phys. Technol. 2021. V. 114. P. 103667.
3. X.-Y. Zhang et al. // Nanomaterials. 2022. V. 12. P. 3890.

## Зарождение островков InAs на InP(001) при отжиге в потоке мышьяка

Д.А. Колосовский, Д.В. Дмитриев, С.А. Пономарев, А.И. Торопов, К.С. Журавлев

*Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова, Новосибирск,*

*630090, Лаврентьева, 13*

*тел: +7 (383) 330-6945, эл. почта: d.kolosovsky@isp.nsc.ru*

DOI 10.34077/RCSPP2023-107

Подложки InP(001) используют в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) для роста гетероэпитаксиальных структур (ГЭС), на основе которых изготавливают приборы для высокоскоростной электроники и радиофотоники [1]. Перед началом роста ГЭС с подложки необходимо удалить аморфный окисный слой высокотемпературным отжигом в потоке фосфора или мышьяка. Отжиг в потоке мышьяка предпочтительнее, поскольку приборы, изготовленные на основе ГЭС, содержащих в себе только мышьяк в качестве элемента V группы, обладают более широким диапазоном рабочих температур [1]. Однако при взаимодействии потока мышьяка с атомарно-чистой поверхностью InP происходит обменная реакция между фосфором и мышьяком, в результате чего формируется слой InAs и возникают дефекты в ГЭС, поскольку решеточное рассогласование между InAs и InP составляет 3.2%. Наличие окисного слоя на поверхности InP влияет на процессы обменного взаимодействия и приводит к другому состоянию поверхности. На поверхности образуется твердый раствор InPAs с InAs островками [2]. В данной работе экспериментально исследована морфология поверхности InP(001) после высокотемпературного отжига в потоке мышьяка и изучен процесс формирования островков InAs.

В работе использовались *epi-ready* подложки InP фирмы AXT. Отжиг образцов проводился в установке МЛЭ Ribier Compact 21T. Морфология поверхности была изучена методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на микроскопе Bruker Multimode 8. Отжиг образцов завершался при формировании структуры (4×2) на дифракционной картине, что свидетельствовало об атомарно-чистой поверхности InP [2]. Температура отжига ( $T$ ) варьировалась от 500 до 540 °С, что соответствует типичным температурам отжига InP. Для каждого образца в зависимости от  $T$  подбирался поток мышьяка необходимый для формирования структуры (4×2) [2].

На АСМ изображениях поверхности InP после отжига наблюдаются InAs островки, расположенные на краях атомных ступеней. Плотность островков, их площадь и высота зависят от температуры отжига. Плотность островков повышается от  $4.4 \times 10^7 \text{ см}^{-2}$  при  $T = 500 \text{ °С}$  до  $1.7 \times 10^8 \text{ см}^{-2}$  при  $T = 540 \text{ °С}$ , суммарная площадь островков во всех случаях не превышала 1.5% от площади подложки, высота островков увеличивается от 0.4 – 1 нм при  $T = 500 \text{ °С}$  до 1 – 2.3 нм при  $T = 540 \text{ °С}$ . Причиной появления этих островков является сегрегация индия, которая приводит к избыточной концентрации адатомов индия на краях ступеней. В изломе атомной ступени наименьшая энергия связи, поэтому встраивание в излом адатомов, находящихся на расстоянии длины диффузии, наиболее вероятно. Это приводит к встраиванию в излом адатомов индия и мышьяка, в то время как фосфор десорбирует с поверхности, поскольку  $T$  выше температуры диссоциации поверхности InP. В результате образуется InAs зародыш, который разрастается. Повышение температуры отжига приводит к увеличению сегрегирующего индия, что приводит к увеличению плотности и высоты островков.

### Литература

1. A. Chen, E.J. Murphy. Broadband optical modulators: Science, Technology, and Applications, CRC Press, Boca Raton, 2012, 568 p.
2. D.V. Dmitriev et al. // Surf. Sci. 2021. V. 710, 121861.

## Электростатическая силовая микроскопия как способ детектирования наноструктур оксидов ванадия, формируемых методами сканирующей зондовой литографии

А.И. Комонов, Н.Д. Манцуров, В.А. Селезнев, Б.В. Волошин, С.В. Мутилин  
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск,  
630090, Пр. ак. Лаврентьева, 13  
тел: +7 (383) 333-0699, эл. почта: komonov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-108

Диоксид ванадия ( $\text{VO}_2$ ) является одним из наиболее привлекательных материалов для фотоники и оптоэлектроники, в котором электронные и структурные свойства претерпевают значительные изменения при термическом, электрическом или оптическом возбуждении, благодаря обратимому фазовому переходу полупроводник-металл [1]. Эти свойства обеспечивают  $\text{VO}_2$  широкие перспективы применения во многих областях, таких как термохромные интеллектуальные окна, оптические элементы памяти, оптоэлектронные переключатели и др [2]. Однако при фазовом переходе происходит изменение постоянной решетки материала до 1% и возникновение больших механических напряжений, что приводит к формированию трещин в объемных кристаллах и тонких пленках. Одним из возможных решений является использование нанокристаллов и одиночных наноструктур  $\text{VO}_2$ , в которых наблюдаются только упругие напряжения при фазовом переходе и, как следствие, ожидается их высокая стабильность, долговечность, быстродействие и энергоэффективность [3]. Тем не менее, наиболее распространённый метод формирования приборов на основе диоксида ванадия на сегодняшний день – синтез тонких кристаллических плёнок. Поэтому разработка методов формирования отдельных элементов нанофотоники за счёт наноструктурирования исходных сплошных плёнок является важной и нерешенной до сих пор задачей для систем оксидов ванадия.

Ранее нами была показана возможность локального окисления сплошных плёнок оксида ванадия ( $\text{VO}_x$ ), синтезированных методом атомно-слоевого осаждения с помощью сканирующей зондовой литографии [4]. При воздействии воды на такие структуры происходит удаление только окисленных участков плёнки. В результате, были сформированы наноструктуры на изначально сплошной плёнке  $\text{VO}_x$ . Известно, что при высокотемпературных отжигах аморфные плёнки  $\text{VO}_x$  рекристаллизуются в поликристаллические плёнки  $\text{VO}_2$  [5]. Поэтому актуально прецизионное формирование наноструктур на основе аморфного  $\text{VO}_x$ . Однако, формируемые с помощью окисной зондовой нанолитографии структуры малых размеров (менее 1 нм в высоту) крайне не просто обнаружить на поверхности модифицируемых плёнок оксидов ванадия из-за значительно развитого рельефа, т. к. шероховатость образцов обычно составляет более 10 нм.

В данной работе впервые применялась электростатическая силовая микроскопия в качестве способа визуализации наноструктур  $\text{VO}_x$  с размерами менее 1 нм в высоту и менее 30 нм латерально. Показано, что при окислении поверхности плёнок, в области воздействия формируется заряд, который детектируется методом электростатической силовой микроскопии, при этом морфология поверхности, полученная с помощью атомно-силовой микроскопии не меняется. После удаления окисленных участков в области проведения сканирующей зондовой литографии формируются наноструктуры минимальных размеров. Предложенный метод открывает перспективы прецизионного контроля формируемых наноструктур  $\text{VO}_x$  с предельно малыми размерами для создания устройств и элементной базы нанофотоники и оптоэлектроники.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-19-00873.

### Литература

1. K. Liu et al. // *Mater. Today*. 2018, 21, pp. 875– 896.
2. Z. Shao et al. // *NPG Asia Mater*. 2018, 10, pp. 581– 605.
3. V. Y. Prinz et al. // *Nanoscale*. 2020, 12, pp. 3443–3454.
4. A. I. Komonov et al. // 23rd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM2022), IEEE, pp. 20–24.
5. V. A. Klimov et al. // *Semiconductors*. 2003, 37(4), pp. 370–374.

# Температурная зависимость длины димерного ряда при эпитаксиальном росте германия на кремнии

К.А. Лозовой, В.В. Дирко, О.И. Кукенов, А.П. Коханенко, А.Г. Коротаев

Томский государственный университет, Томск, 634050, Ленина, 36  
тел.: +7 (382) 241-3517, факс: +7 (382) 241-2772, эл. почта: lozovoy@mailbox@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-109

Гетероструктуры с двумерными слоями и квантовыми точками получили широкое применение в наноэлектронике и нанофотонике для создания фотодетекторов, солнечных элементов и светоизлучающих устройств [1–4]. Активно развиваются и новые направления использования таких структур: например, для создания микротекстурированных поверхностей, антиотражающих покрытий, фотонных кристаллов и микрорезонаторов [5, 6], спиновых кубитов [7].

В данной работе рассматривается эпитаксиальное выращивание напряженных двумерных слоев германия и твердого раствора германия-кремния различного состава, а также особенности формирования квантовых точек в этих системах.

Целью работы являлось исследование влияния температуры роста на длину димерных рядов при синтезе Ge на Si(100). Рассматривались различные стадии формирования двумерного слоя толщиной от одного до нескольких монослоев, а также появления двумерных и трехмерных островков.

Напыление эпитаксиальных слоев Ge на Si(100) проводилось на установке молекулярно-лучевой эпитаксии «Катунь–100» при температурах подложки от 250 до 750 °С. Эксперименты проводились после химической очистки кремниевой подложки с последующим высоковакуумным отжигом при температуре 1000 °С. Исследования морфологии поверхности проводились методом дифракции быстрых отраженных электронов при использовании пучка высокоэнергетических электронов (до 28 кэВ). Изменение дифракционных картин регистрировалось на камеру высокого разрешения с последующей обработкой на персональном компьютере.

Начальная стадия формирования двумерных слоев Ge на Si(100) характеризуется возникновением сверхструктуры  $2 \times N$ . Встраивание атомов Ge в матрицу Si приводит к тому, что димеры объединяются в димерные ряды, разделенные вакансиями димеров. Благодаря упорядоченному расположению вакансий, на картине дифракции формируются рефлексы  $1/N$ , по которым можно судить о длине димерного ряда.

В результате показано, что положение рефлекса  $1/N$  относительно рефлексов 00 и 01 изменяется в процессе напыления при фиксированной температуре, достигая определённого максимального значения. Получены зависимости параметра  $N$  (длины димерного ряда), определяющего сверхструктурную перестройку поверхности, от эффективной толщины осажденного материала в широких диапазонах температур и составов. Получены зависимости максимального значения параметра  $N$  от температуры.

Результаты работы применимы для определения условий синтеза высококачественных наногетероструктур с двумерными слоями и квантовыми точками, а также создания на их основе новых приборов с необходимыми характеристиками для наноэлектроники и нанофотоники.

Результаты были получены в рамках выполнения государственного задания Минобрнауки России, проект № FSWM-2020-0048.

## Литература

1. Izhnin I. I., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., et al. // Applied Nanoscience. 2022. V. 12. P. 253.
2. Hendrickx N. W., Franke D. P., Sammak A., et al. // Nature Communications. 2018. V. 9. P. 2835.
3. Timofeev V., Nikiforov A., Yakimov A., et al. // Semiconductor Science and Technology. 2019. V. 34. P. 014001.
4. Douhan R., Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., et al. // Technologies. 2023. V. 11. P. 17.
5. Ota Y., Yurasov D., Novikov A., et al. // Japanese Journal of Applied Physics. 2019. V. 58. P. 045505 (1–6).
6. Rutckaia V., Heyroth F., Novikov A., et al. // Nano Letters. 2017. V. 17. P. 6886–6892.
7. Hendrickx N. W., Lawrie W. I. L., Russ M., et al. // Nature. 2021. V. 591. P. 580.

## Структурное разупорядочение и оптические свойства пленок HgCdTe, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией

М.С. Ружевиц<sup>1</sup>, К.Д. Мынбаев<sup>1,2</sup>, М.В. Дорогов<sup>1</sup>, Н.Л. Баженов<sup>2</sup>, В.С. Варавин<sup>3</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, И.Н. Ужаков<sup>3</sup>, Д.В. Марин<sup>3</sup>, С.А. Дворецкий<sup>3</sup>, В.Г. Ремесник<sup>3</sup>, М.В. Якушев<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, 197101, Кронверкский пр., 49

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая ул., 26

<sup>3</sup> ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13  
тел: +7 (812) 292-7182, факс: +7 (812) 247-1017, эл. почта: mynkad@mail.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCS2023-110

Твердые растворы HgCdTe занимают лидирующее место среди фоточувствительных материалов для изготовления инфракрасных и терагерцовых фотоприемников, работающих в широком спектральном диапазоне. В силу существенной степени ионности химических связей, для HgCdTe характерно значительное разупорядочение твердого раствора. Оно может проявляться в оптических свойствах, в частности, при исследовании поглощения, фотопроводимости и/или люминесценции, при этом предметом исследований и дискуссий остается как масштаб разупорядочения (см., например, [1,2]), так и его связь со структурными свойствами материала [3,4].

Проведены сравнительные исследования оптических свойств, таких как спектры оптического пропускания (ОП), фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ), структурные свойства и электронная микроскопия пленок твердых растворов HgCdTe, выращенных молекулярно-лучевой эпитаксией (МЛЭ) на подложках GaAs и Si с буферными слоями ZnTe и CdTe. Для исследований были выбраны образцы пленок  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  с составами (мольной долей CdTe)  $x \approx 0.30$  и  $x \approx 0.70$ , нелегированные или легированные индием или мышьяком. Пленки были выращены в ИФП СО РАН (Новосибирск, Россия). Общая толщина пленок составляла от 5 до 9 мкм. Спектры ОП и ФП записывались с использованием FTIR-спектрометра Shimadzu 8400. Сигнал ФЛ возбуждался полупроводниковым лазером с длиной волны 1.03 мкм и регистрировался охлаждаемыми фотоприемниками на основе InSb или CdHgTe. Спектры ФЛ записывали с использованием решеточного монохроматора в диапазоне температур 4.2–300 К. Структурные исследования проводили путем измерения спектров рентгеновской дифракции (РД) при комнатной температуре с использованием дифрактометра ДРОН-8 в щелевой конфигурации с острофокусной трубкой БСВ-29 с медным анодом и сцинтилляционным детектором NaI(Tl). Микроскопические исследования были проведены на электронном микроскопе TESCAN MIRA 3 с приставкой Ultim® Max 100 для энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДРС) при комнатной температуре.

Сопоставление данных измерения ОП и ФЛ с результатами структурных и микроскопических исследований показало, что по степени разупорядочения твердого раствора пленки с  $x \approx 0.30$  совпадали с пленками, синтезированными жидкофазной эпитаксией, и объемным материалом. Определенный методом ЭДРС химический состав твердого раствора для пленок с  $x \approx 0.30$  был на  $\sim 0.01$  выше, чем состав, определенный по данным ОП и *in situ* эллипсометрии; при этом метод ЭДРС показал хорошую чувствительность к относительному изменению состава от образца к образцу, зафиксированному по данным ОП. Положение высокотемпературных ( $T > 200$  К) пиков ФЛ для образцов с  $x \approx 0.30$  соответствовало заявленному химическому составу. При низких температурах разница между положением пика ФЛ и номинальной шириной запрещенной зоны для этих пленок составила  $\sim 40$  мэВ. Для ряда пленок с  $x \approx 0.70$  также было зафиксировано расхождение данных по химическому составу, полученных с помощью ЭДРС в сравнении с данными ОП и эллипсометрии. Исследования РД выявили кристаллический характер структуры этих пленок, однако по данным ФЛ, для них оказалось характерным наличие существенных флуктуаций состава и присутствие мелких и/или глубоких акцепторных состояний в запрещенной зоне. В докладе будет обсуждаться связь оптических свойств пленок с их микроскопическими свойствами, а также влияние режимов роста на дефектную структуру пленок HgCdTe составов  $x \approx 0.70$  и более.

### Литература

1. N. Mokdad, et al. // J. Appl. Phys. 2022. V.132, No.17. P.175702.
2. V.V. Romyantsev, et al. // Opt. Engineer. 2021. V.60, No.8. P.082007.
3. Д.А. Андриященко и др. // ФТП. 2021. Т.55, вып.11. С.1040–1044.
4. К.Д. Мынбаев и др. // ФТП. 2020. Т.54, вып.12. С.1302-1308.

А.Г. Настовьяк<sup>1,2</sup>, М.А. Литвиненко<sup>2</sup>, Н.Л. Шварц<sup>1,2</sup>

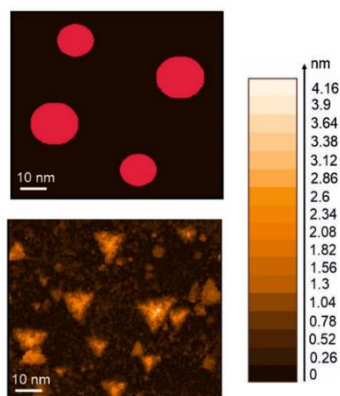
<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, 630073, К.Маркса, 20  
тел: +7 (383) 333-1475, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: alla@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-111

III-нитриды являются перспективными материалами для создания оптоэлектронных приборов, работающих в видимом и большей части ультрафиолетового диапазона. Активно изучаются различные оптоэлектронные устройства на основе нанокластеров GaN [1]. Нанокластеры на основе материалов AIII BV могут быть получены методом капельной эпитаксии (КЭ). Обычно плотность кристаллических кластеров, полученных с помощью КЭ, задается плотностью исходных капель Ga. Однако, при КЭ кластеров GaN с плазменной активацией азота плотность кластеров на подложке Si оказывалась выше, чем плотность исходных капель Ga [2-5]. Причины этого пока до конца не ясны. Существенную помощь в выявлении деталей формирования нанокластеров GaN методом КЭ может оказать моделирование.

В настоящей работе исследован процесс капельной эпитаксии нанокластеров GaN на подложке Si(111) с помощью имитационного моделирования методом Монте-Карло. В основу модели положен механизм пар-жидкость-кристалл и базовые процессы, лежащие в основе молекулярно-лучевой эпитаксии. Для моделирования КЭ нанокластеров GaN на кремниевой подложке была рассмотрена 5-ти компонентная модельная система: Ga(s), Ga(l), Si, N, N<sub>2</sub> – галлий в твердой и жидкой фазах, кремний, атомарный и молекулярный азот, соответственно. Исходная модельная система представляла собой подложку Si(111) с каплями жидкого галлия полусферической формы (Рис. 1(а)). Нитридизация капель проводилась в различных потоках азота при температуре 823 К. Азот осаждался на поверхность подложки в атомарном виде аналогично процессу плазменной МЛЭ, а испарение азота происходило в виде молекул N<sub>2</sub>. При взаимодействии атомов галлия и азота на подложке происходило образование твердой фазы GaN. Было возможно растворение азота в капле Ga(l) с последующей кристаллизацией на границе раздела капля-кристалл. Предполагалось, что GaN имеет кристаллическую структуру цинковой обманки. В модели не учитывались механические напряжения, травление подложки Si галлием, диффузия азота вглубь подложки с последующей нитридизацией. Моделирование проводилось на идеально гладкой, нереконструированной поверхности без дефектов, ступеней и изломов.



При моделировании плотность точек GaN оказалась выше, чем плотность исходных капель Ga (Рис. 1(б)). Были получены зависимости плотности нанокластеров GaN от потока азота и плотности исходных капель Ga. Показано, что образование кластеров происходит не под каплями, как наблюдалось при КЭ GaAs, а на поверхности подложки вне капель. На основе анализа микроскопических процессов, протекающих в модельной системе, была предложена следующая схема процесса. Атомы галлия диффундируют из капли по поверхности и, взаимодействуя с азотом, осаждаемым из потока, образуют островки нитрида галлия. Эти островки разрастаются не только в ширину, но и высоту в связи с более выгодным энергетическим положением атомов галлия на вершине островка, по сравнению с положением у основания. Это обусловлено существенно большей энергией связи атомов галлия с азотом по сравнению со связью с атомами Si.

Предлагаемая схема капельной эпитаксии хорошо объясняет полученные нами расчетные данные и экспериментальные данные других исследователей.

## Литература

1. G.E. Weng et al. // Nano-Micro Lett. 2011. V.3, no.3. P.200-207.
2. H. Lu et al. // APL. 2020. V.116, no.062107. P.1-5.
3. R.K. Debnath et al. // J. Cryst. Growth. 2009. V.311. P.3389–3394.
4. Y.-Zh. Su, I.-S. Yu // Metals. 2018. V.8, no.419. P.1-10.
5. I.-S. Yu et al. // Nanoscale Research Letters. 2014. V.9, no.682. P.1-6.



# Исследование выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках $\text{Al}_2\text{O}_3$ и $\text{SiC}$ слоев $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{N}:\text{Si}$ с различным уровнем легирования методом фотолюминесцентной спектроскопии

И.В. Осинных<sup>1,2</sup>, Т.В. Малин<sup>1</sup>, Д.С. Милахин<sup>1</sup>, К.С. Журавлев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск, 633090, пр. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup>Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2  
тел.: +7 (383)330-44-75, факс: +7 (383)333-27-71, эл. почта: igor-osinnykh@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCS2023-112

Нитриды металлов III группы  $\text{AlN}$  и  $\text{GaN}$  и их твердые растворы  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  являются прямозонными полупроводниками, обладающими уникальными свойствами и интенсивно исследующимися с целью создания светодиодов и фотодетекторов ультрафиолетового спектрального диапазона, СВЧ транзисторов и резонансно туннельных диодов. Из-за недоступности родных подложек III-нитриды выращивают на подложках сапфира ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ), кремния ( $\text{Si}$ ) и карбида кремния ( $\text{SiC}$ ). Для создания приборов эпитаксиальные слои III-нитридов обычно легируются. В качестве донорной примеси традиционно используется кремний, образующий мелкий уровень в данных полупроводниках. При сильном легировании кремнием эпитаксиальных слоев  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  с массовой долей  $\text{Al} > 0.6$  наблюдается появление интенсивной широкополосной люминесценции в видимом спектральном диапазоне. В настоящей работе представлены результаты исследования влияния уровня легирования и используемых подложек на фотолюминесценцию (ФЛ) гетероструктур  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}$  в видимом спектральном диапазоне.

Объектами исследования выступили гетероструктуры  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{N}/\text{AlN}$ , выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии из аммиака на (0001) ориентированных подложках на установке СВЕ-32 фирмы Riber. Были выращены две серии гетероструктур, отличающиеся подложками, на которых проходил рост: двусторонне полированные пластины  $\text{Al}_2\text{O}_3$  и односторонне полированные пластины  $\text{SiC}$ . Легирование слоев осуществлялось кремнием из газового источника моносилана, разбавленного азотом в соотношении 7/100, внутри каждой серии были выращены гетероструктуры при низком (1 sccm) и высоком (3 sccm) потоке моносилана. Стационарная и нестационарная ФЛ возбуждалась 4-ой гармоникой импульсного (длительность импульса 7 нс)  $\text{Nd}:\text{YLF}$  лазера ( $\lambda=263$  нм) при комнатной температуре.

В спектрах ФЛ всех гетероструктур доминирует широкая фиолетовая полоса с положением максимума в диапазоне 3.0 – 3.1 эВ, в зависимости от уровня легирования и подложки. При одинаковом уровне легирования максимум полосы у гетероструктур на  $\text{SiC}$  подложках смещен на 30 мэВ в сторону высоких энергий по сравнению с гетероструктурами на  $\text{Al}_2\text{O}_3$  подложках, что может означать большую величину сжимающих биаксиальных латеральных напряжений при росте на  $\text{SiC}$ . Внутри каждой серии повышение уровня легирования приводит к смещению максимума полосы на 30 мэВ в сторону низких энергий, что может быть обусловлено ростом растягивающих напряжений. Также спектры гетероструктур на  $\text{Al}_2\text{O}_3$  подложках отличались наличием слабой красной полосы с положением максимума около 2.0 эВ, которой нет у гетероструктур на  $\text{SiC}$  подложках. Измеренные кривые затухания демонстрируют типичное для донорно-акцепторной рекомбинации неэкспоненциальное затухание на протяжении сотен миллисекунд, скорость которого увеличивается при росте уровня легирования. При одинаковом уровне легирования скорость затухания ФЛ выше для гетероструктур на  $\text{SiC}$  подложках, по сравнению с гетероструктурами на  $\text{Al}_2\text{O}_3$  подложках, что может означать более эффективное встраивание легирующей примеси.

## Электрохимическое профилирование гетероструктур GaAs с p<sup>+</sup>-контактным слоем

Д.Ю. Протасов<sup>1,2</sup>, П.П. Камеш<sup>1</sup>, А.А. Макеева<sup>1</sup>, К.С. Журавлев<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт Физики Полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, пр-т Академика Лаврентьева, 13

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

тел.: +7 (383) 333-1954, факс: +7 (383) 33090-29, эл. почта: protasov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-113

Электрохимическое профилирование (ЭХП) широко применяется для определения профиля концентрации носителей заряда по толщине гетероструктур, как содержащих слои с разным типом и уровнем легирования, так и состоящих из разных полупроводниковых материалов. ЭХП основано на измерении вольт-фарадной характеристики контакта Шоттки, образованного границей раздела электролит-полупроводник. Необходимая глубина профилирования достигается тем, что граница раздела электролит-полупроводник контролируемо (с точностью до 1 нм) двигается вглубь гетероструктуры за счет электрохимического травления.

Целью данной работы являлось выяснение причин отклонения полученных профилей концентрации электронов в гетероструктурах n<sup>+</sup>/n GaAs от закладываемых во время роста при использовании стандартных рецептов профилирования. Исследования проводились на установке электрохимического профилирования WaferProfiler CVP-21 (Германия). В качестве электролита использовался водный раствор динатриевой соли этилендиаминтетрауксусной кислоты с добавлением этилендиамина. ЭХП проводилось на гетероструктурах n<sup>+</sup>/n GaAs, в которых концентрация электронов в верхнем контактном слое изменялась от  $4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  до  $1 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ .

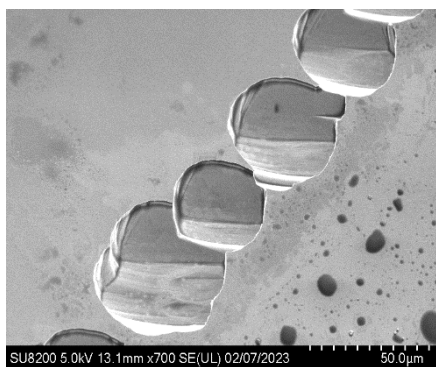


Рис. 1. Локальные протравы в гетероструктуре n<sup>+</sup>/n GaAs.

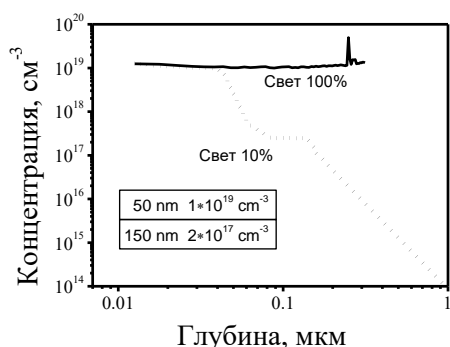


Рис. 2. Профили концентрации электронов при разных уровнях освещения.

Было получено, что использование рекомендуемых стандартными рецептами интенсивного освещения для генерации необходимых для электрохимического травления дырок приводит к появлению глубоких локальных протрав, если концентрация электронов в верхнем контактном слое превышает  $6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (см. рис. 1). Протравы имеют размеры  $\sim 20 \times 20 \text{ мкм}$  и глубину 6-8 мкм. В результате ток электролиза, по которому определяется толщина травленного слоя, обуславливается объемом материала, перешедшего в электролит из локальных протрав, что приводит к завышению рассчитанной глубины травления. Общая емкость структуры определяется в основном емкостью p<sup>+</sup>-слоя из-за меньшей толщины области пространственного заряда в нем. Этим объясняется отсутствие изменений профиля концентрации электронов для гетероструктур с  $n^+ \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (см. рис. 2). Как видно из рис. 2, при минимальном освещении полученный профиль соответствует закладываемому во время роста. При этом локальных протрав не наблюдается. При концентрации  $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  в контактном слое максимальное освещение не приводит к появлению протрав, поэтому профили концентрации электронов при освещении и без освещения соответствуют закладываемым во время роста. В области концентрации порядка  $6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при максимальном освещении развиваются протравы, размеры которых существенно меньше чем размеры протравов для более высокой концентрации. Поэтому профиль концентрации искажается в области n-слоя, что затрудняет определение

его параметров.

Для более точного определения профиля распределения концентрации носителей заряда по глубине в структурах n<sup>+</sup>/n GaAs с концентрацией в n<sup>+</sup> слое выше, чем  $4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , необходимо использовать освещение с интенсивностью не более, чем 10% от максимального значения.

## Получение пленок VO<sub>2</sub> на различных подложках в условиях гидротермального воздействия для оптических устройств терагерцового диапазона

А.А. Самойлова<sup>1</sup>, О.В. Бойцова<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
Факультет наук о материалах, Москва, 119234, Ленинские горы 1 с.73

<sup>2</sup> Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,  
Химический факультет, Москва, 119234, Ленинские горы 1 с.3  
тел: +7 (916) 712-2206, эл. почта: [alina.alina.samoylova@mail.ru](mailto:alina.alina.samoylova@mail.ru)

DOI 10.34077/R CSP2023-114

Диоксид ванадия при 68<sup>0</sup>С проявляет сверхбыстрый фазовый переход из диэлектрической М-фазы в металлическую R-фазу. В ходе данного превращения происходит резкое изменение электрических, оптических и магнитных свойств материала. Такие свойства позволяют отнести диоксид ванадия к перспективным кандидатам для создания переключающих электрических и оптических устройств (термохромные «умные» окна, амплитудные модуляторы ТГц и ИК-излучения и др.). Для внедрения устройств на основе VO<sub>2</sub> в использование необходимо получать диоксид ванадия в виде пленок на различных подложках. Самыми оптимальными для этих целей оказались подложки из R-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и монокристаллического кремния. Однако особенности формирования VO<sub>2</sub> в виде пленок не позволяют осуществлять осаждение существующими технологиями напрямую. Целью работы стала разработка способа получения пленочных материалов на основе VO<sub>2</sub> методом гидротермального синтеза на подложках из R-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и монокристаллического кремния и изучение свойств полученных образцов.

Была проведена серия экспериментов получения пленочных материалов VO<sub>2</sub> на подложках из R-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Для теоретической оценки потенциала роста пленки на подложках кремния различных ориентаций был проведен расчет значений рассогласования параметров элементарных ячеек пленки и подложки. На основании полученных данных были реализованы эксперименты осаждения диоксида ванадия на монокристаллические подложки Si <111>, Si <100>, Si <311> гидротермального синтеза при температуре 180<sup>0</sup>С в течение 20 часов. Показано, что оптимальной для получения пленочных материалов в условиях гидротермального отжига стала подложка Si <111>. Фазовый состав и морфология полученных покрытий изучены методами РФА, КР-спектроскопии и РЭМ.

Для изучения электрохромных свойств полученных пленок была проведена ИК-спектроскопия в режиме диффузного отражения в диапазоне от комнатной до 90<sup>0</sup>С.[1] Показано, что при обратимом фазовом переходе диэлектрик-металл наблюдается термохромное изменение пленки: прозрачное для ИК-излучения покрытия VO<sub>2</sub>/ R-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и VO<sub>2</sub>(M1)/Si <100> при температуре близкой к 68<sup>0</sup>С становятся непрозрачными. Дополнительно электрические и оптические свойства плёнок были исследованы с помощью 4-х контактного метода измерения электрического сопротивления и ТГц-спектроскопии.

Дальнейшая работа будет посвящена оптимизации условия гидротермального роста диоксида ванадия на подложках монокристаллического кремния, в том числе с буферным слоем, и изучению свойств полученных материалов.

### Литература

1. Ivanov A. V. et al. Citrate-assisted hydrothermal synthesis of vanadium dioxide textured films with metal-insulator transition and infrared thermochromic properties //Ceramics International. – 2020. – Т. 46. – №. 12. – С. 19919-19927.

## Синтез тонкопленочных наноструктур перспективных для спин-орбитроники

А.В. Телегин<sup>1</sup>, М.Е. Стеблій<sup>2</sup>, А.С. Самардак<sup>2</sup>, В.С. Теплов<sup>1</sup>, Я.Я. Пыжьбянов<sup>1</sup>, В.Д. Бессонов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, 620137, С. Ковалевской, 18

<sup>2</sup> Дальневосточный федеральный университет, Владивосток, 690922, остров Русский, п. Аякс  
тел: +7 (343) 374-5154, факс: +7 (343) 374-5244, \*эл. почта: [telegin@imp.uran.ru](mailto:telegin@imp.uran.ru)

DOI 10.34077/RCSP2023-115

Фундаментальные механизмы управления спиновой текстурой и магнитными параметрами ферромагнетиков с помощью спин-орбитальных эффектов исследуются на металлических наноструктурах типа ТМ/ФМ [1].

Многослойные пленки состава Ru(10)/Co(0,8)/Ru(2) W(4)/Tb30Co70(6)/Ru(2), Ru(10)/Co(0,8)/Ru(2)/W(4), W(4)/[Tb(0,6)/Co(1,4)]3/Ru(2), Pt(5)/Co(0,8)/MgO(2)/Pt(2), Pt(15)/Co(0,8)/MgO(2)/Pt(2) (толщины слоев в нм), были получены на подложках термически оксидированного кремния Si/SiO<sub>2</sub> с помощью сверхвысоковакуумного комплекса Omicron. Калибровка скорости распыления проводилась с помощью атомного-силового микроскопа NtegreAura на референтных образцах толщиной 50 нм. Рентгеноструктурный анализ с помощью рентгеновского дифрактометра D8 Advance показал, что все полученные образцы пленок являются поликристаллическими. Методами электронно-лучевой литографии на основе сканирующего электронного микроскопа Scios 2 DualBeam и ионно-плазменного травления Oxford PlasmaLab 80 Plus были изготовлены шаблоны и затем сформированы структуры Холла нестандартной формы (Рис.1а). Электрические контакты на образцах были сформированы из бислоя Ti/Au и разварены методом ультразвуковой сварки по методу «клин-клин» алюминиевой проволокой диаметром 20 мкм. Исследование полученных образцов осуществлялось в два этапа: исследование свойств сплошных пленок и пленок со структурой Холла. На каждом образце с контактами было расположено девять структур Холла (Рис.1б). Для исследования магнитных параметров использовался вибрационный магнитометр LakeShore 7401. Оценка воздействия DC тока на магнитные параметры образца производилась на зондовой станции Suss.

Используя структуры Холла, производилась регистрация поперечной разности потенциалов при пропускании тока через токовод. Показано, что для всех исследуемых структурах пропускание тока приводит к индцированию эффективного магнитного поля вследствие спинового эффекта Холла, который возникает в слое тяжелого металла, и как следствие, перемагничиванию пленки при некотором критическом значении тока (Рис.1с). Эффективность токоиндуцированного перемагничивания  $\beta$  изменяется на два порядка в зависимости от типа ТМ в наноструктуре. Максимальная  $\beta$  была получена для ферромагнитных слоев TbCo, которые имеют объёмную природу магнитной анизотропии.

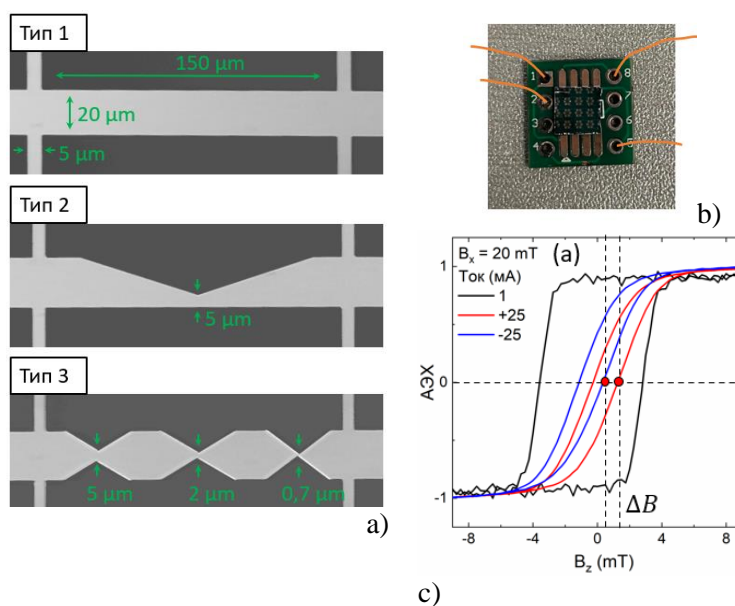


Рис.1. а) Три типа структур Холла, б) Фотография образца на чипе, с) Петли гистерезиса эффекта Холла АЭХ от величины и ориентации пропускаемого DC тока.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №21-72-20160 (<https://rscf.ru/en/project/21-72-20160>).

### Литература

1. A.S. Samardak, A.G. Kolesnikov, A.V. Davydenko, M.E. Steblii, A.V. Ognev. // Phys. Met. Metallogr. 2022. Vol.123(3), pp. 238-260.

## Резонансные оптические свойства решёток из частиц Ge на Si

Д.Е. Уткин<sup>1,2</sup>, А.А. Шкляев<sup>1,2</sup>, А.В. Царёв<sup>1,2</sup>

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

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

эл. почта: utkinde@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-116

Покрытия из диэлектрических частиц из материала с большим показателем преломления способны изменять направление распространения падающего света и направлять его вдоль поверхностных слоёв подложки. Это происходит в результате возбуждения в частицах магнитных и электрических резонансов, интерференция полей которых с падающим электромагнитным излучением может приводить к подавлению как отражённого излучения, так и излучения, проходящего сквозь подложку [1,2]. Это свойство покрытий из диэлектрических частиц может повысить количество межзонных переходов в поверхностных функциональных слоях оптоэлектронных преобразователей.

В данной работе с использованием разработанной нами методики, описанной в [3], были изготовлены покрытия из частиц Ge в виде решёток с разной плотностью (величиной зазора между частицами) на поверхности подложки из Si (Рис. 1a-1c) и исследованы их спектры отражения в диапазоне от 350 до 1200 нм (Рис. 2).

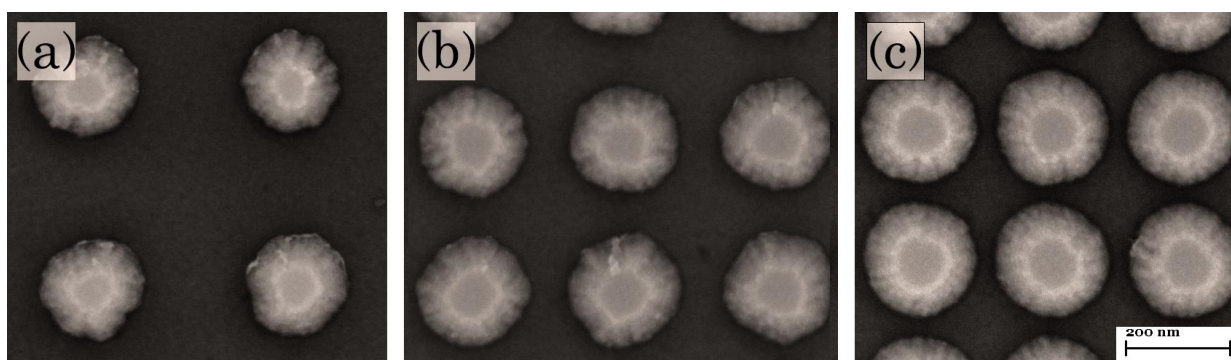


Рис. 1. (a-c) СЭМ-изображение частиц Ge диаметром около 200 нм, высотой около 120 нм на Si с разным зазором между ними: (a) ~ 200 нм, (b) ~ 80 нм, (c) ~ 40 нм.

Было обнаружено, что при уменьшении величины зазора между частицами Ge в спектрах отражения появляется дополнительный минимум в коротковолновой области спектра (~ 400 нм). Расчёты показали, что в этом спектральном диапазоне происходит возбуждение квадрупольных резонансов, которые приводят к образованию более глубоких минимумов в спектрах отражения, чем дипольных резонансов при величинах зазора менее 200 нм.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-30003 и использовании оборудования ЦКП «ВТАН» НГУ и ЦКП «Наноструктуры» ИФП СО РАН.

### Литература

1. D. Utkin. et. al. // Optoelectron Instrum. 2021. 57(5), pp. 494–504.
2. D. Utkin. et. al. // Opt. Mater. 2020. Vol. 109, 110466.
3. D.E. Utkin, A.A. Shklyayev // IEEE 22nd International Conference EDM.2021, pp. 33-36.
4. A.A. Shklyayev, et. al. // Sci. Rep. 2022. Iss.12, 8123.

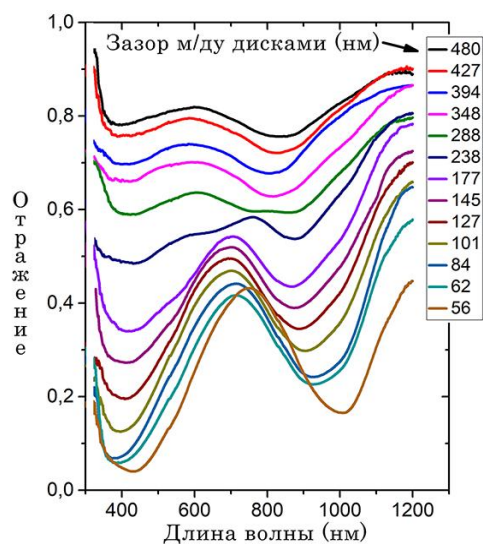


Рис. 2. Спектры отражения покрытий из частиц Ge на Si в зависимости от величины зазора между дисками.

## Молекулярно-лучевая эпитаксия гетероструктур Ge на Si для фотоприемников спектрального диапазона 1,3-1,55 мкм

А.С. Дерябин<sup>1</sup>, И.Д. Лошкарев<sup>1</sup>, А.И. Никифоров<sup>1</sup>, К.Э. Певчих<sup>2</sup>, Д.Н. Придачин<sup>1</sup>, О.П. Пчеляков<sup>1</sup>, В.В. Светиков<sup>2</sup>, Л.В. Соколов<sup>1</sup>, К.Б. Фрицлер<sup>1</sup>, И.Б. Чистохин<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников имени Ржанова,  
Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Акционерное общество «Зеленоградский нанотехнологический центр»  
Москва, 124527, г. Зеленоград, Солнечная аллея, д. 6  
тел: +7 (383) 333-32-86, эл. почта: kbf@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCS2023-117

Стремительное развитие информационных технологий в последние годы привело к взрывному росту объема генерируемых данных. Это обусловило необходимость совершенствования элементной базы телекоммуникационных линий связи и средств обработки информации. Фотонные интегральные схемы (ФИС) на кремнии являются одним из наиболее эффективных и перспективных инструментов, способных ответить на этот вызов и обеспечить высокоскоростную оптическую передачу и обработку сигналов для использования в магистральных оптических линиях связи, центрах обработки данных и системах высокопроизводительных вычислений. Преимуществом ФИС является интеграция фотонных и электронных компонент на единой платформе с помощью высокопроизводительных КМОП технологий, что открывает возможность массового производства при низких экономических затратах. Для сопряжения кремниевых фотонных интегральных схем с оптоволоконными линиями связи необходимы интегрированные с волноводами фотодетекторы, эффективно работающие на телекоммуникационных длинах волн 1,3 и 1,55 мкм. Наиболее перспективными для использования в ФИС на кремнии в настоящее время являются фотодетекторы на основе германиевых pin фотодиодов [1]. Это обусловлено тем, что германий (Ge) с шириной запрещенной зоны 0,67 эВ при использовании волноводной структуры имеет достаточное поглощение на этих длинах волн, а также полностью совместим с технологией КМОП. Ключевым элементом технологии изготовления Ge фотодетекторов, определяющим их параметры, является эпитаксия германия на кремнии. Формирование совершенных слоев является сложной задачей из-за высокого несоответствия параметров решетки Ge и Si, которое достигает 4,2%. В настоящее время для получения Ge фотодетекторов широко используется двухстадийная схема выращивания германия методом газовой эпитаксии с последующим отжигом [2].

В настоящей работе проведена адаптация двухстадийной схемы формирования Ge слоев на кремнии методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Рост осуществлялся на Si подложках с кристаллографической ориентацией поверхности (001). После получения атомарно чистой поверхности Si при температуре подложки  $\approx 300$  °C выращивался слой германия толщиной около 100 нм. Затем при  $T \sim 550-600$  °C формировался слой Ge толщиной  $\leq 1$  мкм. По окончании роста гетероструктур проводился циклический отжиг. Получены слои Ge n и p типа с различным уровнем легирования.

С использованием селективного травления, рентгеновской дифрактометрии, атомно-силовой микроскопии и просвечивающей электронной микроскопии было исследовано структурное качество выращенных гетероструктур. Средняя плотность дислокаций составила  $7 \cdot 10^7$  см<sup>-2</sup>. На сформированных эпитаксиальных слоях Ge толщиной 1 мкм были проведены измерения оптического пропускания и отражения, а также спектра фотопроводимости. Полученные результаты показывают, что предложенная технология молекулярно-лучевой эпитаксии слоев германия на кремнии перспективна и может быть использована для создания эффективных германиевых фотодетекторов для спектрального диапазона 1,3-1,55 мкм.

### Литература

1. D.Benedikovic, et al. // Nanophotonics. 2020. V. 10, № 3. P. 1059-1079.
2. H. Luan et al. // Applied Physics Letters. 1999. V. 75, № 19. P. 2909-2911.

## Фотолюминесценция в гетероструктуре с квантовыми ямами Ga(Sb,P)/GaP

Т.С. Шамирзаев, М.А. Путьято

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

тел.: +7 (383) 330-4475, эл. почта: tim@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-118

Значительное различие в ширине запрещенной зоны для GaSb (0.812 эВ) и GaP (2.35 эВ) [1] позволяет варьировать излучение GaSb/GaP гетероструктур от ближнего инфракрасного до видимого диапазона длин волн. В данной работе изучалась фотолюминесценция квантовых ям (КЯ) GaSbP, сформированных в матрице GaP. Гетероструктура с КЯ выращивалась методом МЛЭ. На подложке GaP ориентации (100) выращивался слой GaP толщиной 160 нм при температуре 600°C и скорости роста 1 монослой (МС) в секунду. Затем рост останавливали для снижения температуры до 420°C. Количество GaSb, осажденного для формирования КЯ было эквивалентно 1 МС. КЯ заращивались слоем GaP толщиной 30 нм без изменения температуры подложки. Сегрегация Sb в процессе эпитаксии приводила к формированию в структуре двух КЯ с различным составом твердого раствора GaSbP. Спектры ФЛ измерялись при температуре 3 К. В спектре ФЛ гетероструктуры GaSb/GaP наблюдается две полосы: P1 с энергией в максимуме 1.9 эВ и P2 с энергией в максимуме 2.1 эВ. Полоса P1 связана с рекомбинацией носителей заряда в КТ с большим содержанием GaSb, а полоса P2 с КЯ с меньшим содержанием GaSb в составе твердого раствора GaPSb. В спектре ФЛ эпитаксиального слоя GaP, измеренного для сравнения, наблюдаются две полосы, связанные с рекомбинацией носителей заряда через мелкие примеси с энергией 2.2 эВ и через дефектные состояния с энергий 1.5 эВ. Интенсивность ФЛ гетероструктуры с КЯ примерно в сто раз больше, чем интенсивность ФЛ в эпитаксиальном слое GaP, что свидетельствует об эффективном захвате электронов и дырок в КЯ. Большая ширина полос (~100 мэВ) в спектрах фотолюминесценции гетероструктуры с КЯ, говорит о том, что ширина и глубина квантовой ямы, флуктуируют в плоскости структуры. С повышением температуры с 3 К до 30 К интенсивность ФЛ увеличивается как в слое GaP, так и в структуре с КЯ. При дальнейшем увеличении температуры интенсивность ФЛ в обоих образцах уменьшается. Увеличение интенсивности ФЛ с ростом температуры говорит о том, что количество электронов и дырок, рекомбинирующих излучательно как в GaP, так и в КЯ увеличивается. Это можно объяснить выбросом носителей заряда с уровней дефектов в GaP. А уменьшение интенсивности ФЛ при дальнейшем увеличении температуры в GaP, обусловлено увеличением темпа безызлучательной рекомбинации, а структуре с КЯ выбросом носителей заряда из КЯ, в матрицу GaP с последующей безызлучательной рекомбинацией.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ проект № 22-12-00022.

### Литература

1. Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R. // J. Appl.Phys. 2001. V. 89. P. 5815.



## Микрорельеф поверхности как критерий качества буферных слоёв CdTe

В.А. Швец<sup>1,2</sup>, Д.В. Марин<sup>1,2</sup>, Л.С. Кузнецова<sup>3</sup>, И.А. Азаров<sup>1,2</sup>, М.В. Якушев<sup>1</sup>, С.В. Рыхлицкий<sup>1</sup>

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

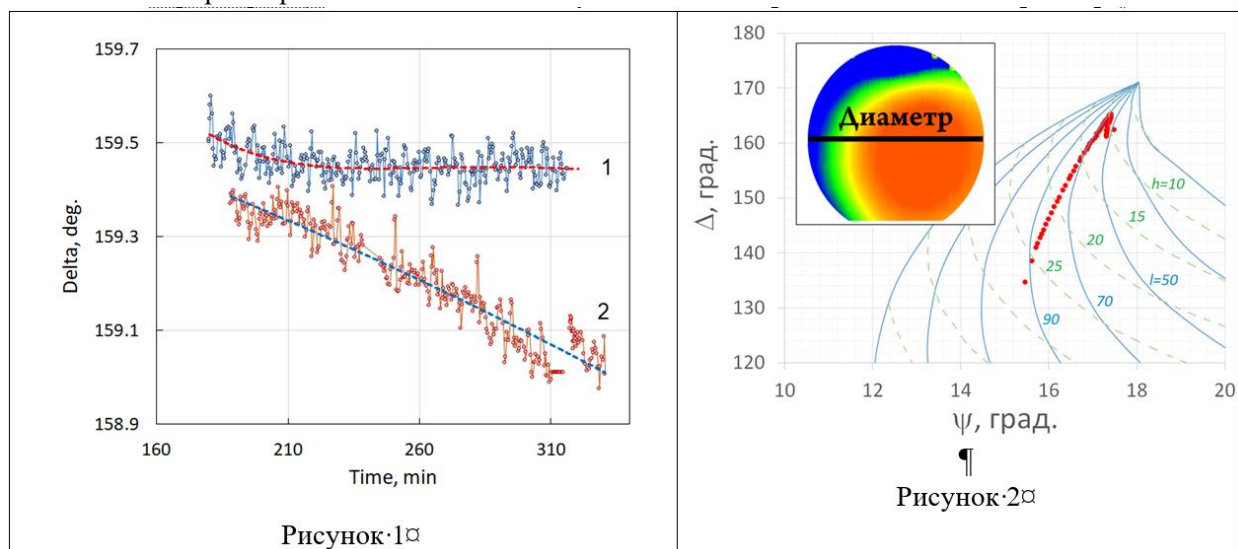
<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1

<sup>3</sup> Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. Карла  
Маркса, 20

тел: +7 (383) 330-8716, факс: +7(383)333-27-71, эл. почта: basil5353@mail.ru

DOI 10.34077/R CSP2023-119

Качество слоёв кадмий-ртуть-теллур, выращиваемых методом молекулярно-лучевой эпитаксии, их электрофизические характеристики во многом определяются структурным совершенством буферных слоёв CdTe, играющих роль подложки. Исследования показывают, что дефектообразование, возникающее при эпитаксии CdTe, сопровождается появлением и прогрессирующим развитием микрорельефа поверхности. Это открывает возможность контролируемого выращивания буферных слоёв, используя метод *in situ* эллипсометрии. Известно, что для полупроводниковых материалов появление микрорельефа приводит к уменьшению фазового эллипсометрического параметра  $\Delta$ . В процессе роста меняется не только рельеф, но и температура, и ряд других технологических параметров. Поэтому, в динамике изменения параметров  $\psi$ ,  $\Delta$  важно выделить ту их часть, которая ответственна за рельеф.



На рис. 1 показана зависимость параметра  $\Delta$  от времени роста CdTe, измеренная *in situ* для двух ростовых процессов. В первом случае параметр  $\Delta$  стабилизируется после незначительного падения в начале роста. Во втором случае наблюдается непрерывное падение  $\Delta$ , которое сопровождается также слабым падением параметра  $\psi$ . В экспериментах, которые описываются кривой 1 пост-ростовые измерения на оптическом профилометре обнаруживают среднеквадратичный рельеф  $\sim 3$  нм, в то время как для эксперимента кривой 2 микрорельеф составляет более 10 нм. Картирование параметра  $\Delta$ , выполненное на сканирующем эллипсометре для одного из таких образцов с большим рельефом (угол падения света  $60^\circ$ ), показано на вставке рис. 2. Параметр  $\Delta$  меняется по площади от  $135^\circ$  на периферии до  $165^\circ$  в центре. На рисунке показаны результаты эллипсометрического сканирования по диаметру образца, которые отложены на номограмму. Для расчёта номограммы использовалась модель, которая описывает рельеф среднеквадратичной высотой (пунктирные линии) и длиной автокорреляционной функции (сплошные линии). Представленные на рис. 2 данные согласуются с результатами *in situ* измерений: по мере развития микрорельефа параметр  $\psi$  либо уменьшается, либо остаётся неизменным, в зависимости от латеральных размеров рельефа.

В отдельных экспериментах было показано, что незначительное снижение  $\Delta$  в начале роста для кривой 1 рис.1 и в аналогичных экспериментах связано не с развитием рельефа, а обусловлено слабым изменением температуры при выходе на стационарный температурный режим. Проведённые исследования позволили контролируемо выращивать качественные буферные слои.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, проект № 0242-2022-0002.



А.Т. Салказанов<sup>1</sup>, Н.С. Кукин<sup>1</sup>, А.Р. Мурадова<sup>1</sup>, А.П. Низовцев<sup>1</sup>, П.А. Семенов<sup>1</sup>, М.О. Смирнова<sup>1</sup>,  
А.Л. Пушкарчук<sup>1</sup>, А.Н. Васильев<sup>1</sup>, А.С. Гусев<sup>1</sup>, М.М. Калошин<sup>1</sup>, Н.И. Каргин<sup>1</sup>

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (Московский Инженерно-физический институт), Москва, Россия, e-mail: alik.salkazanov@inbox.ru

DOI 10.34077/RCS2023-120

NV – центры в алмазе (дефекты азот - вакансия) имеют большие перспективы применения в качестве сенсоров для измерения слабых магнитных и электрических полей, а также температуры с высоким (нанометровым) пространственным разрешением [1].

Использование одиночного NV – центра, имеющего симметрию C<sub>3v</sub>, однако, позволяет определить только модуль вектора магнитной индукции В и его полярный угол θ, но для полной реконструкции векторного магнитного поля нужно определять и азимутальный угол φ. В работах [2-3] было показано, что эту проблему можно решить, используя одиночный комплекс NV – <sup>13</sup>C.

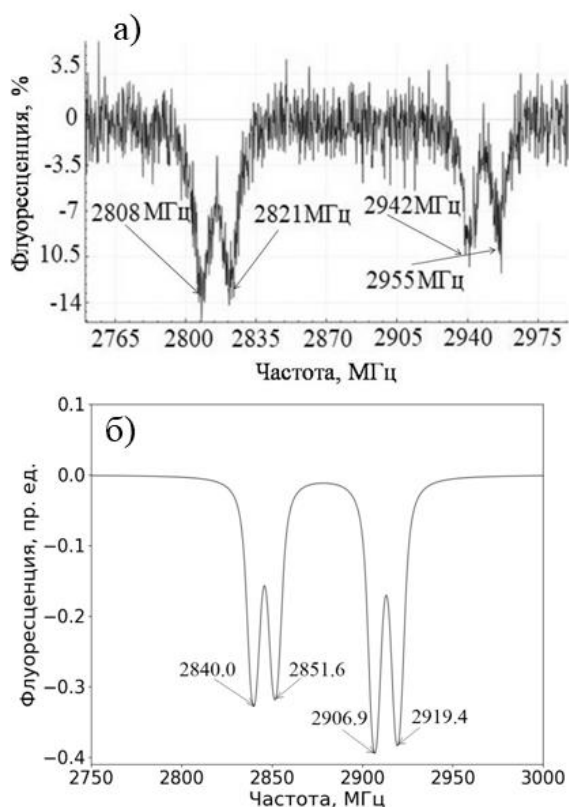


Рис. 1. Спектры ОДМР.

а) Эксперимент, б) модель.

В данной работе обсуждается возможность реализации аналогичной векторной магнитометрии с использованием найденного экспериментально одиночного комплекса NV - <sup>13</sup>C, в котором ядерный спин <sup>13</sup>C расположен в третьей координационной сфере NV - центра и для которого были экспериментально получены спектры оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) при двух различных магнитных полях.

Анализ экспериментальных спектров ОДМР выполнен с использованием базы данных о характеристиках сверхтонкого взаимодействия, полученных в [4] методами квантовой химии. С помощью этих данных были рассчитаны частоты линий ОДМР при различных значениях параметров В, θ, φ. Расчеты показали, что частоты переходов слабо зависят от φ, и что информация о такой зависимости не может быть получена из имеющихся экспериментальных данных, вследствие большой ширины линий ОДМР (~ 5 МГц). Вместе с тем, для двух остальных параметров действующего на сенсор

NV - <sup>13</sup>C магнитного поля – величины магнитной индукции В и полярного угла θ, описанная методика позволила получить значения, обеспечивающие хорошую аппроксимацию экспериментальных спектров ОДМР. На рисунке 1 показан экспериментально измеренный спектр при наличии неизвестного магнитного поля и его аппроксимация.

Таким образом, проведя дополнительную обработку данных для двух различных магнитных полей были получены значения В и θ. В перспективе для реализации полной векторной магнитометрии с помощью экспериментально изученного здесь комплекса NV - <sup>13</sup>C, необходимо повышения спектральной чувствительности метода ОДМР за счет выбора образца и надлежащей стабилизации измерительной аппаратуры.

### Литература

1. L. Rondin, J.-P. Tetienne, T. Hingant, J.-F. Roch, P. Maletinsky; V. Jacques. Rep. Prog. Phys., 77, (2014) 056503
2. K. R. K. Rao, D. Suter. Physical Review B, 94, N 6 (2016) 060101
3. F.J. Jiang, J.F. Ye, Z. Jiao, J. Jiang, K. Ma, X. Yan and H. Lv. Chinese Physics B, 27, N 5 (2018) 057602
4. A.P. Nizovtsev, S.Ya. Kilin, A.L. Pushkarchuk, V.A. Pushkarchuk, S.A. Kuten, O.A. Zhikol, S. Schmitt, T. Uden and F. Jelezko. New Journal of Physics, 20, N 2 (2018) 023022.

# Моделирование оптических потерь в пористой пленке алюминия на подложке кремния с подслоем SiON

А.В.Царев<sup>1,2</sup>, О.В.Наумова<sup>1</sup>, Ю.А. Живодков<sup>1</sup>

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

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

тел: +7 913 4810 578, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: tsarev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-121

Один из возможных вариантов создания эффективных оптических поглотителей является применение пористых проводящих пленок. В данной работе выполнено численное моделирование пористой пленки алюминия на подложке кремния с подслоем SiON. Численный анализ оптических потерь  $Loss = 1 - R - T$  (доля энергии за вычетом энергии прошедшей  $T$  и отраженной  $R$  волн) при нормальном падении на многослойную пористую пленку выполнялся прямым численным моделированием с помощью метода конечных разностей во временной области (FDTD) с использованием оптического пакета от Rsoft [1]. В качестве модели для расчета экспериментальных структур выбрана многослойная структура из алюминиевых дисков, имеющих случайных размер и положение (см. Рис.1). Расчеты показывают, что с увеличением толщины пленок алюминия растет поглощение, а его пик смещается в длинноволновую область. Результаты данного численного моделирования подсказывают путь создания поглощающих тонкопленочных покрытий для разных оптических диапазонов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-30003, <https://rscf.ru/project/23-72-30003/>

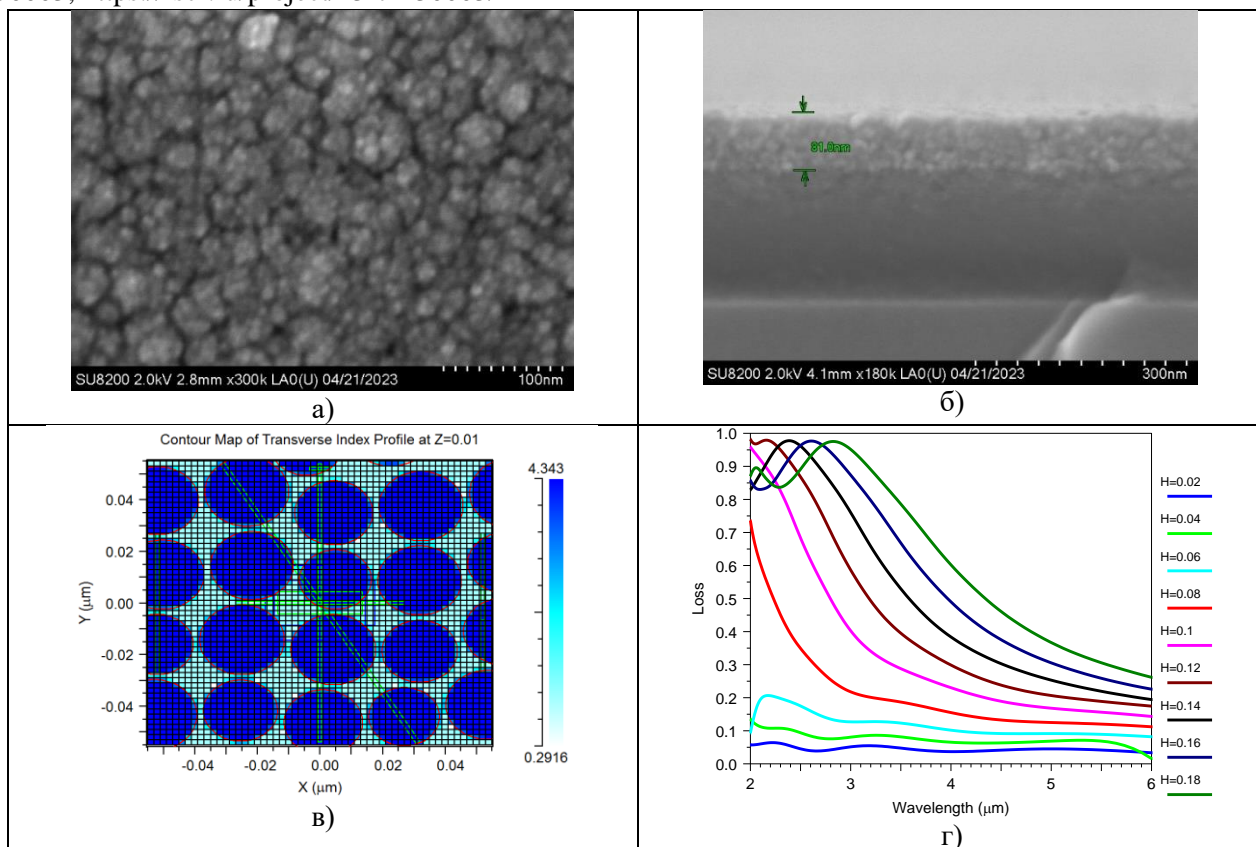


Рис. 1. Исследование пористой пленки алюминия на подложке кремния с подслоем SiON. а) и б) СЭМ изображение пористой пленки в перпендикулярных сечениях; в) стандартное распределение показателя преломления в одном из слоев пористой пленки со случайным положением и диаметром алюминиевых дисков высотой  $H$ ; г) Дисперсионная зависимость оптических потерь в пористой пленке алюминия, состоящей из 10 слоев высотой  $H$  (в мкм). Расчет методом 3D FDTD.

## Литература

1. Rsoft by SYNOPSIS (<https://optics.synopsys.com/rsoft/>), single license (2020).

## Модификация метода Герцбергера для выбора стекол широкоспектрального объектива-суперапохромата

А.В. Голицын

Филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева 2/1  
golitsyn@oesd.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-122

Ахроматизация в широком спектральном диапазоне ЭОПа или кремниевой фотоприемной матрицы 0,45–0,85 мкм влечет расчет объектива с исправленным хроматизмом положения на четырех длинах волн. Для синтеза ахроматизированного триплета составляется система из 4 уравнений с тремя неизвестными оптическими силами отдельных тонких линз:

$$\begin{cases} \phi_1 + \phi_2 + \phi_3 = \phi_{\text{общ}} \\ \frac{\phi_1}{\nu_1} + \frac{\phi_2}{\nu_2} + \frac{\phi_{31}}{\nu_3} = 0 \\ \frac{\phi_1}{\nu_1} p_1 + \frac{\phi_2}{\nu_2} p_2 + \frac{\phi_{31}}{\nu_3} p_3 = 0 \\ \frac{\phi_1}{\nu_1} p'_1 + \frac{\phi_2}{\nu_2} p'_2 + \frac{\phi_{31}}{\nu_3} p'_3 = 0 \end{cases}$$

где  $\phi_i$  – оптическая сила  $i$ -й линзы,  $\nu_i$  – число Аббе  $i$ -й линзы,  $p_i$  – частная дисперсия на третьей корректируемой длине волны,  $p'_i$  – частная дисперсия на четвертой корректируемой длине волны.

Поскольку общего решения системы 4 уравнений с 3 неизвестными не существует, М.Герцбергер [1] предложил использование марок стекол, в которых отношения частных дисперсий 3-х стекол на двух длинах волн к коэффициенту Аббе связаны линейной зависимостью. В таком случае, четвертое уравнение становится линейно зависимым от третьего, и ранг системы уравнений понижается до 3-го, имеющего общее решение для 3 неизвестных. Для отыскания троек стекол, удовлетворяющих условию, Герцбергер построил диаграмму частных дисперсий ряда стекол каталога Schott и кристаллического флюорита  $P_{\lambda 3}$ - $P_{\lambda 4}$ , на которой требуемые тройки должны оказываться на одной прямой.

Прямое использование диаграммы Герцбергера, со стеклами, производившимися до 1962 года, затруднительно. Кроме проблем с точностью подбора показателя преломления до 5 знака при помощи линейки, есть проблема, заключающаяся в том, что плоская диаграмма не дает представления о разнице в показателях преломления стекол в тройке. Максимальная разница показателей позволяет реализовать решение на линзах меньшей кривизны, что улучшает условия исправления монохроматических аберраций. В модифицированном методе Герцбергера, разработан объемный куб-диаграмма частных дисперсий и показателей преломления  $P_{435}$ - $P_{900}$ - $N_D$ . Куб можно вращать вокруг 3 осей. Для более точного отыскания троек, между координатами  $P_{435}$ - $P_{900}$ - $N_D$  двух выбранных марок проводится прямая, к которой выдается список прилегающих к ее проекции в плоскости  $P_{435}$ - $P_{900}$  (с заданной точностью) марок стекол в формате: марка,  $N_D$ , число Аббе, расстояние до проекции линии. Получаемые комбинации стекол обеспечивают исправление хроматизма на 4 длинах волн при достаточной разнице в показателях преломления.

### Литература

1. Herzberger M. The Design of Superachromatic Lenses / M. Herzberger, N. McClure // Applied Optics, 1963. – Vol. 2. – I. 6. – Pp. 553–560.

# Исследования уровней паразитного фона ИК излучения на фотоприёмнике в криостате разными методами

П.А. Алдохин, А.Р. Новоселов, С. В. Хрящёв, П.П. Добровольский, К.П. Шатунов  
Филиал ИФП СО РАН «КТИПМ», г. Новосибирск, 630090, пр-кт Академика Лаврентьева, 2/1  
тел. (383) 330-97-49, эл. почта: [novoselov@isp.nsc.ru](mailto:novoselov@isp.nsc.ru)

DOI 10.34077/RCSP2023-123

В докладе представлены результаты исследования уровней паразитного фона на поверхности фотоприёмника (ФП) в вакуумном криостате с цилиндрической холодной диафрагмой разными методами: первый - прямым измерением тепловизионной камерой (ТПК) направленной на поверхность гибридной сборки (ГС), и второй - численным моделированием. Первый метод. В качестве измерительного инструмента использована охлаждаемая ТПК. На рисунке 1 показаны кадр и распределение уровня сигнала по серединной строке отраженного ИК излучения от поверхности исследуемого ФП в охлаждённом криостате [1]. Второй метод. При моделировании роль источника потока ИК излучения предполагали наличие изотропного излучателя расположенного в плоскости апертурной диафрагмы. Для анализа распределения паразитного ИК потока излучения на фотоприёмнике, в программе учитываются только те лучи, которые хотя бы один раз претерпели отражение от внутренних стенок холодной диафрагмы, с учётом коэффициента отражения поглощающего покрытия. На рисунке 2 представлены результат моделирования изменения распределения паразитного ИК излучения по серединной линии поверхности ФП.

Выяснено, что:

1. при непосредственном измерении уровней паразитного фона внутри охлаждаемых диафрагм на поверхности исследуемых ФП в криостатах, в качестве измерительного инструмента необходимо использовать только охлаждаемые ТПК, поскольку если температура фотоприёмника ТПК выше, чем исследуемого пространства, то излучение самой тепловизионной камеры отражённой от плоскости ФП не позволяет получить достоверные результаты. Данный способ исследования позволяет выявлять технологические несовершенства конструкции исследуемых криостатов и выяснить вклад различных источников паразитного излучения;

2. численное моделирование позволяет провести оптимизацию формы и конструкции холодных диафрагм, но выяснить вклад различных источников паразитного излучения в криостате не представляется возможным.

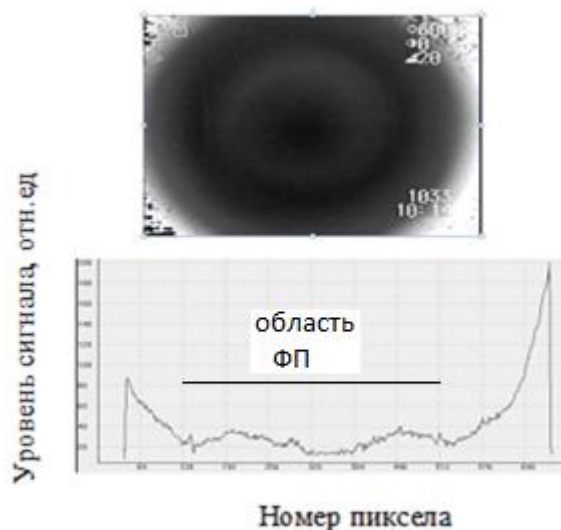


Рис. 1

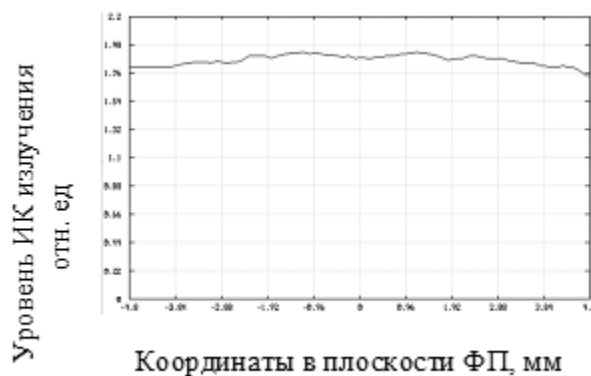


Рис. 2

## Литература

1. П.П. Добровольский и др. Экспериментальные исследования паразитной фоновой составляющей сигнала в охлаждаемых матричных ИК-фотоприемных устройствах. Интерэкспо ГЕО–Сибирь–2014.Х Междунар. науч. конгр.: Междунар. науч. конф. «Специализированное приборостроение, метрология, теплофизика, микротехника, нанотехнологии» сб. материалов 1 т. (Новосибирск, 8-18 апреля 2014г.). – Новосибирск: СГГА, 2014. Т.1, – С. 205–210.

## Определение диэлектрических постоянных и толщин теплозащитных керамических покрытий методом эллипсометрии миллиметрового диапазона

В.Н. Федоринин<sup>1</sup>, С.А. Кузнецов<sup>1,2</sup>, А.В. Гельфанд<sup>1</sup>, А.Ю. Горшков<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Филиал Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН "КТИПМ", Новосибирск, 630090, пр. Академика Лаврентьева, 2/1

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 2  
тел: +7 (383) 330-96-30, эл. почта: fedorinin55@mail.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-124

Создание материалов с новыми уникальными эксплуатационными физико-механическими свойствами и конструирование на их основе новых технических устройств является приоритетным направлением современного этапа технологического развития. В настоящее время наблюдается активное применение новых материалов в машиностроении, энергетике, авиастроении, космической отрасли. Как правило, структура таких материалов представляет собой микрогетерогенную дисперсионную среду, где используются высокопрочные высокомодульные волокна и различные тугоплавкие материалы, а характерные размеры её неоднородностей лежат в интервале от 1 до 100 мкм.

Отметим, что для оптического диапазона длин волн микродисперсионные материалы являются сильно рассеивающей средой, что ограничивает использование оптических диагностик для их исследования. Данная проблема может быть эффективно решена при многократном увеличении длины волны зондирующего излучения, в частности, путем перехода из видимого диапазона в миллиметровую область спектра, соответствующую субтерагерцовым частотам. Это позволяет значительно увеличить глубину проникновения излучения в среду в сочетании с приемлемым (~ неск. мм) пространственным разрешением изучаемого объекта. Как показано нами ранее, техника эллипсометрия миллиметрового диапазона может служить эффективным инструментом контроля формирования структуры композиционных материалов как на этапе их изготовления, так и в процессе эксплуатации [1, 2].

В настоящей работе представлен улучшенный вариант действующего макета эллипсометра 2мм-диапазона на основе ИМРАТТ-диодного излучателя с рабочей частотой 139,1 ГГц. В эллипсометре используются оригинальные квазиоптические элементы – линейные и круговые поляризаторы, выполненные в виде тонкоплёночных метаповерхностей на полимерной основе.

Представлены результаты экспериментальных эллипсометрических исследований по определению диэлектрических постоянных и толщин теплозащитных керамических покрытий на основе окиси циркония и окиси алюминия, нанесенных методами плазменного и детонационного напыления на металлические поверхности.

Результаты эллипсометрических измерений демонстрируют возможность измерения толщины керамических покрытий с погрешностью 1-2 мкм. При этом для показателя преломления измерения дают возможность косвенно оценивать плотность наносимого покрытия.

Авторы признательны ЦКП «ВТАН» НГУ за предоставленный источник 2мм- излучения.

### Литература

1. В.Н. Федоринин, С.А. Кузнецов, А.В. Гельфанд, А.Ю. Горшков // Тез. докладов Российской конференции и школы молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники (ФОТОНИКА 2021), г. Новосибирск, 4-8 октября 2021 г., стр. 50.
2. В.Н. Федоринин, С.А. Кузнецов, В.А. Швец, А.В. Аржанников, А.В. Гельфанд, А.Ю. Горшков // ИЗВ. ВУЗОВ. ПРИБОРОСТРОЕНИЕ, 2020, Т. 66, №6 (в печати).

# Макет высокоточного лазерного фазового дальномера с применением оптической линии задержки и цифровой регистрации сигналов

Д.А. Любченко, О.В. Колмогоров

Всероссийский научно-исследовательский институт физико-технических  
и радиотехнических измерений

141570, Московская обл., Солнечногорский район, г. Солнечногорск,

р. п. Менделеево, промзона ФГУП «ВНИИФТРИ»

тел: +7 (495) 526-6346 (94-88), эл. почта: lubchenko@vniiftri.ru, kolmogorov@vniiftri.ru

DOI 10.34077/R CSP2023-125

Научно-технический прогресс в сфере дальномерных измерений вызвал необходимость выполнения работ по совершенствованию эталонов длины в диапазоне до единиц километров. С целью создания более точных эталонов требуется поиск путей уменьшения погрешности измерений длины до значений 0,8 – 1,5 миллиметра. В связи с этим, необходимо разработать методы повышения точности аппаратуры высокоточных дальномеров.

Из анализа существующих методов измерений длины выявлено, что наибольшей точности измерений в рассматриваемом диапазоне расстояний позволяет достичь фазовый метод. Измерение длины фазовым методом основывается на определении фазового сдвига между двумя периодическими сигналами, один из которых является опорным, а другой, пройдя по трассе измерений в прямом и обратном направлении, приобретает фазовый набег, зависящий от измеряемой длины.

Для исследования путей повышения точности измерений длины фазовым методом разработан макет высокоточного комплекса средств измерений приращений координат (МКСИК). МКСИК представляет собой лазерный фазовый дальномер [1]. Функциональная схема МКСИК приведена на рисунке 1.

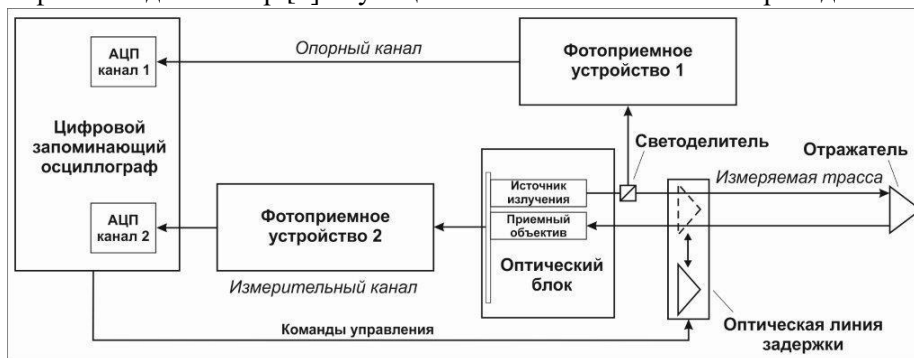


Рис. 1. Функциональная схема МКСИК.

В МКСИК излучаемые источником излучения лазерные импульсы поступают на светоделитель, который разделяет их на два канала – опорный и измерительный. Сигнал опорного канала поступает через фотоприемное устройство 1 на цифровой запоминающий осциллограф (ЦЗО). Сигнал измерительного канала проходит по измеряемой трассе в прямом и обратном направлении, далее через фотоприемное устройство 2 поступает в ЦЗО. ЦЗО служит для регистрации и обработки сигналов на основе метода Фурье-анализа, а также для управления аппаратурой МКСИК. Для учета долговременного дрейфа разности фаз между опорным и измерительным каналами используется опорная линия задержки (ОЛЗ), которая периодически устанавливается в измерительный канал для регистрации вносимой аппаратурой разности фаз и ее последующего учета путем вычисления соответствующей поправки.

Проведенные исследования МКСИК показали, что использование фазового метода измерений с применением цифровой аппаратуры регистрации данных и их обработки на основе Фурье-анализа, а также компенсация нестабильности каналов фазового дальномера путем учета поправок, определяемых при помощи ОЛЗ, позволит создавать эталоны единицы длины с погрешностью, не превышающей 0,8 – 1,5 миллиметра на дистанции до единиц километров.

## Литература

1. Д.А. Любченко, С.С. Донченко. Результаты разработки и исследования отдельных узлов макета оптического фазового дальномера с субмиллиметровым разрешением: Сборник докладов VIII Научно-практической конференции молодых ученых, аспирантов и специалистов «Метрология в XXI веке». – р. п. Менделеево: 2020.

## Расчетная оценка дальности действия активно-импульсной системы на базе ПЗС-фотоприемника

А.А. Голицын<sup>1,2</sup>, Н.А. Сейфи<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский филиал ИФП СО РАН "КТИПМ", Новосибирск,  
630090, пр. акад. Лаврентьева, 2/1

<sup>2</sup> Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск,  
630073, просп. Карла Маркса, 20  
тел: (383) 333-17-01, эл. почта: aag-09@ya.ru

DOI 10.34077/R CSP2023-126

В работе проводится расчет по оценке дальности действия малогабаритной активно-импульсной (АИ) системы на базе ПЗС матрицы ICX 445 в условиях нормальной освещенности. Разработанный в филиале ИФП СО РАН макет АИ системы не содержит в своей конструкции внешний (по отношению к фотоприемнику) быстродействующий затвор в виде электронно-оптического преобразователя (ЭОП) или его аналога. Макет прибора содержит плату излучателя (с установленным на ней полупроводниковым лазерным излучателем с длиной волны излучения 905 нм и мощностью импульса 260 Вт, импульс 100 нс, частота повторения 15 кГц, размеры излучающей площадки 0,33 мм и 0,2 мм), плату видеобработки и плату фотоприемника (с установленной на ней ПЗС матрицей ICX445AQA), соединенных кабелями-шлейфами и закрепленных на металлическом основании [1]. Также на основании есть объектив фотоприемника (постоянное фокусное расстояние) и объектив лазерного излучателя с переменным фокусным расстоянием. Расчет дальности производился исходя из того, что цель точечная, а фон протяженный, дальность действия АИ системы ограничивается контрастом цели на ярком фоне, и используется интерференционный фильтр (905 нм, полоса пропускания 50 нм). Размеры пятна подсветки составляют  $4^\circ \times 2,5^\circ$ .

Ослабление пучка света лазерного излучателя при распространении его в атмосфере в общем виде описывается законом Бугера-Ламберта-Бера [2]:

$$I(L) = I_0 \cdot \exp(-k_\lambda L),$$

где  $I_0$  – интенсивность света, прошедшего через слой поглощающей среды толщиной  $L$ , а  $k_\lambda$  – показатель поглощения, определяемый свойствами среды и зависящий от длины волны поглощаемого света.

Дальность действия была определена в результате решения аналитическими методами (с использованием математических пакетов) уравнения:

$$\frac{P_c(L)}{P_\phi} = S_{\text{пор}},$$

где  $S_{\text{пор}}$  - пороговое отношение сигнал/фон, необходимое для распознавания блика от цели,  $P_\phi$  - поток от фона на элемент фотоприемника размерами  $s \times s$ , а  $P_c$  - поток, отраженный целью на этот же элемент фотоприемника за заданное время экспозиции.

При изменении фокусного расстояния объектива излучателя в диапазоне от 4 мм до 8 мм, значение дальности  $L$ , соответствующее пороговому отношению  $P_c(L)$  к  $P_\phi$ , найденное описанным способом, варьируется от 859 м до 1187 м.

### Литература

1. Д.В. Алантьев, А.А. Голицын, А.В. Голицын, Н.А. Сейфи. Стенд для исследования возможности использования матричных фотоприёмников видимого диапазона в составе активно-импульсных приборов наблюдения // Оптический журнал. – 2018. – Т. 85. – № 6. – С. 53–57
2. Сивухин, Д.В. Поглощение света и уширение спектральных линий // Общий курс физики. – М.: Физматлит, 2005. – Т. IV. Оптика. – С. 582–583.

## Плазмон-усиленная оптическая спектроскопия эпитаксиальных нанокристаллов GaAs

Л.С. Басалаева<sup>1</sup>, Е.А. Емельянов<sup>1</sup>, В.В. Фёдоров<sup>2</sup>, Л.Н. Дворецкая<sup>2</sup>, В.В. Преображенский<sup>1</sup>,  
А.Г. Милёхин<sup>1</sup>

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

<sup>2</sup> СПБАУ РАН им. Ж.И. Алферова, Санкт-Петербург, 194021, Хлопина 8  
тел: +7 (383) 316-6054, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: basalaeva@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-127

Эпитаксиальные нанокристаллы (НК) GaAs характеризуются уникальными оптическими и электронными свойствами, в следствие чего они являются перспективными элементами для создания различных электронных, оптических и квантовых устройств [1]. Особенно важно для таких структур определять взаимосвязь их оптических и структурных параметров, используя неразрушающие методики контроля. Методики оптической спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) не применимы к исследованию одиночных нанобъектов из-за фундаментального ограничения - дифракционного предела. В нашей работе выполнено исследование электронного и фононного спектров одиночного НК GaAs с помощью методов плазмон-усиленной оптической спектроскопии - усиленными зондом ФЛ и КРС с нанометровым пространственным разрешением. Эти уникальные методики сочетают в себе высокое пространственное разрешение зондовой микроскопии и аналитические возможности ФЛ и КРС. Появление данных методик в 2000 годах привело к значительному прогрессу оптической спектроскопии с нанометровым пространственным разрешением [2].

В данной работе мы исследовали планарные нитевидные и граненые круглые НК GaAs, полученные методом самокаталитического роста на подложках GaAs и Si [3], соответственно.

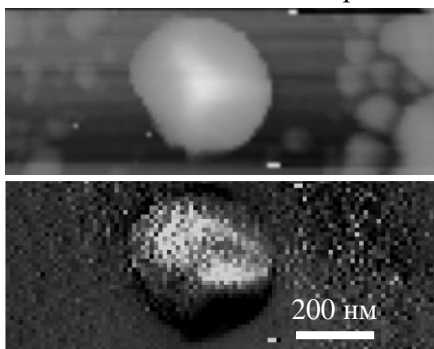


Рис.1 АСМ изображение (а) и  
TEPL карта (b) НК GaAs в диапазоне  
800-870 нм.

Исследования усиленных зондом КРС и ФЛ проводились на установке (Horiba Xplora Nano) - спектрометре КРС, совмещенном со сканирующим зондовым микроскопом. Измерения выполнялись в геометрии обратного рассеяния с использованием лазеров с длиной волны 532 и 638 нм. Использовались стандартные кремниевые зонды (фирмы TipsNano) с золотым покрытием. Для НК GaAs, выращенных на подложках Si, по интенсивности прямозонной ФЛ была выполнена спектроскопическая визуализация одиночного НК GaAs, которая позволила выявить корреляции его локальных оптических и структурных свойств. Для НК GaAs, выращенных на GaAs, наблюдалась интенсивная экситонная ФЛ от подложки, которая маскировала сигнал от нанокристаллов. Для НК GaAs обоих типов наблюдалась непрямозонная ФЛ в диапазоне длин волн 600-700 нм, по

сигналу которой выполнено картирование одиночного НК. Непрямозонная ФЛ связана с переходами между дном L долины зоны проводимости и потолком валентной зоны в точке Г зоны Бриллюэна из-за несохранения волнового вектора на поверхности нанокристалла GaAs. Обнаружена зависимость энергии непрямозонной фотолюминесценции от положения зонда на поверхности нанокристалла GaAs. Наблюдалось локальное усиление моды мышьяка на  $225 \text{ см}^{-1}$ , по интенсивности сигнала выполнено картирование и установлено локальное распределение кластеров мышьяка.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00302).

### Литература

1. V.G. Dubrovskii et al. // Semiconductors. 2009. Vol.43, No 12, pp.1539-1584.
2. T. Deckert-Gaudig et al.// Chem. Soc. Rev., 2017, Vol.46, pp.4077-4110.
3. G.A. Sapunov et al. // Cryst. Growth Des. 2020. Vol.20, pp.300-306.



П.Б. Демина<sup>1</sup>, О.В. Вихрова<sup>1</sup>, М.В. Дорохин<sup>1</sup>, Ю.А. Данилов<sup>1</sup>, В.П. Лесников<sup>1</sup>, Ю.М. Кузнецов<sup>1</sup>,  
Н.В. Байдусь<sup>1</sup>, С.Ю. Зубков<sup>1</sup>, А.В. Здравейщев<sup>1</sup>, А.Е. Парафин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> НИФТИ ННГУ, Нижний Новгород, 603022, пр. Гагарина, 23

<sup>2</sup> ИФМ РАН, Нижний Новгород, 603087, ул. Академическая, 7  
тел: +7 (906) 367-8791, эл. почта: demina@phys.unn.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-128

В последнее время гетероструктуры с квантовыми точками (например, InAs/GaAs) рассматриваются как вариант плёночного термоэлектрического преобразователя, в котором квантово-размерные нанокластеры (квантовые точки) выполняют функцию усиления термоэлектрического эффекта [1]. Наиболее перспективным способом изучения свойств таких объектов являются оптические методы (такие, как фотолюминесценция), способные показать степень локализации в квантовых точках носителей заряда, ответственных за термоэлектрический эффект. В настоящей работе исследованы образцы термоэлектрических квантовых точек InAs/GaAs, расположенных вблизи поверхности, рассмотрен метод модифицирования их свойств импульсным лазерным отжигом. Показано, что изменение структурных характеристик протекает с сохранением излучательных свойств квантово-размерного слоя.

Для проведения исследований методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках n<sup>+</sup>-GaAs (100) были изготовлены структуры со слоем самоорганизованных квантовых точек InAs/GaAs, расположенным на расстоянии 30 нм от поверхности. Затем на поверхность гетероструктуры наносился наноразмерный углеродный слой методом импульсного лазерного распыления пирографита в вакууме. Наличие на поверхности структуры с квантовыми точками слоя углерода, сформированного импульсным лазерным распылением, приводит к увеличению однородности воздействия импульсного лазера [2]. Помимо прочего, слой углерода на поверхности структуры формирует химически и механически стойкий проводящий контакт, что облегчает дальнейшую технологию создания диодных структур на основе данных гетеросистем. Готовые образцы подвергались воздействию импульсного эксимерного лазера LPX-200 (рабочая смесь KrF, длина волны 248 нм, длительность импульса ≈ 30 нс). В процессе исследований варьировалась плотность энергии излучения – от 100 до 350 мДж/см<sup>2</sup>. Степень воздействия лазерного отжига определялась по результатам исследований спектров фото- и электролюминесценции квантовых точек. Ранее было показано [3], что глубина воздействия эксимерного лазера заданных энергий превышает глубину залегания слоя квантовых точек, в то же время, используемых значений плотности энергии излучения недостаточно для расплавления покровного слоя GaAs.

В работе показано, что вследствие импульсного лазерного воздействия в диапазоне плотности энергии лазерного излучения от 100 до 300 мДж/см<sup>2</sup> удается сохранить излучательные свойства квантовых точек InAs/GaAs. Лазерный отжиг с энергией до 250 мДж/см<sup>2</sup> приводит к увеличению интенсивности излучения основного перехода, сужению линии люминесценции, что свидетельствует о формировании более однородного массива квантовых точек и снижении дефектности структуры. По-видимому, при лазерном отжиге происходит «залечивание» точечных дефектов, служивших центрами безизлучательной рекомбинации, и преобразование части дислоцированных кластеров InAs в квантово-размерные островки. Увеличение энергии отжига до 350 мДж/см<sup>2</sup> приводит к гашению люминесценции вследствие деградации слоя квантовых точек. Полученные результаты показывают, что в технологии создания и модифицирования самоорганизованных квантовых точек, кроме известных, существует ещё один эффективный метод управления их свойствами – метод лазерного отжига. Подобная модификация может управляемо влиять на плотность и кристаллическое совершенство слоя квантовых точек, что перспективно для создания на основе гетероструктур с квантовыми точками пленочных термоэлектриков.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках гос. задания (проект FSWR-2023-0037).

### Литература

1. J. Mao, Z. Liu, Z. Ren // npj Quantum Materials. 2016. V.1. P. 16028.
2. Ю.А. Данилов и др. // ФТП. 2020. Т.54, вып.9. С. 868-872.
3. О.В. Вихрова и др. // ФТП. 2020. Т.54, вып.12. С. 1336-1343.

# Мультифрактальные флуктуации проводимости по геликоидальным краевым состояниям в двумерном топологическом изоляторе на основе HgTe

Е.Б. Ольшанецкий<sup>1</sup>, Г.М. Гусев<sup>3</sup>, А.Д. Левин<sup>3</sup>, З.Д. Квон<sup>1,2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников, Новосибирск 630090, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>3</sup> Университет Сан-Паулу, 135960-170, Сан-Паулу, Бразилия

тел: +7 (913) 754-1833, эл. почта: eolsh@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-129

Двумерные топологические изоляторы характеризуются запрещенной зоной для объемных состояний и одномерными геликоидальными (с жесткой связью между направлением импульса и поляризацией спина) состояниями, циркулирующими вдоль края образца [1]. Теория предсказывает топологическую защиту переноса заряда по геликоидальным краевым состояниям от когерентного обратного рассеяния. Однако, вопреки этому предсказанию, в образцах размером, превышающим несколько микрон, наблюдаются отклонения величины проводимости от ожидаемого квантованного значения и локализация геликоидальных мод. Кроме того, при понижении температуры до нескольких десятков мК в зависимости сопротивления от энергии Ферми или от магнитного поля развиваются значительные по величине мезоскопические флуктуации. В настоящей работе приведены результаты экспериментального исследования электронного транспорта в квантовой яме HgTe с инвертированным энергетическим спектром. Проведенный анализ мезоскопических флуктуаций проводимости, наблюдаемых в условиях транспорта по краевым геликоидальным состояниям, позволяет сделать вывод об их мультифрактальности, [2].

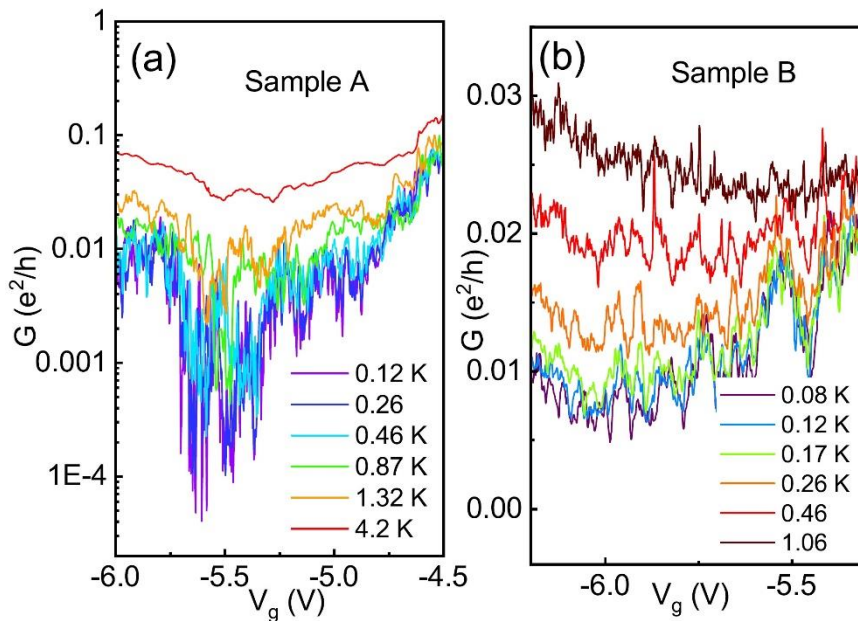


Рис.1. Проводимость, как функция затворного напряжения, измеренная при разных температурах в образцах, изготовленных на основе двух различных квантовых ям HgTe: (a) образец А; (b) Образец В.

Наблюдаемая мультифрактальность флуктуаций сопротивления может быть обусловлена мезоскопическими флуктуациями волновой функции электрона или локальной плотности электронных состояний и является признаком перехода к локализации Андерсона от состояния двумерного топологического изолятора. Таким образом в настоящей работе показано, что мезоскопические образцы двумерного топологического изолятора являются удобной экспериментальной системой для исследования локализации Андерсона в топологически нетривиальной системе.

Работа выполнена при поддержке РФФ грант №23-22-00195.

## Литература

1. M. Z. Hasan and C. L. Kane, Colloquium: Topological insulators, Rev. Mod. Phys. 82, 3045 (2010).
2. K. R. Amin, S. S. Ray, N. Pal, R. Pandit, and A. Bid, Exotic multifractal conductance fluctuations in graphene, Commun. Phys. 1, 1 (2018).

# Генерация квантового ключа в свободном пространстве с помощью передачи поляризованных одиночных фотонов

А.В. Коляко<sup>1</sup>, Д.Б. Третьяков<sup>1</sup>, А.С. Плешков<sup>1</sup>, И.И.Рябцев<sup>1</sup>, И.Г. Неизвестный<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный технический университет,  
Новосибирск, 630090, пр. К. Маркса, 20  
тел: +7 (383) 333-32-82, эл. почта: kolyako@isp.nsc.ru*

DOI 10.34077/RCSP2023-130

Квантово-криптографические линии связи обеспечивают безопасность передаваемой информации, основываясь на законах квантовой механики. После передачи поляризованных одиночных фотонов по оптоволоконному или атмосферному каналу связи отправитель и получатель генерируют секретный двоичный ключ. С помощью данного ключа отправитель зашифровывает свое сообщение и пересылает его получателю по открытому каналу [1].

Созданная нами ранее атмосферная квантово-криптографическая установка генерирует квантовый ключ по протоколу BB84 с помощью поляризационного кодирования одиночных фотонов. Измеренная ранее скорость генерации «просеянного» квантового ключа и уровень ошибочных битов в ключе составляла 10 кбит/с и 6.5%, соответственно, при расстоянии между передатчиком и приемником, равном 20 см, и тактовой частоте импульсов  $10^6$  Гц [2]. Для передачи информации используется излучение с длиной волны 780 нм, которое соответствует окну прозрачности атмосферы. Основу однофотонных детекторов составляют кремниевые лавинные фотодиоды. Для регистрации одиночных фотонов лавинные фотодиоды вводятся в постоянный гейгеровский режим, для чего напряжение питания фотодиодов поднимается выше напряжения пробоя, а также используется схема с пассивным гашением лавины. Для уменьшения частоты темновых импульсов фотодиоды охлаждаются до температуры  $0^{\circ}$  С. При таких параметрах максимальная эффективность однофотонной регистрации составляет 23%, а частота темновых импульсов с учетом стробирования - 500 Гц.

При увеличении расстояния между передатчиком и приемником уровень ошибок в квантовом ключе растет вследствие повышения потерь одиночных фотонов в канале связи. Когда уровень ошибок достигает значения 11%, сгенерировать абсолютно секретный ключ по протоколу BB84 невозможно. Для понижения уровня ошибок лавинные фотодиоды охлаждаются по возможности еще сильнее, что позволяет поднять их эффективность однофотонной регистрации при той же частоте темновых импульсов.

В данной работе для генерации «просеянного» квантового ключа на расстоянии 10 м между передатчиком и приемником температура лавинных фотодиодов была понижена до  $-20^{\circ}$  С, а эффективность однофотонной регистрации увеличена до 40%.

В результате скорость генерации «просеянного» квантового ключа составила 9 кбит/с, а уровень ошибочных битов в ключе - 7%.

Работа поддержана грантом РФФИ № 23-29-472.

## Литература

1. N. Gisin et al // Rev. of Mod. Phys. 2002. Vol. 74. P. 145-195.
2. А.В. Коляко и др. // Сибирский физический журнал. 2021. Т.16. №2. С.81-93.

## Сравнение способов монтажа мощных решеток лазерных диодов в корпусе на медный теплоотвод

Д.С. Иванов, Н.В. Гулытиков, А.И. Данилов, А.В. Подкопаев, С.М. Сапожников, М.А. Ладугин  
 АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», Москва, 117342, ул. Введенского, д.3, к.1  
 тел: +7 (926) 079-8009, эл. почта: i.dms.ivanov@gmail.com

DOI 10.34077/RCSP2023-131

В настоящей работе представлены результаты сравнительного анализа мощных квазинепрерывных (200 мкс, 20 Гц) решеток лазерных диодов (РЛД), преимущественно использующихся для накачки твердотельных лазеров с активным элементом Nd:YAG [1], с использованием 2-х различных типов монтажа РЛД на корпус: конструкция с использованием алмазного клея и паянную на индиевый припой. На рисунке 1 представлено схематическое изображение конструкций. Обнаружено, что использование индиевого припоя совместно с теплоотводами AlN значительно улучшает теплоотведение от активной области элементов по сравнению с конструкцией на клею.

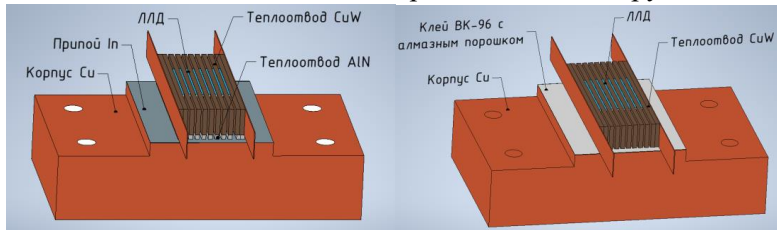


Рис. 1. Конструкция РЛД на медном корпусе: слева - монтаж на припой, справа – монтаж на клей.

Используя трехмерное стационарное уравнение теплопроводности, проведен расчет распределения тепловых полей и теплового сопротивления паяной и клееной РЛД. Тепловое сопротивление  $R_{th}$  вычислялось по формуле [2]:

$$R_{th} = \frac{T_{max} - T_{min}}{P_{тепл}}$$

где  $T_{max}$  – максимальная температура в приборе,  $T_{min}$  – минимальная температура в приборе,  $P_{тепл}$  – тепловая мощность, выделяемая в активной области РЛД.

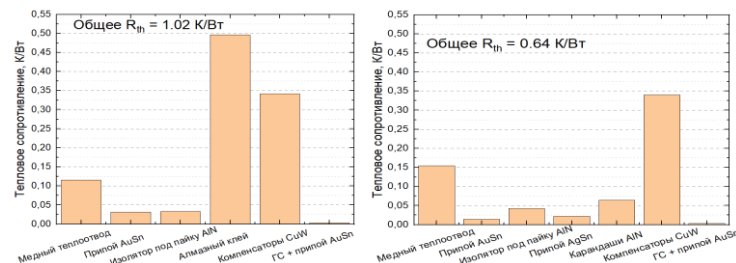


Рис. 2. Тепловые сопротивления составляющих элементов конструкции а) РЛД на клею, б) паянной РЛД.

На основе данных расчетов вычислены сдвиги длины волны для каждой РЛД. Для тока накачки 100 А, длительности импульса 200 мкс и частоте повторения 20 Гц сдвиги длин волн равны 0,9 нм для клееной конструкции и 0,6 для паянной. Экспериментальные значения сдвига длины волны для тока накачки 100А для паянной конструкции составили  $\Delta\lambda_{п} = 0,633$  нм, что почти 2 раза меньше, чем при применении алмазного клея ( $\Delta\lambda_{к} = 1,347$  нм).

Представленные расчетные и экспериментальные данные позволили определить преимущества конструкции с использованием припоя в сравнении с применением клея. На основании данных результатов предложена конструкция мощных РЛД с улучшенными тепловыми характеристиками

### Литература

1. Liu X. et al. Packaging of high power semiconductor lasers. – New York, NY : Springer New York, 2015. – С. 412
2. Deng Z. et al. Temperature distribution and thermal resistance analysis of high-power laser diode arrays //International Journal of Heat and Mass Transfer. – 2019. – Т. 134. – С. 41-50.

**Д.В.Бородин<sup>1</sup>, Ю.В. Осипов<sup>1</sup>, А.А.Дементьев<sup>2</sup>, Е.В.Чеботов<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> ООО "РТК Инпекс", Мытищи, 141006, Олимпийский пр., д. 15, корп.11, пом. 3. [rtcinpex@mail.ru](mailto:rtcinpex@mail.ru)

<sup>2</sup> АО «ЦНИИ «Электрон», С.-Петербург, 194223, пр. Тореза, д. 68, лит. Р. [info@niielectron.ru](mailto:info@niielectron.ru)

DOI 10.34077/R CSP2023-132

В инициативном порядке разработано и изготовлено на отечественном кристалльном фаундри производстве (ПАО "Микрон", г. Зеленоград) опытная партия КМОП фоточувствительных матриц [1]. Основной режим фотоматрицы - одновременное начало и окончание накопления фотозаряда во всех ячейках во время вывода видеоинформации предыдущего кадра. Общее количество выводов у микросхемы - 25 шт., в том числе два аналоговых выхода. Зарядовая емкость пикселя ~ 30 тысяч электронов, филл-фактор  $\approx 0,4$ . Предусмотрено "окно интереса" произвольного размерами (по X и Y) и положения (по Y; симметричное относительно вертикальной оси по X) с шагом в 8 ячеек, режим HDR, управление режимами через SPI порт.

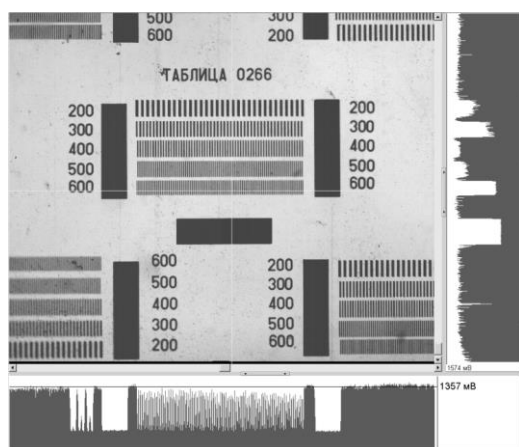
КМОП фотоматрица исследована в составе макета телевизионного модуля (без объектива). Изображение тест-таблицы проецировалось на фоточувствительную область прибора диапроектором. Аналоговый видеосигнал оцифровывался двумя 14-битными АЦП и с помощью платы интерфейса USB2 вводился в PC. Управление прибором выполнялось по интерфейсу SPI.

Работа прибора проверена в полноформатном режиме на тактовых частотах от 10 МГц до 30 МГц, что обеспечивает частоту кадров от 16 кадров/с до 48 кадров/с.

Сформированное прибором изображение тест-таблицы и увеличенный фрагмент представлены на рисунках. Максимальный выходной сигнал составляет 800 мВ. Интегральная чувствительность – 0,35 В/(лк·с). Проверена возможность задания размеров «окна интересов». Также на макете телевизионного модуля реализованы режимы:

- однокадровый режим с запуском по внешнему импульсу;
- режим непрерывной работы с изменением времени накопления в пределах кадрового импульса;
- малокадровый режим с большим временем накопления.

В целом КМОП фотоматрица отличается простотой схемы включения и количеством возможных режимов ее работы, которыми можно перекрыть достаточно широкий диапазон условий эксплуатации. Поскольку матрица обладает невысокой чувствительностью и заметной неравномерностью выходного сигнала при работе в условиях низкой освещенности, она наиболее подходит к использованию в условиях искусственного освещения, например в камерах технического зрения.



### **Литература**

1. Д.В.Бородин, Ю.В.Осипов, Ю.А.Барсуков. 26-я Международная научно-техническая конференция по фотоэлектронике и ПНВ (Орион-2022), Москва, 24-27 мая 2022 г.

## Спиновые светоизлучающие диоды InGaAs/GaAs/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>/CoPt, модифицированные ионным облучением

А.В. Здорovejцев<sup>1</sup>, П.Б. Дёмина<sup>1</sup>, М.В. Дорохин<sup>1</sup>, Ю.А. Данилов<sup>1</sup>, Ю.А. Дудин<sup>1</sup>, И.Л. Калентьева<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИФТИ ННГУ, г. Нижний Новгород, 603950, пр. Гагарина, 23, корп.3

тел.: +7 (910) 898-6824, эл. почта: zdorovei@nifti.unn.ru

DOI 10.34077/RCSPP2023-133

Гетероструктуры на основе InGaAs/GaAs с ферромагнитным инжектором CoPt используются для изготовления спиновых светоизлучающих диодов (ССИД), испускающих циркулярно-поляризованный свет [1]. При этом величина степени циркулярной поляризации в таких диодах зависит как от эффективности спиновой инжекции из намагниченного слоя CoPt, так и от спиновой релаксации, возникающей в процессе переноса спин-поляризованных носителей от ферромагнитного инжектора к активной области ССИД. В данной работе представлены результаты исследования модификации плёнки CoPt облучением ионами He<sup>+</sup> на циркулярную поляризацию ССИД. Дозы облучения подбирались таким образом, чтобы не внести видимых изменений в микромагнитную структуру пленки CoPt, не погасить электролюминесценцию диода, но изменить свойства ферромагнитной плёнки и её влияние на спиновую прецессию.

Полупроводниковая часть диодов была сформирована методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках n-GaAs (100): буферный слой n-GaAs, квантовая яма In<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.78</sub>As (10 нм) и покровный слой GaAs, содержащий дельта-слой углерода, общая толщина (*dc*) покровного слоя варьировалась от 150 до 200 нм. Затем, методом электронно-лучевого испарения в вакууме при 200°C, формировались тонкий слой диэлектрика Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (≈1 нм) и ферромагнитный инжектор на основе сплава Co<sub>45</sub>Pt<sub>55</sub> толщиной ≈8 нм [2]. Мезаструктуры диодов диаметром 500 мкм получали методом фотолитографии и химического травления. Полученные ССИД облучались на ускорителе ИЛУ-3 ионами He<sup>+</sup> с флюенсом 1×10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup> и 2×10<sup>12</sup> см<sup>-2</sup>, энергией 20 кэВ. Исследовалось влияние ионного облучения на вольтамперные характеристики (ВАХ), интенсивность электролюминесценции (*I*<sub>эл</sub>) и степень циркулярной поляризации электролюминесценции (*P*<sub>эл</sub>) данных ССИД.

Установлено, что при ионном облучении с выбранным флюенсом удастся сохранить излучательные свойства квантовой ямы InGaAs/GaAs, но величина *I*<sub>эл</sub> таких диодов снижается более чем на порядок вследствие проникновения дефектов в активную область. Исследования ВАХ показали снижение обратного тока диодов после ионной имплантации He<sup>+</sup> на порядок величины до значений 1×10<sup>-7</sup> А при напряжении 2 В, что также связывается с появлением дефектных центров в GaAs. После ионной имплантации He<sup>+</sup> максимальная *P*<sub>эл</sub> возрастает в 3,5 раза, при этом практически не меняется величина магнитного поля насыщения (≈80 мТл). Также обнаружено, что максимальная *P*<sub>эл</sub> имеет осциллирующую зависимость от толщины покровного слоя. Осцилляции обусловлены действием магнитного поля CoPt-контакта, которое возникает из-за пространственных неоднородностей состава и, соответственно, намагниченности сплава. Ранее нами было показано, что перпендикулярная компонента этого поля действует на инжектированные спин-поляризованные носители, вызывая их прецессию [1]. После воздействия низких доз ионного облучения изменяется период осцилляций, что связано с повышением однородности сплава за счёт перемешивания компонентов при воздействии высокоэнергетических ионов. На изменение величины *P*<sub>эл</sub>, по-видимому, также влияет изменение времени рекомбинации τ<sub>р</sub>. Так, при введении радиационных дефектов значение τ<sub>р</sub> уменьшается при неизменном времени спиновой релаксации τ<sub>с</sub>, и величина *P*<sub>эл</sub> ~ 1/(1+τ<sub>р</sub>/τ<sub>с</sub>) возрастает [3].

Таким образом, в работе показана возможность управления степенью циркулярной поляризации спиновых светоизлучающих диодов с CoPt инжектором путём воздействия на готовые диоды ионным облучением He<sup>+</sup> небольшой энергии и дозы. Полученные результаты могут представлять интерес для технологии приборов спиновой оптоэлектроники.

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ №21-79-20186.

### Литература

1. М.В. Дорохин, М.В. Вель, П.Б. Дёмина, и др. // ФТТ. 2017. Т. 59. С. 2135.
2. А.В. Здорovejцев, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова, и др. // ФТТ. 2016. Т. 58. С. 2186.
3. G. Salis, R. Wang, X. Jiang, et al. //Appl. Phys. Lett. 2005. V.87. P.262503.

## Двухуровневая лазерная генерация в микродисковых лазерах с InAs/InGaAs квантовыми точками

А.А. Караборчев<sup>1</sup>, И.С. Махов<sup>1</sup>, К.А. Иванов<sup>1</sup>, М.В. Максимов<sup>2</sup>, Н.В. Крыжановская<sup>1</sup>, А.Е. Жуков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Санкт-Петербург, 190121, Союза Печатников, 16*

<sup>2</sup> *Академический университет им. Ж.И. Алфёрова, Санкт-Петербург, 194021, Хлопина, 8, 3А  
тел: +7 (812)-644-59-11 доб. 61436, эл. почта: alex\_karaborchev@mail.ru*

DOI 10.34077/RCSP2023-134

### Введение и образцы

В последнее время активно ведутся исследования микродисковых лазеров. Высокая добротность, вывод излучения в латеральном направлении и малые размеры делают их перспективными для использования в фотонных интегральных схемах. Применение в активной области микролазеров квантовых точек (КТ) позволяет получить непрерывную работу прибора при повышенных температурах, малые пороговые токи, а также высокие скорости модуляции. Для дальнейшего увеличения скорости передачи данных возможно использование нескольких длин волн. В лазерах на КТ наблюдается эффект двухуровневой генерации [1], когда она протекает одновременно через основной и возбуждённый оптические переходы КТ. Данный эффект в микролазерах практически не изучен. В связи с чем настоящая работа посвящена исследованию особенностей двухуровневой лазерной генерации в микродисковых лазерах с КТ. Исследуемый образец был выращен методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке *n*-GaAs. Активная область представляет собой 10 слоёв КТ, сформированных из 2.5 монослоёв InAs с последующим осаждением 5 нм  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  и разделённых между собой 35 нм GaAs. Эмиттерные слои состояли из *n*- и *p*- $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$  толщиной около 2 мкм. Микродисковые резонаторы диаметрами 9, 20, 24 и 28 мкм были получены при помощи фотолитографии и плазмохимического травления. Были исследованы спектры электролюминесценции микролазеров, полученные в импульсном режиме питания (4 кГц, 300 нс) с использованием монохроматора и охлаждаемого InGaAs фотоприёмника.

### Результаты и обсуждение

По спектрам спонтанной электролюминесценции микролазеров были идентифицированы полосы излучения, связанные с основным (GS); первым, вторым и третьим возбуждёнными (ES1, ES2 и ES3) оптическими переходами в КТ. Обнаружено, что в микродисковых лазерах большого диаметра лазерная генерация возникает на основном переходе КТ, а при больших токах накачки появляется линия лазерного излучения в коротковолновой области (на переходе ES1) и, таким образом, имеет место двухуровневая лазерная генерация. С уменьшением диаметра резонатора наблюдается рост пороговой плотности тока для генерации на GS переходе и падение плотности тока начала двухуровневой генерации, что обусловлено ростом внешних потерь при уменьшении диаметра микродисков. Рост температуры приводит к росту порога GS генерации и его падению для ES1, что также связано с ростом потерь с температурой. Начиная с некоторой критической температуры, наблюдается исчезновение генерации на GS переходе, поскольку потери начинают превосходить насыщенное усиление на GS переходе. При этом в микродисках диаметром 9 мкм генерация при комнатной температуре возникает сразу на ES1 переходе, а при более высоких уровнях накачки возникает двухуровневая генерация через переход ES2. Аппроксимация зависимости пороговых плотностей токов от диаметра микрорезонатора показывает, что при диаметре около 14 мкм потери для GS перехода сравниваются с насыщенным усилением на основном переходе КТ, из-за чего лазерная генерация на основном переходе в микродисках диаметром менее 14 мкм становится невозможной при комнатной температуре.

Таким образом, нами показана, в зависимости от температуры и диаметра микролазера, возможность реализации в микродисковых лазерах на основе КТ различных режимов генерации – через основной переход, через первый возбуждённый или двухуровневой генерации, что расширяет возможности кодирования информации с их помощью.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 22-72-10002, <https://rscf.ru/project/22-72-10002/>).

### Литература

1. А.Е. Zhukov et al. // *Semicond. Sci. Technol.* 2003. 18. 774–781.

# Обзор: Искусство нано- и микрофотоэлектроники для конгруэнтности базовых элементов при создании мозаичных фотоприемников сверхвысокой размерности и микротепловизоров в широком спектральном диапазоне видеосигналов

А.И. Козлов

Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН,  
Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева, 13  
тел: +7 (913) 762-65-90, эл. почта: aikozlov13@mail.ru.

DOI 10.34077/RCS2023-135

Фундаментальные и прикладные исследования можно представить, как тактические в ближнесрочной и стратегические в средне- и долгосрочной перспективе. Тактическим исследованиям присуще эволюционно-модернизационное развитие с целью получения конкретных продуктов и изделий. Тактические исследования носят отраслевой характер и создают условия для реализации стратегических исследований [1-15].

Стратегические исследования обеспечивают создание принципиально новых прорывных технологий на базе результатов фундаментальной науки, а в перспективе и смену технологического уклада с целью создания и развития новых технологий. В большинстве случаев стратегические исследования носят фундаментальный или фундаментально-прикладной характер. На начальном этапе конкретные изделия не прогнозируются, именно из-за фундаментальности исследований [11-15].

В перспективе стратегические исследования обеспечивают лидирующие позиции Российской Федерации в будущем мире [11-15]. Козлов Александр Иванович, к.т.н., и Харламов<sup>2)</sup> Алексей Георгиевич, к.ф.-м.н., проводят самостоятельные фундаментальные и прикладные исследования по наиболее перспективным направлениям, определяемым внутренней логикой развития науки и потребностью генерации новых научных знаний. <sup>2)</sup>Харламов Алексей Георгиевич - к.ф.-м.н., с.н.с., доцент, эксперт РАН [1-15].

Фундаментальные и прикладные исследования, которые можно представить, как тактические в ближнесрочной и стратегические в долгосрочной перспективе, обладают расширяющейся индустриальной сферой применения в передовых ИТ-производствах и научных исследованиях [6]. Фундаментальные результаты могут быть применены для создания многоспектральных и мозаичных фотоприемников сверхвысокой размерности, мозаичных излучателей, а также микрофототепловизоров [1-15].

Научные результаты представлены в виде концептуальных, технологических, аналитических.. обзоров, подготовлены на основе материалов исследований, проводимых в рамках инициативных, поисковых научно-исследовательских работ, в том числе за счёт финансовых средств научных сотрудников. Научные монографии предназначены для учёных, научных сотрудников и технических специалистов, занимающихся исследованием, разработкой и применением фотоприемников разных размерностей и микротепловизоров различных форматов и спектральных диапазонов [1-15].

## Литература

1. А. И. Козлов. Оптический журнал. 2010. Т.77, №7. С.19-29.
2. А.И.Козлов, А.Г.Клименко, В.Н.Овсюк и др. Оптический журнал. 2014. Т.81, №3. С.35-43.
3. А. И. Козлов и др. Оптический журнал. 2016. Т.83, №9. С.64-71.
4. А. Р. Новоселов. Автометрия. 2016. Т.52, №1. С.116-121.
5. А. И. Козлов, М. А. Демьяненко и др. Оптический журнал. 2017. Т.84, №9. С.59-65.
6. G.Aad, D.Abbott, J.Abdallah and ATLAS Collaboration. Eur. Phys. J.C. 2018. V.78, P.293-326.
7. А. И. Козлов, А. Р. Новоселов и др. Оптический журнал. 2018. Т.85, №2. С.60-66.
8. А. И. Козлов и др. Тез. докл. Росс. конф. "ПОЛУПРОВОДНИКИ-2019". Т.2, С.445, С.447.
9. А. И. Козлов и др. Оптический журнал. 2020. Т.87, №1. С.37-44.
10. А. И. Козлов, М. А. Демьяненко, В. Н. Овсюк и др. Патент РФ №2731460. Оpubл. 03.09.2020 г., Бюл. №25.
11. А. И. Козлов. Автометрия. 2021. Т.57, №5. С.111-118.
12. А. И. Козлов. Патент РФ №2765883. Оpubл. 04.02.2022г. Бюл. №4.
13. А. И. Козлов. Патент РФ №2766053. Оpubл. 07.02.2022г. Бюл. №4.
14. A.I.Kozlov, A.G.Kharlamov. Matching of NETD and congruence of UHD FPAs based on QWIP. Publ. 19<sup>th</sup>, reproс. - NSK. Publ.: A.I.Kozlov, 2023. - Eng. - 78p., il., ISBN: 978-5-6048119-8-6.
15. А. И. Козлов. Тез. докл. XXVI Междунар. конф. "ФОТОНИКА-2022". С.255-257.



# Разработка узкополосного пропускающего фильтра для импульсной терагерцовой спектроскопии

А.А. Рыбак<sup>1,2</sup>, С.А. Кузнецов<sup>1,2,3</sup>, Н.А. Николаев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, Пирогова, 1

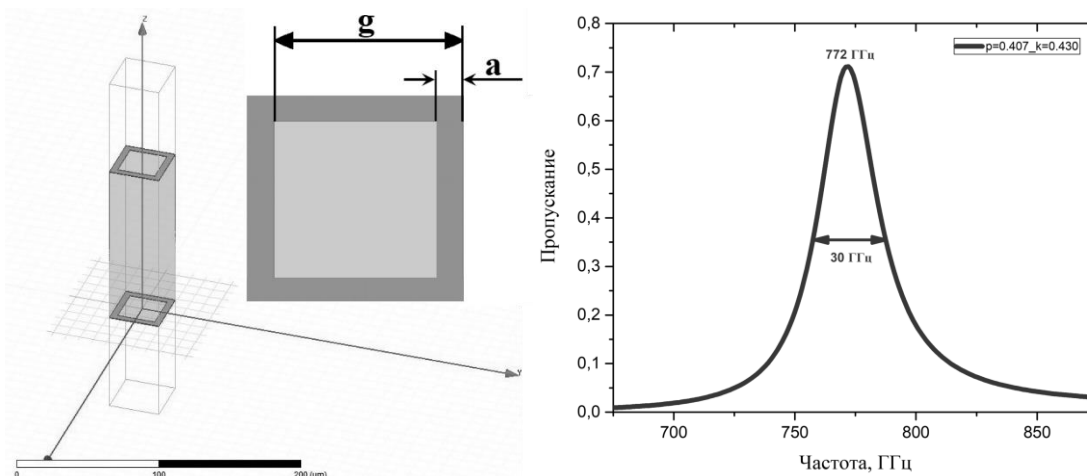
<sup>2</sup> Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, 630090, Коптюга 1

<sup>3</sup> Новосибирский филиал Института физики полупроводников им. Ржанова СО РАН, «КТИПМ», 630090, Лаврентьева 2/1

тел: +7 (913) 914-7781, эл. почта: [a.rybak1@g.nsu.ru](mailto:a.rybak1@g.nsu.ru)

DOI 10.34077/RCSP2023-136

В работе представлена разработка узкополосного (FWHM менее 4%) пропускающего фильтра Фабри-Перо (ФФП) для применения в импульсной терагерцовой спектроскопии (ИТС) для детектирования узкой полосы газа монооксида углерода. ФФП рассчитан и оптимизирован с использованием программы ANSYS® HFSS R19. Фундаментальный дизайн сетки основывается на геометрии квадратно-упакованных ячеек с квадратными отверстиями (рис., слева).



Имеющиеся образцы плёнок и близость этого значения к длине волны искомого резонанса ФФП ( $\lambda=372$  мкм) позволили принять толщину плёнки полипропилена около 120 мкм; алюминиевые сетки имеют толщину 0,4 мкм.

На первом этапе были выполнены расчеты для предварительных поисков для различных соотношений параметров  $a/g$  (на рисунке) от 0,1 до 0,8. Далее в среде Python был написан код для определения точных геометрических параметров элементарной ячейки, и для заданных значений были получены:  $a/g=0,430$  и  $p=0,407$ , где  $a=29,75$  мкм,  $g=108,63$  мкм.

В результате удалось добиться FWHM=3,8% при максимальном пропускании  $T_{\max}=70\%$ , что достаточно близко к требуемым характеристикам (рис. справа). Хотя полученная максимальная частота 772 ГГц ниже требуемой частоты 806 ГГц, это несоответствие компенсируется изменением угла падения излучения на структуру.

Образцы ФФП были созданы путём термического осаждения алюминия поверх полипропиленовых пленок на основе результатов моделирования. Эти ФФП измерялись на импульсном терагерцовом спектрометре при нормальном падении излучения и повороте по горизонтали от  $0^\circ$  до  $50^\circ$  с шагом  $5^\circ$ . При повороте на 20 градусов  $T_{\max}$  получено равным 801 ГГц, что является результатом, наиболее близким к требуемому значению (806 ГГц).

Результаты исследования показали достаточно хорошее соответствие между результатами моделирования и изготовленными образцами ФФП.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, грант № FSUS-2020-0029. Работа выполнена на базе оборудования ЦКП "ВТАН" НГУ.

## Разработка перспективных БИС считывания с аналого-цифровым преобразованием фотосигнала

Н.А. Ларионов, П.А. Кузнецов, Ю.А. Якимов, А.Н. Кузнецов  
АО «НПО «Орион», Москва, Россия, г. Москва, ул. Косинская, д.9  
тел.: +7 (499)374-94-00, эл. почта: orion@orion-ir.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-137

Большинство разработчиков сходятся во мнении, что одной из основных тенденций развития современной микрофотоелектроники является осуществление аналогово-цифрового преобразования (АЦП) фотосигнала и проведение первичной цифровой обработки на кристалле БИС считывания [1, 2, 3, 4].

Накопление и обработка фотосигнала в цифровом виде позволяют существенно повысить отношение сигнал-шум на выходе БИС считывания, расширить динамический диапазон ФПУ, устранить влияние помех при сопряжении ФПУ с дальнейшим электронным трактом, исключить внешние микросхемы АЦП из состава ФПУ.

В работе отмечен прогресс в создании БИС считывания для ИК ФПУ как для смотрящих матриц, так и для сканирующих с режимом ВЗН.

Рассмотрены основные схемы ячеек считывания с АЦП для «смотрящих» матриц длинноволнового ИК диапазона. Первая — широко известная ячейка с автосбросом, вторая — гибридный вариант ячейки считывания с АЦП, третья — с автосбросом заряда. Общим принципом функционирования таких ячеек считывания является генерация импульсов автосброса накопленного заряда с частотой, пропорциональной фототоку и подсчет количества этих импульсов (цифровое накопление). Проведен эксперимент, который сравнивает их параметры с уже применяемой аналоговой ячейки считывания [5].

Рассматриваются результаты разработки БИС считывания для сканирующих ИК МФПУ с цифровым режимом ВЗН. Приводятся результаты тестирования первой отечественной БИС считывания с режимом ВЗН формата 1024×10 и с шагом каналов 15 мкм, получены выходные цифровые сигналы в формате 12-ти битного последовательного кода.

### *Литература*

1. A. Rogalski Opto-Electronics Review 20, 279 (2012)
2. Ли И.И. // Успехи прикладной физики. 2014. Т.2. №4. С.409
3. Kenneth I. Schultz, Michael W. Kelly, Justin J. Baker et. al. // Lincoln laboratory journal. Vol. 20. No. 2. 2014
4. Omer Ceylan, Atia Shafique, Abdurrahman Burak et. al. // Infrared Physics & Technology 79 (2016). P.101–112.
5. П.А. Кузнецов, А.Н. Кузнецов, Ю.А. Якимов // Успехи прикладной физики. 2022. том 10. № 6. С. 577

## Проектирование легких и ультратонких III-V/Ge солнечных элементов для гибких панелей для космических и наземных применений

Н.А. Паханов<sup>1</sup>, М.З.Шварц<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург,194021, Политехническая,26  
тел. +7(952-940-1876), эл.почта:pakhanov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSPP2023-138

В настоящее время очевидна необходимость повышения энергомассовых характеристик солнечных батарей для космических аппаратов. Основными путями решения этой проблемы являются повышение эффективности и снижение веса солнечных элементов (СЭ). Практически все космические солнечные элементы изготавливаются на основе соединений III-V, с КПД достигающим в настоящее время 30 % (в следующем десятилетии ожидается 35 % [1]). Таким образом, существенно поднять мощность солнечных батарей (при сохранении веса) можно в основном за счет увеличения их площади и уменьшения толщины (веса) солнечных элементов. В настоящее время основным методом получения сверхтонких гибких III-V СЭ является технология Epitaxial Lift-Off (ELO) на III-V/GaAs гетероструктурах. Технология основана на отделении сверхтонкого эпитаксиального III-V слоя от подложки GaAs путем травления жертвенного слоя. Европейское космическое агентство (ЕКА) поддержало создание таких гибких и ультратонких солнечных элементов (проект ЕС ALFAMA [2]) на основе ELO технологии для обеспечения наилучшего отношения мощности к массе для будущих космических миссий. Результатом проекта является создание солнечных элементов GaInP/GaAs/GaInAs толщиной всего около 0,02 мм фирмами Azur Space в Германии и tf2\_devices в Нидерландах [3]. Данный метод сталкивается с рядом проблем, прежде всего длительным травлением в опасной HF кислоте, что требует специального оборудования, а также сложной обработки отделяемой ультратонкой III-V структуры. Кроме того, получение ультратонких СЭ технологией ELO возможно только на гетероструктурах III-V/GaAs с обратной архитектурой т.е. выращенных специальным инвертированным метаморфным ростом.

В данной работе предложен и продемонстрирован простой метод создания легких и гибких солнечных элементов на тонкой, гибкой подложке на массово производимых гетероструктурах InGaP/GaAs/Ge толщиной также до 0,02 мм. В основе метода лежит использование удобного временного технологического носителя (ТН)-REVALPHA. Через все критические технологические операции образец проходит на этом едином ТН, в том числе утоняется (травится Ge p-n переход) без разрушения. Это позволяет получать сверхтонкие СЭ на любых гетероструктурах III-V/Ge. Возможность надежного переноса утоненных СЭ (удерживаемых носителем) на новую тонкую и гибкую подложку (без дополнительных укрепляющих слоев) позволяет предложить архитектуру и технологию сборки гибкого купона на тонком каптоновом носителе из сверхтонких солнечных элементов III-V/Ge с очень малым весом. Метод позволяет без существенных дополнительных затрат освоить производство сверхтонких СЭ и купонов на их основе на любых III-V/Ge гетероструктурах предложенным способом. Производители серийных ГС III-V/Ge могут изготавливать утоненные СЭ по стандартной технологии, только добавив химическое травление гетероструктур на ТН-REVALPHA и переноса напыления тыльных контактов на конец процесса, не меняя последовательности других операций.

При дальнейшей (малозатратной) разработке такие гибкие, сверхлегкие СЭ на III-V/Ge могут применяться для уменьшения веса солнечных батарей с традиционными типами каркасов. Особенно перспективно их использование в современных развертываемых солнечных батареях типа ROSA, а также летающих квазиспутниковых платформах HAPS (High Altitude Pseudo-Satellite platform и "солнечных" самолетах типа PHASA-35-HALE UAV (high-altitude long-endurance unmanned aerial vehicle) вместо дорогих СЭ на гетероструктурах ELO- GaInP/GaAs/GaInAs.

### Литература

1. N.A.Pakhanov, V.M.Andreev, M.Z.Shvarts, O.P. Pchelyakov. State-of-the-art Architectures and Technologies of High-Efficiency Solar Cells Based on III-V Heterostructures for Space and Terrestrial Applications. *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing*, 2018, vol.54, pp.187–202, doi: 10.3103/S8756699018020115
2. Проект Алфамы. [В сети]. <http://www.alfamaproject.eu/>
3. [https://www.esa.int/ESA\\_Multimedia/Images/2020/03/Bendy\\_ultra-thin\\_solar\\_cell](https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2020/03/Bendy_ultra-thin_solar_cell)

## Особенности распространения потоков оптического излучения в световодных структурах

В.К. Егоров<sup>1</sup>, Е.В. Егоров<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> *Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка  
142432, ул. академика Осипьяна 6*

<sup>2</sup> *Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 141190, пл.  
Введенского 1  
тел: +7 (985) 114-2724, эл. почта: egorov@iptm.ru*

DOI 10.34077/RCSP2023-139

В работе рассматриваются принципиальные возможности распространения квазимонохроматических потоков оптического излучения в плоских протяжённых световодных структурах. Проанализированы особенности распространения таких потоков в планарных трёхслойных световодах в рамках механизма многократного последовательного полного внутреннего отражения, составляющего, наряду с механизмом свободного распространения излучения, общепринятую базу для описания функционирования оптических световодных структур - волокон [1,2]. Показано, что общепринятая парадигма такого описания игнорирует фундаментальное явление взаимодействия радиационных потоков с материалом - интерференцию падающего и отражённого потоков, формирующую в стационарных условиях образование интерференционной области стоячей радиационной волны, впервые экспериментально зарегистрированное проф. Вайнером в 1890 году при исследовании особенностей зеркального отражения света [3]. На основании концепции пространственной когерентности света [4] сделаны оценки размеров интерференционной области в условиях полного внутреннего отражения светового потока, которые показали, что её продольный и поперечный размеры определяются половиной длины когерентности светового излучения. В условиях учёта появления областей интерференции показано, что трёхслойная плоская протяжённая структура может транспортировать поток не только в рамках механизма многократного полного внутреннего отражения (ПВО), но и в условиях реализации ранее не обсуждавшегося механизма распространения радиационных потоков. Оказалось, что механизм ПВО возможен, когда толщина световодной сердцевины трёхслойной световодной структуры больше поперечного размера областей интерференции, возникающих при ПВО транспортируемого потока. В противном случае локальные интерференционные области сливаются, образуя однородное интерференционное поле стоячей оптической волны во всём объёме световодного слоя, реализуя распространение потока в соответствии с волноводно-резонансным механизмом. Сравнение толщины световодных каналов оптических волокон, составляющих доли миллиметров и длину когерентности лазерных источников оптического излучения, исчисляющуюся десятками и сотнями метров, приходится признать, что общепринятая парадигма функционирования волокон является ошибочной и требует пересмотра.

### *Литература*

1. A.W. Snyder, J.D. Love. Optical Waveguide Theory. London: Chap. Hill Press, 1983. 652 p.
2. S. Kumar, M.J. Deen. Fiber optic communication, fundamentals and application. Chichester: Willey, 2014. 573 p.
3. O. Wiener // Wild. Ann. 1890. v.40. P. 203-243.
4. L. Mandel, E. Wolf. Optical coherence and quantum optics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995. 631 p.

## Расчет энергетических барьеров диффузии атомов As и P в InP и InAs

И.А. Александров, К.С. Журавлев

Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова СО РАН,

Новосибирск, 630090, пр. ак. Лаврентьева, 13

тел.: +7 (383) 330-4475, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: alexandrov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-140

Гетероструктуры на основе соединений  $A_3B_5$ , согласованные по параметру решетки с подложкой InP, перспективны для создания оптоэлектронных приборов спектрального диапазона 1.3-1.6 мкм: полупроводниковых лазеров, фотоприемников, однофотонных излучателей и фотонных интегральных схем. Диффузия атомов – фундаментально важный процесс для технологии изготовления полупроводниковых структур. Диффузия атомов в гетероструктурах влияет на резкость профиля состава на гетерограницах, поэтому её необходимо учитывать при расчете параметров приборных структур и при выборе режимов роста гетероструктур и изготовления приборов. Развитие методов расчетов из первых принципов даёт возможность рассчитывать энергетические барьеры диффузии атомов. Из соединений  $A_3B_5$  со структурой сфалерита процессы диффузии наиболее изучены в арсениде галлия [1, 2], процессы диффузии в InP и InAs менее исследованы теоретически. Известны расчеты энергетической структуры дефектов в InP [3-5], расчеты миграционных барьеров диффузии Zn в InP [6].

В настоящей работе проведены расчёты энергий миграционных барьеров и миграционных траекторий для вакансионного и междоузельного механизма диффузии атомов As и P в InP и InAs, энергий формирования вакансий фосфора в InP, вакансий мышьяка в InAs и междоузельных атомов As и P в InP и InAs, проведена оценка энергии активации и предэкспоненциального фактора для коэффициентов диффузии As и P в InP и InAs. Основное внимание уделялось вакансионному и междоузельному механизмам диффузии. Расчеты энергий формирования вакансий в InP и InAs проводились с использованием методов теории функционала плотности. Энергии миграционных барьеров и миграционные траектории рассчитывались методом упругой ленты с забирающимся изображением в приближении обобщенного градиента с функционалом PBE.

По результатам расчета с гибридным функционалом HSE термодинамически стабильными для  $V_P$  в InP являются зарядовые состояния +3, +1 и -1, а для  $V_{As}$  в InAs – зарядовые состояния +3 и +1. При этом атомная конфигурация  $V_P$  в зарядовых состояниях +3 и +1 имеет симметрию  $T_d$ , а для зарядового состояния -1 – симметрию  $D_{2d}$ . Атомная конфигурация  $V_{As}$  в InAs в зарядовых состояниях +3 и +1 имеет симметрию  $T_d$ . Термодинамически стабильными для междоузельных атомов As и P в InP и InAs являются зарядовые состояния +2, +1 и 0. Для междоузельного атома  $As_i$  в InP в нейтральном зарядовом состоянии наиболее энергетически выгодным является положение расщепленного междоузлия в подрешетке атомов P с симметрией  $C_s$  и направлением связи между атомами P и As близким к направлению [110]. В зарядовом состоянии +1 наиболее энергетически выгодным является положение расщепленного междоузлия в подрешетке атомов In с симметрией  $C_s$  и направлением связи между атомами In и As под углом около  $19^\circ$  к направлению [001]. В зарядовом состоянии +2 наиболее энергетически выгодным является положение с симметрией  $C_{3v}$ , в котором атом As сдвинут в направлении [111] относительно тетраэдрического междоузлия в подрешетке P. Междоузельные атомы  $As_i$  и  $P_i$  в InAs, а также  $P_i$  в InP имеют те же типы симметрии и близкие к  $As_i$  в InP атомные конфигурации. Для вакансионного механизма диффузии энергии миграционных барьеров As в InP составляют 1.45–1.89 эВ для различных зарядовых состояний. Энергии миграционных барьеров для P в InP составляют 1.73–1.93 эВ, для As в InAs 1.51–1.63 эВ, и для P в InAs 1.79–1.93 эВ, для различных зарядовых состояний вакансий. Энергии миграционных барьеров междоузельных атомов As и P в InP и InAs составляют 0.19–0.78 эВ для различных зарядовых состояний и типов миграционных переходов.

### Литература

1. F. El-Mellouhi, N. Mousseau // Phys. Rev. B. 2006. V. 74, P. 205207.
2. A. F. Wright, N. A. Modine // J. Appl. Phys. 2016. V. 120, P. 215705.
3. R. Mishra et al. // Journal of Materials Science. 2012. V. 47, P. 7482.
4. H. A. Tahini et al. // J. Appl. Phys. 2013. V. 114, P. 063517.
5. A. Chronos et al. // J. Appl. Phys. 2014. V. 116, P. 023505.
6. A. Hoglund et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 77, P. 113201.

## Развитие методов спектральной фильтрации терагерцового излучения с использованием технологий частотно-избирательных поверхностей

С.А. Кузнецов<sup>1,2</sup>, А.В. Гельфанд<sup>1</sup>, В.Н. Федоринин<sup>1</sup>, А.В. Аржанников<sup>2,3</sup>, П.А. Лазорский<sup>1</sup>,  
Н.А. Николаев<sup>2,4</sup>, А.А. Рыбак<sup>2,4</sup>, А.Н. Генцелев<sup>3</sup>, В.П. Бессмельцев<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Филиал Института физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН "КТИПМ", Новосибирск,  
630090, пр. Академика Лаврентьева, 2/1

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

<sup>3</sup> Институт ядерной физики им. Г.И.Будкера СО РАН, Новосибирск,  
630090, пр. Академика Лаврентьева, 11

<sup>4</sup> Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск,  
630090, пр. Академика Коптюга, 1

тел.: +7 (383) 363-42-95, эл. почта: sakuznetsov@nsu.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-141

Частотная фильтрация квазиоптических пучков излучения или выделение заданных спектральных поддиапазонов является актуальной задачей терагерцовой фотоники. Данная задача востребована как в космических, так и в наземных исследованиях: при изучении спектров ТГц излучения широкополосных источников (например, плазменных устройств или синхротронов, работающих в режиме усиленной ТГц генерации); для устранения нежелательных частотных гармоник в спектрах твердотельных излучателей, квантово-каскадных лазеров или лазеров на свободных электронах; при подавлении нежелательных спектральных компонент излучения, насыщающих ТГц детекторы и т.п.

Задачи спектральной селекции ТГц излучения наиболее эффективно решаются посредством планарных метало-диэлектрических микроструктур субволновой топологии, известных в технике СВЧ-антенн как частотно-избирательные поверхности (ЧИП), а в технологии метаматериалов как метаповерхности (МП). ЧИП/МП представляют собой однослойные или многослойные экраны, как правило, с регулярно-периодическим металлическим рисунком из микроячеек с размером меньше или много меньше характерной рабочей длины волны.

В настоящем докладе освещается прогресс в экспериментальных разработках терагерцовых ЧИП/МП-фильтров на область 0.05-5 ТГц, достигнутый в Новосибирском научном центре в течение последних нескольких лет. Рассмотрены фильтры различных типов: фильтры высоких и низких частот, полосовые пропускающие фильтры. Разработанные устройства отличаются низкими (типично <10%) диссипационными потерями в рабочем спектральном интервале, и высоким внеполосовым контрастом (30-70 дБ). Для полосовых фильтров представлены новые конфигурационные решения на основе эталонов Фабри-Перо для достижения спектральной полосы селекции 3-5%, а также фильтры с механически перестраиваемой шириной полосы пропускания на основе 3х-сеточных анизотропных ЧИП. Кроме того, представлен полосовой фильтр оригинального дизайна на 0,65 ТГц на основе двух пространственно-разнесенных конфокальных GRIN-структур, реализованных на базе высокоаспектных ЧИП.

Обсуждаются примеры использования фильтров в различных ТГц экспериментах, а также особенности производства ЧИП/МП посредством различных технологий: контактной фотолитографии, гальванопластики, глубокой рентгеновской литографии, микроструктурирования фемтосекундными лазерными импульсами, прецизионной 3D-печати, термопрессования.

Отмечено, что разработанные устройства являются лучшими на рынке российских ТГц технологий.

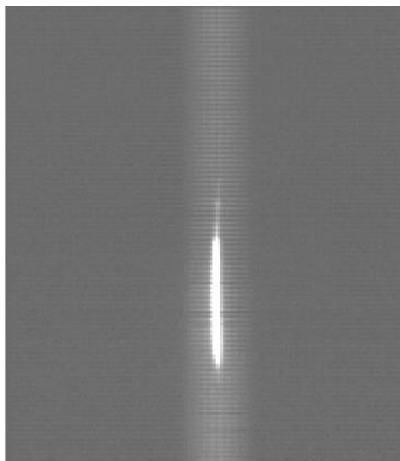
Авторы выражают признательность центрам коллективного пользования ЦКП «ВТАН» НГУ, ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН, а также ЦКП «Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения» ИЯФ СО РАН за инструментальную и технологическую поддержку.

## Применение сеточных диодов с плавающим потенциалом в линейчатом КРТ-фотоприемнике для улучшения разрешения

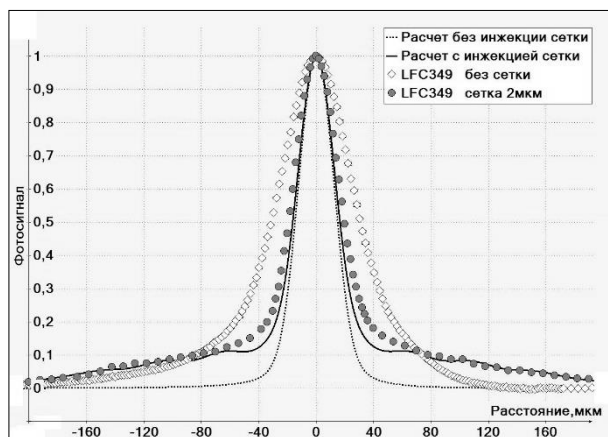
В.В. Васильев, А.В. Вишняков, Г.Ю. Сидоров, В.А. Стучинский  
Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск,  
630090, просп. Ак. Лаврентьева, 13  
тел: +7 (812) 247-2245, факс: +7 (812) 247-1017, эл. почта: vishn@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-142

Одним из способов улучшить пространственное разрешение КРТ фотоприемных устройств (ФПУ) является создание диодной сетки ограничивающей площадь фоточувствительной поверхности пикселей. Протяженный диод сетки является стоком для фотоносителей. При этом нет принципиальной разницы смещен ли диод сетки в обратном направлении или нет, однако необходимо обеспечить отток поглощенных диодом фотоносителей, так как в отсутствие их стока р-п переход будет смещаться в прямом направлении, что приводит к обратной инжекции носителей из диода, то есть диод перестает поглощать фотоносители. При проведении металлических шин между пикселями заземляющими диодную сетку возникает проблема возможных коротких замыканий между индиевыми пиксельными столбиками и этими заземляющими шинами, так как расстояния между ними малы. Поэтому привлекательным выглядит решение провести имплантацию сеточного диода через диэлектрик без его вскрытия и без нанесения заземляющих шин. Предполагается, что отток фотоносителей с сеточного диода будет происходить через дефекты очень вероятно имеющиеся на диоде большой площади.



Для улучшения разрешения линейчатого КРТ ФПУ нами была изготовлена тестовая линейка СВИК диапазона с описанной диодной сеткой без заземляющих шин. Рабочая температура 110К, длина диффузии носителей 43мкм. Измерялись профили сканирования сфокусированным на поверхности линейчатого ФПУ узким изображением выходной щели монохроматора, изображение показано на первом рисунке. Как видно, вокруг изображения щели (яркая узкая короткая полоска) возникает вертикальная полоса подсветки (более темная полоса), связанная с нежелательным влиянием сетки. При подсветке сеточный диод смещается положительно и инжектирует в пленку дополнительные носители которые поглощаются рабочими диодами, в результате возникает подсвеченная "подкладка". Полуширина полосы подсветки примерно равна полной ширине канала из четырех пикселей  $4 \times 43 \text{ мкм} \sim 170 \text{ мкм}$ .



диодов в максимуме, соответственно высота "подкладки" составляет примерно  $2 \times 1/20 = 0.1$  от максимума сигнала.

Измеренная NEDT на линейках составила (время накопления 20мкс):

28мК без сетки; 30..35мК для сетки шириной 2мкм; 30..50мК для сетки шириной 16мкм.

## Состояние исследований в области создания униполярных барьерных структур МЛЭ n-HgCdTe со сверхрешётками в качестве барьера

А.В. Войцеховский<sup>1</sup>, С.М. Дзядух<sup>1</sup>, Д.И. Горн<sup>1</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>1,2</sup>, С.А. Дворецкий<sup>1,2</sup>, Г.Ю. Сидоров<sup>2</sup>

<sup>1</sup> ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

<sup>2</sup> ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13

тел: +7 (913) 101-00 77, эл. почта: vav43@mail.tsu.ru

DOI 10.34077/RCS2023-143

Несмотря на незначительное число работ, посвящённых исследованию применения сверхрешётчатых (СР) структур в качестве барьерного слоя nВn-структур на основе HgCdTe (КРТ), выращенного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), можно заключить, что перспектива создания барьера на основе СР, эффективно блокирующего ток электронов и не препятствующая протеканию дырочного тока, является теоретически обоснованной.

Впервые использовать СР в качестве барьерного слоя для устранения энергетического барьера для неосновных носителей заряда было предложено в 2015 году [1], где были проведены теоретические расчёты энергетических диаграмм MWIR- и LWIR-структур со СР HgTe/Hg<sub>0.05</sub>Cd<sub>0.95</sub>Te в качестве барьера. Было продемонстрировано, что варьирование толщины квантовых ям СР позволяет управлять положениями краёв энергетических зон в барьере и свести к минимуму величину разрывов зон на границах барьерного слоя. Эти исследования были продолжены в работах [2, 3], в которых исследовались структуры со СР HgTe (2,5 нм) /CdTe (9 нм). Исследования структур со СР носили в основном теоретический характер, что связано с тем, что применяемая данной группой технология МOCVD не обеспечивает изготовление таких структур. Только в одной работе [2] авторы приводят результаты измерения темнового тока структуры со СР HgTe/CdTe в качестве барьерного слоя. Экспериментальная структура была выращена методом МЛЭ в The University of Western Australia. Авторы отмечают перспективность использования СР в качестве барьера в nВn-структурах на основе КРТ.

Развитие концепции применения СР в nВn-структурах на основе HgCdTe проведено в теоретических работах [4, 5, 6]. В работе [4] приводится серия квантово-механических расчётов энергетических спектров СР HgTe/CdTe, на основании которых проводится её оптимизация. Оптимальной с точки зрения авторов является СР с толщиной барьеров из CdTe 1.3 нм, толщиной ям из HgTe 3.7 нм и количеством периодов более 12. Работы этой группы носят исключительно теоретический характер, и экспериментальных данных в их публикациях не приводилось.

В работе [7] на базе ИФП СО РАН была изготовлена тестовая барьерная гетероструктура со СР из 18 периодов Hg<sub>0.20</sub>Cd<sub>0.80</sub>Te(9 нм)-HgTe(2 нм) и проведён её анализ методом спектроскопии адмиттанса, в том числе в конфигурации металл-диэлектрик-полупроводник (МДП). Анализ темновых ВАХ показал, что темновой ток в данной структуре ограничен током поверхностной утечки. При этом другой исследованный образец, имевший однородный широкозонный барьер с составом 0,84 мол. дол., продемонстрировал существенно меньшие значения темнового тока, поскольку, как показал анализ характеристик МДП-структуры на его основе, в нём объёмная компонента тока превалирует над поверхностной. Данный факт наглядно демонстрирует необходимость решения проблемы эффективной пассивации поверхности подобных структур.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-62-10021, <https://rscf.ru/project/23-62-10021/>.

### Литература

1. М. Копытко at al. // Journal of Electronic Materials. 2015. Vol. 44, No. 1. P. 158-166.
2. D. Benyahia at al. // Opt Quant Electron. 2016. Vol. 48:215 (8 pp.).
3. J. Benyaya at al. // IEEE Xplore, 2015 International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD). 2015. DOI: 10.1109/NUSOD.2015.7292881.
4. N.D. Akhavan at al. // IEEE Transactions On Electron Devices. 2018. Vol. 65, No. 2. P. 591-598.
5. N. D. Akhavan at al. // IEEE Xplore. 2016 International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD). 2016. DOI: 10.1109/NUSOD.2016.7547060.
6. N.D. Akhavan at al. // IEEE Transactions On Electron Devices. 2016. Vol. 63, No. 12. P. 4811-4818.
7. I.I. Izhnin, A.V. Voitsekhovskii at al. // Applied Nanoscience. 2020. Vol. 10. P. 4571-4576.



# Эвристическая формула для оценки латеральной эффективной длины диффузии фотогенерированных носителей заряда от линейного пятна засветки в фотоприёмных КРТ-матрицах

А.В. Вишняков, В.А. Стучинский, В.В. Васильев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск,  
630090, просп. Ак. Лаврентьева, 13

тел: +7 (383) 330-4968, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: stuchin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-144

Знание величин длин диффузии фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ) в фотоприёмных матрицах на основе материала кадмий-ртуть-теллур (КРТ) в разных режимах работы важно как для анализа фотоэлектрических процессов в фотоприёмных приборных структурах, так и для понимания того, какие факторы и каким образом определяют значения характеристик соответствующих фотоприёмных устройств (см., например, [1]). Одним из относящихся сюда вопросов является вопрос о значении эффективной длины диффузии ФНЗ  $l_{d\text{ eff}}$ , реализующейся в таких матрицах в нормальном режиме их работы с обратносмещенными диодами, действующими как сток для неравновесных носителей заряда. В настоящей работе предложена полуэмпирическая формула для оценки длины  $l_{d\text{ eff}}$  из геометрических параметров матрицы и величины объемной длины диффузии ФНЗ в материале абсорбера  $l_d$ .

Вывод формулы заключается в представлении миграции ФНЗ из линейного пятна засветки как процесса диффузии, включающего два параллельных независимых процесса: (1) миграцию ФНЗ по слою абсорбера с захватом на центры рекомбинации в фоточувствительной пленке матрицы и (2) стекание ФНЗ на  $n$ -области диодов (в матрицах с архитектурой  $n$ -на- $p$ ). Поперечное сечение доступной для диффузии ФНЗ области абсорбера в пределах одного периода матрицы показано на рисунке. Таковую структуру облако диффундирующих частиц “видит” перед собой, распространяясь в сторону от пятна засветки. В качестве приближения считалось, что наличие зазоров между диодами на направлении распространения частиц мало сказывается на распределении их концентрации в этом направлении по сравнению со случаем отсутствия таких зазоров. Это приближение выполняется для случая не слишком малых фотодиодов матрицы.

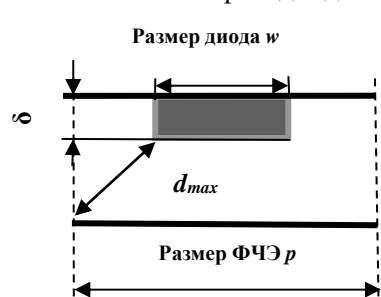


Рис. Поперечное сечение одного периода матрицы. Серым цветом выделена  $n$ -область диода.

Искомая формула для длины  $l_{d\text{ eff}}$  следует из одномерного диффузионного уравнения для полного числа частиц, распространяющихся в сторону от пятна засветки в поперечном сечении матрицы в пределах одного её периода. Поток фотоэлектронов на диод определяется толщиной слоя абсорбера под  $n$ -областью диода  $d$  [1]. В качестве приближения можно принять, что плотности диффузионных токов фотоэлектронов на дно и боковые стенки  $n$ -областей диодов одинаковы. После добавления вероятности рекомбинации на центрах в абсорбере возникает следующая эвристическая формула для оценки длины  $l_{d\text{ eff}}$ :

$$\frac{1}{l_{d\text{ eff}}^2} = \frac{1}{l_d^2} + \left[ \frac{\pi}{2d_{\text{max}}} \right]^2 \times \frac{(w + 2\delta)}{p} \quad (1)$$

Здесь  $w$  – размер диодов,  $\delta$  – заглубление диодов в матрицу, а  $p$  – период матрицы. Для верификации формулы использовались результаты расчетов методом Монте-Карло функции рассеяния линии (ФРЛ) матриц с различными значениями геометрических параметров (длины  $l_{d\text{ eff}}$  могут быть определены из наклона хвостов ФРЛ на полулогарифмическом графике этой функции). Было получено, что наилучшее совпадение между результатом формулы (1) и “точным” расчетом методом Монте-Карло достигается при выборе в качестве  $d$  указанного на рисунке размера  $d_{\text{max}}$ , который определяет скорость спадания самой медленной компоненты пространственного Фурье-разложения распределения концентрации ФНЗ в сечении матрицы.

Полученная формула (1) может найти применение при характеристике фотоприёмных матриц оптическими средствами, а также при разработке приближенных моделей для вычисления частотно-контрастных характеристик матриц [2].

## Литература

1. Vishnyakov A.V., et al. // J. Appl. Phys. 2015. Vol. 118, No. 12. P. 124508-(1-9).
2. Martineau L., Rubaldo L., Chabuel F., et al. // Proc. SPIE. 2013. Vol. 8889. P. 88891B-1.

# Частотно-контрастная характеристика и эффективная длина диффузии фотогенерированных носителей заряда в фотоприемных КРТ-матрицах с разными значениями геометрических параметров

В.А. Стучинский, А.В. Вишняков, В.В. Васильев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова, Новосибирск,  
630090, просп. Ак. Лаврентьева, 13

тел: +7 (383) 330-4968, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: stuchin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-145

С применением метода Монте-Карло для моделирования процесса диффузии изучено влияние геометрических параметров фотоприемных КРТ-матриц (размера диода  $s$  и толщины слоя абсорбера под диодом  $d$ ) на характеристики, определяющие разрешение таких матриц, а именно: их частотно-контрастную характеристику (ЧКХ или МТФ (Modulation Transfer Function (англ.))) и величину латеральной эффективной длины диффузии фотогенерированных носителей заряда (ФНЗ) в слое абсорбера ( $l_{d\text{eff}}$ ). Искомые характеристики были получены из предварительно рассчитанных функций рассеяния линии (ФРЛ) матриц: ЧКХ – как Фурье-образ ФРЛ, а длины диффузии  $l_{d\text{eff}}$  – из наклона “хвостов” этих функций. В расчетах рассматривались матрицы с периодом 15 мкм, заглублением диодов в абсорбер 2 мкм, и длиной поглощения излучения в абсорбере 1 мкм. Вычислительный алгоритм описан в [1]. Полученные зависимости представлены на рисунках 1-4. Получено, что при выбранном значении объемной длины диффузии ФНЗ в материале абсорбера ( $l_d=20$  мкм) разрешение матриц улучшается с уменьшением толщины слоя абсорбера  $l_{d\text{eff}}$  и с увеличением размера фотодиодов  $s$ . Дано объяснение полученным зависимостям.

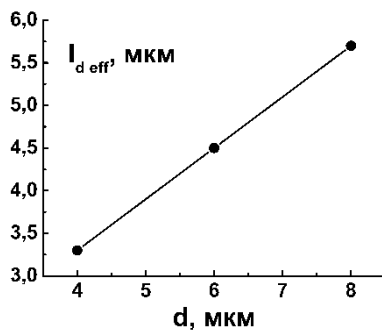


Рис. 1. Зависимость длины  $l_{d\text{eff}}$  от толщины слоя абсорбера под диодом  $d$  в матрице с размером диодов  $9 \times 9$  мкм.

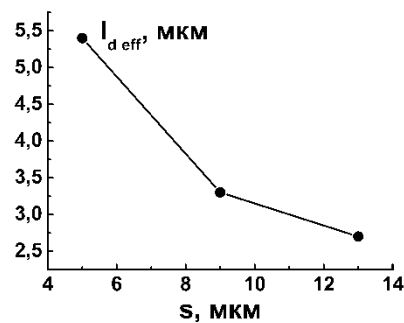


Рис. 2. Зависимость длины  $l_{d\text{eff}}$  от размера диода  $s$  в матрице с толщиной слоя абсорбера под диодом  $d=4$  мкм.

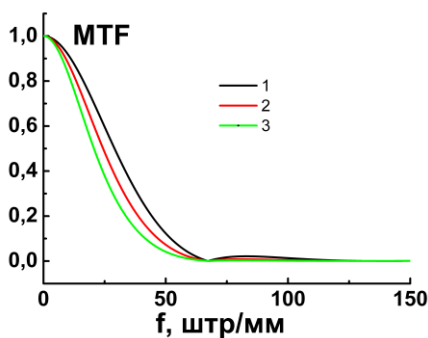


Рис. 3. ЧКХ фотоприемных матриц с размером диодов  $s=9 \times 9$  мкм и разной толщиной слоя абсорбера под диодами:  $d=4, 6$  и  $8$  мкм (кривые 1, 2 и 3, соответственно).

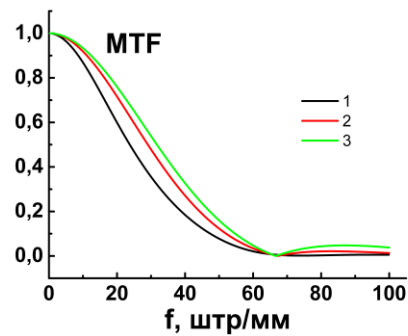


Рис. 4. ЧКХ фотоприемных матриц с толщиной слоя абсорбера под диодами  $d=4$  мкм и разными размерами диодов:  $s=5 \times 5, 9 \times 9$  и  $13 \times 13$  мкм (кривые 1, 2 и 3, соответственно).

## Литература

1. Стучинский В.А., Вишняков А.В. // Труды XXV Межд. научно-технической конференции и школы по фотоэлектронике и приборам ночного видения в 2-х томах, том 2, Москва: АО «НПО «Орион», 2018. – М.: Издательство «ОФСЕТ МОСКВА», С. 430-433.

## Энергетическая диаграмма $\text{Na}_2\text{KSb}$ и $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$ фотокатодов

В.В. Бакин<sup>1</sup>, С.А. Рожков<sup>1,2</sup>, В.С. Русецкий<sup>1,3</sup>, Д.А. Кустов<sup>1</sup>, В.А. Голяшов<sup>1,2</sup>, А.Ю. Демин<sup>3</sup>,  
Г.Э. Шайблер<sup>1,2,3</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

<sup>3</sup> ЗАО «ЭКРАН ФЭП», Новосибирск, 630060, ул. Зеленая Горка, 1

тел: +7 (383) 330-9874, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: bakin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-146

Фотокатоды на основе соединений сурьмы и щелочных металлов являются перспективными источниками электронов для фотоинжекторов. По сравнению с широко используемыми III-V фотокатодами на основе GaAs мультищелочные фотокатоды (МФ) обладают повышенной стабильностью фотоэмиссионных свойств при сравнимой величине средней поперечной кинетической энергии электронов [1]. Ранее нами было показано [2], что МФ обладают потенциалом для применения в качестве источников спин-поляризованных электронов. Для детального понимания механизма возникновения спиновой поляризации и оптимизации её величины информация об энергетической диаграмме фотокатода является критически важной. На сегодняшний день нет единого мнения о строении энергетической диаграммы  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатода: в литературе указывается различное значение ширины запрещенной зоны  $\text{Na}_2\text{KSb}$  от 1 эВ [3] до 1.4 эВ [4]. Соответственно неизвестно, каким эффективным электронным средством обладает поверхность фотокатода: положительным [3] или отрицательным [4]. В данной работе были исследованы фотоэмиссионные и оптические свойства как  $\text{Na}_2\text{KSb}$  фотокатодов, так и  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатодов, которые способны эмитировать спин-поляризованные электроны.

При изготовлении МФ активный слой  $\text{Na}_2\text{KSb}$  толщиной около 120 нм выращивался на плоском стекле в сверхвысоком вакууме. Для изготовления  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатодов наносился дополнительный слой  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  толщиной ~ 3 нм. Для измерений использовался вакуумный фотодиод, в котором фотокатод и плоский полупрозрачный анод диаметрами 20 мм были герметично закреплены параллельно друг другу на расстоянии около 1 мм. Однородное тормозящее электрическое поле фотодиода позволяло проводить селекцию эмитированных фотоэлектронов по компоненте скорости, направленной по нормали к поверхности фотокатода, и, соответственно, использовать фотодиод в качестве анализатора энергий. Были измерены спектры квантовой эффективности, фотолюминесценции и энергетические распределения эмитированных фотоэлектронов. Измерение спектров пропускания и отражения позволило определить спектр поглощения света в  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатоде.

Спектры квантовой эффективности  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  и  $\text{Na}_2\text{KSb}$  фотокатодов представлены на рисунке. Видно, что оба спектра имеют порог около 1.4 эВ, следовательно, он соответствует порогу прямых межзонных переходов в  $\text{Na}_2\text{KSb}$  слое. Пик спектра фотолюминесценции и порог спектра поглощения находятся в той же спектральной области, откуда следует, что ширина запрещенной зоны  $\text{Na}_2\text{KSb}$  равна  $1.40 \pm 0.05$  эВ в согласии с [4]. Из рисунка видно, что спектр  $\text{Na}_2\text{KSb}$  фотокатода обладает вторым порогом в диапазоне энергий 1.7 ÷ 1.9 эВ. Наличие второго порога и анализ энергораспределений фотоэлектронов показали, что  $\text{Na}_2\text{KSb}$  фотокатод обладает положительным эффективным электронным средством с величиной около 0.4 эВ. Спектр квантовой эффективности  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатода имеет только один порог, положение которого совпадает с порогом межзонных переходов в  $\text{Na}_2\text{KSb}$  слое, откуда следует, что  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатод обладает отрицательным эффективным электронным средством в соответствии с [4].

### Литература

1. B. Dunham et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V.102, no.3. P.034105.
2. V.S. Rusetsky et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. V.129, no.16. P.166802.
3. L. Cultrera et al. // Appl. Phys. Lett. 2016. V.108, no.13. P.134105.
4. V.P. Beguchehev et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1993. V.26, no.9. P.1499.

# Тонкая структура энергетических распределений фотоэлектронов, эмитированных полупрозрачным p-GaAs(Cs,O) – фотокатодом

В.В. Бакин<sup>1</sup>, С.Н. Косолюбов<sup>1</sup>, Г.Э. Шайблер<sup>1,2</sup>, С.А. Рожков<sup>1,2</sup>, А.С. Терехов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2  
тел: +7 (383) 330-9874, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: bakin@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-147

Ранее было установлено [1], что в энергетических распределениях фотоэлектронов ( $n_e(\epsilon_{\text{ion}})$ ), эмитированных из p-GaAs(Cs,O) - фотокатода при криогенных температурах, наблюдается узкий пик ( $I^*$ ) и его фононные повторения. В работе [1] данный пик был объяснён выходом в вакуум фотоэлектронов из верхней зоны размерного квантования, расположенной в приповерхностной области изгиба зон p-GaAs. Но так как энергетический интервал между дном верхней зоны размерного квантования и дном зоны проводимости в объёме p-GaAs ( $\Delta\epsilon$ ) был сравним с погрешностью определения энергетического положения пика  $I^*$ , мы не смогли опровергнуть альтернативную модель формирования данного пика. В рамках альтернативной модели, предполагается, что пик в  $n_e(\epsilon_{\text{ion}})$  сформирован электронами термализованными на дно зоны проводимости и вышедшими в вакуум без рассеяния – в “баллистическом режиме”.

В данной работе были проведены эксперименты, позволившие нам определить, какая из этих двух моделей является адекватной. В частности, при температуре  $T \sim 80\text{K}$  была измерена зависимость  $n_e(\epsilon_{\text{ion}})$  для сильнолегированного p-GaAs(Cs,O) – фотокатода ( $N_a \sim 2 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ). Согласно расчётам [2] при таком уровне легирования в приповерхностной области изгиба зон p-GaAs существует единственная зона размерного квантования, лежащая значительно ниже дна зоны проводимости в объёме p-GaAs ( $\Delta\epsilon \sim 100 \text{ мэВ}$ ). Измерения на данном фотокатодом показали, что положение пика  $I^*$  с погрешностью  $\pm 10 \text{ мэВ}$  совпадает с положением дна зоны проводимости в объёме p-GaAs, что противоречит модели эмиссии из квантоворазмерной приповерхностной зоны.

Так же, в рамках данной работы была изучена эволюция распределений  $n_e(\epsilon_{\text{ion}})$  при энергиях фотонов ( $\hbar\omega$ ) вблизи ширины запрещённой зоны ( $\epsilon_g$ ) p-GaAs. Эксперименты проводились при  $T = 4.2 \text{ K}$ , при которой тепловое уширение спектра межзонного поглощения света в сильнолегированном p-GaAs и спектров  $n_e(\epsilon_{\text{ion}})$  невелико. Результаты измерений показаны на рисунке. 1. Как видно из рисунка, существенные изменения интенсивности как пика  $I^*$ , так и остальной части  $n_e(\epsilon_{\text{ion}})$  наблюдаются при небольших изменениях  $\hbar\omega$ , меньших 10 мэВ и коррелируют с “включением” межзонных переходов в p-GaAs.

Анализ полученных нами результатов, позволяет сделать вывод, что пик  $I^*$  в  $n_e(\epsilon_{\text{ion}})$  сформирован фотоэлектронами, вышедшими в вакуум без рассеяния из состояний вблизи дна зоны проводимости в объёме p-GaAs.

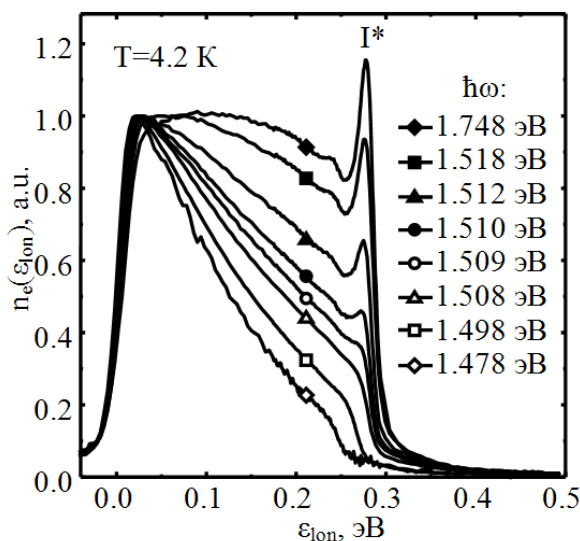


Рис.1 Распределения эмитированных фотоэлектронов по продольной энергии для различных  $\hbar\omega$ .

## Литература

1. Д.А. Орлов, В.Э. Андреев, А.С. Терехов // Письма в ЖЭТФ 2000, V 71, P.220
2. В.Э. Андреев // Дис. канд. физ.-мат. Наук 2005., Новосибирск, 107с

# Исследование зависимости плотности электронных состояний и оптических переходов в нанокристаллах кремния в зависимости от окружения

А.В. Герт, А.В. Белолипецкий

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе, Санкт-Петербург,  
194021, Политехническая, 26  
тел: +7 (911) 151-0123, почта: anton.gert@mail.ioffe.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-148

В то время как кремний наиболее широко используется в материалах микроэлектроники, его использование в оптоэлектронике ограничено фундаментальной особенностью непрямой зонной структуры: минимумы зоны проводимости находятся вблизи края зоны Бриллюэна, а вершина валентной зоны находится в центре этой зоны. Однако в нанокристаллах, электроны и дырки квантуются и больше не имеют определенного импульса в силу принципа неопределенности. В

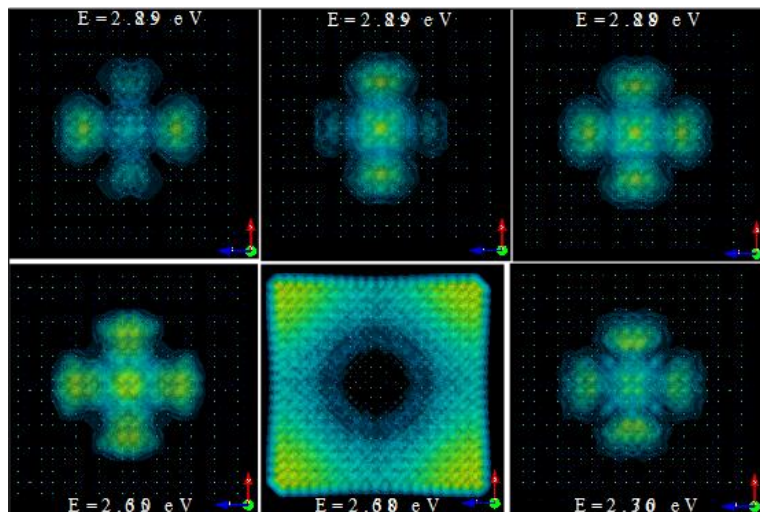


Рис. 1. Плотность электронных состояний с различной энергией в нанокристалле кремния с диаметром 3 нм.

водородом и нанокристаллов в  $\text{SiO}_2$ . В первом случае волновая функция электронов в основном локализована в области центра нанокристалла [1], во втором – важную роль играет смешение электронных состояний в нанокристалле, и матрице  $\text{SiO}_2$  [2]. Также проанализировано влияние окружения на оптические переходы в нанокристаллах.

## Литература

1. А. N. Poddubny и др. // PRB.2014, вып. 90, С.245439.
2. А V Belolipetsky и др. // J. Phys.: Condens. Matter.2019, вып. 31, С.385301.

результате оптические переходы разрешены частично. Это стимулировало развитие техники, экспериментальных и теоретических работ по изучению оптических явления в кремниевых наночастицах.

В наших расчетах мы используем  $sp3d5s$  метод, разработанный для кубических полупроводников. Этот метод доказал свою эффективность при моделировании наноструктуры, так как позволяет точно воспроизвести зонную структуру гораздо эффективнее, чем  $k$ - $p$  и более старые  $sp3$  или  $sp3s$  варианты метода сильной связи. Учет  $d$ -орбиталей позволяет описать состояния с высокой энергией.

В данной работе проведено сравнение плотности электронных состояний (Рис.1) и оптических свойств нанокристаллов кремния, покрытых



## Расчет распределений по энергии электронов, эмитированных из $p$ -GaAs(Cs,O), с учетом испускания оптических фононов и захвата в области изгиба зон

Д.М. Казанцев<sup>1,2</sup>, Г.Э. Шайблер<sup>1,2</sup>, В.Л. Альперович<sup>1,2</sup>, В.А. Голяшов<sup>1,2</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1,2</sup>

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

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск

тел: +7 (383)330-98-74, эл. почта: dmkazantsev@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-149

Известно, что изгиб зон вносит существенный вклад в формирование состояния с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС), которое формируется на поверхности сильнолегированного  $p$ -GaAs при нанесении субнанометровых слоёв цезия и кислорода [1]. Благодаря высокому квантовому выходу фотоэмиссии, ОЭС-фотокатоды на основе  $p$ -GaAs(Cs,O) уже несколько десятилетий используются в фотоэлектронных приборах, однако микроскопические механизмы переноса электронов через область изгиба зон, рассеяния, захвата на локализованные состояния и эмиссии в вакуум до сих пор поняты недостаточно и остаются предметом дискуссий. В ряде работ в измеренных распределениях электронов по нормальной к поверхности компоненте кинетической энергии, на фоне пьедестала с шириной, равной величине ОЭС, наблюдалась тонкая структура в виде пиков, обусловленных, предположительно, эмиссией электронов из состояний двумерных подзон размерного квантования, сформированных в области изгиба зон, а также эмиссией из этих состояний с испусканием оптических фононов [2-4]. В данной работе проведён расчёт энергетических распределений электронов, эмитированных из  $p$ -GaAs(Cs,O), с целью проверки этого предположения.

В расчете предполагалось, что основной механизм как захвата, так и термализации электронов внутри двумерных подзон состоит в испускании и поглощении продольных оптических фононов. Формулы для вероятности этих процессов были взяты из [5] и адаптированы для произвольных волновых функций начального и конечного состояния, в том числе, для двумерных подзон. Волновая функция электрона получена численным решением уравнения Шрёдингера в потенциале, включающем приповерхностный изгиб зон в полупроводнике и притяжение заряда-изображения в вакууме. Функции распределения электронов по энергии в двумерных подзонах получены численным решением стационарного уравнения Больцмана. Прозрачность границы раздела полупроводник-вакуум для электронов посчитана в приближении эффективных масс [6]. Активирующий Cs-O слой представлен в виде туннельно-прозрачного барьера, его параметры взяты из [7]. Показано, что захват электронов на состояния двумерных подзон и последующая эмиссия из этих состояний играют существенную роль по сравнению с прямой эмиссией с дна зоны проводимости в объеме полупроводника при условии резонансного захвата электронов из зоны проводимости на верхнюю подзону размерного квантования, когда дно подзоны находится на  $\hbar\Omega - kT$  ниже дна зоны проводимости в объеме, где  $\hbar\Omega$  – энергия продольного оптического фонона,  $k$  – постоянная Больцмана. Захват электронов в двумерную подзону приводит к значительному (в 50–150 раз) увеличению квантового выхода за счет многократных “ударов” электрона в подзоне о потенциальный барьер. Рассмотрено влияние упругого рассеяния электронов в Cs-O слое на распределение по продольной энергии для случая равномерного рассеяния электронов по азимутальному углу  $\theta$  и рассеяния  $\sim \cos \theta$  (аналог закона Ламберта в оптике). Распределения эмитированных электронов по продольной энергии, рассчитанные с учётом рассмотренных процессов захвата и рассеяния, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

### Литература

1. Р.Л. Белл. Эмиттеры с отрицательным электронным сродством. М.: Энергия, 1978. 192 с.
2. D.A. Orlov et al. // Appl. Phys. Lett.. 2001. V.78. P.2721-2723.
3. V.V. Bakin et al. // e-J. Surf. Sci. Nanotech. 2007. V. 5. P.80-88.
4. О.Е. Tereshchenko et al. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P.16154.
5. Б. Ридли. Квантовые процессы в полупроводниках. М.: Мир, 1986. 304 с.
6. V.L. Alperovich et al. // App. Surf. Sci. 2021. V.561. P.149987.
7. G. Vergara et al. // Surf. Sci. 1999. V.436. P.83–90.

# Фотоэмиссия спин-поляризованных электронов из механически напряжённых $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$ фотокатодов

Д.А. Кустов<sup>1</sup>, В.С. Русецкий<sup>1,2</sup>, В.А. Голяшов<sup>1,3</sup>, А.Ю. Демин<sup>2</sup>, С.А. Рожков<sup>1,3</sup>, В.В. Бакин<sup>1</sup>,  
Г.Э. Шайблер<sup>1,2,3</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

<sup>2</sup> ЗАО «ЭКРАН ФЭП», Новосибирск, 630060, ул. Зеленая Горка, 1

<sup>3</sup> Новосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2  
тел: +7 (383) 330-7883, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: dkustov@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-150

В настоящее время полупроводниковые фотокатоды на основе гетероструктур с напряженными слоями  $\text{A}_3\text{B}_5$  являются наиболее эффективными источниками спин-поляризованных пучков электронов. Однако применение таких фотокатодов для генерации пучков электронов с высокой яркостью ограничено их сильной чувствительностью к чистоте вакуума. Известно, что фотокатоды на основе антимолибидов щелочных металлов обладают высоким потенциалом для создания электронных пучков высокой яркости [1]. Ранее нами было показано [2], что в полупрозрачном  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатоде на стекле наблюдается явление оптической ориентации спина электронов, поляризации фотолюминесценции (ФЛ) достигала 23 %. Как показали первые измерения степени поляризации фотоэлектронов [2], эмитированных из  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатода при комнатной температуре, она может превышать поляризацию фотоэлектронов из GaAs фотокатода в 2 раза. Такие высокие значения спиновой поляризации можно объяснить расщеплением валентной зоны  $\text{Na}_2\text{KSb}$  за счет термомеханических напряжений слоя  $\text{Na}_2\text{KSb}$ , поскольку, как показали измерения, при понижении температуры степень поляризации ФЛ  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатодов может изменять знак. В данной работе проводилось исследование температурной эволюции степени спиновой поляризации фотоэлектронов, эмитированных  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатодом. Для исследования поляризации эмитированных фотоэлектронов были изготовлены специальные вакуумные фотодиоды. В качестве фотокатода использовался  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  толщиной около 120 нм, выращенный на стекле. Слой  $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  толщиной 200 нм приваренный к стеклу был использован в качестве анода [2].

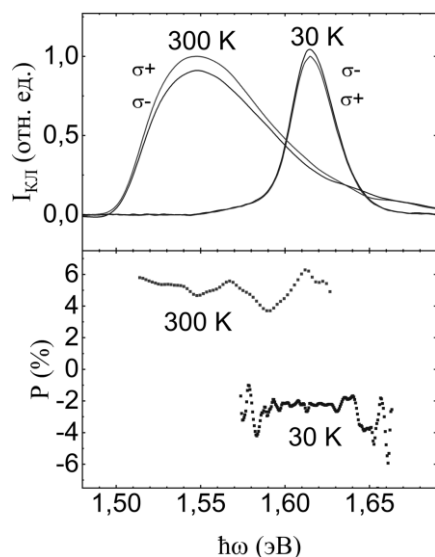


Рис. 1. Спектры КЛ и степень их циркулярной поляризации для температур 30 и 300 К.

Толщина активирующего слоя  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  составляла около 3 нм. Полупрозрачный анод использовался в качестве оптического детектора спина эмитированных фотокатодом электронов. Были измерены спектры ФЛ и их степень поляризации, как для фотокатода, так и для анода. Для определения степени поляризации фотоэлектронов эмитированных  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатодом проводились измерения спектров катодолуминесценции (КЛ)  $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  анода и их степень поляризации. Измерения показали, что при понижении температуры от 300 К до 14 К степень циркулярной поляризации ФЛ  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатода уменьшается, меняет знак практически во всей спектральной полосе люминесценции и достигает -32 %, что указывает на трансформацию валентной зоны  $\text{Na}_2\text{KSb}$ . Степень циркулярной поляризации ФЛ  $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  анода с уменьшением температуры возрастает с 4 % до 14%, что свидетельствует об увеличении чувствительности детектора спина. Как показано на рисунке, при понижении температуры степень поляризации КЛ так же меняет знак, однако она изменяется значительно слабее степени поляризации ФЛ  $\text{Na}_2\text{KSb}/\text{Cs}_3\text{Sb}$  фотокатода: степень поляризации КЛ уменьшается с 5 % до -2%, вместо ожидаемого падения до -5 %. Механизм этих потерь остаётся неясным. Предполагается, что

они связаны с рассеянием по спине электронов при пересечении границ раздела с вакуумом и с неоднородной структурой  $\text{Na}_2\text{KSb}$  слоя фотокатода.

## Литература

1. B. Dunham et al. // Appl. Phys. Lett. 2013. V.102(3). P.034105.
2. V.S. Rusetsky et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. V.129(16). P.166802.

# Оптические свойства меза-структур на основе GaAs, обработанных водородной плазмой и пассивированных слоем Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>

И.А. Мельниченко<sup>1,2</sup>, Н.В. Крыжановская<sup>1</sup>, А.М. Надточий<sup>1,4</sup>, М.Г. Козодаев<sup>3</sup>, Р.Р. Хакимов<sup>3</sup>,  
А.А. Воробьев<sup>2</sup>, А.М. Можаров<sup>2</sup>, Ю.А. Гусева<sup>4</sup>, А.Е. Жуков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> НИУ ВШЭ, Санкт-Петербург, 194100, Кантемировская, 3/1 А

<sup>2</sup> СПб АУ им. Ж.И. Алфёрова РАН, Санкт-Петербург, 194021, Хлопина, 8/3

<sup>3</sup> НИЯУ «МИФИ», Москва, 115409, Каширское шоссе, 31

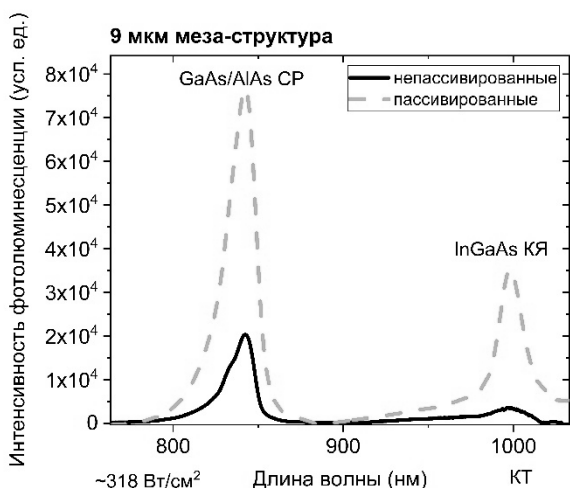
<sup>4</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Политехническая, 26

тел: +7 (921) 090-9844, эл. почта: imelnichenko@hse.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-151

Пассивации поверхности микроструктур сформированных из полупроводниковых соединений на основе GaAs уделяется много внимания, так как тенденция к уменьшению размеров светоизлучающих приборов вплоть до субмикронных и создание меза-структур с травлением сквозь светоизлучающую активную область приводит к деградации оптических свойств структур из-за безызлучательной поверхностной рекомбинации [1]. В качестве решения данной проблемы может быть предложена методика пассивации поверхности микролазера, которая кроме уменьшения плотности поверхностных дефектов, позволяет защитить боковые стенки меза-структур от дальнейшего окисливания. Пассивация поверхности структуры может быть выполнена с помощью комбинации процессов, включающей химическую обработку направленную на удаление окислов и элементарного мышьяка с поверхности GaAs [2], и формирование на поверхности диэлектрических слоев (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Si<sub>3</sub>N<sub>4</sub>) или слоев широкозонных материалов, таких как GaP, GaN, AlN [2].

В данной работе исследовалось влияние обработки поверхности структур в водородной плазме с последующим нанесением с помощью метода атомно-слоевого осаждения защитного слоя Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> на



фотолюминесценцию меза-структур на основе GaAs; для исследования были созданы эпитаксиальные структуры на подложке GaAs, с единичной квантовой ямой (КЯ) In<sub>0.18</sub>Ga<sub>0.82</sub>As в GaAs и сверхрешеткой GaAs/AlAs, с 10 периодами и с толщинами 10 нм/10 нм. Меза-структуры варьировались в диапазоне диаметров от 3 до 20 мкм. Было выполнено исследование интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) меза-структур различного диаметра при комнатной температуре до и после нанесения с помощью метода атомно-слоевого осаждения поверхностного слоя Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Получен рост интенсивности ФЛ линии КЯ для всех диаметров мез. Для основного перехода In<sub>0.18</sub>Ga<sub>0.82</sub>As/GaAs КЯ рост интенсивности ФЛ

составил ~ 8 раза для мез диаметром ~ 9 мкм. Для изучения различий в динамике носителей пассивированных и непассивированных структур, также были проведены измерения время-разрешенной ФЛ методом ап-конверсии. Время жизни для исходных меза-структур составило 0.14 нс. Получено увеличение времени жизни в пассивированных структурах до 2.3 нс, что связано с уменьшением скорости поверхностной рекомбинации.

Таким образом, использование разработанного метода пассивации поверхности меза-структур с In<sub>0.18</sub>Ga<sub>0.82</sub>As/GaAs КЯ может быть эффективно использовано для подавления безызлучательной рекомбинации.

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант № 22-72-10002, <https://rscf.ru/project/22-72-10002/>).

## Литература

1. P. Laukkanen, M. P. J. Punkkinen, M. Kuzmin, K. Kokko, J. Lång, R. M. Wallace. Appl. Phys. Rev., **8** (1), 011309 (2021).
2. S. Arab, C. Chi, T. Shi, Y. Wang, D. P. Dapkus, H. E. Jackson, L. M. Smith, S. B. Cronin. ACS nano, **9** (2), 1336-1340 (2015).



## Энергетические распределения горячих электронов из Na<sub>2</sub>KSb/Cs<sub>3</sub>Sb фотокатода

С.А. Рожков<sup>1,2</sup>, В.В. Бакин<sup>1</sup>, В.С. Русецкий<sup>1,3</sup>, Д.А. Кустов<sup>1</sup>, В.А. Голяшов<sup>1,2</sup>, А.Ю. Демин<sup>3</sup>,  
Г.Э. Шайблер<sup>1,2,3</sup>, О.Е. Терещенко<sup>1,2,3</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

<sup>3</sup> ЗАО «ЭКРАН ФЭП», Новосибирск, 630060, ул. Зеленая Горка, 1

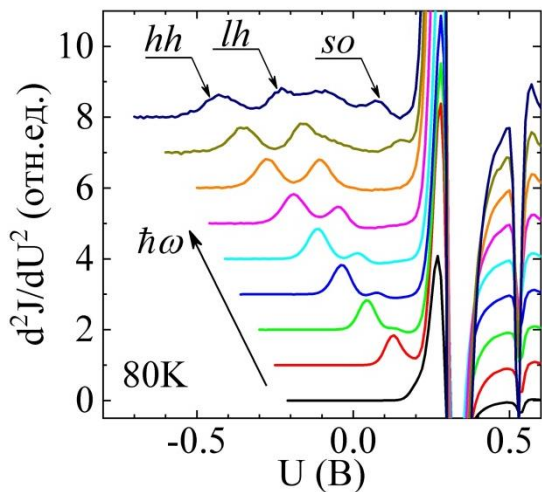
тел: +7 (383) 330-9874, факс: +7 (383) 333-2771, эл. почта: rozhkovs@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-152

Мультищелочные фотокатоды применяются для решения ряда промышленных и научных задач благодаря относительной дешевизне производства и относительно невысоким требованиям к остаточной атмосфере вакуумных установок. Ранее нами было показано, что Na<sub>2</sub>KSb/Cs<sub>3</sub>Sb фотокатод обладает потенциалом для применения в качестве источника спин-поляризованных электронов [1]. Несмотря на длительное применение и научный интерес к электронной структуре таких фотокатодов [2], на сегодняшний день отсутствуют подробные экспериментальные данные о зонной структуре Na<sub>2</sub>KSb. В данной работе были измерены энергетические распределения фотоэлектронов эмитированных в вакуум из Na<sub>2</sub>KSb и Na<sub>2</sub>KSb/Cs<sub>3</sub>Sb фотокатодов. Анализ эволюции распределений фотоэлектронов при изменении энергии фотонов позволил определить параметры зоны проводимости и валентной зоны Na<sub>2</sub>KSb.

Процесс изготовления фотокатодов заключался в росте активного слоя Na<sub>2</sub>KSb толщиной около 120 нм на плоском стекле в сверхвысоком вакууме. Для активирования фотокатода и достижения состояния отрицательного электронного сродства наносился слой Cs<sub>3</sub>Sb толщиной ~ 3 нм. В качестве электронного спектрометра использовался вакуумный фотодиод, в котором фотокатод и плоский анод диаметрами 20 мм были герметично закреплены параллельно друг другу на расстоянии около 1 мм. Геометрия фотодиода с однородным тормозящим электрическим полем позволяла проводить селекцию эмитированных фотоэлектронов по компоненте скорости, направленной по нормали к поверхности фотокатода. В таком режиме первая производная от вольтамперной характеристики вакуумного фотодиода является распределением фотоэлектронов по продольной компоненте кинетической энергии.

Вторые производные от вольтамперных характеристик вакуумного фотодиода с Na<sub>2</sub>KSb/Cs<sub>3</sub>Sb фотокатодом, измеренные при различных энергиях фотонов в геометрии на просвет, представлены на рисунке. Они имеют ряд особенностей, для части которых их положение зависит от энергии фотонов.



Для одной из кривых мы отметили эти особенности на рисунке. Мы связали эти особенности с выходом баллистических фотоэлектронов в вакуум [3] из Na<sub>2</sub>KSb слоя фотокатода, поскольку данные особенности так же наблюдались и на фотодиоде с Na<sub>2</sub>KSb фотокатодом. Анализ зависимости сдвига этих особенностей от энергии фотона позволил определить отношения эффективных масс электронов и дырок для зоны проводимости, зоны тяжелых дырок (hh), зоны легких дырок (lh) и спин-отщепленной зоны (so). Так же из этого анализа было получено, что величина спин-орбитального расщепления валентной зоны составляет  $0.6 \pm 0.05$  эВ. При высоких энергиях фотонов в спектрах была обнаружена особенность, положение которой не зависит от энергии фотона. Анализ эволюции амплитуды баллистических особенностей спектров при

изменении энергии фотонов позволил предположить, что эта особенность связана с эмиссией фотоэлектронов из боковой долины Na<sub>2</sub>KSb. Таким образом, из наших экспериментальных данных следует, что расстояние между дном зоны проводимости Na<sub>2</sub>KSb и дном ближайшей боковой долины составляет  $0.35 \pm 0.05$  эВ.

### Литература

1. V.S. Rusetsky et al. // Phys. Rev. Lett. 2022. V.129, no.16. P.166802.
2. R. Amador et al. // J. Phys.: Condens. Matter. 2021. V.33, no.36. P.365502.
3. H.-J. Drouhin et al. // Phys. Rev. B. 1985. V.31, no.6. P.3859.

# Гигантский микроволновой фотокондактанс кремниевого транзистора: моделирование и эксперимент

О.А. Ткаченко<sup>1</sup>, В.А. Ткаченко<sup>1,2</sup>, Д.Г. Бакшеев<sup>2</sup>, А.С. Ярошевич<sup>1</sup>, З.Д. Квон<sup>1,2</sup>, В.А. Антонов<sup>1</sup>, В.П. Попов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, пр. М.А. Лаврентьева, 13,

<sup>2</sup> НГУ, Новосибирск, 630090, Пирогова 1,

тел: 8 (913) 467-4791, эл. почта: vtkach@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-153

Согласно теории квантового транспорта туннелирование в коротком квантовом точечном контакте (КТК) и в короткоканальном полевом транзисторе (ПТ) может быть качественно одинаковым, в частности, при монохроматическом облучении этих устройств может наблюдаться гигантский рост кондактанса [1]. В случае КТК этот рост экспериментально наблюдался при облучении частотами от  $10^9$  до  $10^{12}$  Гц [2,3], а здесь сообщаются результаты первого наблюдения для ПТ при облучении на частоте 2-3 ГГц. Мы исследовали численно и экспериментально поведение р-канального кремниевого ПТ, который был изготовлен в ИФП СО РАН. Изучен отклик транспорта дырок на увеличение мощности СВЧ-облучения или на повышение температуры при обычном нагреве образца. Процедуры измерений двухтерминального кондактанса и его фотоотклика были такими же, как в [3]. В реальном ПТ на промежутке сток-исток присутствует растянутый с помощью легирования переход от трехмерного движения носителей к двумерному движению под затвором. В предложенной модели ПТ сделана попытка редукции трехмерной задачи о квантовом рассеянии дырок к двумерной. Рассматривался участок длиной 500 нм (в 2 раза короче дистанции сток-исток), который был заполнен некоторым 2D-потенциалом и встроен в широкий ( $\geq 1$  мкм) многомодовый латеральный однородный канал. В середине этого участка располагался узкий ( $\sim 100$  нм) плавный подзатворный потенциальный барьер. Предполагалось, что высота барьера  $U_b$  управляется затворным напряжением  $V_g$  на интервале от  $V_g=0$ , где барьер непроницаем, до  $V_g \sim -3V$ , где  $U_b$  близок к 0. На всем участке длиной 500 нм к плавному барьеру добавлялись фиксированные коротковолновый и длинноволновый случайные потенциалы, причиной которых являются шероховатость границы Si/SiO<sub>2</sub> и заряженные примеси. Эти примеси в ПТ находятся внутри и вне тонкого приповерхностного слоя кремния. В рамках стационарного одночастичного двумерного уравнения Шредингера вычислялся суммарный коэффициент многомодового прохождения дырок с заданной энергией  $E$  через область со сложным потенциалом, который имел несколько характерных масштабов закономерного и случайного изменения от нанометра до микрона. Кондактанс вычислялся по формуле Ландауэра для произвольной температуры ниже 50К. Двойным циклом учтен тепловой разброс энергий  $E$  и СВЧ-индуцированные колебания потенциала как целого, которые являются медленными по сравнению с временем пролета дырки между стоком и истоком ПТ. Внешним циклом менялось  $U_b$ . Решение большой серии задач квантового рассеяния выполнено с помощью пакета KWANT [4], который в данном случае адаптирован к суперкомпьютерным расчетам. Расчетами найдено, что низкотемпературный туннельный ток сосредоточен в извилистом тонком канале, латеральное положение которого определяется энергией дырок, реализацией беспорядка, и оно может прыжком перемещаться на сотни нанометров поперек направления тока при малом изменении  $V_g$ . Измеренные  $G(V_g)$  и вычисленные  $G(U_b)$  для 4.2К зависимости кондактанса демонстрируют качественно одинаковый резкий переход от состояний с  $G \ll e^2/h$  к асимптотикам  $G < e^2/h$  при  $U_b=0$ . На фоне этого перехода имеется множество террас и узких резонансов. Увеличение подаваемой СВЧ-мощности при низкой температуре ведет к размыванию террас и резонансов, а также к росту туннельного кондактанса на несколько порядков, а в асимптотике  $G(V_g)$  при  $U_b=0$  почти на порядок. Сходная трансформация измеренных и вычисленных кривых  $G(V_g)$ ,  $G(U_b)$  происходит и при обычном нагреве транзистора (в расчетах до 50К).

Работа выполнена по проекту РНФ 19-72-30023, <https://rscf.ru/project/19-72-30023/>, использован доступ к вычислительным ресурсам Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

## Литература

1. О. А. Ткаченко, В.А. Ткаченко, Д.Г. Бакшеев. //Сиб. физ. ж. 2018. Т. 13. №. 4. С. 74-90.
2. В. А. Ткаченко и др. //Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. №. 5. С. 328-340.
3. В. А. Ткаченко и др. //Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. №. 2. С. 108-113.
4. C.W. Groth, M. Wimmer, A.R. Akhmerov, X. Waintal //New J. Phys. 2014.V.16, №6 P. 063065.

## Особенности СВЧ-фотокондактанса квантового точечного контакта в гетероструктурах GaAs/AlGaAs

А.С. Ярошевич<sup>1</sup>, Н.С.Кузьмин<sup>2</sup>, З.Д. Квон<sup>1,2</sup>, В.А. Ткаченко<sup>1,2</sup>, А.К. Бакаров<sup>1</sup>, Е.Е. Родякина<sup>1</sup>,  
А.В.Латышев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, Новосибирск, 630090, пр. М.А. Лаврентьева, 13,

<sup>2</sup> НГУ, Новосибирск, 630090, Пирогова 1,

тел:8 (913) 467-4791, эл. почта: vtkach@isp.nsc.ru

DOI 10.34077/RCSP2023-154

Недавно проведено экспериментальное и численное исследование микроволнового фотокондактанса (ФК) короткого (100 нм) квантового точечного контакта (КТК) в туннельном [1] и открытом [2] режимах при разных частотах облучения около  $10^3$ ,  $10^2$  ГГц [1] и приблизительно 2 ГГц [2]. Здесь в продолжение работы [2] сообщаются результаты детального исследования СВЧ-фотоотклика образцов с высокоподвижным двумерным электронным газом (ДЭГ) и с КТК при разных способах их формирования в структурах GaAs/AlGaAs и вариантах измерения кондактанса в холловском мостике в случаях действия разной СВЧ-мощности на образец. Установлено, что поведение КТК характеризуется целым рядом особенностей (смена знака ФК при переходе от туннельного к открытому режиму, появление ступенчатой структуры ФК и различная ширина области гигантского ФК), возникновение которых определяется конкретной реализацией электростатического потенциала, зависящей как от технологически заданной структуры с ДЭГ, так и от процедур охлаждения образца.

Интересны различия в отклике образцов на действие СВЧ, которые обнаружены в случае близких основных параметров ДЭГ в структурах четырех типов:

- (1) –обыкновенный гетеропереход;
- (2) –гетеропереход с заменой AlGaAs на короткопериодную сверхрешетку (СР) GaAs/AlAs с Si- $\delta$ -легированием одного из тонких слоев GaAs в СР;
- (3) –квантовая яма типичной ширины (12.5 нм) в окружении таких же СР, как в (2) ;
- (4) –конфигурация как в (3), но для ямы шириной 16 нм.

При температуре 4.2К обнаружена положительная фотопроводимость ДЭГ в случаях (1), (2), но отрицательная в (3), хотя отклик темновой проводимости ДЭГ на обычный нагрев образца в этих случаях демонстрировал металлический тип проводимости.

В случае (1) точка смены положительного на отрицательный фотокондактанс КТК стабильно находилась в туннельном режиме, а в (2) и (3) она смещалась в открытый режим и не имела стабильного положения.

В случаях (2) и (3) переход по затворному напряжению  $V_g$  из открытого в глубокий туннельный режим КТК занимал более широкий промежуток  $\Delta V_g$ , чем в (1).

В (4) обнаружено широкое плато кондактанса в туннельном режиме, которое сохранилось и при 77К.

Темновой туннельный кондактанс КТК в случае (1) пропорционален  $\exp(V_g/\Delta V_g)$  [2]. Однако, в случаях (2), (3) в туннельном и открытом режимах наблюдаются чувствительные к процедурам охлаждения особенности кондактанса, а фотоотклик туннельного кондактанса сильно увеличивался не только с постепенным ростом отталкивающего  $V_g$  и интенсивности облучения [1,2], но также резкими ступенями на обнаруженных особенностях по  $V_g$ .

Обнаруженные по поведению ДЭГ и КТК различия гетероструктур предположительно связаны с низкой энергией активации примесей в  $\delta$ -легированных слоях GaAs в СР GaAs/AlAs. При этом ступенчатые особенности на затворных характеристиках в туннельном режиме КТК в случаях (2), (3) напоминают те, что недавно экспериментально наблюдались и получены численным моделированием в случае р-канального кремниевого полевого транзистора [3], в котором рассеяние носителей на примесях явно играет большую роль.

Работа выполнена по гранту РНФ 23-72-30003, <https://rscf.ru/project/23-72-30003/>.

### Литература

1. В. А. Ткаченко и др. //Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 113. №. 5. С. 328-340.
2. В. А. Ткаченко и др. //Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. №. 2. С. 108-113.
3. О. А. Ткаченко и др. //Тезисы настоящей конференции.

# О возможности существенного влияния фотовозбужденного объемного заряда (ФОЗ) на величину и направление фототока продольного фоторезистора (ПФР)

В.А. Холоднов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва, 125009, Моховая ул., д. 11, кор. 7, факс: +7 (495) 629-3678, эл. почта: vkhologdov@mail.ru

<sup>2</sup> АО «НПО «Орион». Россия, 111123, Москва, ул. Косинская, д.9 факс: +7 (499) 373-6862

DOI 10.34077/RCS2023-155

Неоднородность плотности скорости фотогенерации (СФ) носителей  $g(x)$  вдоль темнового электрического поля напряженностью  $\vec{E}_0$  (ось  $x$ ) может сильно влиять на плотность фототока  $I_{ph}$  [1, 2]. Поперечное  $\vec{E}_0$  излучение дает в принципе возможность создавать различные профили  $g(x)$ . При определенных профилях  $g(x)$  из-за ФОЗ возможны неожиданные фотоэлектрические эффекты [3-5] – самоусиление, самогашение и самоинверсия знака  $g(x)$ . В данной работе, как и в [1-5] вне приближения квазинейтральности (ПКН), рассматривается ПФР (направление излучения коллинеарно  $\vec{E}_0$ ). В ПФР профиль  $g(x)$  невозможно преднамеренно изменять. Он определяется коэффициентом поглощения излучения  $\gamma$ . Показано, что ФОЗ может влиять на  $I_{ph}$  и ПФР. Рассмотрен, как и в [1-6], образец при слабой межзонной фотогенерации носителей и рекомбинации через одиночный примесный уровень. Решение основано на уравнении [1, 2, 6]

$$Q \cdot \partial^4 n_{ph} / \partial x^4 - D \cdot \partial^2 n_{ph} / \partial x^2 + \mu E_0 \cdot \partial n_{ph} / \partial x + n_{ph} / \tau_n = g_{efn}(x), \quad (1)$$

где  $Q$ ,  $D$  и  $\mu$  зависят от ФОЗ, величина которого характеризуется неким безразмерным параметром  $\xi$  (в ПКН  $\xi = 0$ );  $n_{ph}(x)$  - концентрация фотоэлектронов,  $\tau_n$  - их время жизни в ПКН;

$$g_{efn}(x) = g(x) + B_{ef}(\partial g / \partial x) - A_{ef}(\partial^2 g / \partial x^2), \quad (2)$$

$A_{ef} = \xi D_p \tau_p$ ,  $B_{ef} = \xi \tau_p \mu_p E_0$ ,  $\tau_p$  время жизни дырок в ПКН,  $D_p$  и  $\mu_p$  - их коэффициент диффузии и подвижность. Величина  $g_{efn}(x)$  непосредственно инициирует преобразование излучения в электронную составляющую  $I_{ph}^{(n)}$  плотности фототока и ее естественно назвать эффективной СФ электронов. Важно, что при  $g(x) \neq const$ , в отличие от ПКН,  $g_{efn}(x) \neq g(x)$ , т.е., полные истинная и

эффективная СФ электронов в образце  $g^{tot} = \int_0^W g(x) dx$  и  $g_{efn}^{tot} = \int_0^W g_{efn}(x) dx$  отличаются друг от друга,

где  $W$  - расстояние между токовыми контактами. Левая часть в (1) ответственна за независимый от  $g_{efn}^{tot}$  коэффициент преобразования  $G_0^{(n)} = I_{ph}^{(n)} / (q g_{efn}^{tot})$  [1-3, 6], где  $q$  - абсолютная величина заряда

электрона. Поэтому ФОЗ может существенно влиять на  $I_{ph}^{(n)}$ . Проведенный для Si анализ подтверждает это. Показано, что  $\zeta_n = g_{efn}^{tot} / g^{tot}$  может быть как существенно больше, так и существенно меньше по сравнению с ПКН. Более того,  $\zeta_n$  может оказаться даже отрицательным и зависеть от взаимных направлений излучения и электрического  $\vec{E}_0$ . Вне ПКН, как и в ПКН, концентрация фотодырок  $p_{ph}(x)$  связана с  $n_{ph}(x)$  аналитическим соотношением (правда другим [6]). Это дает основание полагать, что ФОЗ может также существенно и различным образом сказываться и на полный фототок ПФР.

## Литература

1. В.А. Холоднов // Успехи прикладной физики 2020. Т. 8. № 4. С. 265-272.
2. V.A. Kholodnov, M. S Nikitin // Electrica (Europe) 2021. V. 21. No.1. P. 168-172.
3. V.A. Kholodnov // Global Journal of Astronomy and Applied Physics (USA) 2020. V. 2. No.1.
4. p.1-6.
5. V.A. Kholodnov // Communications Technology and Electronics 2021. V. 66. No. 9.
6. P. 1103-1107.
7. V.A. Kholodnov // Communications Technology and Electronics 2022. V. 67. No. 3.
8. P. 340 - 343.
9. V. A. Kholodnov and M. S. Nikitin // In the book: Optoelectronics - materials and devices, Ed.
10. S. L. Pyshkin and J. Ballato (InTech 2015. Ch. 12, P. 301-348, www.intechopen.com).

**В.С. Хорошилов<sup>1,2</sup>, Г.Э. Шайблер<sup>1,2</sup>, В.Л. Альперович<sup>1,2</sup>**

<sup>1</sup> *Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск*

<sup>2</sup> *Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск*

*тел: +7 (383)330-98-74, эл. почта: khoros@isp.nsc.ru*

DOI 10.34077/RCSF2023-156

Известно, что адсорбция цезия и кислорода на поверхности  $p$ -GaAs позволяет достичь состояния с отрицательным эффективным электронным средством (ОЭС). В состоянии с ОЭС уровень вакуума располагается ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника, что обеспечивает высокий квантовый выход фотоэмиссии [1]. Адсорбция избыточных слоев цезия или кислорода на поверхности с ОЭС приводит к деградации квантового выхода, которая может быть вызвана как увеличением эффективного электронного средства  $\chi^*$ , так и уменьшением вероятности выхода фотоэлектронов в вакуум  $P$  [2]. В работе [3], с помощью измерения энергетических распределений эмитированных электронов, было показано, что при адсорбции избыточного кислорода на поверхности  $p$ -GaAs(Cs,O), деградация квантового выхода в области ОЭС происходит только за счет уменьшения ширины распределения, равной модулю эффективного средства  $|\chi^*|$ . При этом амплитуда распределения, пропорциональная вероятности выхода  $P$ , остается неизменной. Цель данной работы состоит в изучении влияния избыточного цезия на эмиссионные свойства поверхности  $p$ -GaAs(Cs,O). Для достижения этой цели, измерены распределения эмитированных фотоэлектронов по продольной компоненте энергии на исходной оптимально активированной поверхности с ОЭС, после нанесения избыточного слоя цезия и в ходе последующей релаксации в адсорбционном слое. Методика приготовления атомарно-чистой поверхности  $p$ -GaAs(001), активирования цезием и кислородом, а также измерения энергетических распределений описана в [3]. Установлено, что избыточный цезий влияет на оба эмиссионных параметра поверхности, а именно, уменьшает как модуль эффективного средства  $|\chi^*|$ , так и вероятность выхода электронов  $P$ . В ходе последующей релаксации происходили частичная десорбция цезия и структурная перестройка адсорбционного слоя; в результате, модуль средства  $|\chi^*|$  и вероятность выхода электронов  $P$  увеличивались. Предположительной причиной наблюдавшихся изменений вероятности выхода  $P$  является отражение и рассеяние эмитируемых электронов на двумерных "металлических" цезиевых кластерах, которые формируются на поверхности  $p$ -GaAs при больших покрытиях [4] и частично распадаются в ходе релаксации в адсорбционном слое. Полученные результаты согласуются с эволюцией эффективного средства и вероятности выхода горячих и термализованных электронов в области положительного электронного средства (ПЭС), наблюдавшейся ранее методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии на поверхности Cs/ $p$ -GaAs [5], а также в системе  $p$ -GaAs(Cs,O), при цезий-индуцированном переходе от ОЭС к ПЭС [2]

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда 23-72-30003, <https://rscf.ru/project/23-72-30003/>.

### **Литература**

1. Р.Л. Белл, Эмиттеры с отрицательным электронным средством. – М.: Энергия, 1978, 192 с.
2. A.G. Zhuravlev et al. // Appl. Surf. Sci. 2019. V.483. P.895.
3. L.B. Jones et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V.54. P.205301.
4. O.E. Tereshchenko et al. // Surf. Sci. 2002, V. 507-510. P.51.
5. A.G. Zhuravlev, V.L. Alperovich // Appl. Surf. Sci. 2018. V.461. P.10.

## Авторский указатель

Amano H.	61	Аруев П. Н.	68
Borodin B. R.	61	Арчелков В. Б.	34
Consejo C.	57	Астанкова К. Н.	47
Evropeitsev E. A.	61	Афоненко А. А.	27
Gamov N. A.	61	Ахматханов А. Р.	64
Ivanov S. V.	61	Ахундов И. О.	58, 67
Jmerik V. N.	61		
Kozlovsky V. I.	61	<b>Б</b>	
Kulagina M. M.	61	Бабичев А. В.	21
Milekhin I. A.	97	Баженов Н. Л.	110
Nechaev D. V.	61	Бакаров А. К.	154
Orlita M.	57	Бакин В. В.	67, 100, 146, 147, 150, 152
Piot B. A.	57	Бакшеев Д. Г.	153
Potemski M.	57	Барабаненков М. Ю.	73
Pristovsek M.	61	Басалаева Л. С.	97, 127
Ruffenach S.	57	Башкатов А. С.	63, 67
Semenov A. N.	61	Белолипецкий А. В.	148
Shubina T. V.	61	Бессмельцев В. П.	141
Terpe F.	57	Бессонов В. Д.	115
Toropov A. A.	61	Бетеров И. И.	33
Torres J.	57	Блохин С. А.	40
Troshkov S. I.	61	Блошкин А. А.	99
Wang T.	61	Бовкун Л. С.	57
Wang X.	61	Богомолов Д. Б.	101
Yagovkina M. A.	61	Бойцова О. В.	30, 114
Zadiranov Yu. M.	61	Болтарь К. О.	16
Zahn D. R.T.	97	Бородин Д. В.	132
Zverev M. M.	61	Бортников С. Г.	79
		Бурлаков И. Д.	16, 50
<b>А</b>		Бутенко П. Н.	102
Абрамкин Д. С.	65	Буторин П. С.	84, 95
Авдеев И. Д.	45		
Азаров И. А.	79, 119	<b>В</b>	
Айбуш А. В.	60	Варавин В. С.	51, 85, 110
Аксенов М. С.	22, 36, 63, 101	Васильев А. Н.	120
Алдохин П. А.	80, 123	Васильев В. В.	51, 78, 142, 144, 145
Алекперова Б. Р.	90	Васильев Р. Б.	76, 97
Александров И. А.	140	Вдовин В. И.	65
Алешкин В. Я.	57, 98	Ведь М. В.	83
Алиев В. Ш.	79	Вербус В. А.	96
Альперович В. Л.	149, 156	Вихрова О. В.	128
Андреев В. М.	71	Вишняков А. В.	51, 78, 142, 144, 145
Андрюшкин В. В.	21	Власов П. В.	16
Аникин К. В.	97	Войцеховский А. В.	85, 143
Антонов В. А.	153	Володин В. А.	65
Анцыгин В. Д.	28, 89		
Аржанников А. В.	141		

Волошин Б. В.	108	Дёмина П. Б.	83, 128, 133
Воробьев А. А.	151	Дёмкин Д. В.	46
Воропаев К. О.	40	Денисов И. А.	24
Воропаева И. О.	40	Деребезов И. А.	94
<b>Г</b>		Дерябин А. С.	65, 117
Гавриленко В. И.	26, 57	Дзядух С. М.	143
Гаврилов С. Ю.	103	Дирко В. В.	104, 109
Гайдук А. Е.	38, 99	Дмитриев Д. В.	22, 36, 94, 105, 107
Гайдукасов Р. А.	20	Добровольский П. П.	123
Гайслер А. В.	94	Дорогов М. В.	110
Гельфанд А. В.	124, 141	Дорохин М. В.	83, 128, 133
Гензе И. Ю.	22	Драгунов Д. Э.	50
Генцелев А. Н.	141	Дроздов М. Н.	77
Герасимов В. В.	29	Дубинец Н. О.	31
Герт А. В.	148	Дубинов А. А.	27
Гишинский А. М.	63	Дудин Ю. А.	83, 133
Гладков Р. А.	52, 80, 92	Дудин Ю. А.	133
Гладышев А. Г.	21	Дьяков С. А.	47, 66, 96
Гладышева К. А.	24	<b>Е</b>	
Глыбовский С. Б.	69	Евстигнеев В. С.	24
Голицын А. А.	80, 126	Евстропьев С. К.	87
Голицын А. В.	80, 122	Егоров А. Ю.	82
Голод С. В.	38	Егоров В. К.	32, 139
Голяшов В. А.	58, 65, 67, 105, 146, 149, 150, 152	Егоров Е. В.	32, 139
Горн Д. И.	143	Елесин А. Г.	62
Горшков А. Ю.	124	Емельянов Е. А.	94, 97, 127
Горшков Д. В.	51, 106	Ерошенков В. В.	16
Графова В. П.	76	Ершов К. С.	65
Гришечкин М. Б.	24	Есаев Д. Г.	65
Гультиков Н. В.	103, 131	<b>Ж</b>	
Гуляев Д. В.	36, 65	Живодков Ю. А.	65, 121
Гупалов С. В.	45	Жуков А. Е.	44, 134, 151
Гусев А. С.	120	Журавлев К. С.	36, 63, 97, 105, 107, 112, 113, 140
Гусев Г. М.	129	Журин Т. А.	72
Гусева Ю. А.	151	<b>З</b>	
Гутаковский А. К.	65	Забродский В. В.	68
<b>Д</b>		Завьялов П. С.	91
Данилов А. И.	131	Завьялова М. А.	91
Данилов Ю. А.	128, 133	Закиров Е. Р.	106
Дворецкая Л. Н.	127	Зверев А. В.	51
Дворецкий С. А.	51, 62, 85, 98, 110, 143	Здоровейщев А. В.	83, 128, 133
Двуреченский А. В.	56	Здоровейщев Д. А.	83
Дементьев А. А.	132	Зиновьев В. А.	47, 96
Демин А. Ю.	67, 146, 150, 152	Зиновьева А. Ф.	65

Золотарев В. В.	41	Колосовский Д. А.	105, 107
Зонов Р. Г.	35	Коляда А. В.	99
Зубков С. Ю.	128	Коляко А. В.	130
Зырянов В. Я.	69	Комков О. С.	99
<b>И</b>		Комов Э.	72
Иванов А. И.	29	Комонов А. И.	65, 108
Иванов В. В.	43	Кондратьев Н. М.	86
Иванов Д. С.	131	Кононов Н. А.	25
Иванов К. А.	44, 134	Коротаев А. Г.	109
Иконников А. В.	57	Косолобов С. Н.	147
Икусов Д. Г.	51	Косякова А. М.	24
Ищенко Д. В.	58	Кох К. А.	28
<b>К</b>		Коханенко А. П.	104, 109
Казанцев Д. М.	67, 149	Коханенко А. П.	109
Калентьева И. Л.	83, 133	Кочубей С. А.	65
Калмыков С. Г.	84, 95	Кремис И. И.	52, 80, 92
Калошин М. М.	120	Криштопенко С. С.	57
Калюжный Н. А.	71	Крыжановская Н. В.	44, 134, 151
Камеш П. П.	101, 113	Крымов В. М.	102
Камешков О. Э.	29	Кудряшов С. И.	23, 64
Капитанова О. О.	70	Кузнецов А. Н.	137
Капишников А. В.	65	Кузнецов Е. В.	74
Караборчев А. А.	134	Кузнецов П. А.	137
Карандашев С. А.	59	Кузнецов С. А.	18, 69, 89, 124, 136, 141
Карачинский Л. Я.	21, 40	Кузнецов Ю. М.	128
Каргин Н. И.	120	Кузнецова Л. С.	119
Карпов В. В.	18	Кузьмин Н. С.	154
Кацюба А. В.	47	Кукенов О. И.	104, 109
Качанова М. М.	94	Кукин Н. С.	120
Квон З. Д.	129, 153, 154	Куртина Д. А.	76
Кириенко В. В.	56, 99	Курусъ Н. Н.	97
Кицай А. А.	102	Кустов Д. А.	67, 146, 150, 152
Клеопин А. В.	75	Кучинская П. А.	47
Климов А. Э.	58	<b>Л</b>	
Климов Е. А.	24	Лавров А. А.	59
Клинков В. А.	25, 34	Ладугин М. А.	103, 131
Ковалев А. А.	37	Лазарев П. С.	50, 53
Ковалев М. С.	23, 64	Лазорский П. А.	141
Коваль О. Ю.	60	Лапанник В. И.	69
Коверзнев Д. А.	91	Лапшин Е. А.	54
Козлов А. И.	135	Ларионов Н. А.	137
Козодаев Д. А.	74	Латышев А. В.	17, 51, 94, 97, 154
Козодаев М. Г.	151	Лебедев А. И.	76
Колмаков А. А.	72	Левин А. Д.	129
Колмогоров О. В.	93, 125	Левина С. А.	71
Колмычек И. А.	19	Лемберг К. В.	69
Колодезный Е. С.	21		



Лемзяков А. Г.	29, 65
Лесников В. П.	128
Литвиненко М. А.	111
Лобанов В. Е.	86
Лобова Н. А.	31
Лозовой К. А.	104, 109
Лопаткин К. С.	17
Лопухин А. А.	16
Лошкарев И. Д.	117
Лухмырина Т. С.	59
Любченко Д. А.	93, 125
Ляпустин М. Ю.	50, 53

## М

Мазалецкий Л. А.	20
Макаревич А. М.	30
Макаревич О. Н.	30
Макаров С. В.	60
Макаров С. Н.	62
Макаров Ю. С.	51
Макеева А. А.	113
Максимов Л. В.	89
Максимов М. В.	44, 134
Максютенко М. А.	88
Малин Т. В.	112
Малхасян А. М.	54
Малыгин В. А.	24
Маннатхоко Н.	25
Манцуров Н. Д.	108
Марин Д. В.	110, 119
Мармалюк А. А.	103
Марчишин И. В.	51
Масталиева В. А.	60
Матвеев Б. А.	59
Махов И. С.	134
Машанов В. И.	99
Медянцеv Е. С.	31
Мельниченко И. А.	151
Микерин С. Л.	28
Милахин Д. С.	112
Миленкович Т.	49
Милёхин А. Г.	97, 127
Минаков Ф. А.	89
Минин И. В.	80
Минтаиров С. А.	44
Михайлов А. Н.	77
Михайлов Н. Н.	51, 57, 62, 85, 98, 110, 129, 143
Михайловский М. С.	47

Михеев Г. М.	35
Михеев К. Г.	35
Михеев С. С.	100
Моисеев А. Н.	24
Морозов С. В.	57, 81
Мурадова А. Р.	120
Мурзина Т. В.	19
Мутилин С. В.	108
Мухин И. С.	60
Мынбаев К. Д.	110
Мяконьких А. В.	20

## Н

Надточий А. М.	44, 151
Настовьяк А. Г.	111
Настулявичус А. А.	64
Наумова Л. И.	35
Наумова О. В.	121
Неизвестный И. Г.	94, 130
Непloh В. В.	60
Нестоклон М. О.	45
Низовцев А. П.	120
Никитин А. К.	29
Никифоров А. И.	99, 117
Николаев А. В.	68
Николаев В. И.	102
Николаев Н. А.	28, 69, 89, 136, 141
Новиков А. В.	47, 66, 77, 96
Новиков В. Б.	19
Новиков И. И.	21, 40
Новоселов А. Р.	80, 123
Носов Ю. Г.	102

## О

Овсов Д. А.	69
Ольшанецкий Е. Б.	129
Осинных И. В.	112
Осипов Ю. В.	132

## П

Павлов В. И.	86
Панин Г. Н.	70
Парафин А. Е.	128
Паулиш А. Г.	80
Паханов Н. А.	138
Пацин Н. С.	58
Певчих К. Э.	37, 41, 117
Перетокин А. В.	66, 96

Петров М. И.	96	Сафронов Л. Н.	65
Петрушков М. О.	94, 101	Саянский А. Д.	69
Печников А. И.	102	Светиков В. В.	37, 41
Пихтин Н. А.	41	Седегова Т. Ю.	34
Пластинин Ю. А.	54	Сейфи Н. А.	80, 126
Плешков А. С.	94, 130	Селезнев В. А.	108
Погоньшев А. О.	74	Семенов М. П.	51
Подкопаев А. В.	131	Семенов П. А.	120
Полесский А. В.	50	Семенча А. В.	25, 34
Пономарев С. А.	106, 107	Семенченко Н. А.	55
Пономаренко В. П.	43	Сидоров Г. Ю.	17, 51, 78, 85, 106, 142, 143
Попов А. А.	20	Сидоров Ю. Г.	51
Попов В. П.	48, 153	Скворцов И. В.	99
Попов В. С.	43, 49	Слипченко С. О.	41
Попов М. Р.	98	Смагин И. А.	47
Портнова К. А.	87	Смагина Ж. В.	47, 66, 77
Предеин А. В.	51	Смирнова М. О.	120
Преображенский В. В.	63, 94, 97, 101, 127	Соколов А. С.	104
Придачин Д. Н.	117	Соколов Л. В.	117
Просвирин И. П.	65	Спесивцев Е. В.	65, 79
Протасов Д. Ю.	65, 101, 113	Старцев В. В.	50
Пряхина В. И.	64	Стеблей М. Е.	115
Путьято М. А.	94, 101, 118	Степихова М. В.	47, 66, 77, 96
Пчеляков О. П.	117	Ступак М. Ф.	62
Пыжьянов Я. Я.	115	Стучинский В. А.	78, 142, 144, 145
<b>Р</b>		Супрун С. П.	58
Разумов В. Ф.	43	Сутормин В. С.	69
Рассказов И. Я.	54	Суханова А. С.	24
Ременный М. А.	59	Сухоруков Ю. П.	35
Ремесник В. Г.	51, 85, 110	Сы Ч.	48
Родякина Е. Е.	47, 66, 77, 154	Сырых Ю. П.	54
Рожков С. А.	67, 100, 146, 147, 150, 152	Сысоев П. А.	17
Ружеви́ч М. С.	110	<b>Т</b>	
Русецкий В. С.	67, 146, 150, 152	Тарасов А. С.	67
Рыбак А. А.	89, 136	Телегин А. В.	35, 115
Рыхлицкий С. В.	119	Теплов В. С.	115
Рябцев И. И.	33, 94, 130	Терехов А. С.	100, 147
<b>С</b>		Терещенко О. Е.	58, 65, 67, 146, 149, 150, 152
Сабина́на И. В.	51, 78	Тимофеев В. А.	69, 99
Салказанов А. Т.	120	Ткаченко В. А.	153, 154
Самардак А. С.	115	Ткаченко О. А.	153
Самойлова А. А.	114	Торопов А. И.	94, 105, 107
Сапегин А. А.	73	Третьяков Д. Б.	33, 130
Сапожников С. М.	131	Трофимов А. А.	24
Сасин М. Э.	84, 95	Трусов М. А.	74
		Трушин О. С.	20

Турбин А. В.	92	Шенгуров Д. В.	96
Тысченко И. Е.	48	Шерстнёв Е. В.	68
<b>У</b>		Шкляев А. А.	42, 65, 116
Ужаков И. Н.	85	Шмагин В. Б.	77
Уткин Д. Е.	56, 116	Шмаков А. Н.	65
Ушаков Д. В.	27	Шуклов И. А.	46, 49
		Шур В. Я.	64
<b>Ф</b>		<b>Э</b>	
Фадеев М. А.	57	Энтин В. М.	33
Фаттахов И. С.	20	<b>Ю</b>	
Федоринин В. Н.	124, 141	Юдовская А. Д.	53
Фёдоров В. В.	60, 127	Юнин П. А.	77
Феклистов К. В.	65	Юрасов Д. В.	66, 77, 96
Фирсов Д. Д.	99	<b>Я</b>	
Фрицлер К. Б.	117	Яблонский А. Н.	66, 77
<b>Х</b>		Якимов А. И.	56
Хайретдинова В. М.	93	Якимов Ю. А.	137
Хакимов Р. Р.	151	Яковлева Н. И.	16
Хасанов И. Ш.	29	Якубова А. А.	60
Холоднов В. А.	155	Якунин М. В.	17, 51, 98, 110, 119
Хорошилов В. С.	67, 156	Якшина Е. А.	33
Хрящёв С. В.	80, 123	Ярошевич А. С.	153, 154
<b>Ц</b>			
Царёв А. В.	36, 39, 116, 121		
<b>Ч</b>			
Чеботов Е. В.	132		
Черкова С. Г.	48		
Чжен Ч.	42		
Чилясов А. В.	24		
Чистохин И. Б.	63, 94, 117		
Чурилов С. М.	80		
<b>Ш</b>			
Шайблер Г. Э.	67, 100, 147, 149, 156		
Шалеев М. В.	66		
Шамирзаев Т. С.	118		
Шапенков С. В.	102		
Шатунов К. П.	80, 123		
Шашкин И. С.	41		
Шварц М. З.	71, 138		
Шварц Н. Л.	111		
Швец В. А.	79, 119		
Шевченко О. Н.	28, 89		
Шелеманов А. А.	87		

**ОБОРУДОВАНИЕ ДЛЯ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ  
И НАНОИНДУСТРИИ**

**MIDAS**  
SYSTEM



**MIDAS System:**

- Установки совмещения и экспонирования, установки нанесения и проявления фоторезиста

SENSOFAR®



**Sensofar-Tech, SL:**

- 3D оптические профилометры-конфокальные микроскопы

 **SR Co., Ltd**



**SR Co.Ltd.:**

- Полуавтоматически и автоматические установки дисковой резки.
- Установки монтажа пластин на пленку, УФ засветки и отмывки пластин после резки
- CO<sub>2</sub> генераторы

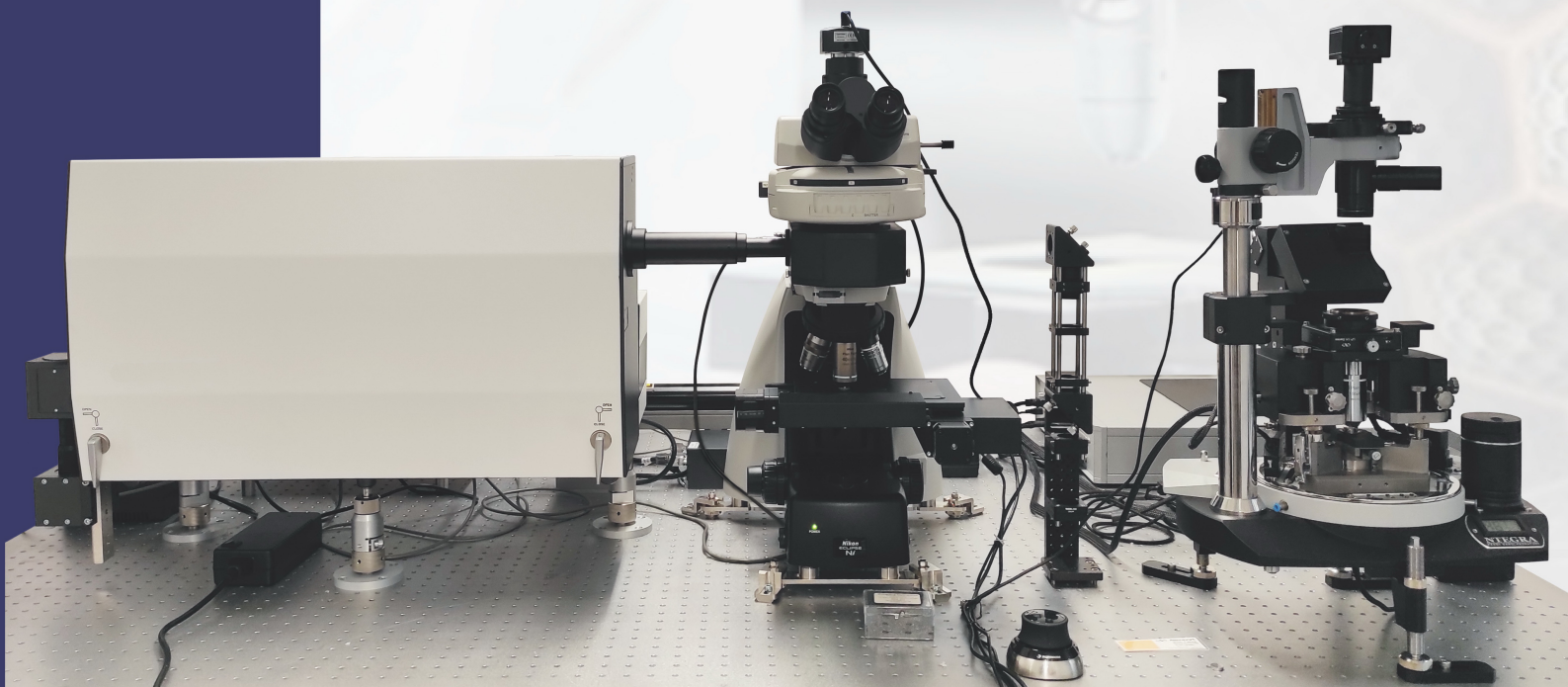
**SEMISHARE**



**SEMISHARE:**

- Ручные, полуавтоматические и автоматические зондовые станции для ВЧ и НЧ измерений.
- Вакуумные зондовые станции, станции с крио столикам и столики с нагревом

**Современные экспериментальные  
и инженерные технологии для  
зондово-оптических измерений  
характеристик поверхности  
на наномасштабе**

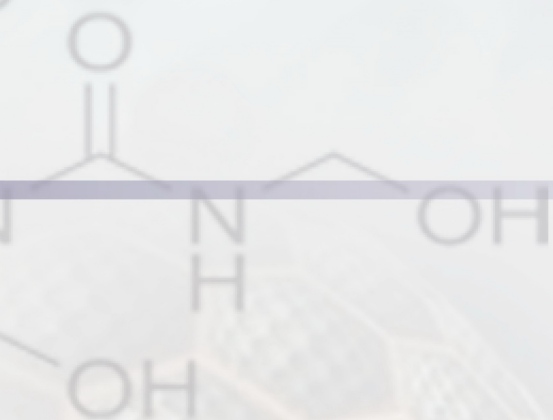


**Д.А. Козодаев, Е.В. Кузнецов, А.О. Погонышев, М.А. Трусов**

ООО «НОВА ФОТОНИКС», Россия 197374,  
г. Санкт-Петербург, ул. Савушкина, д. 83, корп 3, лит. А  
ФГБУ «ВНИИОФИ», Россия 119361, г. Москва, ул. Озёрная, д. 46

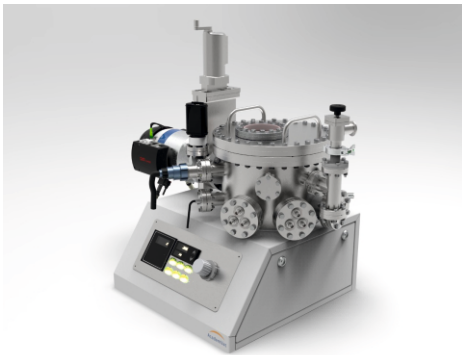
тел. +7 499 390 66 78  
эл. почта [info@ntmdt-russia.com](mailto:info@ntmdt-russia.com)



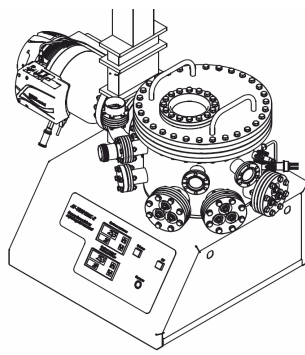


Компания «АкадемВак» расположена в Новосибирском Академгородке и специализируется на разработке и производстве вакуумного напылительного и испытательного оборудования для таких областей, как микроэлектроника, оптика, научные исследования. Компания предлагает высокую степень кастомизации своих решений, создавая проекты с учётом индивидуальных требований клиента. Компания также занимается модернизацией, автоматизацией вакуумного технологического оборудования заказчика

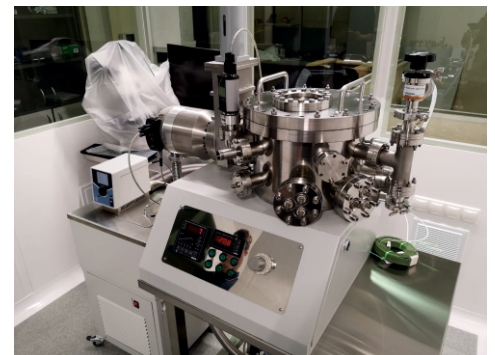
### Проект



### Чертежи

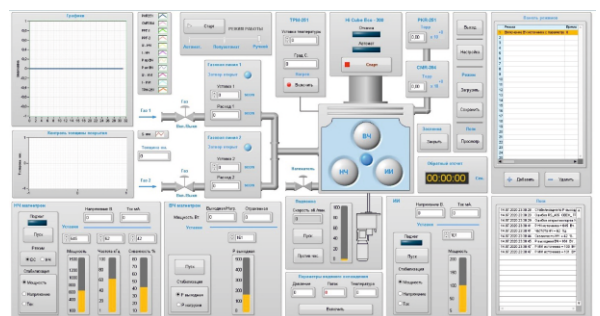
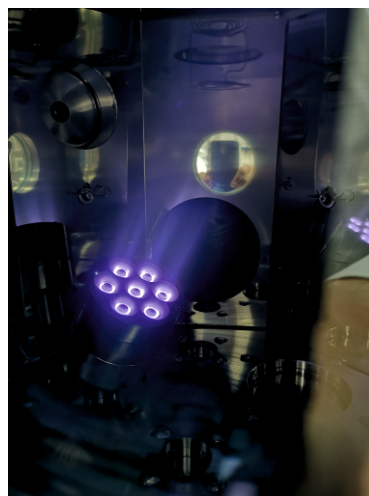
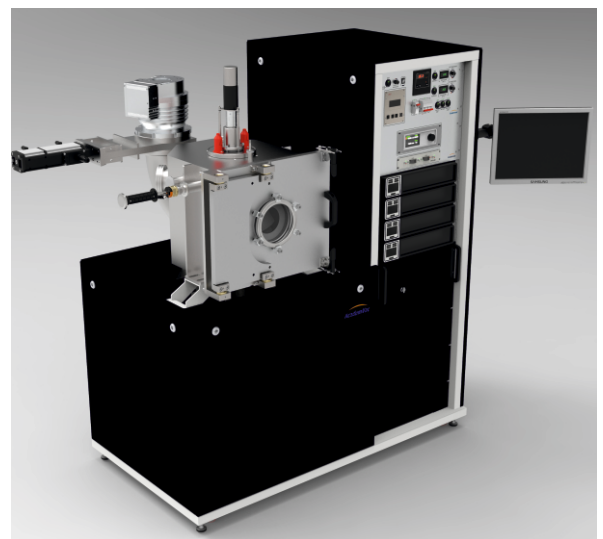


### Производство



### Установки магнетронного напыления ACADEMVAC-M/T

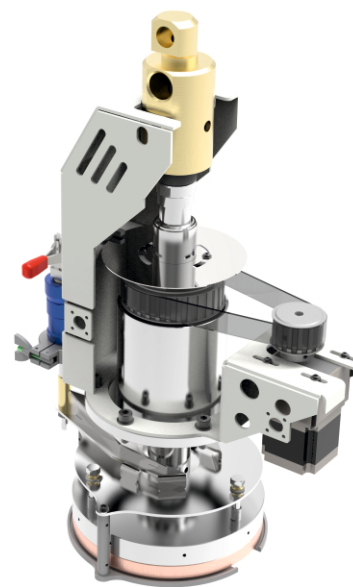
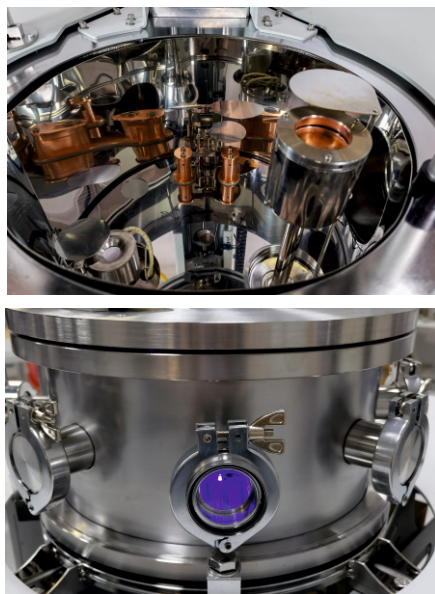
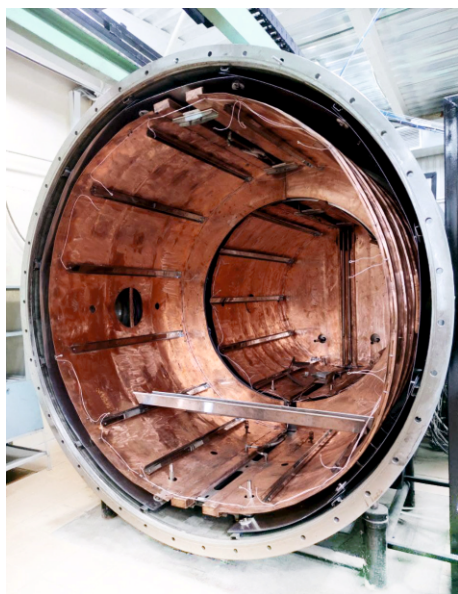
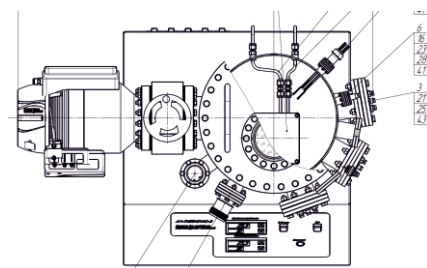
**ACADEMVAC-M/T** — серия универсальных вакуумных установок магнетронного, электронно-лучевого, термического распыления для получения тонкоплёночных покрытий высокого качества. Подходит для целей напыления металлических и диэлектрических тонких плёнок при мелкосерийном производстве устройств, обработке технологий





### Установки для R&D приложений

Научная работа не должна ограничиваться спецификацией и комплектацией стандартного оборудования. Каждая научная работа по определению индивидуальна и зачастую требует такого же нестандартного оснащения. Специалисты компании помогут определиться с техническим заданием, создадут технический проект и изготовят установку после согласования всех моментов





# FEP

FEP - РОССИЙСКИЙ ПРОИЗВОДИТЕЛЬ ТЕХНИКИ НОЧНОГО ВИДЕНИЯ



ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЙ  
ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ

## ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ:

### NEW:

- FLAG - ЭОП БЕЗ ИОННО-БАРЬЕРНОЙ ПЛЕНКИ, СНИЖЕННЫМ ЭФФЕКТОМ ГАЛО И СВЕРХБЫСТРЫМ ИСТОЧНИКОМ ПИТАНИЯ ДЛЯ МОЛНИЕНОСНОЙ РЕАКЦИИ НА ИЗМЕНЕНИЕ ОСВЕЩЕННОСТИ "СЦЕНЫ".
- ZORKIY 4 - ЭОП С ГИБРИДНЫМ ФОТОКАТОДОМ С НАНО-СТРУКТУРИРОВАННЫМ ПОКРЫТИЕМ, FOM 2200+.



МОНОКУЛЯР FEP NVM PRO

## ПРИБОРЫ НОЧНОГО ВИДЕНИЯ (ПНВ) :

### NEW:

- FEP NVM PRO - МОНОКУЛЯР С УВЕЛИЧЕННЫМ УГЛОМ ОБЗОРА 51 °. ДАННЫЙ ПРИБОР ПОЗВОЛЯЕТ РАСШИРИТЬ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛЬЗОВАТЕЛЯ В НОЧНОЕ ВРЕМЯ, В САМЫХ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ И ОБЕСПЕЧИТЬ ПРЕИМУЩЕСТВО В СИТУАЦИЯХ, КОГДА ЭТО ОСОБЕННО НЕОБХОДИМО.
- FEP NVS PRO - УНИВЕРСАЛЬНЫЙ ПРИЦЕЛ НОЧНОГО ВИДЕНИЯ, ПРЕДНАЗНАЧЕН ДЛЯ НАВЕДЕНИЯ И ПРИЦЕЛИВАНИЯ ОРУЖИЯ В УСЛОВИЯХ НИЗКОЙ ОСВЕЩЕННОСТИ. УСТАНОВЛИВАЕТСЯ НА ОГНЕСТРЕЛЬНОЕ ОРУЖИЕ КАЛИБРОВ 5.45, 7.62. ПРИЦЕЛ ПОЛНОСТЬЮ ГЕРМЕТИЧЕН, ЗАЩИЩЕН ОТ ПРОНИКНОВЕНИЯ ПЫЛИ И ВОДЫ (СТЕПЕНЬ ЗАЩИТЫ IP67).



ПРИЦЕЛ FEP NVS PRO



Дополнительная информация  
по QR коду

# 23

года группе компаний  
«Научное оборудование»

В СВОЕЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ МЫ СЧИТАЕМ  
НАИБОЛЕЕ ВАЖНЫМИ СЛЕДУЮЩИЕ  
МОМЕНТЫ:

→ **ЮРИДИЧЕСКАЯ ЧИСТОТА И БЕЗОПАСНОСТЬ**

Мы полностью соблюдаем налоговое и таможенное законодательство и избегаем рисков, связанных с ненадлежащим его исполнением. Наши заказчики получают оборудование, оформленное с соблюдением всех необходимых формальностей.

→ **ОБЪЕКТИВНОСТЬ И ДОСТОВЕРНОСТЬ**

Своевременное предоставление партнерам полной и достоверной информации по всем интересующим их вопросам – приоритет нашей компании, позволяющий партнёрам получать наилучший результат.

→ **ОТКРЫТОСТЬ И КОМПЕТЕНТНОСТЬ**

Ежедневно мы сталкиваемся с задачами, связанными с коммерческой деятельностью в России. Нам известны все нюансы и подводные камни этой деятельности в условиях сложной российской действительности. Мы всегда берем на себя решение этих задач и эффективно с ними справляемся.

# > 6460

исполненных контрактов  
за 3 года

# > 500

городов-заказчиков  
оборудования

# > 50

стран-импортеров  
оборудования

# > 10000

партнеров

# > 1000

брендов мы предлагаем  
нашим заказчикам

НАУЧНОЕ ИЗДАНИЕ

Российская конференция и школа молодых ученых  
по актуальным проблемам  
полупроводниковой фотоэлектроники

**ФОТОНИКА 2023**

4-8 сентября 2023 г., Новосибирск

**ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ**

Оригинал-макет подготовлен ИФП СО РАН

---

Отпечатано в типографии "Дигит Про"  
Подписано в печать 23.08.2023. Формат 60x84/8.  
Усл. печ. л. 21,5. Тираж 50 экз. Заказ № 626.

---



Институт физики  
полупроводников  
им. А.В. Ржанова СО РАН

Новосибирск 2023