

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ  
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

---

**КВАНТОВАЯ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ  
ЭЛЕКТРОНИКА**

*Посвящается памяти академика  
Роберта Арнольдовича Суриса*

Тезисы докладов молодежной конференции  
по физике полупроводников  
«Зимняя школа 2025»

Санкт-Петербург (г. Зеленогорск)  
26 февраля – 2 марта 2025 года

Санкт-Петербург  
2025

ББК 22.379

У25

**Квантовая полупроводниковая электроника:** тезисы докладов Молодежной конференции по физике полупроводников «Зимняя школа 2025», С.–Петербург (г. Зеленогорск), **26 февраля – 2 марта 2025 г.** – СПб.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2025. – 101 с.

Сборник содержит тезисы докладов-лекций ведущих специалистов и тезисы докладов молодых ученых-физиков по материалам собственных оригинальных работ, представленных на Молодежной конференции по физике полупроводников «Зимняя школа 2025» (**26 февраля – 2 марта 2025 г.**). ФТИ им. А.Ф. Иоффе ежегодно проводит Зимнюю школу по физике полупроводников для аспирантов, молодых ученых и студентов старших курсов. В 2025 году конференция посвящена памяти Роберта Арнольдовича Суриса, основная тематика программы – квантовая полупроводниковая электроника. Традиционно включена лекция, посвященная Нобелевской премии по физике.

Издание рассчитано на широкий круг молодых исследователей, преподавателей соответствующих специальностей вузов, научных работников и инженеров, специализирующихся в области физики полупроводников.

Издание осуществлено на основе MS Word файлов, представленных авторами докладов, в процессе верстки исправлены только ошибки стилевого оформления.

Редакторы *П.А. Дементьев, Е.В. Куницына*

© Федеральное государственное  
бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе  
Российской академии наук, 2025

## **Программный комитет**

С.А. Тарасенко (*председатель*)

Г.Г. Зегря (*сопредседатель по основной тематике*)

А.Т. Бурков  
А.Г. Забродский  
С.В. Иванов  
Е.Л. Ивченко  
П.С. Копьев  
Е.В. Куницына  
А.Ю. Маслов  
Р.В. Парфеньев  
А.В. Родина  
О.М. Сресели

## **Оргкомитет**

А.Г. Забродский (*председатель*)

Л.Ф. Гребеновская  
П.А. Дементьев  
Е.В. Дементьева  
Л.В. Котова  
Е.В. Куницына  
Е.А. Лаврова  
А.А. Пивоварова

## **Финансовая поддержка**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе  
Госкорпорация «Росатом»  
ООО «ЭЛЬФОЛЮМ»  
ООО «АВИРОН»  
ООО «ИоффеЛЕД»  
ООО «ИНОПТ»

## **Техническая поддержка**

ООО «АНДЕРС»

<b>Среда, 26 февраля</b>	<b>9</b>
<i>Н.А. Пихтин</i> .....	<b>14.30–15.15</b>
Полупроводниковые инжекционные лазеры и приборы на их основе .....	9
<i>Е.Л. Ивченко</i> .....	<b>15.20–16.05</b>
G-Фактор в полупроводниках и наноструктурах.....	11
<i>В.Г. Малышкин</i> .....	<b>16.10–16.55</b>
Нобелевская премия по физике 2024 года.....	12
<i>А.Т. Бурков</i> .....	<b>17.20–18.05</b>
Термоэлектрические преобразователи: теория и применения .....	13
<i>Д.Г. Зарюгин</i> .....	<b>18.10–18.30</b>
Применение термоэлектрических преобразователей в системах безопасности АЭС .....	15
<i>С.Г. Лакеев</i> .....	<b>18.30–18.50</b>
Устройства водородной энергетики: твердооксидные электролизеры и топливные элементы .....	17
<b>Четверг, 27 февраля</b>	<b>17</b>
<i>Д.И. Казаков</i> .....	<b>09.30–10.15</b>
Неразгаданные загадки физики элементарных частиц .....	17
<i>С.П. Кулик</i> .....	<b>10.20–11.05</b>
Абсолютная квантовая фотометрия.....	18
<i>А.В. Шипулин</i> .....	<b>15.00–15.45</b>
Создание и применение фотонных интегральных схем.....	18
<i>М.А. Семина</i> .....	<b>15.50–16.35</b>
Экситоны и трионы в низкоразмерных системах .....	20
<i>А.Г. Забродский, А.А. Шмидт</i> .....	<b>17.10–17.55</b>
Мир научной периодики и её состояние в России.....	22
<i>Levon V. Asryan</i> .....	<b>18.00–18.45</b>
Quantum Dot Lasers .....	24
<b>Пятница, 28 февраля</b>	<b>26</b>
<i>Е.В. Мостовицкова</i> .....	<b>09.30–10.15</b>
ИК-оптика магнитных полупроводников.....	26
<i>А.Е. Федянин</i> .....	<b>10.20–11.05</b>
Возбуждение когерентных ТГц магненов в антиферромагнетиках фемтосекундными лазерными импульсами .....	27
<i>П.Б. Родин</i> .....	<b>15.00–15.45</b>

Эффект Ганна: история и современность.....	28
<i>Н.Н. Казанский</i>	<b>15.50–16.35</b>
В поисках авторского начала в поэмах Гомера .....	30
<i>К.В.Кавокин</i>	<b>17.10–17.55</b>
Термодинамика и динамическая поляризация ядерных спинов в полупроводниках .....	31
<i>Н.А. Поклонский</i>	<b>18.00–18.45</b>
Спиновый магнетизм полупроводников с квазилокализованными электронами .....	33
<b>Суббота, 1 марта</b>	<b>35</b>
<i>Н.А. Гиппиус</i>	<b>09.30–10.15</b>
Оптические резонансы в современной фотонике .....	35
<i>Я.М. Бельтюков</i>	<b>10.20–11.05</b>
Упругие свойства полимерных нанокомпозитов.....	37
<b>Устная конкурсная сессия с докладами молодых ученых</b>	<b>38</b>
<i>А.Т. Береснева</i>	
Лазерно-индуцированное возбуждение прецессии намагниченности и переключение направления обменного смещения в ФМ/АФМ системах.....	38
<i>А.И. Брулев</i>	
Нарушение правил отбора рассеяния света на магнитных возбуждениях в ортоферритах.....	40
<i>А.Д. Демин</i>	
Инфракрасное фотодетектирование в экситонном изоляторе Ta <sub>2</sub> NiSe <sub>5</sub> .....	41
<i>В.А. Ковалева</i>	
Взаимодействие лазерно-индуцированных магнитостатических и поверхностных акустических волн в структуре Au/LuIG.....	43
<i>О.Е. Лакунцева</i>	
Исследование методами спектроскопии отражения, фотолюминесценции и фотоотражения метаморфных гетероструктур с квантовыми точками InAs/InGaAs .....	44
<i>Д.А. Луцевич</i>	
Спиновая динамика электронов в однократно заряженных коллоидных наноплателетах CdSe.....	46
<i>Н.О. Михайленко</i>	
Оптическое выстраивание темных экситонов в магнитном поле в геометриях Фарадея и Фойгта в наноплателетах CdSe/CdS .....	47
<i>О.А. Синицкая, Е.В. Никитина</i>	

Влияние Ag и Au наночастиц на характеристики узкополосных УФ фотодетекторов на основе GaN .....	49
<i>А.В. Терентьев</i>	
Инфракрасная спектроскопия ( $\text{Cu}_2\text{X}$ , X = S, Se, Te).....	51
<i>Р.В. Устименко</i>	
Влияние фосфора, азота и пассивации поверхности на межзонную фотолюминесценцию нитевидных нанокристаллов на основе InAs.....	53
<i>М.В. Учаев</i>	
Магнито-оптическая спектроскопия сверхтонкого взаимодействия для реализации сенсоров магнитного поля и температуры .....	55
<i>А.П. Четверикова</i>	
Эквидистантные гребенки горячих точек в пространственном и частотном доменах .....	56
<b>Стендовая конкурсная сессия с докладами молодых ученых</b>	<b>58</b>
<i>З.Э. Алдиканджи</i>	
Терагерцовая спектроскопия углеродных нанотрубок (металлических и полупроводниковых).....	58
<i>Д.В. Бабин</i>	
Применение теории случайных матриц для описания неаффинных деформаций .....	60
<i>Е.И. Василькова</i>	
Фотодиоды коротковолнового ИК диапазона 2,0–2,6 мкм на основе метаморфных гетероструктур InGa(Al)As/InP.....	61
<i>Г.П. Вейшторг</i>	
Модуляция спектра фотолюминесценции квантовых точек, интерферирующей на брэгговском зеркале .....	62
<i>А.А. Гуняга</i>	
Генерация второй гармоники за счёт пространственной структуры излучения.....	64
<i>А.М. Даутов</i>	
Синтез методом МПЭ ПА и свойства AlN нитевидных нанокристаллов на двумерном гексагональном нитриде бора .....	65
<i>А.А. Ермина</i>	
Анизотропное внедрение наночастиц Ag в c-Si при высокотемпературной обработке .....	67
<i>К.В. Живетьев</i>	
ТГц-ИК спектроскопия бессвинцовых сегнетоэлектриков со структурой перовскита.....	69
<i>А. Исмаил</i>	

17-фс стабильный эрбиевый волоконный генератор с внерезонаторным управлением нелинейностью и дисперсией .....	70
<i>Д.А. Караулов</i>	
Фотоиндуцированное поглощение света в GeSi/Si квантовых точках .....	70
<i>П. Д. Корниенко</i>	
Определение предельного значения люминесцентных взаимодействий в многопереходных солнечных элементах .....	72
<i>М.В. Кузнецова</i>	
Перспективы создания наномембран на основе $A^3N$ гетероструктур для очистки воды .....	72
<i>А.А. Кутузова</i>	
Поляризационно-независимая электромагнитно-индуцированная прозрачность, управляемая связанными состояниями в континууме .....	74
<i>В.В. Лендяшова</i>	
Фотолюминесценция квантовых точек InAs на подложках GaAs/Si .....	76
<i>А.В. Ли</i>	
Эффективный нанокристаллический термоэлектрический материал Bi-Te-Se, полученный методом быстрой закалки .....	77
<i>В.Р. Мельникова</i>	
Определение сопротивления растекания приповерхностных слоев трехкаскадных GaInP/GaInAs/Ge фотопреобразователей .....	78
<i>А.А. Пуговкин</i>	
Диэлектрический слой $MgF_2$ в светоизлучающих диодах с тыльным отражателем .....	79
<i>А.А. Ревин</i>	
Электронные свойства сильнолегированного оксида галлия .....	81
<i>А.К. Романчук</i>	
Анализ влияния формирования контактов и методов резки на фотоэлектрические характеристики трёхкаскадных солнечных элементов .....	81
<i>Н.С. Солодовченко</i>	
Эффекты неэрмитовой фотоники: каскады связанных состояний в континууме, исключительные точки и объемная арка Ферми .....	83
<i>Г.С. Чекмарев</i>	
Фотонные эффекты при переходах между диэлектрическими резонаторами с различной топологией .....	85
<i>В.Е. Шипков</i>	
Исследование влияния калиевой пассивации на оптические свойства нанокристаллов перовскита .....	86

<i>О.В. Баранцев, Е.И. Василькова, Е.В. Пирогов, М.С. Соболев</i> Эпитаксиальный рост полупроводниковых гетероструктур InGaAs/InAlAs/InP с метаморфными буферными слоями .....	88
<i>С.А. Вотяков, П.В. Федотов, А.В. Осадчий, Е.Д. Образцова</i> Моды шепчущей галереи, способствующие усилению излучения нанополос графена.....	89
<i>Г.А. Гусев, В.С. Дымченко, П.А. Сырников, М.В. Загорянская</i> Передача энергии возбуждения в YAG:Eu <sup>3+</sup> , Nd <sup>3+</sup> .....	91
<i>Т.Э. Зедоми, Л.В. Котова, В.П. Кочерешко</i> Спектроскопия ван-дер-ваальсовых гомоструктур на основе дисульфида вольфрама.....	92
<i>А.Н. Ипатов, Г.А. Курпьянов</i> Коллективные возбуждения в объемно-легированных полупроводниковых нанокристаллах CdS .....	94
<i>К.Н. Орехова, Б.Е. Бураков, И.В. Коклюшкина, М.В. Загорянская</i> Дефекты в монокристаллах ортофосфатов иттрия и лютеция, синтезированных методом флюса.....	95
<i>А.Д. Родиончикова, М.А. Малыш, М.С. Дунаевский</i> Визуализация областей двуслойного графена на поверхности SiC методами сканирующей зондовой микроскопии.....	96
<i>К.И. Русских</i> Влияние граничных условий на спектр и волновые функции дырок в сферических нанокристаллах InP.....	98
<i>А.М. Скоморохов</i> Низкочастотная спектроскопия ОДМР и антипересечения уровней спиновых центров в алмазе и карбиде кремния.....	99

# Полупроводниковые инжекционные лазеры и приборы на их основе

Н.А. Пихтин

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

В докладе будут рассмотрены этапы разработок мощных непрерывных и импульсных торцевых полупроводниковых инжекционных лазеров с резонатором Фабри – Перо (далее – лазерные диоды), излучающих в диапазоне длин волн 630–2000 нм. Будут представлены разные конструкции квантоворазмерных двойных гетероструктур раздельного ограничения (КР РО ДГС), изготавливаемые методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии на подложках GaAs и InP, которые используются для изготовления мощных лазерных диодов.

Будут представлены основные этапы постростовой обработки лазерной гетероструктуры для создания активного элемента (чипа) мощного полупроводникового лазера, включая формирование мезаполосковой конструкции чипа, нанесения диэлектрических и металлических покрытий, монтаж чипов на теплоотвод. Будут приведены различные конструкции чипа полупроводникового лазера для достижения многомодового или одномодового режима работы.

Будут обсуждаться результаты исследований физических и конструктивно-технологических факторов, влияющих на свойства и характеристики мощных импульсных и непрерывных полупроводниковых лазеров на основе асимметричных КР РО ДГС с расширенным волноводом и сверхузким волноводом с малыми внутренними оптическими потерями. Будет продемонстрировано, что снижение, сохранение и оптимизация соотношения внутренних и внешних оптических потерь является одним из основных инструментов повышения мощностных характеристик лазерных диодов как в непрерывном, так и в импульсном режиме генерации. Будут приведены результаты исследований влияния концентрации инжектированных носителей заряда на внутренние оптические потери на рассеяние в волноводе лазерной гетероструктуры; результаты исследований утечки делокализованных носителей заряда в волноводных слоях и из волноводного слоя в р-эмиттер лазерной гетероструктуры при высоких уровнях токовой накачки.

В докладе будут обсуждаться современные характеристики мощных лазерных диодов, которые в настоящий момент являются ключевыми с точки зрения их применений, а именно: выходная оптическая мощность, надежность (срок службы), коэффициент полезного действия (КПД), спектральная яркость, пространственная яркость, массогабариты и даже стоимость. Будут рассмотрены пути оптимизации каждого из указанных параметров.

Для увеличения выходной оптической мощности излучения лазерных диодов

(до 40 Вт с одиночного излучателя и до нескольких кВт из оптических систем) будут приведены следующие направления: применение эпитаксиально-интегрированной туннельно-связанной гетероструктуры, использование лазерных диодных сборок (линеек и матриц), оптическое суммирование излучения одиночных лазерных диодов. Для обеспечения надежности работы лазерных диодов (более 10 000 часов) на рабочей оптической мощности будет обсуждаться проблема повышения оптической прочности зеркал Фабри – Перо лазерных диодов. Будут приведены основные параметры, определяющие максимальный КПД (до 70 %) лазерного диода. Будут обсуждаться возможные пути увеличения спектральной яркости (от нескольких нм до нескольких Å) и пространственной яркости (от десятков до единиц градусов). В заключение будет затронута проблема минимизации стоимости как одиночного чипа полупроводникового лазера, так и оптической системы в целом, и приведены возможные конструктивные пути ее уменьшения – это создание устойчивого воспроизводимого дизайна лазерной гетероструктуры и активного элемента, улучшение температурной стабильности лазеров с целью их надежной работы без систем охлаждения, разработка простых систем интеграции оптического излучения.

## Литература

- [1] С.О. Слипченко, Д.А. Веселов, В.В. Золотарев, Ю.К. Кириченко, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, А.А. Подоскин, В.В. Шамахов, И.С. Шашкин, Н.А. Пихтин. В книге (сборнике): ФТИ им. А.Ф. Иоффе – 105 лет, 2023, с. 15–19.
- [2] Yu. Kirichenko, D. Veselov, A. Klimov, S. Slipchenko, N. Shuvalova, A. Lyutetsky, N. Pikhtin, A. Marmalyuk, V. Svetogorov, Yu. Ryaboshtan, M. Ladugin. *Nanomaterials*, **13**(20), ArtNo: #2746 (2023).
- [3] Ю.К. Бобрецова, Д.А. Веселов, Н.В. Воронкова, С.О. Слипченко, В.А. Стрелец, М.В. Богданович, П.В. Шпак, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, Н.А. Пихтин. *Квантовая электроника*, **49**(5), 488–492 (2019).
- [4] V.V. Zolotarev, A.Y. Leshko, V.V. Shamakhov, D.N. Nikolaev, V.S. Golovin, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin. *Semicond. Sci. Technol.*, **35**(1), ArtNo: #015009 (2020).
- [5] Д.А. Веселов, И.С. Шашкин, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *Письма в ЖТФ*, **41**(6), 10–16 (2015).
- [6] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. *ФТП*, **38**(3), 374–379 (2004).
- [7] Д.А. Веселов, Н.А. Пихтин, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, В.В. Шамахов, И.С. Шашкин, И.С. Тарасов. *Квантовая электроника*, **45**(7), 604–606 (2015).
- [8] В.В. Золотарев, А.Ю. Лешко, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Я.В. Лубянский, Н.В. Воронкова, И.С. Тарасов. *Квантовая электроника*, **45**(12), 1091–1097 (2015).
- [9] А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан, П.В. Горлачук, М.А. Ладугин, А.А. Падалица, С.О. Слипченко, А.В. Лютецкий, Д.А. Веселов, Н.А. Пихтин. *Квантовая электроника*, **47**(3), 272–274 (2017).
- [10] А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан, П.В. Горлачук, М.А. Ладугин, А.А. Падалица, С.О. Слипченко, А.В. Лютецкий, Д.А. Веселов, Н.А. Пихтин. *Квантовая электроника*, **48**(3), 197–200 (2018).

# G-Фактор в полупроводниках и наноструктурах

Е.Л. Ивченко

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

В лекции будет представлен обзор экспериментальных и теоретических исследований эффекта Зеемана в полупроводниковых материалах. Фактор Ланде, или  $g$ -фактор, является важным параметром электронной зонной структуры, который описывает спиновое расщепление электронных и дырочных состояний, а также уровней экситонов Ванье – Мотта во внешнем магнитном поле.

Первая часть лекции знакомит с различными методами измерения  $g$ -факторов, а именно: 1) электронный парамагнитный резонанс (ЭПР) [1], 2) оптически детектируемый магнитный резонанс (ОДМР), 3) комбинационное (рамановское) рассеяние света с переворотом спина, 4) спектральное разрешение экситонных подуровней, 5) магнитная циркулярная поляризация люминесценции (МЦФЛ), 6) эффект Ханле, 7) квантовые спиновые биения, 8) индуцированное магнитным полем антипересечение экситонных подуровней, 9) измерение спектра спинового шума в магнитном поле.

Вторая часть посвящена теории эффекта Зеемана. Начну с объемных полупроводников  $A_3B_5$  и  $A_2B_6$  кубической симметрии, где  $g$ -фактор электронов хорошо описывается формулой Рот – Лэкса – Цвердлинга [2] и где его значения варьируются от  $\sim 2$  в широкозонных полупроводниках до  $-5$  в узкозонном соединении InSb. Современным примером могут служить кристаллы перовскита галогенида свинца  $APbX_3$  ( $A$  – Cs, MA, FA;  $X$  – Cl, Br, I) [3]. Затем я рассмотрю структуры с квантовыми ямами, в которых  $g$ -фактор электрона становится анизотропным, а продольная и поперечная компоненты сильно зависят от толщины ямы [4, 5]. Теоретическая часть завершается анализом  $g$ -факторов в квантовых точках [5, 6] и особенностей эффекта Зеемана на дырках в валентной зоне полупроводника.

## Литература

- [1] Е.К. Завойский. J. Phys. USSR, **9**, 245 (1945); ЖЭТФ, **15**, 347 (1945); УФН, **93**, 523 (1967).
- [2] L.M. Roth, B. Lax, S. Zwerdling. Phys. Rev., **114**, 90 (1959).
- [3] E. Kirstein, D.R. Yakovlev, M.M. Glazov et al. Nature Commun., **13**, 3062 (2022).
- [4] Е.Л. Ивченко, А.А. Киселев. ФТП, **26**, 1471 (1992).
- [5] A.A. Kiselev, E.L. Ivchenko, U. Rüssler. Phys. Rev. B, **58**, 16353 (1998).
- [6] M.A. Semina, A.A. Golovatenco, A.V. Rodina. arXiv:2011.11041v1 [cond-mat.mes-hall] 22 Nov 2020.

# Нобелевская премия по физике 2024 года

В.Г. Мальшкин

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

В докладе рассказывается о нобелевской премии по физике 2024, полученной John J. Hopfield и Geoffrey Hinton. С момента возникновения концепции универсальных компьютеров и их первых реализаций вопрос о предмете моделирования возникает как один из наиболее важных.

Ещё в работах А. Тьюринга рассматривалась проблема «имитации» человека, известная сейчас как тест Тьюринга. Дальнейшее развитие включало в себя ряд различных направлений; появились большие ожидания прогресса в искусственном интеллекте. К 70-м ожидаемое не свершилось, возникло сильное разочарование. Произошло критическое урезание финансирования. Наступила «зима» искусственного интеллекта. Можно выделить две «зимы»: 1974–1980 и 1987–2000 годов. На фоне неудач общего искусственного интеллекта произошло сильное ограничение предмета исследований, а сама деятельность была названа иначе. Появилось machine learning (ML).

Машинное обучение (ML) – это область искусственного интеллекта, занимающаяся разработкой и изучением статистических алгоритмов, способных обучаться на данных и обобщать ранее неизвестные данные, выполняя задачи без явных инструкций. Машинное обучение применяется во многих областях, включая обработку естественного языка, компьютерное зрение, распознавание речи, фильтрацию электронной почты, сельское хозяйство и медицину. Задачи ML – это, по сути, обратная задача: построение модели из данных.

Любая задача ML состоит из четырёх компонент:

- выбор входных атрибутов;
- представление знания;
- критерии качества (норма);
- алгоритм поиска решения в пространстве представления знания.

Представление знания является самым важным элементом, так как оно определяет способность системы машинного обучения к обобщению. Прогресс в области представления знаний – от коэффициентов линейной регрессии, весов перцептрона, статистического обучения и логических подходов к методам опорных векторов, правилам и деревьям решений, нечеткой логике и глубокому обучению – определял развитие машинного обучения в последние четыре десятилетия.

Работы нобелевских лауреатов посвящены одному из видов представления знания – в виде нейронных сетей. В ранних работах John J. Hopfield и независимо Geoffrey Hinton предложена аналогия между нейронными сетями определённой геометрии и физической задачей спинового стекла в модели Sherrington – Kirkpatrick (1975).

Данный подход позволил ввести понятие «энергии» и рассматривать только локальные модификации весов.

Особая роль Geoffrey Hinton заключается в том, что коллектив под его научным руководством (упомянем трёх наиболее известных исследователей – Yoshua Bengio, Yann Le Cun, Ian Goodfellow) смог за счёт изменения топологии сети ввести достаточно много скрытых слоёв нейронной сети без возникновения data overfitting. Сама деятельность была названа «deep learning», термин появился в 2006 году. Усилиями большого числа исследователей и инженеров технология была коммерциализирована и превзошла ранее используемые методы машинного обучения по качеству и производительности, особенно в области обработки изображений. В настоящее время «deep learning» массово применяется коммерчески.

Проведён наукометрический анализ. Число публикаций, упоминающих «deep learning», достигло максимума примерно  $10^6$  публикаций в год в 2020, после чего снизилось к 2024 примерно в три раза. Сам подход требует очень большого количества данных. Обсуждается роль данных, например, ImageNet (основана Fei-Fei Li), в которой вручную аннотировано более 14 миллионов изображений. И роль образования, например, Mila, Quebec AI Institute (основан Yoshua Bengio), который в настоящее время имеет сотни сотрудников и около тысячи MSc и PhD студентов, проводящих исследования в области искусственного интеллекта, главным образом deep learning.

## **Термоэлектрические преобразователи: теория и применения**

А.Т. Бурков

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

Термоэлектрические преобразователи играют в современной технологии хотя и относительно небольшую по объёму, но важную, а в некоторых случаях – ключевую роль. Основными областями применения термоэлектрических устройств являются оптоэлектронные телекоммуникационные системы, источники электропитания для труднодоступных мест на земле и источники электроснабжения космических аппаратов.

В этой лекции я расскажу об истории развития этой технологии, физических эффектах, лежащих в основе термоэлектрических преобразователей, требованиях, предъявляемых к термоэлектрическим материалам, о конструкции преобразователей и их применениях.

В основе лежат три основных термоэлектрических эффекта, названных именами

их открывателей: эффект Зеебека (термоэдс), эффект Пельтье и эффект Томсона. Недавно отмечалось 200-летие открытия первого из термоэлектрических эффектов – эффекта Зеебека. Физический механизм этих, на первый взгляд, разных эффектов един, а эффекты являются его проявлениями в разных внешних условиях. Этот механизм связан с отличием средней энергии диффузионного потока носителей заряда от энергии Ферми (транспортная энтропия носителей заряда).

Сейчас применяются два типа устройств на основе термоэлектрических эффектов. Первый тип устройств основан на эффекте Пельтье и используется для охлаждения или термостабилизации, как правило, небольших объектов. Наиболее масштабное применение элементов Пельтье связано с термостабилизацией оптоэлектронных приборов (излучателей и приемников излучения) в оптических системах передачи информации. Другой тип приборов – термоэлектрические генераторы, преобразующие энергию теплового потока в энергию электрического тока. Такие генераторы применяются, например, на космических аппаратах для исследования глубокого космоса и на посадочных модулях для исследования планет (Луна, Марс, Венера). Современные генераторы для космических применений преобразуют тепло, высвобождающееся при распаде нестабильных изотопов (в основном это  $^{238}\text{Pu}$ ,  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{63}\text{Ni}$ ,  $^{241}\text{Am}$ ), в электрический ток (они называются «радиоизотопные термоэлектрические генераторы - РИТЭГ»). Отличительной чертой этих источников электроэнергии является длительный срок автономной работы, рекорд принадлежит РИТЭГам космических аппаратов *Voyager 1* и *Voyager 2*, которые функционируют уже более 47 лет.

Основной проблемой в технологии термоэлектрических преобразователей является относительно низкая эффективность преобразования. Практический КПД современных термоэлектрических генераторов составляет 5–8 %. Эффективность преобразования в основном определяется свойствами материалов, из которых состоят активные элементы термоэлектрических преобразователей – ветви термоэлементов. Проблема заключается в том, что к свойствам материалов предъявляются «противоположные» требования. Термоэлектрическая эффективность материала характеризуется безразмерным параметром  $ZT = \frac{S^2 \sigma}{\kappa}$ , здесь  $S$  – коэффициент термоэдс,  $\sigma$  –

электропроводность,  $\kappa$  – теплопроводность,  $T$  – температура. Эффективность преобразователя растет с ростом  $ZT$ . Ясно, что хороший термоэлектрический материал должен иметь большую термоэдс и высокую электропроводность одновременно с низкой теплопроводностью. Три параметра, определяющие  $Z$ : термоэдс, электро- и теплопроводность, тесно связаны друг с другом. Обычно материалы с большой термоэдс (изоляторы) имеют низкую электропроводность, а хорошие проводники (металлы) – маленькую термоэдс и высокую теплопроводность. Дополнительно к материалам для термоэлектрических преобразователей предъявляются жесткие требования по их термической стабильности и механической стойкости, чтобы обеспечить

высокую надежность и длительный срок службы преобразователя. Сочетание этих требований и их некоторая «противоестественность» делают задачу создания эффективных и стабильных термоэлектрических материалов весьма сложной.

## Литература

- [1] 200 Years of Thermoelectricity. An Historical Journey Through the Science and Technology of Thermoelectric Materials (1821–2021) / Редакторы: L. Anatyshuk, A. Burkov, J. Goldsmid, Yu. Grin, K. Koumoto, D. Narducci, G.S. Nolas // Springer Ser. Mat. Sci., **328**, 1–335 (2024).

## Применение термоэлектрических преобразователей в системах безопасности АЭС

Д.Г. Зарюгин

Госкорпорация «Росатом», Москва, Россия

Безопасность современных энергоблоков АЭС обеспечивается за счёт применения активных и пассивных систем безопасности, оптимальное сочетание которых определяется в проекте с учётом баланса стоимости строительства и соответствия стандартам и критериям безопасности. Активные системы требуют многократного резервирования, поэтому для уменьшения стоимости АЭС необходимо расширить внедрение пассивных систем. Не существует большого многообразия технических решений, на основе которых функционируют пассивные системы безопасности. В основном используется естественная циркуляция рабочей жидкости или газа, сила гравитации и запасённая механическая энергия. Наиболее применяемыми являются пассивные системы безопасности на основе принципа естественной циркуляции рабочей жидкости или газа. Основным недостатком подобных систем является низкая скорость течения рабочей среды в режиме естественной циркуляции, что сказывается на мощности системы, которой может оказаться недостаточно для выполнения заданной функции безопасности, а также негативно влияет на инерционность и устойчивость характеристик при функционировании системы в целом. В результате для обеспечения мощности, требуемой для выполнения системой заданной функции безопасности, приходится её масштабировать с увеличением массогабаритных характеристик системы и её элементов, что одновременно может ухудшить другие, важные для выполнения функции безопасности характеристики. Разработка и обоснование новых технических решений функционирования пассивных систем безопасности повышенной мощности, малоинерционных, обладающих стабильными функциональными характеристиками, не зависящими от внешних факторов, с меньшими удельными массогабаритными характеристиками, является актуальной задачей повышения безопасности и экономической эффективности эксплуатируемых и разрабатываемых АЭС.

В соответствии с определением «Общие положения определения безопасности атомных станций» [1]: «Пассивная система (элемент)» – система (элемент), функционирование которой связано только с вызывающим её работу событием и не зависит от работы другой активной системы (элемента). По конструктивным признакам пассивные системы (элементы) делятся на пассивные системы (элементы) с механическими движущимися частями и пассивные системы (элементы) без механических движущихся частей.

Приводится описание нового принципа проектирования пассивных систем безопасности АЭС повышенной мощности и другими улучшенными характеристиками, при котором естественная циркуляция рабочей жидкости или газа заменяется на принудительную, а энергия на обеспечение функционирования системы преобразуется безмашинным способом из самого аварийного процесса, которому данная система противостоит при выполнении заданной функции безопасности. Таким образом значительно увеличивается мощность пассивной системы безопасности по сравнению с системами, основанными на естественной циркуляции, а также улучшаются другие характеристики выполнения системой безопасности заданной функции безопасности. Реализация предложенного принципа в системах аварийного теплоотвода от реакторов различного типа основана на применении прямого преобразования с помощью термоэлектрических преобразователей тепловой энергии остаточных энерговыделений в электрическую для питания насосов, обеспечивающих принудительную циркуляцию охлаждающей среды в режиме аварийного охлаждения при полном обесточивании энергоблока. Продемонстрирована возможность применения данного принципа в пассивных системах аварийного теплоотвода от реакторов различного типа [1]:

- система аварийного охлаждения реактора (САОР) с тяжёлым жидкометаллическим теплоносителем;
- система удержания расплава активной зоны в корпусе реактора ВВЭР большой тепловой мощности в режиме пузырькового кипения и дисперсионного газочапельного охлаждения;
- система аварийного расхолаживания реактора атомной станции малой мощности «Шельф-М».

Пассивные системы безопасности, реализующие представленный принцип, соответствуют требованиям МАГАТЭ для пассивных систем [2] категории «С» с соответствующими характеристиками: отсутствие управляющего сигнала; отсутствие внешних источников питания или сил; механические движущиеся части, вне зависимости от того, присутствуют или нет рабочие среды.

## Литература

- [1] С.Л. Соловьев, Д.Г. Зарюгин, С.Г. Калякин, С.Т. Лескин, Д.С. Соловьев. Известия вузов. Ядерная энергетика, 1 (2024).
- [2] International Atomic Energy Agency. Safety related terms for advanced nuclear plants. IAEA TECDOC-626. Vienna, IAEA (1991).

# **Устройства водородной энергетики: твердооксидные электролизеры и топливные элементы**

С.Г. Лакеев

Госкорпорация «Росатом», Москва, Россия

Водородная энергетика является одним из приоритетных направлений научно-технологического развития Госкорпорации «Росатом». Основные задачи, решаемые в рамках данного направления, – крупномасштабное и локальное производство водорода, его хранение и транспортировка, а также использование в устройствах водородной энергетики [1].

Сравниваются характеристики различных типов электролизеров для получения водорода, характеристики топливных элементов и энергоустановок на их основе.

Показаны преимущества электролизеров и топливных элементов, использующие, твердооксидные электролиты.

Рассмотрены типы материалов, применяемых в твердооксидных устройствах, их характеристики, проблемы совместимости.

Описаны виды твердооксидных устройств водородной энергетики, особенности их конструкции, варианты повышения производительности.

Приведены примеры исследований, выполняемых в Госкорпорации «Росатом» в области водородной энергетики, в том числе по твердооксидным электролизерам и топливным элементам.

## **Литература**

- [1] Водородная энергетика – направление инновационного развития атомной отрасли // М.: НИЯУ МИФИ, 2024, 84 с.

# **Неразгаданные загадки физики элементарных частиц**

Д.И. Казаков

ОИЯИ, Дубна, Россия

Это будет рассказ о Стандартной модели фундаментальных взаимодействий, об её основах и экспериментальной проверке, об оставшихся белых пятнах, о нейтрино и Хиггсовском бозоне, о попытках выйти за рамки СМ, о теориях великого объединения и суперсимметрии, о темной материи и распаде протона, об ускользающей квантовой гравитации и тёмной энергии.

# Абсолютная квантовая фотометрия

С.П. Кулик

МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Разработка эталонов физических величин, основанных на фундаментальных законах физики, является актуальной проблемой современной метрологии. В частности, разработкой таких эталонов для фотометрических характеристик, основанных на закономерностях квантовой механики, занимается квантовая фотометрия – сравнительно молодое междисциплинарное направление метрологии. В основе схем высокоточных квантовых оптических измерений, широко применяющихся также в современных квантовых оптических информационных технологиях, лежит квантовая  $N$ -фотонная интерференция.

В докладе рассматриваются принципы нового направления метрологии – абсолютной квантовой фотометрии. Речь идет о двух методах, основанных на спонтанном параметрическом рассеянии (СПР) света – нелинейно-оптическом процессе, в котором на выходе кристалла, обладающего квадратичной восприимчивостью, образуются пары фотонов.

**1. Метод абсолютной калибровки однофотонных фотодетекторов** основан на том, что нелинейный кристалл, в котором происходит процесс СПР, излучает фотоны парами: это значит, что число испущенных фотонов в моды  $|s\rangle$  и  $|i\rangle$  равно общему числу пар – бифотонов  $N$  (например,  $N$  пар в секунду).

**2. Метод абсолютной калибровки спектральной яркости источников излучения** основан на соотношении, описывающем интенсивность излучения в сигнальной моде СПР в терминах числа фотонов на моду – т. е. спектральной яркости излучения.

Оба метода являются абсолютными, т. е. не требующими эталонных источников/приемников излучения. В качестве абсолютного репера выступают нулевые флуктуации электромагнитного вакуума, на основе которых предлагается ввести новую фотометрическую единицу 1 Планк (фотон на моду электромагнитного поля).

## Создание и применение фотонных интегральных схем

А.В. Шипулин

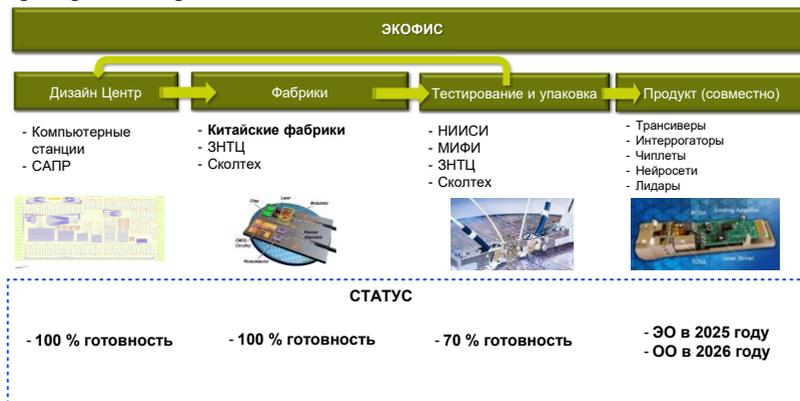
Сколковский институт науки и технологий

В презентации будет показано, как Сколтех, реализуя свою уникальную парадигму, преодолевает разрыв между современными фундаментальными достижениями и промышленными приложениями. Мы продемонстрируем результаты нашей

работы в области применений фотонных интегральных схем для современных оптических коммуникаций, квантовых технологий, оптических систем мониторинга, оптических вычислителей и оптических нейросетей.

В презентации рассказывается о проблемах создания в Российской Федерации полного цикла по дизайну, производству, тестированию, корпусировке и применениям фотонных интегральных схем (ФИС) [1] – экосистемы ФИС (ЭКОФИС).

ЭКОФИС создаётся на основе кооперации между лабораторией интегральной фотоники Сколтеха [2], фирмой ФИСТЕХ (стартап Сколтеха), ЗНТЦ, МИФИ и несколькими партнёрскими организациями.



**Рис. 1.** ЭКОФИС – экосистема фотонных интегральных схем

В настоящий момент создана полная цепочка от дизайна ФИС до их приложений (см. рис. 1), готовая к выполнению внешних заказов. Результатом явилось:

- создан Дизайн Центр для создания цифровых моделей ФИС для любых применений, на любых материальных платформах и в нужных для изготовления форматах;
- установлены рабочие контакты с фабриками – изготовителями ФИС;
- проведены проверочные циклы «дизайн – изготовление – тестирования»;
- проведенные (частично) тесты подтвердили заложенные характеристики изделий;
- установлены рабочие контакты с партнёрами, обладающими компетенциями в корпусировке ФИС;
- проведена корпусировка ФИС (частично) в форм-факторах для тестирования и применения в составе конечных изделий;
- проведены переговоры о тестировании ФИС для готовых изделий, а именно: трансиверов (включая системы квантового распределения ключей), интеррогаторов, чиплетов и нейросетей. Соответствующие ТЗ либо согласованы, либо находятся в стадии согласования;
- установлены рабочие контакты с партнёрами, занимающимися фундаментальными исследованиями, включая проекты с зарубежными партнёрами;

– запущен проект в рамках НТИ по созданию на борту космических аппаратов системы бортовой коммуникации и сенсорики – СБКС.

## Литература

- [1] Silicon Photonics and Photonic Integrated Circuits 2024–2034: Market, Technologies, and Forecasts, <https://www.idtechex.com/en/research-report/silicon-photonics-and-photonic-integrated-circuits-2024-2034-market-technologies-and-forecasts/1006>.
- [2] I. Kazakov, etc. Photonics, **18**(2) (2024).

## Экситоны и трионы в низкоразмерных системах

М.А. Семина

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

Оптические свойства полупроводников и наногетероструктур на их основе вблизи края фундаментального поглощения определяются электрон-дырочными комплексами, такими как экситоны и трехчастичные заряженные комплексы – трионы. Экситоны большого радиуса (Ванье – Мотта), двухчастичные водородоподобные комплексы, наблюдаются и в объемных трехмерных полупроводниковых кристаллах [1]. Теория также предсказывает стабильность объемных трионов [2], трехчастичных комплексов, состоящих из одной дырки и двух электронов или двух дырок и одного электрона. Однако малая энергия объемных трионов затрудняет их наблюдение в эксперименте, надежных данных нет до сих пор. При понижении размерности кулоновское взаимодействие и связанные с ним эффекты усиливаются, и первые наблюдения трионов были сделаны в структурах с квантовыми ямами [3].

Какой бы тонкой ни была бы квантовая яма, для аккуратного описания локализованных в ней кулоновских комплексов необходимо учитывать ее конечную толщину и даже неоднородности интерфейсов [4]. Появление атомарно-тонких полупроводников, таких как монослои дихалькогенидов переходных металлов и ван-дер-ваальсовых структур на их основе [5], позволило получить почти идеальные двумерные системы, в которых кулоновские комплексы с хорошей точностью могут быть описаны как двумерные. Однако вследствие экстремально малой толщины в таких системах становятся важными эффекты, связанные с диэлектрическим окружением, и эффективный потенциал взаимодействия между носителями заряда становится отличным от кулоновского. Монослои дихалькогенидов переходных металлов характеризуются сильными кулоновскими эффектами – энергия связи экситона может достигать сотен мэВ (могут наблюдаться при температурах вплоть до комнатных), а энергии связи триона – десятков мэВ.

Также широко исследуются структуры еще более низкой размерности – квантовые проволоки и квантовые точки.

Задача о нахождении энергетического спектра и волновых функций кулоновских комплексов оказывается весьма нетривиальной. Ее точное аналитическое решение возможно лишь для экситона в простейших частных случаях водородоподобного комплекса в трехмерной и двумерной системах. К настоящему времени имеется два пути в теории кулоновских комплексов в методе эффективной массы. Первый основан на численных расчетах, включая численную диагонализацию гамильтониана электрон-дырочного комплекса и вариационные методы с использованием пробных функций с большим (порядка  $10^4$ ) числом подгоночных параметров [6, 7]. Такие методы наиболее эффективны для расчета структур с конкретными параметрами. Вторым путем заключается в использовании простых, но физически обоснованных пробных функций с малым числом подгоночных параметров, которые позволяют, пусть даже за счет некоторой потери точности, получить физически наглядную картину строения экситонов и трионов.

Лекция будет посвящена вариационному методу, использующему пробные функции с малым числом подгоночных параметров. Основное внимание будет уделено экситонам и трионам в двумерных системах (квантовых ямах и атомарно-тонких полупроводниках) [8]. Будут рассмотрены эффекты неоднородности интерфейсов квантовых ям, анизотропии эффективной массы. Также будут обсуждаться пространственно-непрямые экситоны и трионы в двухслойных ван-дер-ваальсовых структурах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00142.

## Литература

- [1] Е.Ф. Гросс и Н.А. Каррыев, ДАН СССР, **84**, 471 (1952).
- [2] M.A. Lampert. Phys. Rev. Lett., **1**, 450 (1958).
- [3] K. Kheng, R.T. Cox, M.Y. d' Aubigné, F. Bassani, K. Saminadayar, and S. Tatarenko. Phys. Rev. Lett., **71**, 1752 (1993).
- [4] М.А. Семина, Р.А. Сегреев, Р.А. Сурис. ФТП, **40**, 1373 (2006).
- [5] K.S. Novoselov, A. Mishchenko, A. Carvalho, and A.H. Castro Neto. Science, **353**, aac9439 (2016).
- [6] L.C.O. Dacal, R. Ferreira, G. Bastard, and J.A. Brum. Phys. Rev. B, **65**, 115325 (2002).
- [7] A.V. Filinov, C. Riva, F.M. Peeters, Y.E. Lozovik, and M. Bonitz. Phys. Rev. B, **70**, 035323 (2004).
- [8] М.А. Семина, Р.А. Сурис. УФН, **192** (2), 121 (2022).

# Мир научной периодики и её состояние в России

А.Г. Забродский, А.А. Шмидт

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

Началом научной периодики в мире считают издание на заре эпохи просвещения в Париже с 1665 года «Журналь де саван» (с 1816 года – Journal des savants, Журнал ученых). В индустриальную эпоху значимость и объем научной периодики резко возросли. В XX веке глобализация мировой экономики превратила издание и распространение научных журналов в высокодоходный бизнес, бенефициарами которого стали транснациональные издатели-распространители (Springer Nature, Taylor&Francis, Elsevier, John Wiley&Sons) и частные зарубежные базы данных (БД). Режим «Open Access» гарантирует им извлечение сверхприбыли уже на стадии принятия публикаций в печать.

Россия – донор на этом рынке: она ежегодно оплачивает издание и распространение через зарубежные БД более 100 000 научных статей, что в 5 раз дороже, чем было бы у российских издателей. За границу уходят права на распространение созданной за бюджетные деньги интеллектуальной собственности и персональные данные российских ученых; деградируют отечественные журналы; ускоряется процесс отмирания русского языка как языка научного общения. В числе причин: длительная ориентация российских ученых на публикации в журналах Q1 и Q2, среди которых весьма мало отечественных; банкротство издательства «Наука» (почти ровесника РАН) в 2018 году и, наконец, фантастическая история о том, как фактическим хозяином лучших российских журналов на некоторое время стала компания Pleiades Publishing Ltd. (PP, США) [1, 2]. Она зарегистрировала в Патентном ведомстве США свои права на 200 англоязычных брендов лучших российских двуязычных журналов (включая 100 журналов РАН), переводимых ею на английский язык по лицензионным соглашениям, что отразили все БД. Попутно PP прибрала к рукам издание русскоязычных версий большинства академических журналов, переводами которых наполняла «свои» журналы. Главный противник PP – ФТИ им. А.Ф. Иоффе разорвал лицензионные соглашения с ней по 5 журналам, учрежденным вместе с РАН, и выступает истцом против PP в судах США и РФ.

Зарубежные БД ранжируют журналы по квартилям и путем построения рейтингов, что позволяет извлекать дополнительную прибыль, завышая стоимость лучших из них. Небольшая и неоднородная по уровню журналов российская база РИНЦ (6000 журналов) структурируется по т. н. «спискам»: RSCI (Russian Science Citation Index) – порядка 1000 лучших в РФ журналов и Перечень ВАК с верхней половиной журналов РИНЦ, учитываемых при защитах диссертаций. Для ранжирования журналов наукометрии использует множество индексов и показателей, в основном отража-

ющих интересы глобального рынка. Так, наиболее популярный из них – цитируемость в виде импакт-фактора журнала зависит от размеров читательской аудитории и среднего числа авторов публикации, принижая уровень национальных журналов. По рейтингу журнала неспециалист, как правило, чиновник, зачастую оценивает научный уровень всех его публикаций и заодно соответствующих научных организаций, как ребенок выбирает конфету по блеску фантика.

Заметим, что достаточно давно научный журнал используют и как инструмент политики. Можно вспомнить про исчезновение публикаций по атомному ядру в начале Второй мировой войны, когда ведущие страны начали работы по созданию ядерного оружия. Это подвигло Г.Н. Флерова написать в 1942 году известное письмо И.В. Сталину о возможном начале в мире работ по созданию атомной бомбы. Недавний пример – СВО, в ходе которой попали под санкции и российские ученые, которых пытаются изолировать от зарубежных журналов и БД.

Начало новой национально-ориентированной государственной политики в области научно-издательской деятельности обозначил Президент РФ В.В. Путин 8 февраля 2024 г. в выступлении по случаю 300-летия Российской академии наук [3]. Он сообщил о передаче в ведение Академии издательства «Наука», Российского центра научной информации (возникшего вместо РФФИ) и ВАК, предложил от оценки публикационной активности ученых перейти к оценке их научных результатов. За истекший год «Наука», с помощью РАН и не без трудностей, освоила издание русскоязычных журналов РАН и других. Правительство РФ приняло Постановление 6 ноября 2024 г. №1494 о замене индексации публикаций в зарубежных БД на индексацию в национальном аналоге – «Белом списке» [4] для оценки результативности ученых, научных организаций и для других задач. Сформировать его должна Межведомственная рабочая группа, с деятельностью которой будет ознакомлена аудитория. Завершает лекцию взгляд на будущее развитие национальной научной периодики.

## Литература

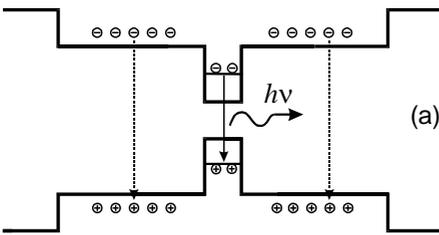
- [1] Страница Журнала технической физики на Журнальном портале ФТИ им. А.Ф. Иоффе.  
<http://www.ioffe.ru/ru/nauka/zhurnaly/>
- [2] А.Г. Забродский. Интервью газете «Аргументы недели» от 22.06.2023.  
<https://www.youtube.com/watch?v=zdURgGxPn-s>
- [3] В.В. Путин. Выступление на торжественном собрании членов РАН 8 февраля 2024 г.  
<https://www.youtube.com/watch?v=4SmGuIEXLHw>
- [4] Постановление Правительства РФ от 06.11.2024 № 1494.  
<http://government.ru/docs/all/156036/>

# Quantum Dot Lasers

Levon V. Asryan

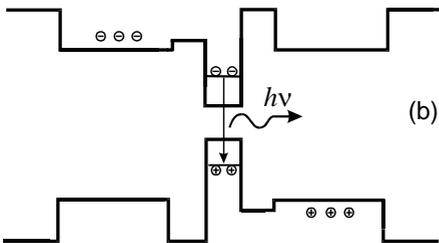
Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA 24061, USA

Reducing the dimensionality of active region has been the most efficient approach for bettering the operating characteristics of semiconductor injection lasers [1]. Quantum dots (QDs) present tiny insertions of a semiconductor material of one composition in a host bulk semiconductor material of a different composition. In view of small (typically one hundredth of a micron) sizes of QDs, the ultimate case of quantum confinement of charge carriers (electrons and holes) in all three spatial directions is realized in QDs. In QD lasers, electrons and holes are injected into these zero-dimensional insertions (QDs) by applying electric current to controllably produce light. It is the stimulated transitions between the discrete energy levels of electrons and holes in QDs that produce the useful optical emission in QD lasers.



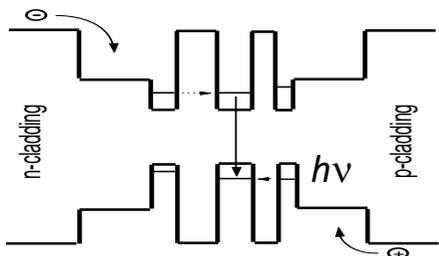
**Fig. 1.** Energy band diagram of a conventional diode laser. The vertical solid arrow shows the useful (stimulated) electron-hole recombination in the active region. Fig. 1(a) of [2].

The vertical dashed arrows show the parasitic electron-hole recombination outside of the active region



**Fig. 2.** Energy band diagram of a laser with asymmetric barrier layers. The vertical arrow shows the useful (stimulated) electron-hole recombination in the active region. Fig. 1(b) of [2].

Ideally, the use of asymmetric barrier layers should suppress the parasitic electron-hole recombination outside of the active region



**Fig. 3.** Energy band diagram of a double tunneling-injection laser. The vertical arrow shows the useful (stimulated) electron-hole recombination in the active region.

Ideally, the use of double tunneling-injection should suppress the parasitic electron-hole recombination outside of the active region

In this lecture, a universal theory of semiconductor QD lasers is presented [3–13]. The major physical processes controlling the QD laser operation are discussed. The laser static characteristics (threshold current, characteristic temperature, output optical power, and internal quantum efficiency) are examined followed by dynamic characteristics (high-frequency direct modulation response and modulation bandwidth). The dependences of the operating characteristics on the parameters of the laser structure (QD-size standard deviation, surface density of QDs, cavity length, thickness of the waveguide region) and temperature are analyzed.

Paths to optimizing the QD laser design are discussed. Together with the “conventional” design, two advanced designs are also considered that should possess radically improved characteristics – QD lasers with asymmetric barrier layers and double tunneling-injection QD lasers [2], [14–21].

## Literature

- [1] Zh.I. Alferov. *Rev. Modern Phys.*, **73**(3), 767–782 (2001).
- [2] L.V. Asryan. *Quantum Electron.*, **49**(6), 522–528 (2019).
- [3] L.V. Asryan and R.A. Suris. *Semicond. Sci. Technol.*, **11**(4), 554–567 (1996).
- [4] L.V. Asryan and R.A. Suris. *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.*, **3**(2) 148–157 (1997).
- [5] L.V. Asryan and R.A. Suris. *Electron. Lett.*, **33**(22), 1871–1872 (1997).
- [6] L.V. Asryan and R.A. Suris. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**(5), 841–850 (1998).
- [7] L.V. Asryan and R.A. Suris. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36**(10), 1151–1160 (2000).
- [8] L.V. Asryan, S. Luryi, and R.A. Suris. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**(3), 404–418 (2003).
- [9] L.V. Asryan. *Appl. Phys. Lett.*, **88**(7), Art. № 073107 (2006).
- [10] L.V. Asryan. *J. Nanophoton.*, **3**, Art. № 031601 (2009).
- [11] L.V. Asryan and R.A. Suris. *Appl. Phys. Lett.*, **96**(22), Art. № 221112 (2010).
- [12] Y. Wu, L. Jiang, and L.V. Asryan. *J. Appl. Phys.*, **118**(18), Art. № 183107 (2015).
- [13] Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, and L.V. Asryan. *J. Phys. Conf. Ser.*, **2086**, Art. № 012076 (2021).
- [14] L.V. Asryan and S. Luryi. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**(7), 905–910 (2001).
- [15] L.V. Asryan and S. Luryi. *Solid-State Electron.*, **47**(2), 205–212 (2003).
- [16] D.-S. Han and L.V. Asryan. *Nanotechnology*, **21**(1), Art. № 015201 (2010).
- [17] L.V. Asryan, N.V. Kryzhanovskaya, M.V. Maximov, A.Yu. Egorov, and A.E. Zhukov. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**(5), Art. № 055025 (2011).
- [18] L.V. Asryan and S. Kar. *IEEE J. Quantum Electron.*, **55**(10), Art. № 2000109 (2019).
- [19] C. Hammack and L.V. Asryan. *Proc. SPIE*, **12905**, Art. № 129050P (2024).
- [20] C. Hammack and L.V. Asryan. *Electron. Lett.*, **60**(24), Art. № e70117 (2024).
- [21] C. Hammack and L.V. Asryan. *IEEE J. Quantum Electron.*, **61**(1), Art. № 2000109 (2025).

# ИК-оптика магнитных полупроводников

Е.В. Мостовщикова

Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург

В докладе будут рассмотрены фундаментальные и прикладные аспекты оптической ИК-спектроскопии магнитных полупроводников. В качестве примеров в основном будут рассматриваться легированные манганиты лантана, а также хром-халькогенидные шпинели, феррит-шпинели и оксид меди.

В первой части доклада будет продемонстрировано, какую информацию можно получить из исследований спектров отражения и/или поглощения в ближнем и среднем ИК-диапазоне. Среди таких результатов, кроме данных о ширине и характере запрещенной зоны, будут показаны выводы о зарядовом разделении фаз (о существовании электронных неоднородностей), о наличии дырочных и/или электронных кластеров, а также об особенностях носителей заряда (установление зонного или поляронного характера).

Вторая часть доклада будет посвящена рассмотрению влияния магнитного поля на оптические свойства в ИК-диапазоне, демонстрации магнитооптических эффектов (в том числе в неполяризованном свете) на отражении или поглощении разной природы. Будет показано, какие особенности могут иметь магнитооптические устройства, созданные на основе таких эффектов в магнитных полупроводниках.

Результаты, представленные в докладе, получены в рамках государственного задания Минобрнауки России для ИФМ УрО РАН.

## Литература

- [1] Ю.И. Уханов. Оптические свойства полупроводников. Наука (1977).
- [2] E. Gan'shina, N. Loshkareva, Yu. Sukhorukov, et al. JMMM, **300**, 62 (2006).
- [3] Ю.П. Сухоруков, Н.Г. Бебенин, А.В. Телегин и др. ФММ, **119**, 1229 (2018).
- [4] Ю.П. Сухоруков, Н.Н. Лошкарева, А.В. Телегин и др. Опт. и спектр., **116**, 954 (2014).
- [5] E.V. Mostovshchikova, N.G. Bebenin, N.N. Loshkareva. Phys. Rev. B, **70**, 012406 (2004).
- [6] Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков, Б.А. Гижевский и др. ФТТ, **40**, 419 (1998).
- [7] А.С. Москвин, Н.Н. Лошкарева, Ю.П. Сухоруков и др. ЖЭТФ, **105**, 967 (1994).

# Возбуждение когерентных ТГц магнонов в антиферромагнетиках фемтосекундными лазерными импульсами

А.Е. Федянин

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

Появление лазеров с длительностью импульсов порядка десятков фемтосекунд открыло новые возможности в изучении когерентной магнитной динамики в твердых телах. Особое развитие получила оптомагнетика в антиферромагнетиках, так как частоты в них определяются обменным взаимодействием даже в центре зоны Бриллюэна и достигают ТГц области [1]. Все больший интерес при этом уделяется лазерно-индуцированному изменению обменного взаимодействия, приводящему к возникновению целого ряда различных магнитных и оптомагнитных эффектов [2]. В частности, электрическое поле фемтосекундного лазерного импульса за счёт изменения обменного взаимодействия способно возбудить двухмагنونные моды, определяемые как парное возбуждение магнонов с противоположными волновыми векторами [3]. Нулевой суммарный момент импульса двухмагнанных мод позволяет возбуждать спиновую динамику не только в центре зоны Бриллюэна, но и по всему объёму, включая границы, где частоты достигают максимума.

Существует множество работ по комбинационному рассеянию света (КРС) на некогерентных двухмагнанных модах, которые привели к появлению подробного теоретического описания взаимодействия оптического излучения с этими спиновыми возбуждениями. Однако развитые теории оказываются недостаточными в случае импульсного вынужденного комбинационного рассеяния (ИВКРС) на двухмагнанных модах, т. к. при возбуждении лазерными импульсами эти моды являются когерентными [4, 5]. В результате долгое время не было убедительной интерпретации лазерно-индуцированной спиновой динамики на частотах двухмагнанных мод, что затрудняет понимание того, какие микроскопические процессы отвечают за её возбуждение. Более того, некоторые экспериментальные работы ставят фундаментальный вопрос об идентичности двухмагнанных мод, возбуждаемых в КРС и ИВКРС [4].

В докладе будет представлен теоретический подход к описанию двухмагнонной динамики, основанный на анализе спиновых корреляций [6–8]. На его основе мы покажем, что лазерно-индуцированные двухмагнанные моды – это уникальный пример спиновой динамики в магнитном материале, не проявляющийся в динамике макроскопической намагниченности и антиферромагнитного вектора, но при этом детектируемый оптически [8, 9]. Мы покажем, как поляризация лазерного импульса поз-

воляет контролировать, в какой области зоны Бриллюэна возбуждаются двухмагнронные моды [10] и в чем различие спектров КРС и ИВКРС на двухмагнронных модах [10].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 23-12-00251.

## Литература

- [1] B. Flebus et al. *Journal of Physics: Condensed Matter*. (2024).
- [2] R.V. Mikhaylovskiy et al. *Nature communications*, **6**(1), 8190 (2015).
- [3] M.G. Cottam. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, **5**(12), 1461 (1972).
- [4] J. Zhao et al. *Physical review letters*, **93**(10), 107203 (2004).
- [5] D. Bossini et al. *Physical Review B*, **100**(2), 024428 (2019).
- [6] A.E. Fedianin, A.M. Kalashnikova, J.H. Mentink. *Physical Review B*, **107**(14), 144430 (2023).
- [7] F. Formisano et al. *APL Materials*, **12**(1) (2024).
- [8] A.E. Fedianin, A.M. Kalashnikova, J.H. Mentink. *Physical Review B*, **110**(17), 174439 (2024).

## Эффект Ганна: история и современность

П.Б. Родин

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

Классический эффект Ганна представляет собой доменную неустойчивость однородного распределения электрического поля в объемном полупроводнике, вызванную отрицательной дифференциальной подвижностью (ОДП) электронов [1, 2]. ОДП характерна для таких полупроводников, как GaAs, GaP, InP, GaN. Развитие неустойчивости приводит к формированию движущегося домена электрического поля и к генерации в цепи колебаний с периодом, заданным временем движения домена через образец (СВЧ-диод Ганна на основе GaAs). Теоретическое описание эффекта Ганна дает редкий пример нелинейной задачи, имеющей полное решение в рамках аналитического подхода и качественной теории дифференциальных уравнений [2]. В классическом эффекте Ганна устойчив единственный домен (*the-winner-takes-it-all* принцип), движение которого автомодельно [2]. Эффект Ганна, обусловленный ОДП именно электронов и реализуемый на практике в арсениде галлия *n*-типа, обычно рассматривают как монополярный эффект, применения которого относятся к СВЧ-электронике.

Однако ОДП электронов может приводить к доменной неустойчивости и в присутствии дырок, причем даже в том случае, когда полная дифференциальная проводимость электронов и дырок положительна [3]. В этом случае следует говорить о биполярном эффекте Ганна. Практически важным и одновременно теоретически привлекательным является случай высокой концентрации неравновесных носителей, т. е. электронно-дырочной плазмы (ЭДП). Очевидно, для реализации биполярной до-

менной неустойчивости Ганна полупроводник должен исходно находиться в неравновесном состоянии.

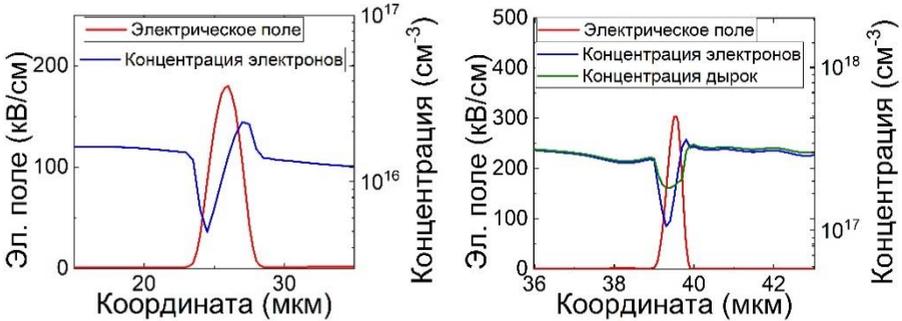


Рис. 1. Электрическое поле и концентрации носителей в монополярном (слева) и биполярном (справа) домене Ганна

В последние два десятилетия биполярный эффект Ганна неожиданно и ярко проявил себя в приборах импульсной силовой полупроводниковой электроники на основе GaAs, для которых характерна большая концентрация ЭДП. Причиной этого стали физические свойства биполярных доменов, которые оказались разительно отличными не только от свойств классических биполярных доменов, но от ранних теоретических предсказаний о биполярном эффекте Ганна [3]. Впервые эти свойства были описаны в работе, посвященной лавинному транзистору [4], а затем подтверждены в последующих исследованиях [5–8]. Во-первых, напряженность поля в биполярных доменах (300–500 кВ/см) всегда достаточна для интенсивной ударной ионизации (Рис. 1). Поэтому такой узкий (несколько микрометров) домен оказывается ионизирующим и генерирует новые неравновесные носители. Во-вторых, несколько (в некоторых случаях десятки) биполярных доменов могут сосуществовать, т. е. *the-winner-takes-it-all* принцип в биполярном случае неприменим. В-третьих, динамика биполярного домена не является автомодельной: домен меняет амплитуду и может исчезнуть (коллапсировать) в непредсказуемый момент. За это свойство первооткрыватели называли биполярные домены *коллапсирующими* [4]. В-четвертых, нерегулярная динамика биполярных доменов (динамический хаос) приводит к хаотическим колебаниям тока.

В приборах импульсной силовой электроники ионизирующие биполярные домены Ганна выступают как эффективный механизм генерации неравновесных носителей в слабом среднем поле, который приводит к субнаносекундному переключению в проводящее состояние и к самоудержанию в проводящем состоянии после переключения (т. н. *lock-on* эффект или *залипание*). Этот механизм оказался ответственным за субнаносекундное переключение лавинных транзисторов [4], мощных фотоключей [5], импульсных диодов [6], S-диодов с глубокими центрами [7], а также за *lock-on* эффект в мощных фотоключах [5] и импульсных диодах [8].

Автор признателен С.Н. Вайнштейну и В.С. Юфереву, а также своим соавторам М.С. Иванову и А.В. Рожкову за многочисленные полезные обсуждения.

## Литература

- [1] J.B. Gunn. *Solid State Commun.*, **1**, 88 (1963).
- [2] H. Kroemer. *Proc. IEEE*, **52**, 1736 (1964).
- [3] B.L. Gelmont, M.S. Shur. *Phys. Lett. A*, **36**, 305 (1971).
- [4] S.N. Vainshtein, V.S. Yuferev, J.T. Kostamovaara. *J. Appl. Phys.*, **97**, 024502 (2005).
- [5] A.R. Chowdhury, J.C. Dickens, A.A. Neuber et al. *J. Appl. Phys.*, **123**, 085703 (2018).
- [6] M.S. Ivanov, A.V. Rozkhov, P.B. Rodin. *Solid State Commun.*, **379**, 115420 (2024).
- [7] S. Vainshtein, I. Prudaev, G. Duan, T. Rahkonen. *Solid State Commun.*, **365**, 115111 (2023).
- [8] А.В. Рожков, М.С. Иванов, П.Б. Родин. *Известия РАН, серия физическая*, **87**, 873 (2023).

## В поисках авторского начала в поэмах Гомера

Н.Н. Казанский

СПбГУ, ИЛИ, Санкт-Петербург, Россия

В докладе предполагается представить наблюдения, позволяющие интерпретировать части гомеровского текста как отход от эпической традиции, которую в настоящее время удается пунктирно проследить на протяжении всего II тыс. до н. э. На так называемом *Пилосском боевом агате* изображена сцена боя. Запечатленный поединок отражает рассказ о беспримерном воинском подвиге, возможном только в XVI–XV вв. до н. э., когда использовались шлемы конструкции, не имевшей аналогов в более позднее время.

Описание поединка Париса и Менелая в тексте Илиады (III, 369 сл.) основано на использовании языковых средств середины II тыс. до н. э. и позволяет судить о степени вольности авторского обращения с традиционным (фольклорным) текстом.

## Литература

- [1] N. N. Kazansky. *Philologia Classica*, **17**(2), 202–224 (2022); Об одном рудиментарном мотиве в греческом эпосе («Пилосский боевой агат» и Илиада III, 369 сл.) // Миф, ритуал, литература / отв. ред. Ю.В. Иванова, науч. ред. С.Н. Давидоглу, сост. Н.Б. Богданович. М.: Изд. дом Высшей школы экономики, 2023. – С. 147–169.
- [2] Н. Н. Казанский. Ὀρκοςἔπιόρκος Агамемнона? (II. 19. 258–265) // O. Bychkov, H. Stahl, E. Takho-Godi (eds.). *Cultures, Epochs, Ideas, Styles. A Festschrift for AzaTakho-Godi's 100<sup>th</sup> Birthday*. Lausanne; Berlin; Bruxelles; Chennai; New York; Oxford: Peter Lang, 2023 (Trierer Studien zur Slavistik. Bd. 8. Hrsgg. von A. Bierich, G. Ressel, Henrieke Stahl). P. 85–99.
- [3] Н. Н. Казанский. Дословная передача чужой речи в гомеровском эпосе (Микенский комментарий к П. 9 122 sq. = П. 9 264 sq. = П. 19 243 sq.) // Стратегии межбалканской коммуникации: Перевод. Пересказ. Умолчание. М.: Институт славяноведения РАН; Индрик, 2021. С. 11–17. (Балканские чтения 16).

- [4] Н. Н. Казанский. Определить противника и назвать его по имени // Балканские чтения. 17. Определенность и неопределенность в языках и культурах Балкан / Отв. ред. И. А. Седакова, ред. М. М. Макарецев, Т. В. Цивьян. — М.: Институт славяноведения РАН, 2023. (Балканские чтения 17).

## **Термодинамика и динамическая поляризация ядерных спинов в полупроводниках**

К.В. Кавокин

СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

Как известно с 1950-х годов после экспериментальных работ Пёрселла и Паунда [1] и теоретических – Абрагама и Проктора [2], спины ядер в твёрдом теле, особенно при низких (гелиевых) температурах, образуют хорошо изолированную от кристаллической решётки систему с огромным числом степеней свободы. Достаточно часто поведение ядерной спиновой системы можно описывать на основе законов термодинамики, что значительно облегчает интерпретацию экспериментальных результатов и позволяет предсказать множество ярких физических эффектов. Ядерная спиновая система в этом случае характеризуется собственной спиновой температурой, которая может на несколько порядков отличаться от температуры решётки и принимать как положительные, так и отрицательные значения.

Динамическая поляризация ядерных спинов в полупроводниках через сверхтонкое взаимодействие с электронами позволяет добиваться значительных степеней ориентации спинов ядер решётки методом оптической накачки [3, 4]. Вызванное ориентацией спинов уменьшение энтропии ядерной спиновой системы приводит, при условии установления межспинового равновесия в магнитном поле, к понижению абсолютной величины ядерной спиновой температуры.

Минимальная спиновая температура, достижимая путем динамической поляризации ядерных спинов, определяется конкуренцией потоков энергии, вызванных взаимодействием электронного спина с энергетическими резервуарами внутри ядерной спиновой системы, обусловленными взаимодействием ядерных спинов с внешним магнитным полем и между собой [3, 5, 6]. Самая низкая спиновая температура, достигнутая при оптическом охлаждении ядерных спинов в полупроводниках, составила по абсолютной величине 0.3 микроКельвина для ядерной спиновой системы CdTe [7], при температуре решетки 10 К. Таким образом, отношение температур кристаллической решетки и ядерной спиновой системы достигает 30 миллионов.

Оптические методы (поляризованная люминесценция, Фарадеевское вращение в микрорезонаторах, спектроскопия спинового шума) позволяют контролировать ди-

намику спиновой температуры ядер в том числе в нулевом магнитном поле и «в темноте», т. е. в отсутствие фотовозбужденных носителей заряда [8, 9]. Это позволило экспериментально проверить одно из основных предсказаний теории спиновой температуры – форму кривой адиабатического перемагничивания ядерной спиновой системы при прохождении внешнего магнитного поля через ноль [10]. Воздействуя на магнитные моменты ядер переменным магнитным полем, можно селективно отогревать ядерную спиновую систему и, регистрируя изменение спиновой температуры, зондировать спектр ядерного спинового гамильтониана. Этот спектр определяется взаимодействиями спинов ядер друг с другом [11] и, при наличии у ядер квадрупольного момента, его взаимодействием с градиентами электрического поля в структуре [12]. Такой метод исследования, получивший название спектроскопии отогрева, является разновидностью спектроскопии магнитного резонанса в нулевых и ультраслабых магнитных полях (ZULF NMR – zero and ultra-low field nuclear magnetic resonance) и позволяет исследовать особенности спиновых взаимодействий ядер, плохо различимые методами классического ЯМР в сильном магнитном поле.

## Литература

- [1] E.M. Purcell, R.V. Pound. *Phys. Rev.*, **81**, 279 (1951).
- [2] A. Abragam and W.G. Proctor. *Phys. Rev.*, **109**, 1441 (1958).
- [3] Оптическая ориентация // Под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера – Л.: Наука, 1984, главы 1, 2, 5, 9.
- [4] *Spin Physics in Semiconductors* (2nd edition) // ed. by M. I. Dyakonov – Berlin: Springer-Verlag, 2017, главы 1, 12.
- [5] М.И. Дьяконов и В.И. Перель. *ЖЭТФ*, **68**, 1514 (1975).
- [6] D.S. Smirnov, K.V. Kavokin. *Phys.Rev.Letters*, **134**, 016201 (2025).
- [7] B.F. Gribakin, V.M. Litvyak, M. Kotur, R. André, M. Vladimirova, D.R. Yakovlev, and K.V. Kavokin. *Phys. Rev. B*, **109**, 195302 (2024).
- [8] R. Giri, S. Cronenberger, M.M. Glazov, K.V. Kavokin, A. Lemaître, J. Bloch, M. Vladimirova, D. Scalbert. *Phys. Rev. Letters*, **111**, 087603 (2013).
- [9] I.I. Ryzhov, S.V. Poltavtsev, K.V. Kavokin, M.M. Glazov, G.G. Kozlov, M. Vladimirova, D. Scalbert, S. Cronenberger, A.V. Kavokin, A. Lemaître, J. Bloch, V.S. Zapasski. *Appl. Phys. Letters*, **106**, 242405 (2015).
- [10] M. Vladimirova, S. Cronenberger, D. Scalbert, I.I. Ryzhov, V.S. Zapasskii, G.G. Kozlov, A. Lemaître, K.V. Kavokin. *Phys. Rev. B*, **97**, 104130 (2018).
- [11] V.M. Litvyak, P.S. Bazhin, R. André, M. Vladimirova, and K.V. Kavokin. *Phys. Rev. B*, **110**, 245303 (2024).
- [12] V.M. Litvyak, R.V. Cherbunin, V.K. Kalevich, A.I. Lihachev, A.V. Nashchekin, M. Vladimirova, K.V. Kavokin. *Phys. Rev. B*, **104**, 235201 (2021).

# Спиновый магнетизм полупроводников с квазилокализованными электронами

Н.А. Поклонский

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Гипотезе о наличии у электрона собственного момента импульса (спина) в этом году исполняется сто лет (см. эссе [1, 2]). Экспериментально и теоретически установлено, что спиновый магнитный момент находящегося в вакууме электрона антипараллелен моменту импульса и пропорционален ему.

В начале лекции дается краткий очерк истории открытия и исследования обусловленных спином электрона резонансных явлений: от попыток наблюдения электронного спинового резонанса (ЭСР), иначе парамагнитного резонанса [3–6], до экспериментальной регистрации Е.К. Завойским сигнала ЭСР в конденсированных системах [7, 8] и прецизионного измерения [9, 10] фактора спектроскопического расщепления ( $g$ -фактора [11]) одиночного электрона в вакууме  $g_e \approx -2.0023193$  [12]. В физике конденсированного состояния вещества для электрона используется обратный выбор знака  $g$ -фактора, т. е.  $g > 0$ , когда вектор спинового магнитного момента электрона параллелен вектору напряженности внешнего магнитного поля. Обсуждается практическое применение ЭСР-спектроскопии [13–15]. Отмечается роль спинового резонанса электронов в становлении и развитии квантовой электроники [16].

Далее излагаются три аспекта проявления магнитной активности нескомпенсированных спиновых магнитных моментов электронов, квазилокализованных на одиночных атомах примеси и консолидированных атомных дефектах в немагнитных матрицах с ионно-ковалентными и ковалентными химическими связями между атомами.

1. Исходя из теоремы вириала [17, 18], в квазиклассическом приближении квантовой механики [19, 20] проведен расчет увеличения термической энергии ионизации водородоподобных доноров в прямозонных кристаллических полупроводниках  $n$ -InSb:Te и  $n$ -GaAs:Se при увеличении напряженности внешнего квантующего магнитного поля [21]. В этих полупроводниковых материалах спиновый магнитный момент электрона  $s$ -зоны (иначе «кристаллического» электрона) в основном состоянии антипараллелен напряженности внешнего магнитного поля, т. е.  $g < 0$ . Фактор спектроскопического расщепления для оптического электрона электрически нейтрального донора (Te) в антимониде индия  $g < 0$ , а для оптического электрона донора (Se) в арсениде галлия  $g > 0$ . (Оптический электрон донора не образует химической связи с атомами кристаллической матрицы.) В расчете учитывалось уменьшение энергии ионизации электронейтральных доноров вследствие формирования из их возбужденных состояний квазинепрерывной полосы разрешенных значений энергии для электронов  $s$ -зоны [22].

2. В спектре стационарного (CW) электронного спинового резонанса свободных поликристаллических пленок CVD-алмаза, облученных быстрыми реакторными нейтронами флюенсом  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-2}$ , выделены сигналы [23, 24] от ассоциатов радикалов (нескомпенсированных электронных спиновых магнитных моментов радиационных дефектов). В рамках модели уединенных скоплений радикалов объяснено появление в спектре ЭСР трех новых линий ( $g$ -факторы:  $g_h \approx 1.7$ ,  $g_l \approx 2.7$  и  $g_f \approx 4.3$ ) парамагнитного поглощения микроволнового электромагнитного излучения во внешнем магнитном поле. При этом наблюдался также сигнал ( $g_{rd} \approx 2.0026$ ) от уединенных точечных радиационных дефектов (оборванных C–C химических связей). Исходные (не облученные нейтронами) пленки не содержали атомов магнитных примесей (Co, Fe, Ni), и в них ферромагнетизм на фоне диамагнетизма углеродной матрицы не проявлялся (см. также [25]). В работе [26] сигнал ( $g_{mc} \approx 4.3$ ) электронного парамагнитного (спинового) резонанса ассоциируется с одиночными магнитными гранулами (Fe, Co и CoFeB) нанометровых размеров в диэлектрической матрице из оксидов алюминия и кремния.

3. При измерении вибрационным магнетометром облученных нейтронами флюенсом  $\approx 5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$  образцов природного алмаза типа IIa (всего 113 штук со средним диаметром одного образца  $\approx 0.5 \text{ мм}$ ) в интервале температур 2–100 К выявлено ферромагнитное упорядочение нескомпенсированных электронных спинов радиационных дефектов [27]. При перемагничивании образцов в интервале температур 2–4 К проявляется немонотонная зависимость дифференциальной магнитной восприимчивости от индукции внешнего магнитного поля, обусловленная магнитокалорическим эффектом. Обсуждается проявление в спиновом магнетизме прыжковой миграции электронов по дефектам структуры разупорядоченных радиацией углеродных материалов.

Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (грант № Ф23РНФ-049) и ГПНИ «Материаловедение, новые материалы и технологии» (задание 1.8.2).

## Литература

- [1] С. Гаудсмит. УФН, **93**(1), 151–158 (1967).
- [2] П. Каш. УФН, **93**(1), 159–175 (1967).
- [3] К.Я. Горгер. УФН, **53**(4), 545–576 (1954).
- [4] М.А. Ельяшевич. УФН, **54**(4), 513–549 (1954).
- [5] А. Каствлер. В сб. Парамагнитный резонанс (Наука, М., 1971) С. 9–15.
- [6] С.А. Альтшулер, Б.М. Козырев. В сб. Парамагнитный резонанс (Наука, М., 1971) С. 25–31.
- [7] Е.К. Завойский. Природа, **8**, 2–14 (1967).
- [8] А.В. Кессених. УФН, **179**(7), 737–764 (2009).
- [9] Г. Крейн. УФН, **96**(1), 153–167 (1968).
- [10] Ф. Экстром, Д. Вайнлэнд. УФН, **134**(4), 711–730 (1981).
- [11] Ю.Н. Демков, Т.К. Ребане. Оптика и спектроскопия, **71**(5), 714–716 (1991).
- [12] CODATA Internationally recommended 2022 values of the Fundamental Physical Constants, <https://physics.nist.gov/cuu/Constants/>.

- [13] А.Л. Бучаченко. УФН, **189**(1), 47–54 (2019).
- [14] Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, О.Н. Поклонская, Н.М. Лапчук, С. Мунхцэцэг. ЖПС, **80**(3), 379–384 (2013).
- [15] G.R. Eaton, S.S. Eaton, D.P. Barr, R.T. Weber. Quantitative EPR (Springer, Wien, 2010).
- [16] А.А. Маненков. УФН, **176**(6), 669–673 (2006).
- [17] Б.В. Васильев, В.Л. Любошиц. УФН, **164**(4), 367–374 (1994).
- [18] В.Л. Любошиц. Сообщения Объединенного института ядерных исследований, **P4-96-221**, 1–18 (1996).
- [19] Э.В. Шпольский. Атомная физика: в 2 т. (Лань, СПб., 2010).
- [20] Е.А. Краснопевцев. Квантовая механика в приложениях к физике твердого тела. (НГТУ, Новосибирск, 2017).
- [21] Н.А. Поклонский, А.Н. Деревяго, С.А. Вырко. Изв. НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук, **56**(2), 239–252 (2020).
- [22] Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, А.Н. Деревяго. Журнал БГУ. Физика, **2**, 28–41 (2020).
- [23] О.Н. Поклонская, Докл. НАН Беларуси, **57**(5), 49–54 (2013).
- [24] О.Н. Поклонская. Вестник БГУ. Сер. 1: Физ. Мат. Информ., **2**, 60–65 (2013).
- [25] A.N. Taldenkov, A.V. Inyushkin, E.A. Chistotina, V.G. Ralchenko, A.P. Bolshakov, E.N. Mokhov. EPJ Web of Conferences (MISM 2017), **185**, 04007 (2018).
- [26] А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнс, Д.А. Зигануров, А.В. Ситников, С.Н. Николаев, В.В. Рыльков. ЖЭТФ, **164**, (4(10)), 650–661 (2023).
- [27] N.A. Poklonski, A.A. Khomich, I.A. Svito, S.A. Vyrko, O.N. Poklonskaya, A.I. Kovalev, M.V. Kozlova, R.A. Khmel'nitskii, A.V. Khomich. Appl. Sci., **13**(10), 6221 (2023).

## Оптические резонансы в современной фотонике

Н.А. Гиппиус

Сколковский институт науки и технологий, Москва, Россия

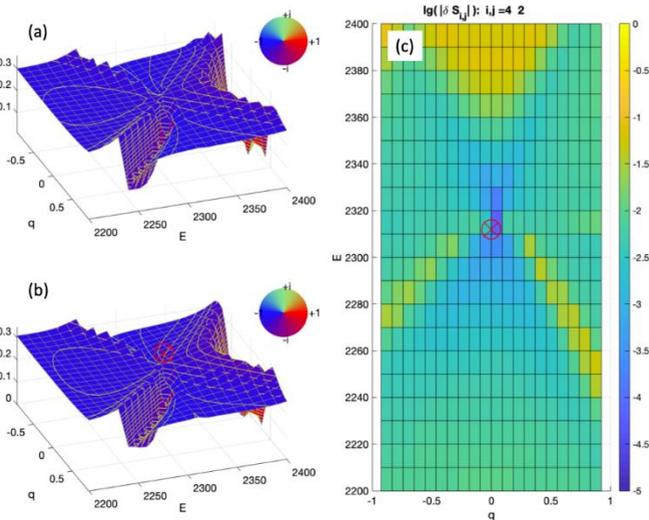
Фотонно-кристаллические слои представляют собой слоистые структуры с периодической модуляцией диэлектрической проницаемости в плоскости слоёв и могут быть изготовлены с использованием хорошо развитых микро- и нанотехнологий. Возможность управления дисперсионными свойствами этих структур за счёт модификации архитектуры элементарной ячейки открывает широкие возможности для применения этих систем в качестве базовых элементов фотоники.

Модальный метод Фурье (ФММ) (или метод матрицы рассеяния) является очень эффективным инструментом для изучения оптических свойств многослойных вертикально-инвариантных периодических структур [1–6]. Однако для задач, требующих интегрирования по волновым векторам в плоскости структуры, необходимость многочисленных однотипных расчётов снижает эффективность этого метода.

В этой работе рассматривается возможность существенного ускорения расчётов оптических свойств фотонных структур за счёт использования резонансного прибли-

жения для матрицы рассеяния. Для структур, допускающих разбиение на две нерезонансные подсистемы, оказывается возможным построение регулярной аппроксимации положений резонансов составной системы на основе построения эффективного гамильтониана, все элементы которого определяются прямым расчётом в ограниченном числе точек пространства параметров и в дальнейшем допускают достаточно точную аппроксимацию в более широкой области параметров. Это приближение позволяет конструктивно выделить резонансную часть матрицы рассеяния и построить регулярные схемы аппроксимации для расчёта оптических свойств этих структур, не требующие многочисленных и ресурсоёмких вычислений.

Рассматриваемый подход позволяет описывать как положения резонансов, так и оптические свойства в их окрестности. Рассчитанные коэффициенты отражения по стандартной (а) и новой (b) методикам приведены на рис. 1, (c) – различие в логарифмическом масштабе.



**Рис. 1.** Рассчитанный коэффициент отражения на основе (а) стандартного метода (441 S-матрицы), (b) предлагаемого метода (4 S-матрицы), (c) – различие в логарифмическом масштабе

## Литература

- [1] S.G. Tikhodeev, A.L. Yablonskii, E.A. Muljarov, N.A. Gippius, T. Ishihara. Phys. Rev. B, **66**(4), 045102 (2002).
- [2] N.A. Gippius, T. Weiss, S.G. Tikhodeev, H. Giessen. Optics Express, **18**(7), 7569–7574 (2010).
- [3] I.M. Fradkin, S.A. Dyakov, N.A. Gippius. Phys. Rev. B, **99**(7), 075310 (2019).
- [4] I.M. Fradkin, S.A. Dyakov, N.A. Gippius. Phys. Rev. B **102**(4), 045432 (2020).
- [5] N.S. Salakhova, I.M. Fradkin, S.A. Dyakov, N.A. Gippius. Phys. Rev. B, **104**(8), 085424 (2021).
- [6] N.S. Salakhova, I.M. Fradkin, S.A. Dyakov, N.A. Gippius. Phys. Rev. B, **107**(15), 155402. (2023).

# Упругие свойства полимерных нанокомпозитов

Я.М. Бельтюков

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

Полимеры играют большую роль в нашей жизни. Они имеют структуру, состоящую из длинных цепочек мономеров, которая определяет их особенные и в то же время весьма разнообразные свойства [1, 2]. Полимеры имеют многочисленные технические применения: поскольку они могут быть легко синтезированы в больших объемах, им можно придать любую форму, а выбирая ту или иную молекулярную структуру, можно задать необходимые механические свойства в зависимости от их применения. При этом полимеры играют большую роль и в живой природе, так как ДНК, белки и полисахариды также являются полимерами. Кроме того, некоторые полимеры имеют проводящие свойства, что дает возможность создавать эластичные и прозрачные полупроводниковые устройства, которые можно использовать для создания солнечных панелей или носимой электроники [3, 4].

Одним из важных механических свойств является упругость – способность деформированного тела возвращаться в исходное положение при снятии нагрузки. Упругие свойства полимеров весьма разнообразны и зависят как от молекулярной структуры, так и от температуры. При низкой температуре полимеры находятся в аморфном или частично кристаллическом состоянии. При повышении температуры полимеры переходят в высокоэластичное (сшитые полимеры) или вязкотекучее состояние (линейные полимеры).

Характерной особенностью упругих свойств полимеров является существенная зависимость упругих модулей от частоты. Другими словами, полимеры имеют ярко выраженную запаздывающую зависимость напряжения от деформации, которая определяется набором самых разных релаксационных процессов, имеющихся в полимерах. В аморфном состоянии (ниже температуры стеклования) времена релаксации варьируются от нескольких пикосекунд до многих часов. При этом они сильно зависят от температуры, и при понижении температуры времена релаксации могут превысить время жизни Вселенной [5].

Добавляя те или иные частицы (наночастицы  $\text{SiO}_2$ , углеродные нанотрубки, графен и др.), можно существенно улучшить механические свойства полимеров даже при малой концентрации таких частиц [6]. Однако помимо сложной временной динамики, полимеры являются неоднородными на малом масштабе расстояний порядка одного или нескольких мономеров. На таких масштабах классическая континуальная теория упругости перестает быть применимой, поскольку однородное напряжение вызывает сложную картину неоднородных деформаций, которые получили название неаффинных деформаций. В результате вокруг каждой наночастицы образуется область полимера, в которой понижена сегментальная подвижность, а

упругие модули больше, чем у объемного полимера. Такой эффект объясняет сильное влияние наночастиц на макроскопические упругие модули композитного материала, которое может в разы превосходить предсказание классической теории упругости. Для подробного описания влияния наночастиц на локальные упругие модули были проведены молекулярно-динамические расчеты [7] и построена теоретическая модель для сильно неупорядоченного, но устойчивого материала [8].

Работа поддержана грантом РФФ № 22-72-10083.

## **Литература**

- [1] А.Ю. Гросберг, А.Р. Хохлов. Физика в мире полимеров (Наука, Москва, 1989).
- [2] M. Rubinstein, R.H. Colby. Polymer Physics (Oxford University Press, New York, 2003).
- [3] G.N. Wang, A. Gasperini, Z. Bao. Adv. Electron. Mater., **4**, 1700429 (2018).
- [4] Y. Wang et al. Sol. RRL, **6**, 2200234 (2022).
- [5] G.B. McKenna, S.L. Simon. Macromolecules, **50**, 6333 (2017).
- [6] S.-Y. Fu, X.-Q. Feng, B. Lauke, Y.-W. Mai. Composites, Part B, **39**, 933 (2008).
- [7] Y.M. Beltukov, D.A. Conyuh, I.A. Solov'yov. Phys. Rev. E, **105**, L012501 (2022).
- [8] D.A. Conyuh, A.A. Semenov, Y.M. Beltukov. Phys. Rev. E, **108**, 045004 (2023).

## **Устная конкурсная сессия с докладами молодых ученых**

### **Лазерно-индуцированное возбуждение прецессии намагниченности и переключение направления обменного смещения в ФМ/АФМ системах**

А.Т. Береснева

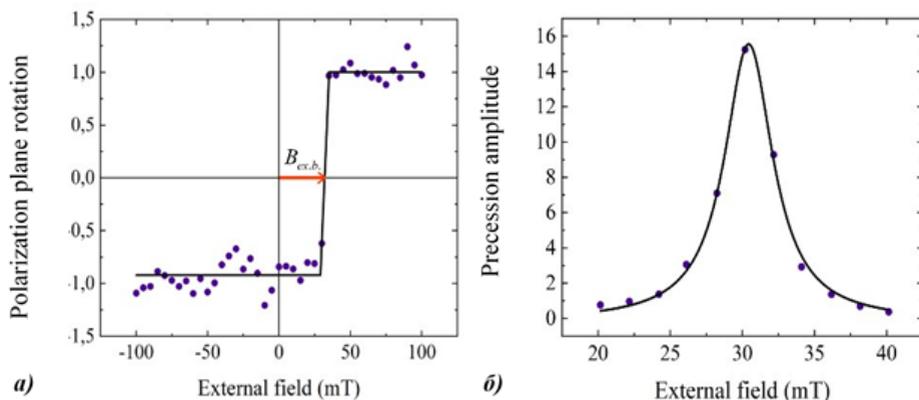
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

Лазерно-индуцированное сверхбыстрое переключение намагниченности может значительно увеличить скорость и энергоэффективность записи и хранения информации. Перспективными системами для такой записи являются обменно-связанные слои антиферромагнетика и ферромагнитного металла (АФ/ФМ). Такие системы характеризуются эффектом обменного смещения петли магнитного гистерезиса ФМ слоя [1]. Индуцируемое на АФ/ФМ интерфейсе поле смещения можно рассматривать как однонаправленную анизотропию в ФМ слое. Лазерно-индуцированное изменение этой ани-

тропии приводит к возбуждению динамики намагниченности [2]. В последние несколько лет продемонстрировано переключение поля обменного смещения в АФ/ФМ структурах при воздействии фемтосекундных лазерных импульсов [3]. В данной работе на примере структуры *CoFeB(10 нм)/IrMn(10 нм)* продемонстрирован переход от возбуждения динамики намагниченности к смене направления поля смещения на противоположное при увеличении плотности энергии накачки.

Результаты измерения магнитооптических петель гистерезиса ФМ слоя при намагничивании вдоль различных направлений в плоскости образца демонстрируют эффект обменного смещения при комнатной температуре (рис. 1а) и подтверждают наличие в образце единственного выделенного направления – направления обменного смещения  $B_{ex.b.} = 32$  мТл.



**Рис. 1.** (а) Статическая магнитооптическая петля гистерезиса ферромагнитного слоя, (б) зависимость амплитуды лазерно-индуцированной прецессии намагниченности от величины внешнего поля. Точками обозначены экспериментальные данные, черными линиями показан характер зависимости

Для изучения динамики намагниченности, возбуждаемой термическим воздействием фемтосекундного лазерного импульса, а также возможности переключения направления намагниченности был использован метод накачки-зондирования. Так, при намагничивании вдоль направления обменного смещения при величине внешнего магнитного поля, близкой по значению и противоположной по направлению к полю обменного смещения  $B_{ext} = -B_{ex.b.}$ , наблюдается возбуждение высокоамплитудной лазерно-индуцированной динамики намагниченности. Динамика, возникающая при полях, близких к полю обменного смещения, и наличие единственного выделенного направления в плоскости указывают на то, что импульс накачки приводит к изменению поля обменного смещения  $B_{ex.b.}$ . При увеличении плотности энергии накачки динамический сигнал уменьшается до нуля (рис. 1б), но при этом происходит переключение петли гистерезиса с изменением направления поля обменного

смещения на противоположное.

Таким образом, продемонстрировано возбуждение высокоамплитудной прецессии намагниченности ФМ слоя за счет лазерно-индуцированного изменения поля обменного смещения. Продемонстрирован пороговый переход от возбуждения динамики намагниченности к переключению направления обменного смещения на противоположное при увеличении плотности энергии оптической накачки. Наблюдаемое изменение направления  $V_{ex.b.}$  связывается нами с переключением антиферромагнитного вектора АФ слоя.

Автор благодарит М.В. Сапожникова за предоставленные образцы и П.И. Геревенкова за помощь при проведении экспериментов. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-72-00136, <https://rscf.ru/project/24-72-00136/>

## Литература

- [1] V. Baltz et al. Rev. Mod. Phys., **90**(1), 015005 (2018).
- [2] G. Ju et al. PRL, **82**(18), 3705 (1999).
- [3] Y. Saito et al. Phys. Rev. Appl., **19**(6), 064040 (2023).

## Нарушение правил отбора рассеяния света на магнитных возбуждениях в ортоферритах

А.И. Брулев

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

Ортоферриты  $RFeO_3$  являются широким классом ромбических антиферромагнетиков, в которых конкурирующие магнитные взаимодействия приводят к нетривиальной спиновой динамике и большому разнообразию физических явлений как в области классического, так и сверхбыстрого магнетизма [1]. Одним из актуальных направлений является исследование магнитных возбуждений в ортоферритах, представляющих прецессию (квази-ферромагнитная мода) и осцилляцию по амплитуде (квази-антиферромагнитная мода) слабого ферромагнитного момента, наведенного отклонением спинов ионов Fe от антипараллельной ориентации на угол около  $1^\circ$  в результате взаимодействия Дзялошинского – Мория.

Мы провели исследование магнитного рассеяния в монокристаллах  $TbFeO_3$ ,  $TmFeO_3$  и  $YFeO_3$  методом комбинационного рассеяния света. Были изучены спектры рассеяния в области от  $-40$  до  $40$   $cm^{-1}$  при параллельной и скрещенной поляризациях падающего и рассеянного света при углах поляризации в диапазоне от  $0$  до  $360^\circ$  относительно кристаллографических осей при комнатной температуре, при которой реализуется магнитная фаза  $\Gamma_4$  в ортоферритах. В результате были получены экспериментальные зависимости интенсивностей рассеяния света от угла поляризации для

квази-ферромагнитной и квази-антиферромагнитной мод. Анализ показал, что для квази-ферромагнитной моды во всех трех исследованных ортоферритах наблюдается нарушение правил отбора, проявляющееся в ненулевой интенсивности рассеяния в параллельных поляризациях, для которых элементы соответствующего рамановского тензора строго равны нулю [2]. Мы предполагаем, что обнаруженное нарушение правил отбора связано со взаимодействием между магнитными модами в ортоферритах.

В работе принимали участие Р.М. Дубровин, В.Ю. Давыдов, Р.В. Писарев. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 24-72-00106.

## Литература

- [1] A.V. Kimel, A.K. Zvezdin. *Phonon Insights*, **1**, C03 (2022).
- [2] R.M. White, R.J. Nemanich, C. Herring. *Phys. Rev. B*, **25**, 1822 (1982).

# Инфракрасное фотодетектирование в экситонном изоляторе $Ta_2NiSe_5$

А.Д. Демина

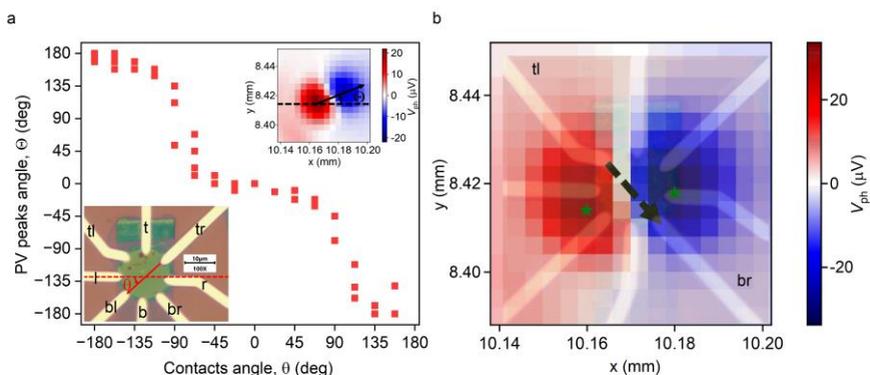
Центр нейрофизики и нейроморфных технологий, Москва, Россия

МФТИ, Физтех, Москва, Россия

Фотодетекторы инфракрасного (ИК) диапазона играют важную роль в изучении и применении квантовых полупроводниковых материалов, особенно в разработке передовых технологий обнаружения. Двумерные (2D) материалы демонстрируют большой потенциал для применения в области инфракрасного детектирования благодаря своим уникальным электрическим и оптическим свойствам [1].  $Ta_2NiSe_5$  представляет собой узкозонный 2D-полупроводник с сильной анизотропией в плоскости слоев кристалла. При критической температуре (около 320 K) в  $Ta_2NiSe_5$  наблюдается скачок в производной зависимости проводимости от температуры, который может быть связан с переходом из экситонной изолирующей фазы.

В данной работе мы исследовали ИК-фотоотклик в  $Ta_2NiSe_5$  вдоль различных направлений материала. Для этого мы изготовили симметричные структуры на основе  $Ta_2NiSe_5$  с напыленными по периметру парами электрических контактов (см. рис. 1a). Мы сфокусировали линейно поляризованное ИК-излучение в плоскость образца и записывали пространственные карты фотоотклика с различных контактных пар. Ранее нами было показано, что ИК-фотоотклик без электрического смещения как изотропных [2], так и анизотропных [3] материалов определяется геометрией металлических контактов, а пространственные карты имеют вид отрицательного и положительного максимумов, соответствующих расположению двух контактов, с которых измеряется

фотоотклик. Однако при исследовании  $Ta_2NiSe_5$  мы обнаружили, что ориентация максимумов фотоотклика определяется преимущественно кристаллографическими осями материала, а не расположением задействованных контактных пар (см. рис. 1), а также не зависит от угла поляризации излучения. Мы предполагаем, что описанные особенности фотоотклика в  $Ta_2NiSe_5$  являются проявлениями объемного фотогальванического эффекта в данном материале. Наличие данного эффекта позволит эффективно детектировать ИК-излучение без необходимости использования дополнительных конструкций или сложной фокусировки. Мы исследовали описанные эффекты выше и ниже критической температуры материала и продемонстрировали их существование в широком температурном диапазоне.



**Рис. 1.** (a) Зависимость взаимной ориентации пиков фотонапряжения при нулевом смещении PV от взаимной ориентации контактов относительно кристаллографической оси  $c$ , (b) пример пространственной карты фотоотклика PV с наложением оптического изображения устройства в масштабе

Свой вклад в работу так же внесли следующие соавторы: В.А. Семкин, Е.В. Жаркова, А.Д. Морозов, В.В. Дремов, Е.И. Титова, Д.А. Бандурин. Авторы выражают признательность лично г-ну В.О. Потанину за оказанную помощь при проведении данного исследования.

## Литература

- [1] J. Zha, M. Luo, M. Ye, T. Ahmed, X. Yu, D.-H. Lien, Q. He, D. Lei, J. C. Ho, J. Bullock, K.B. Crozier, C. Tan. *Adv. Funct. Mater.*, **32**, 2111970 (2022).
- [2] V. Semkin, D. Mylnikov, E. Titova, S. Zhukov, D. Svintsov. *Appl. Phys. Lett.*, **120**, 191107 (2022).
- [3] V. Semkin, A. Shabanov, D. Mylnikov, M. Kashchenko, I. Domaratskiy, S. Zhukov, D. Svintsov. *Nano Letters*, **23**, 5250 (2023).

# Взаимодействие лазерно-индуцированных магнитостатических и поверхностных акустических волн в структуре Au/LuIG

В.А. Ковалева

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

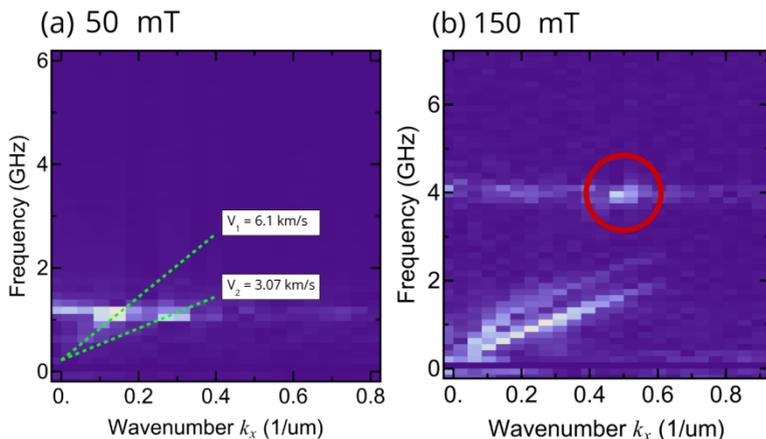
СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, Санкт-Петербург

Связь между колебаниями намагниченности и упругими деформациями является многообещающим механизмом для реализации компактных и энергоэффективных устройств обработки информации на принципах магноники и стрейтроники [1]. В последнее время все больше внимания уделяется изучению взаимодействия спиновых волн с поверхностными акустическими волнами для создания гибридных устройств обработки информации [2–5]. Представляемая работа посвящена исследованию распространения лазерно-индуцированных когерентных магнитостатических волн и их связи с поверхностными акустическими волнами в структуре лютециевого феррита-граната, покрытого нанометровой пленкой золота (Au/LuIG).

Исследование магнитоупругих волн в структуре Au/LuIG выполнено по методике двцветной оптической накачки-зондирования с пространственным и временным разрешениями. Пространственное сканирование выполнялось вдоль направления внешнего магнитного поля, направленного в плоскости образца, т. е. в геометрии распространения обратных объемных магнитостатических волн (ООМСВ). Пространственно-временные зависимости магнитооптического отклика анализировались с использованием двумерного преобразования Фурье.

В результате экспериментально продемонстрировано лазерное возбуждение ООМСВ и двух поверхностных акустических волн. При внешнем магнитном поле 50 мТл волновые числа и частоты возбуждаемых волн соответствуют точкам пересечения дисперсионных зависимостей ООМСВ и акустических колебаний (Рис. 1а). В поле 150 мТл наблюдается распространение пакетов поверхностных акустических волн отдельно от ООМСВ. Однако на дисперсионной зависимости ООМСВ наблюдается выделенная точка при  $k_x = 0.5 \text{ мкм}^{-1}$  (Рис. 1б). При этом значении волнового вектора частота ООМСВ равна сумме частот двух акустических волн.

Полученные результаты демонстрируют возникновение нелинейной связи лазерно-индуцированных магнитостатических волн с двумя поверхностными акустическими волнами на интерфейсе Au/LuIG. В частности, при большей величине внешнего поля наблюдается независимое распространение магнитных и упругих колебаний, однако при определённом волновом векторе наблюдается нелинейное взаимодействие акустических волн с магнитостатической.



**Рис. 1.** Результат применения двумерного быстрого преобразования Фурье, демонстрирующий дисперсионные зависимости лазерно-индуцированных волн в поле (a) – 50 мТл и (b) – 150 мТл

Автор благодарит Я.А. Филатова и П.И. Геревенкова за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 24-72-00136.

## Литература

- [1] A.A. Bukharaev et al. Phys. Usp., **61** 1175–1212 (2018).
- [2] Yi Li et al. APL Mater., **9**, 060902 (2021).
- [3] N.K.P. Babu et al. Nano Letters **21**(2), 946-951 (2021).
- [4] D.A. Bozhko et al. Low Temp. Phys., **46**(4), 383–399 (2020).
- [5] X. Liang et al. Sensors, **20**, 1532 (2020).

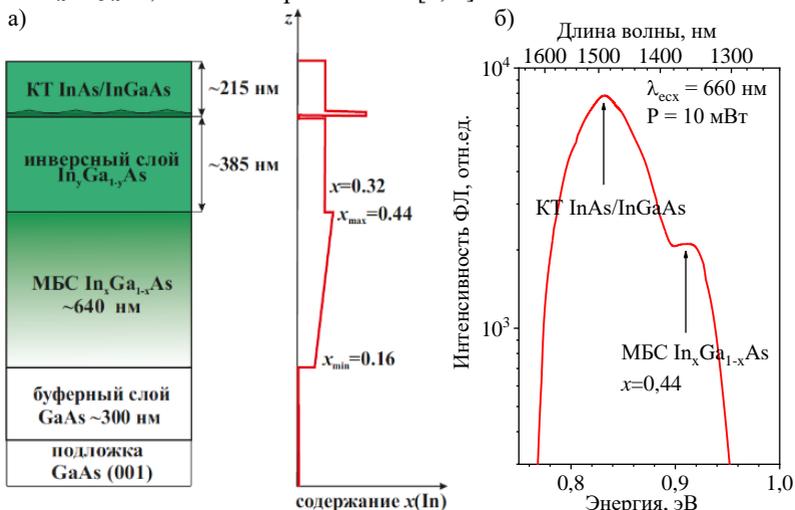
## Исследование методами спектроскопии отражения, фотолюминесценции и фотоотражения метаморфных гетероструктур с квантовыми точками InAs/InGaAs

О.Е. Лакунцова

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

Генерация одиночных фотонов в телекоммуникационных диапазонах длин волн является необходимым условием для создания эффективных систем безопасной передачи квантовой информации на большие расстояния вследствие более низких потерь при распространении световых волн. Один из возможных способов реализации однофотонного излучения в наиболее востребованном С-диапазоне ( $\lambda \sim 1.55$  мкм) связан с использованием метаморфных гетероэпитаксиальных структур с квантовыми

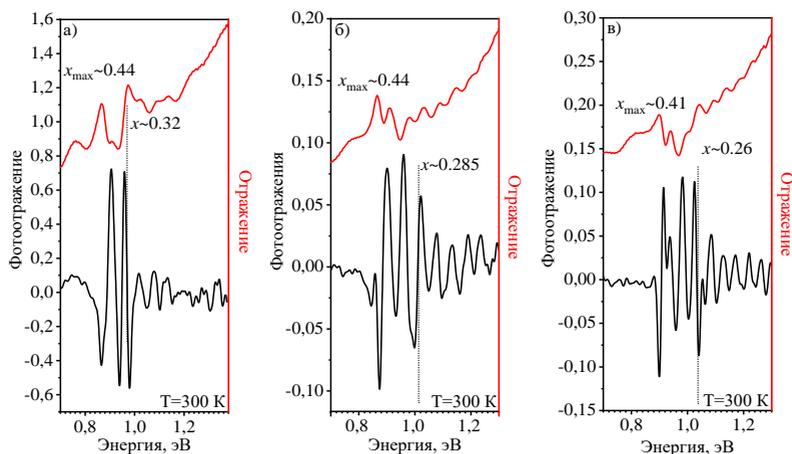
точками (КТ) InAs/InGaAs. В настоящей работе исследуются гетероструктуры, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на подложках GaAs(001), содержащие метаморфный буферный слой (МБС)  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с линейным профилем изменения состава  $x$  по In ( $x_{\text{max}}=0.35-0.44$ ), инверсный слой постоянного состава с меньшим содержанием In ( $x=0.26-0.32$ ), применяемый для снижения деформаций в структуре, и слой КТ InAs/InGaAs, сформированный или на поверхности градиентного слоя  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , или в инверсном слое [1, 2].



**Рис. 1.** (а) Конструкция метаморфной гетероэпитаксиальной структуры с МБС и КТ InAs/InGaAs в инверсном слое  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  и (б) экспериментально измеренный спектр ФЛ данной гетероструктуры ( $T=77$  К)

Для контроля параметров эпитаксиальных гетероструктур были использованы методы спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ), отражения и модуляционного фотоотражения (ФО). При этом для корректной интерпретации спектров ФЛ и ФО на основе анализа литературных данных была уточнена зависимость энергии межзонного перехода от мольной доли  $x(\text{In})$  в  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  при температуре  $T=77\text{K}$ . В этом случае наблюдаемое в спектрах ФЛ ( $T=77$  К) для структур с толстым ( $\sim 600$  нм) инверсным слоем при надбарьерной оптической накачке ( $\lambda_{\text{exc}}=660$  нм) на коротковолновой стороне пика от КТ плечо можно ассоциировать с излучением из верхней части МБС  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ . В то же время в спектрах ФО исследуемых многослойных структур наблюдается целый набор пиков и осцилляций, что делает их интерпретацию абсолютно нетривиальной задачей. Тем не менее, анализ дифференциального сигнала в высокоэнергетичной области спектра, примыкающей к наблюдаемым во всех структурах осцилляциям с близким значением периода, позволяет связать его с энергией межзонного перехода в инверсном слое  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . В этом случае полученные значения содержания In в инверсном слое хорошо коррелирует с технологически

заданными параметрами. Одновременно сравнение спектров отражения и ФО, измеренных при комнатной температуре, для структур одинакового дизайна позволяет связать особенности, проявляющиеся в спектрах отражения и ФО, со значением  $x_{\max}$  в МБС  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ .



**Рис 2.** Экспериментально измеренные спектры модуляционного ФО при  $T=300$  К для гетероструктур с разными конструкциями МБС и различным содержанием  $\text{In}$  в инверсном слое

## Литература

- [1] С.В. Сорокин, Г.В. Клишко, И.В. Седова, А.И. Галимов, Ю.М. Серов, Д.А. Кириленко, Н.Д. Прасолов, А.А. Торопов. Письма в ЖЭТФ, **120**(9), 694 (2024).
- [2] С.В. Сорокин, Г.В. Клишко, И.В. Седова, О.Е. Лакунцева, А.И. Галимов, Ю.М. Серов, А.И. Веретенников, Л.А. Снигирев, А.А. Торопов. Письма в ЖЭТФ (2024) (в печати)

## Спиновая динамика электронов в однократно заряженных коллоидных наноплателетах $\text{CdSe}$

Д.А. Луцевич

СПБАУ РАН им. Ж.И. Алферова

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

Исследования когерентной спиновой динамики в коллоидных нанокристаллах при помощи метода накачка-зондирование начались 20 лет назад [1] и до сих пор привлекают внимание исследователей [2, 3]. При исследовании спиновой динамики электронов в ансамблях нанокристаллов  $\text{CdSe}$  наблюдались спиновые осцилляции в геометрии Фарадея [1], что нетипично для данной геометрии эксперимента. Причи-

ной таких осцилляций может являться различная ориентация нанокристаллов в ансамбле. Чтобы проверить данную гипотезу, в нашей работе обобщена модель для фарадеевского вращения из работы [4] на случай произвольно ориентированных ансамблей наноплателетов CdSe с учетом анизотропии g-фактора электрона [4]. Исследовано соотношение амплитуд осциллирующей и неосциллирующей компонент сигнала, частоты осцилляций и времени спиновой дефазировки от пространственного распределения оси анизотропии в ансамбле, площади импульса накачки, анизотропии и дисперсии электронного g-фактора. Проведено сравнение сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности в случае одиночного импульса накачки и в случае повторяющихся импульсов накачки. Нами обнаружено периодическое изменение знака спиновой поляризации при увеличении величины площади импульса накачки. Установлено, что при случайной ориентации наноплателетов в ансамбле частота осцилляций сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности определяется преимущественно поперечным g-фактором электрона. Установлено, что при площади импульса накачки  $2.5\pi$  в произвольно ориентированном ансамбле неосциллирующая компонента почти отсутствует и наблюдаются спиновые биения, характерные для геометрии Фойгта. Показано, что на основании экспериментального анализа сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности можно судить о пространственном распределении коллоидных наноплателетов CdSe в ансамбле.

Автор выражает благодарность А.А. Головатенко. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00300.

## Литература

- [1] J.A. Gupta et al. Phys. Rev. B, **66**, 125307 (2002).
- [2] S.R. Meliakov et al. Nanomaterials, **13**, 3077 (2023).
- [3] E. Kirstein et al. Nat. Commun., **14**, 699 (2023).
- [4] I.A. Yugova et al. Phys. Rev. B, **80**, 104436 (2009).

## Оптическое выстраивание темных экситонов в магнитном поле в геометриях Фарадея и Фойгта в наноплателетах CdSe/CdS

Н.О. Михайленко

СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

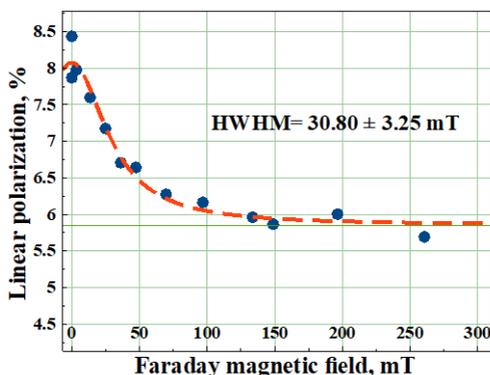
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Коллоидные нанокристаллы обладают перспективой широкого практического применения (в медицине, фотовольтаике и т.д.), поэтому их оптические свойства активно изучались. В работах [1, 2] исследовались спиновые свойства коллоидных

наноплателетов CdSe/CdS, в магнитолевых зависимостях оптического выстраивания на фоне сигнала светлого экситона наблюдался узкий контур, который, по предположению, соответствует тёмному экситону. Возможность оптического выстраивания тёмного экситона стала основанием для настоящей работы.

Изучалось оптическое выстраивание тёмных экситонов с разрешением по времени в магнитном поле. В исследовании динамики фотолюминесценции (ФЛ) и кинетики оптического выстраивания [2] удаётся выделить три вклада: короткий, средний и длинный. В работе [1] было показано, что короткие времена затухания соответствуют светлному экситону, а длинные времена – тёмному экситону. Для исследования выстраивания тёмного экситона сигнал ФЛ интегрировался по времени с 20 нс, когда быстрая и средняя компоненты ФЛ полностью высветились. Таким образом были получены зависимости оптического выстраивания тёмного экситона от магнитного поля, наблюдалось уменьшение степени линейной поляризации с полем.

Оптическое выстраивание тёмного экситона было измерено в магнитном поле в геометрии Фарадея на двух энергиях детектирования при температуре 12 К. С учётом  $g$ -фактора тёмного экситона  $g = 3.4 \pm 0.5$  ([1]) определены величины обменного расщепления ( $\delta_{dark}$ ), которые составляют 6.06 мкэВ и 7.62 мкэВ для энергий детектирования 1.946 эВ (Рис.1) и 1.937 эВ, соответственно. Оптическое выстраивание тёмного экситона также изучалось в магнитном поле в геометрии Фойгта на энергии детектирования 1.937 эВ. Полуширина кривой (HWHM) составила 50,46 мТл, данное обстоятельство является неожиданным вследствие большого изотропного обменного расщепления состояний тёмного и светлого экситонов ( $\delta_0 = 800$  мкэВ [1]). Для энергии детектирования 1.946 эВ оптическое выстраивание также изучалось при температуре 4.2 К в криостате с жидким гелием. Наблюдается уширение контура в два раза (HWHM = 63.7 мТл,  $\delta_{dark} = 12.5$  мкэВ) относительно измерений при 12 К (HWHM = 30.8 мТл).



**Рис. 1.** Магнитолевая зависимость линейной поляризации ФЛ, проинтегрированной по времени с 20 нс после импульса лазера. Круги – эксперимент, штриховая линия – теория. Температура 12 К. Детектирование ФЛ на 1.946 эВ

Факт наблюдения оптического выстраивания тёмного экситона может объясняться подмешиванием состояний светлого экситона, связанным с наличием внутреннего магнитного поля в плоскости плателета.

Таким образом, в работе было экспериментально показано наличие оптического выстраивания темного экситона в коллоидных наноплателетах CdSe/CdS, что свидетельствует об относительно длинном времени спиновой релаксации комплекса (>30 нс). Также продемонстрировано подавление выстраивания магнитным полем около 45 мТл. Были определены параметры тонкой структуры тёмного экситона для различных спектральных точек и температур.

Автор выражает благодарность С.В. Некрасову, О.О. Смирновой, А.В. Родиной, Н.В. Козыреву и И.В. Калитухе. Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 23-12-00300.

## Литература

- [1] O.O. Smirnova et al. *Nanomaterials*, **13**, 2402 (2023).
- [2] O.O. Smirnova et al. *Optical Materials*, 116469 (2024).

## Влияние Ag и Au наночастиц на характеристики узкополосных УФ фотодетекторов на основе GaN

О.А. Синицкая<sup>1</sup>, Е.В. Никитина<sup>1,2</sup>

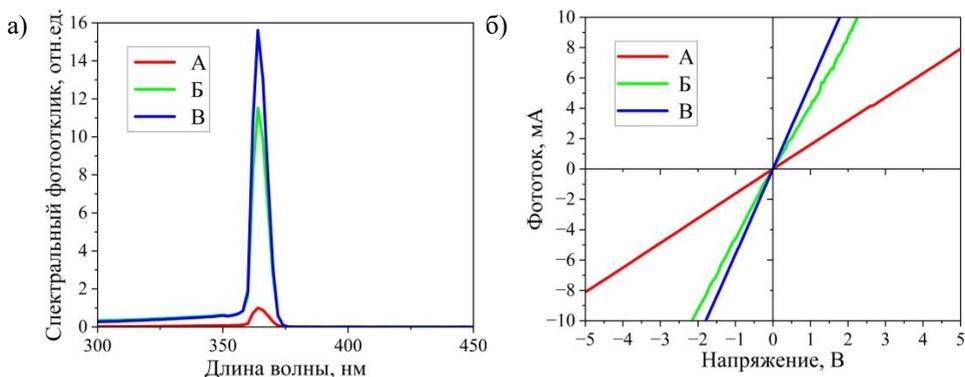
<sup>1</sup> СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время узкополосные ультрафиолетовые фотодетекторы (УФ ФД) востребованы в системах оптической связи, биофотонике, датчиках пламени и т.д. Одними из наиболее подходящих материалов для изготовления таких устройств являются широкозонные полупроводники (Al)GaN. Известно, что поглощение света в определенном диапазоне длин волн можно усилить за счет использования металлических наноструктур благодаря поверхностному плазмонному резонансу [1]. Например, длина волны локализованного плазмонного резонанса Ag наночастиц (НЧ) находится в УФ-области спектра [2], а энергия поверхностных плазмонов Au НЧ очень близка к энергии излучения дефектов в GaN [3], что позволяет использовать их для увеличения фотоотклика ФД на основе GaN.

В данной работе было исследовано совместное влияние коллоидных Ag нанонитей (НН) и Au НЧ на характеристики узкополосных УФ ФД на основе GaN. Эпитаксиальные слои GaN были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на темплейтах i-GaN/c-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Были исследованы морфология, оптические и электрофизические характеристики полученных структур. На

их основе были изготовлены УФ ФД типа металл-полупроводник-металл со встречно-штыревыми контактами Ni/Au (15 нм) с применением высокотемпературного отжига. Полученные ФД (образец А) продемонстрировали узкополосную спектральную характеристику с максимумом на длине волны 365 нм и ширину на уровне половинной амплитуды спектра (FWHM) 11 нм (см. рис. 1а), чувствительность устройств была определена по вольт-амперным характеристикам (рис. 1б) и составила 14.8 А/Вт при напряжении 3 В. На ФД были нанесены 10, 20 и 30 мкл раствора Ag НН. Покрытие образцов небольшим количеством Ag НН (образец Б) улучшило фотоотклик ФД в  $\sim 12$  раз и уменьшило FWHM до 8 нм (рис. 1а). С дальнейшим увеличением количества НН фотоотклик устройств уменьшался вследствие эффекта затенения, что было подтверждено моделированием. Лучшие значения темнового тока (14.3 мА при 3 В) и чувствительности (56.2 А/Вт) имел образец Б. На него был нанесён раствор Au НЧ в объёме 10, 30 и 70 мкл. Образец с наибольшим количеством Au НЧ (образец В) имел максимальный фотоотклик (в 15.5 раз больше, чем образец А, см. рис. 1а), чувствительность устройств составила 67.6 А/Вт при напряжении 3 В. Также была определена эквивалентная мощность шума сформированных ФД. Результаты расчётов шумовой характеристики коррелируют с данными, полученными при определении чувствительности устройств.



**Рис. 1.** Спектральный отклик (а) и зависимость фототока от напряжения (б) сформированных ФД

Таким образом, было установлено, что небольшое количество Ag НН на поверхности ФД на основе GaN приводит к увеличению фотоотклика устройств, а также была показана тенденция увеличения чувствительности ФД с ростом плотности Au НЧ на поверхности образца. Полученные результаты могут быть использованы для разработки дизайна УФ ФД на основе GaN и улучшения их характеристик.

Работа была поддержана Министерством образования и науки (грант № FSRM-2023-0006).

## Литература

- [1] Y. Ji, W. Xu, D. Li, D. Zhou, X. Chen, N. Ding, J. Li, N. Wang, X. Bai, H. Song. *Nano Energy*, **61**, 211 (2019).
- [2] J. Li, X. Xi, X. Li, Sh. Lin, Z. Ma, H. Xiu, L. Zhao. *Advanced Optical Materials*, **8**, 1902162 (2020).
- [3] L. Goswami, N. Aggarwal, M. Singh, R. Verma, P. Vashishtha, Sh.K. Jain, J. Tawale, R. Pandey, G. Gupta. *ACS Applied Nano Materials*, **3**, 8104 (2020).

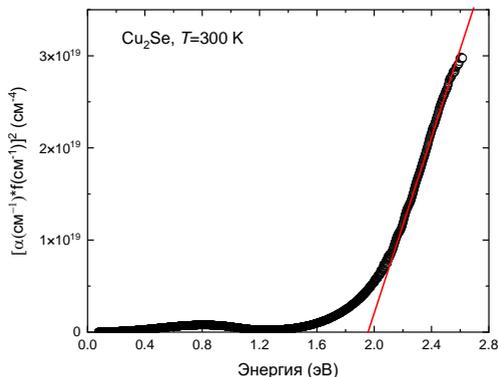
## Инфракрасная спектроскопия ( $\text{Cu}_2\text{X}$ , $\text{X} = \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$ )

А.В. Терентьев

МФТИ, Физтех, Москва, Россия

Халькогениды меди  $\text{Cu}_2\text{X}$  ( $\text{X} = \text{S}, \text{Se}, \text{Te}$ ) образуют класс относительно недорогих и экологически чистых материалов, перспективных для термоэлектрических и фотоэлектрических применений [1]. Выяснение механизма возникновения энергетической щели  $E_g$  в этих соединениях составляет сегодня одну из центральных задач в теории зонной структуры. В частности, открытым остается вопрос о роли структурных и электронных механизмов. При разработке теоретических подходов важное значение имеет получение надежных экспериментальных данных о величине щели  $E_g$ . Учитывая разброс в литературных данных по величинам  $E_g$  (см., например, [2–4]), целью настоящего исследования были синтез кристаллов семейства  $\text{Cu}_2\text{X}$ , измерение величин энергетической щели методами инфракрасной спектроскопии и расчет  $E_g$  методом компьютерного моделирования. Исследовались кристаллы, синтезированные методом направленной кристаллизации из газовой фазы. Кристаллическая структура образцов была установлена методом порошковой дифрактометрии. С применением инфракрасного Фурье-спектрометра Bruker Vertex v80 и оптического микроскопа измерялись спектры коэффициента отражения в интервале частот  $\nu = 500\text{--}25\,000\text{см}^{-1}$ . С помощью анализа Крамерса – Кронига определялись спектры оптических характеристик кристаллов и строились зависимости поглощения, позволяющие находить величины  $E_g$  по стандартной для полупроводников схеме [5]. Определение величины щели для  $\text{Cu}_2\text{Se}$  демонстрируется на Рис. 1. Экстраполяция прямого участка полученной зависимости к нулевому поглощению дает величину  $E_g = 1.8\text{--}1.9$  эВ. Для расчета величины  $E_g$  в  $\text{Cu}_2\text{Se}$  нами был выполнен гибридный псевдопотенциальный анализ, который ранее с хорошей точностью воспроизвел экспериментальное значение  $E_g$  для  $\text{Cu}_2\text{S}$  [6]. Однако в случае  $\text{Cu}_2\text{Se}$  нами получена величина 1.14 эВ, которая заметно меньше экспериментального значения 1.8–1.9 эВ. Тем не менее стоит отметить, что значение  $E_g = 1.14$  эВ значительно ближе к экспериментальному в сравнении с результатом  $E_g = 0.21$  эВ, полученным нами из расчета DFT Кона – Шэма. При-

чиной все еще присутствующего отличия расчетной величины  $E_g$  от экспериментальной может быть использование упрощенной структуры антифлюорита и недооценки роли структурного беспорядка. Нами продолжаются работы по синтезу кристаллов семейств  $Cu_2X$ ,  $X = S, Se, Te$ , по определению величин запрещенной зоны и по совершенствованию соответствующих теоретических подходов.



**Рис. 1.** Зависимость поглощения, выраженного в виде  $[\alpha(\text{cm}^{-1}) * f(\text{cm}^{-1})]^2$  [5], кристалла  $Cu_2Se$  от энергии кванта зондирующего излучения. Температура  $T = 300\text{ K}$ . Прямая линия показывает экстраполяцию к нулевому поглощению, определяющую величину энергетической щели  $E_g = 1.8\text{--}1.9\text{ эВ}$ . Здесь  $\alpha = 4\pi k/\lambda$  – коэффициент поглощения,  $k$  – коэффициент экстинкции,  $\lambda$  – длина волны излучения

Автор выражает благодарность А.С. Фролову (МФТИ), К.В. Живетьеву (МФТИ), А.С. Славичу (МФТИ), М.Е. Тамму (МГУ), Н.В. Владимировой (МФТИ), Kuiyu Ye (Beijing Institute of Technology), Yuanchang Li (Beijing Institute of Technology), Е.С. Жуковой (МФТИ) за вклад в исследование.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 25-42-00058 (инфракрасные эксперименты, анализ данных).

## Литература

- [1] C. Coughlan, M. Ibanez, O. Dobrozhan, A. Singh, A. Cabot, K.M. Ryan. *Chem. Rev.*, **117**, 5865 (2017).
- [2] R. Marshall, S.S. Mitra. *J. Appl. Phys.*, **36**, 3882 (1965).
- [3] G.P. Sorokin, Y.M. Papshev, P.T. Oush. *Sov. Phys. Solid State*, **7**, 1810 (1966).
- [4] O.M. Hussain, B.S. Naidu, P.J. Reddy. *Thin Solid Films*, **193–194**, 777 (1990).
- [5] A. Mohan, S. Rajesh, M. Gopalakrishnan. *Superlattices Microstruct.*, **98**, 46 (2016).
- [6] J.L. Shen, H.T. Liu, Y. C. Li. *J. Chem. Phys.*, **160**, 244704 (2024).

# Влияние фосфора, азота и пассивации поверхности на межзонную фотолюминесценцию нитевидных нанокристаллов на основе InAs

Р.В. Устименко

СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

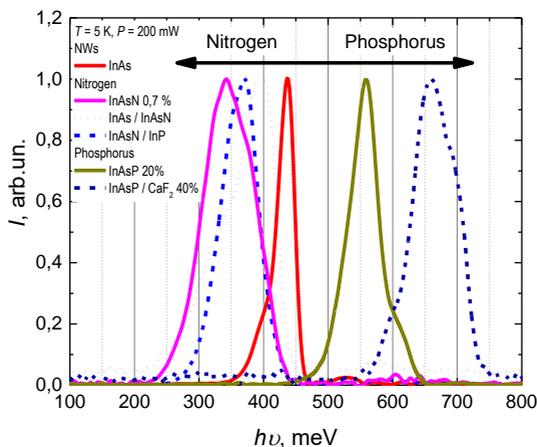
Нитевидные нанокристаллы (ННК) на основе соединений  $A_3B_5$  имеют большие перспективы для создания эффективных гибких электронных устройств. Малое значение ширины запрещенной зоны и высокая подвижность электронов в InAs выделяют его среди других соединений. Одним из перспективных способов расширения рабочего спектрального диапазона фотоприемников на основе ННК InAs является переход на нитридный твердый раствор InAsN или фосфорный твердый раствор InAsP. Улучшение оптических свойств ННК возможно при помощи роста покровного слоя и формирования структуры ядро/оболочка, что позволяет убрать вклад от поверхностных состояний, связанный с безызлучательной рекомбинацией.

Массивы самоиндуцированных ННК твердых растворов InAsP и InAsN были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на кремниевых подложках. Были изготовлены образцы ННК InAsP с различным содержанием фосфора вплоть до 60 % и ННК структуры ядро/оболочка с пассивацией поверхности  $CaF_2$ . Также были выращены образцы ННК твердого раствора InAsN с малым содержанием азота и гетероструктурированные ННК InAs/InAsN, InAsN/InP. Реперным образцом выступал исходный массив ННК InAs. Отметим, что в литературе отсутствуют данные об успешном росте ННК со столь высоким содержанием фосфора, ННК нитридного твердого раствора также были синтезированы впервые.

Изображения сканирующей электронной микроскопии показывают, что рост ННК сопровождается формированием паразитных объёмных островков, усиливающимся при более высоких потоках  $N_2$  и  $P_2$ . Увеличение отношения потоков элементов пятой группы приводит к монотонному уменьшению отношения длины к диаметру ННК InAsP и уменьшению скорости радиального и осевого роста ННК InAsN относительно исходных ННК InAs. Стратегия роста гетероструктурированных ННК InAs/InAsN показала возможность формирования ННК с заведомо большей высотой и равномерным покровным слоем нитридного твердого раствора, чем ННК InAsN. Анализ изображений просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения отдельных ННК показал, что структура ННК является политипной с преобладанием гексагональной фазы аналогично самоиндуцированным ННК InAs.

Низкотемпературные спектры фотолюминесценции (ФЛ) в коротковолновом и среднем ИК-диапазонах спектра при одном уровне оптической накачки приведены на рис. 1. Спектры ФЛ ННК InAsP демонстрируют монотонный коротковолновый

сдвиг с повышением содержания фосфора по сравнению с исходными ННК InAs. Пики ФЛ ННК InAsN испытывают красное смещение с ростом концентрации азота. На всех спектрах ФЛ ННК InAsN и InAsP был обнаружен высокоэнергичный пик, соответствующий политипу с преобладанием фазы вюрцита, и низкоэнергичный пик кубической фазы, связанный с объёмными островками. При повышении температуры пики испытывают красное смещение по закону Варшни. Сдвиг пиков в сторону больших энергий с увеличением оптической накачки может быть связан с эффектом заполнения зоны.



**Рис. 1.** Сравнительные нормированные спектры ФЛ ННК

Спектры ННК InAs/InAsN демонстрируют максимум ФЛ, связанный с излучением политипной фазы, что говорит об относительно слабой роли паразитных объёмных островков. Для гетероструктурированных ННК структуры ядро/оболочка InAsN/InP и InAsP/CaF<sub>2</sub> наблюдается нетривиальная температурная зависимость доминирующего пика ФЛ. Сигнал ФЛ InAsN/InP наблюдается вплоть до комнатной температуры. На спектрах InAsP/CaF<sub>2</sub>, помимо улучшения сигнала ФЛ, возникает третий высокоэнергичный пик, что связано с разной  $E_g$  вершины и основания ННК из-за механических напряжений, формируемых покровным слоем. Всё это подтверждает формирование когерентного покровного слоя и улучшения оптических свойств ННК.

Автор благодарит М.Я. Винниченко, Д.А. Караулова, И.А. Норватова за участие в экспериментах по измерению спектров ФЛ, а также А.К. Кавеева, В.В. Федорова, И.С. Мухина за рост массивов ННК и Д.А. Фирсова за руководство и теоретическое обоснование.

Исследование выполнено за счет гранта Минобрнауки РФ (Государственное задание № FSEG-2023-0016).

# Магнито-оптическая спектроскопия сверхтонкого взаимодействия для реализации сенсоров магнитного поля и температуры

М.В. Учаев

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

В широкозонном полупроводнике карбиде кремния (SiC) облучением может быть создано семейство квартетных спиновых центров окраски со спином  $S = 3/2$ , в которых осуществляется механизм оптически индуцированного выстраивания населенностей спиновых уровней основного состояния при комнатной температуре и выше [1–4]. Параметр тонкой структуры основного состояния ( $D$ ) оказывается зависимым от величины и ориентации внешнего магнитного поля, что позволяет реализовать векторную магнитометрию. В то же время параметр тонкой структуры возбужденного состояния ( $D'$ ) оказывается температурно-зависимым, что дает возможность реализации термометрии.

Изучение центров окраски производится посредством полностью оптического метода регистрации сигналов антипересечения спиновых уровней (level anticrossing – LAC) по изменению интенсивности фотолюминесценции (ФЛ). При помощи данного метода была продемонстрирована спектроскопия сверхтонких взаимодействий в условиях окружающей среды в кристалле SiC. Обнаружено воздействие ядерных переходов на интенсивность ФЛ спиновых центров. Исследована ориентационная зависимость сверхтонкой структуры центров окраски. Выявлена резкая зависимость спектра LAC от ориентации внешнего магнитного поля. Реализована полностью оптическая векторная магнитометрия (рис. 1).

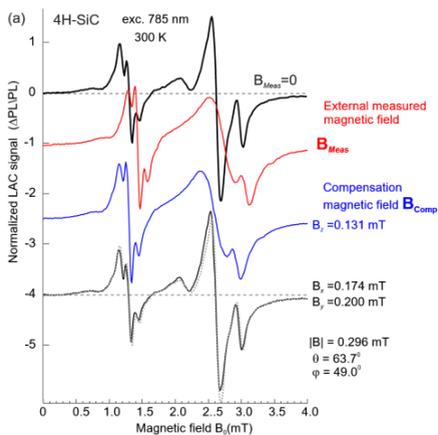


Рис. 1. Реализация полностью оптической векторной магнитометрии на кристалле 4H-SiC с природным содержанием изотопов

Отдельной частью работы было проведение температурных измерений с целью выявления количественных характеристик зависимости от температуры спектра ЛАС возбужденного состояния центров окраски в различных политипах карбида кремния. Измерения проводились в температурном диапазоне от 15 К до 350 К. Выявлено влияние сверхтонкого взаимодействия на расщепление энергетических уровней возбужденного состояния центров V2. Определены коэффициенты температурной чувствительности для различных политипов карбида кремния. Проведено температурное картирование на кристалле 4H-SiC с градиентом температуры порядка одного градуса Цельсия.

Автор выражает благодарность К.В. Лихачеву, И.П. Вейшторту, Р.А. Бабунцу, П.Г. Баранову за участие в выполнении экспериментальных задач представленной работы и полезную дискуссию.

Работа выполнена в рамках государственного задания № FFUG-2024-0046 («Спин-фотонные полупроводниковые системы для квантовой электроники»).

## Литература

- [1] P.G. Baranov, I.V. P'in, E.N. Mokhov, M.V. Muzafarova, S.B. Orlinskii, and J. Schmidt. JETP Lett., **82**, 441 (2005).
- [2] P.G. Baranov, A.P. Bundakova, I.V. Borovykh, S.B. Orlinskii, R. Zondervan, and J. Schmidt. JETP Lett., **86**, 202 (2007).
- [3] P.G. Baranov, A.P. Bundakova, A.A. Soltamova, S.B. Orlinskii, I.V. Borovykh, R. Zondervan, R. Verberk, and J. Schmidt. Phys. Rev. B, **83**, 125203 (2011).
- [4] W.F. Koehl, B.B. Buckley, F.J. Heremans, G. Calusine, and D.D. Awschalom. Nature **479**, 84 (2011).

## Эквидистантные гребенки горячих точек в пространственном и частотном доменах

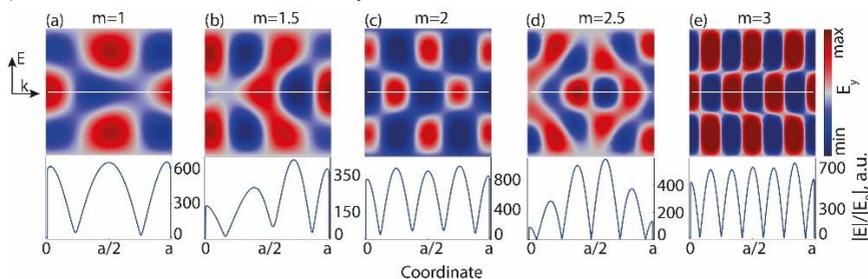
А.П. Четверикова

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Горячие точки (ГТ) – области исключительно сильной локализации электрического и магнитного поля, создание и использование которых позволяет, например, детектировать отдельные молекулы благодаря методике поверхностно-усиленной Рамановской спектроскопии (SERS) [1]. ГТ генерируются на острых наконечниках из-за поверхностных плазмонов, в узких щелях между металлическими или диэлектрическими резонаторами благодаря низкочастотным дипольным резонансам. При этом в литературе отсутствуют сообщения о наблюдении множественных ГТ, индуцируемых высокочастотными резонансами. Мы сообщаем о первом наблюдении

«гребенок» ГТ, эквидистантно расположенных в реальном пространстве и в спектральной шкале. Изучаются диэлектрические резонаторы двух типов: квадратные пластины с узким отверстием или узкой щелью и димер «кольцо с внутренним диском» и узкой щелью между резонаторами [2, 3].

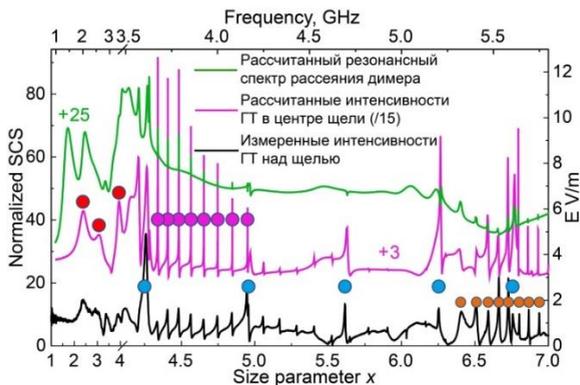
**ГТ в ПРОСТРАНСТВЕННОМ ДОМЕНЕ.** Интенсивные ГТ в узкой щели квадратной пластины возникают при возбуждении резонансов Фабри – Перо плоской падающей волной (Рис. 1). На резонансных длинах волн Фабри – Перо генерируется гребенка эквидистантных по щели ГТ, причем только в случае целого числа резонансов ( $m=1, 2, 3$ ) ГТ имеют одинаковую интенсивность.



**Рис. 1.** Гребенки ГТ в узкой щели диэлектрической пластины. Распределение амплитуды электрического поля по пластине (верхний ряд) и вдоль щели, показанной белой линией (нижний ряд). Длина щели  $w/a = 0.98$ , ширина  $h/a = 1 \times 10^{-5}$ , где  $a$  – сторона пластины.  $\epsilon = 43$

**ГТ в ЧАСТОТНОМ ДОМЕНЕ.** С целью поиска галерей ГТ, эквидистантных в спектральной шкале, был исследован димер кольцо-диск с малой щелью между резонаторами. Идея связывалась с хорошо известной эквидистантной галереей шепчущих мод в диэлектрических дисках и недавно обнаруженных эквидистантных галереях фотонных мод в кольцевом резонаторе [4]. Действительно, было обнаружено, что оба типа галерей генерируют эквидистантные по спектру исключительно яркие ГТ. Интерпретация основана на идеальном совпадении по частотам фотонных резонансов в спектрах рассеяния димера с резонансными линиями интенсивностей ГТ как в расчетах, так и в эксперименте (Рис. 2). В случае субволнового расстояния между кольцом и диском ( $\sim 0.6 \times 10^{-3} \lambda$ ) коэффициент усиления поля в щели по отношению к падающей волне достигает 200. Общий коэффициент усиления в случае SERS пропорционален четвертой степени коэффициента усиления поля в щели [5], поэтому он составляет  $\sim 10^9$ , а это величина, достаточная для детектирования отдельной молекулы.

Наша работа открывает новую страницу в исследовании и применении ГТ. Автор благодарит Н. Солодовченко, М. Бочкарева, К. Самусева и М. Лимонова за всестороннюю помощь при выполнении данной работы. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00114, <https://rscf.ru/project/23-12-00114/>.



**Рис. 2.** Галерея ГТ в диэлектрическом димере. Кружками обозначены ГТ, генерируемые низкочастотными модами димера (красный), первой (сиреневый) и второй (оранжевый) фотонными галереями КР и фотонной галереей диска (синий)

## Литература

- [1] W. Yang et al. *Journal of Physical Chemistry C*, **127**, 20057 (2023).
- [2] А.П. Четверикова и др. *ФТТ*, **66**(11), (2024).
- [3] A.P. Chetverikova et al. *IEEE*, (2024). DOI: 10.1109/PIERS62282.2024.10618589.
- [4] N. Solodovchenko et al. *Materials Today*, **60**, 69 (2022).
- [5] J. Tittel et al. *Adv. Funct. Mater.*, **34**, 2307518 (2024).

## Стендовая конкурсная сессия с докладами молодых ученых

### Терагерцовая спектроскопия углеродных нанотрубок (металлических и полупроводниковых)

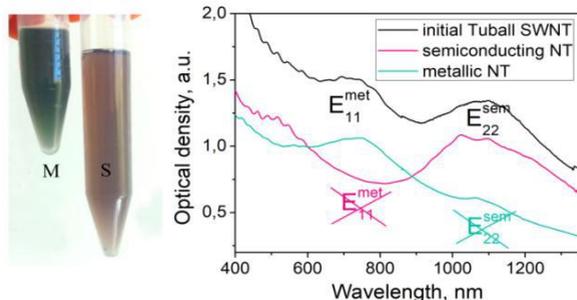
З.Э. Алдиканджи

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), г. Долгопрудный, Московская область, Россия

Терагерцовая (ТГц) спектроскопия является эффективным методом исследования оптических свойств одностенных углеродных нанотрубок (ОУНТ). В зависимости от геометрии ОУНТ могут быть полупроводниковыми или металлическими. Их разделение по типам проводимости является непростой задачей.

В данной работе анализируются коэффициенты пропускания металлических и полупроводниковых фракций ОУНТ, разделенных методом несмешиваемых полиме-

ров (ПЭГ и декстран) [1]. Различия в их взаимодействии с ТГц-излучением обусловлены электронной структурой нанотрубок.



**Рис. 1.** Фотография фракций ОУНТ, разделенных по типу проводимости (розовая – полупроводниковая фракция, сине-зеленая – металлическая). Спектры оптического поглощения исходных ОУНТ Tuball (черная линия) и фракций, разделенных по типу проводимости (малиновая линия – полупроводниковая фракция, сине-зеленая – металлическая)

Терагерцовый диапазон (0.1–10 ТГц) широко используется в таких областях, как медицина, безопасность и космические технологии [2]. Одностенные углеродные нанотрубки (ОУНТ) благодаря своим уникальным электронным и оптическим свойствам представляют собой перспективные материалы для ТГц-устройств. Исследование их взаимодействия с ТГц-излучением позволяет раскрыть потенциал этих наноматериалов для оптоэлектронных приложений. Металлические нанотрубки продемонстрировали низкие коэффициенты пропускания, что связано с высокой плотностью свободных электронов, увеличивающих поглощение и отражения ТГц-излучения. Полупроводниковые нанотрубки имели более высокие коэффициенты пропускания, что обусловлено наличием запрещенной зоны, которая снижает количество свободных носителей.

Настоящая работа демонстрирует различия в оптических свойствах металлических и полупроводниковых ОУНТ, электронная структура нанотрубок играет важную роль в их взаимодействии с ТГц-излучением, что делает их перспективными для создания ТГц-детекторов и модуляторов. В работе обсуждаются механизмы взаимодействия ОУНТ с различным типом проводимости с ТГц-излучением.

Будущие исследования будут направлены на оптимизацию свойств ОУНТ для их интеграции в коммерческие ТГц-устройства.

Автор благодарен Б.П. Горшунову (МФТИ) за проведение ТГц-исследований.

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, номер проекта 075-15-2024-560.

## Литература

- [1] Н.Р. Арутюнян, З.А. Альдиканджи, С.В. Терехов, Е.Д. Образцова. Журнал структурной химии, **66**(3), 141444 (2025).
- [2] Y.E. Matyushkin et al. Journal of Physics: Conference Series, **1124**, 051054 (2018).

# Применение теории случайных матриц для описания неаффинных деформаций

Д.В. Бабин

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

Микроскопическая структура и природа аморфного состояния вещества в настоящее время является предметом интенсивных исследований, в первую очередь с теоретической точки зрения. Аморфные твердые тела отличаются от кристаллов наличием беспорядка в расположении атомов, что приводит к ряду существенных отличий в свойствах таких материалов. Одним из таких свойств являются неаффинные деформации, которые представляют собой неоднородные локальные деформации, вызванные внешним механическим напряжением. Как показано в работе [1], неаффинные деформации в аморфных телах влияют на их упругие свойства, что представляет интерес для исследования аморфных полупроводниковых нанокомпозитов.

Для изучения неаффинных деформаций была применена теория коррелированных случайных матриц, при помощи которой были получены уравнения, описывающие корреляционные свойства атомных смещений в неупорядоченных системах произвольной размерности. Данный подход показал свою эффективность для описания критерия Иоффе – Регеля и других наиболее общих колебательных свойств аморфных твердых тел, исследовавшихся в скалярной модели смещений атомов [2, 3]. В данной работе удалось обобщить модель случайных коррелированных матриц на векторный характер смещений. Результаты исследований устанавливают корреляции компонент неаффинных деформаций и показывают, что их поведение зависит от масштаба неоднородности, проявляющегося в аморфных веществах и связанного с масштабом Иоффе – Регеля. Молекулярно-динамические расчеты для аморфного кремния Si и аморфного SiO<sub>2</sub> подтверждают полученные теоретические зависимости, а также демонстрируют связь с масштабом неоднородности среды.

Автор благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 24-1-2-36-2) за финансовую поддержку.

## Литература

- [1] D.A. Conyuh, A.A. Semenov and Y.M. Beltukov. Phys. Rev. E, **108**, 045004 (2023).
- [2] Y.M. Beltukov, V.I. Kozub, D.A. Parshin. Phys. Rev. B, **87**, 134203 (2013).
- [3] D.A. Conyuh, Y.M. Beltukov. Phys. Rev. B, **103**, 104204 (2021).

# Фотодиоды коротковолнового ИК-диапазона 2.0–2.6 мкм на основе метаморфных гетероструктур InGa(Al)As/InP

Е.И. Василькова

СПБАУ РАН им. Ж.И. Алферова, Санкт-Петербург, Россия

СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

Важность разработки высокочувствительных фотодетекторов коротковолнового инфракрасного диапазона обусловлена широким рядом их потенциальных применений. Такие фотодетекторы могут использоваться в тепловизорах и приборах ночного видения с улучшенным видением в плохих погодных условиях, в газоанализаторах, в системах дистанционного зондирования Земли и т. д. [1].

В данной работе представлены фотодиоды спектрального диапазона 2.0–2.6 мкм, изготовленные на основе гетероструктур InGa(Al)As/InP, синтезированных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для создания приборной гетероструктуры на проводящей подложке фосфида индия был сформирован метаморфный буферный слой  $n^+-\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  толщиной 2 мкм с линейным градиентом состава  $x$  от 0.52 отн. ед. до 0.86 отн. ед., а затем осуществлялся синтез поглощающего слоя  $n\text{-In}_{0.83}\text{Ga}_{0.17}\text{As}$  толщиной 1.5 мкм и барьерных слоев  $p^+-\text{In}_{0.83}\text{Al}(\text{Ga})_{0.17}\text{As}$  общей толщиной 620 нм. Методом взрывной фотолитографии на гетероструктуре были сформированы планарные pin-фотодиоды с диаметром фоточувствительной области  $\sim 140$  мкм.

Типичные значения плотности темнового тока изготовленных pin-фотодиодов, определенные по вольт-амперной характеристике, составили 60 мА/см<sup>2</sup>, 11 мА/см<sup>2</sup> и 1.9 мА/см<sup>2</sup> при температуре 300 К и обратном напряжении смещения 1 В, 0.1 В и 10 мВ соответственно. По результатам исследований температурной зависимости вольт-амперных характеристик выявлено, что при приложенном напряжении -10 мВ темновой ток складывается главным образом из токов генерации-рекомбинации носителей в области объемного заряда, поверхностной рекомбинации и туннелирования носителей через глубокие уровни [2].

Длинноволновая граница фоточувствительности образца фотодиода составила 2.6 мкм при комнатной температуре. Токовая монохроматическая чувствительность фотодиода в корпусе с линзой составила 0.7 А/Вт в спектральном максимуме 2.3 мкм, а удельная обнаружительная способность достигла  $3 \cdot 10^{11}$  см<sup>2</sup>·Гц<sup>1/2</sup>/Вт.

Таким образом, продемонстрирована перспективность использования метаморфных гетероструктур InGa(Al)As/InP для создания фотоприемников инфракрасного диапазона 2.0–2.6 мкм с высокой фоточувствительностью.

Автор выражает благодарность научному руководителю М.С. Соболеву, а также

коллегам Е.В. Пирогову, О.В. Баранцеву, А.И. Баранову, К.О. Воропаеву, А.А. Васильеву, Л.Я. Карачинскому, И.И. Новикову, Р.Э. Кункову, А.А. Климову, С.А. Хахулину за помощь в проведении настоящего исследования.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственного задания № FSRM-2023-0006.

## Литература

- [1] И.Д. Бурлаков, Л.Я. Гринченко, А.И. Дирочка, Н.Б. Залетаев. УПФ, **2**(2), 131, (2014).
- [2] Е.И. Василькова, О.В. Баранцев, А.И. Баранов, Е.В. Пирогов, К.О. Воропаев, А.А. Васильев, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, М.С. Соболев. ФТП, **58**(7), 358 (2024).

## Модуляция спектра фотолюминесценции квантовых точек, интерферирующей на брэгговском зеркале

Г.П. Вейшторг

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

Развитие квантовых технологий делает актуальной задачей разработку источников одиночных фотонов. Одним из перспективных направлений в этой области являются источники на полупроводниковых квантовых точках (КТ). Для увеличения скорости излучательной рекомбинации в КТ и повышения эффективности сбора излучения, вокруг точек формируют микрорезонаторы, многие из которых получают травлением планарной структуры, содержащей в себе слой КТ, а также распределённые брэгговские отражатели (РБО) под (и в некоторых случаях над) ним [1].

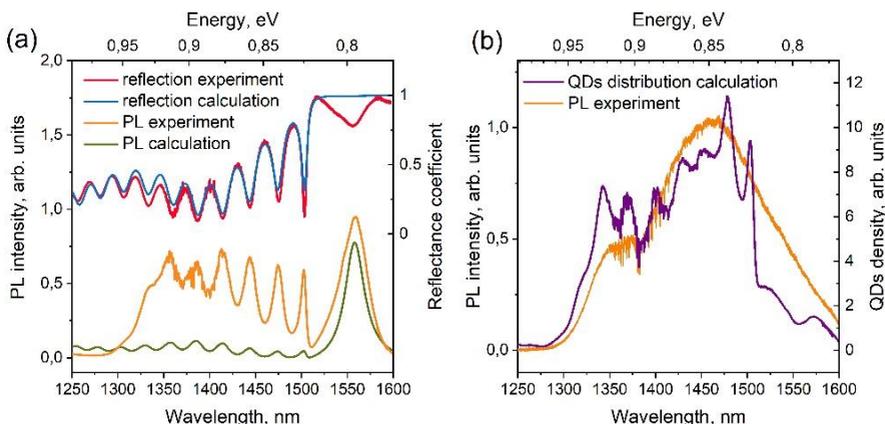
Конкретные применения накладывают строгие ограничения на спектральный диапазон излучения источников одиночных фотонов, поэтому в процессе разработки необходимо контролировать распределение выращиваемых КТ по длине волны генерируемого света. Для этой цели могут проводиться измерения спектров фотолюминесценции (ФЛ) планарных структур. Однако из-за интерференции в РБО спектры имеют сложную форму, а потому подход позволяет только примерно оценить распределение КТ. В работе рассматривается способ получения более детальной информации о распределении, примененный к образцу с КТ  $\text{InAs/InGaAs}$  с целевой длиной волны 1550 нм. Проведенный анализ основан на сравнении экспериментально измеренных спектров отражения и люминесценции с результатами расчёта, проведенного с использованием метода матриц переноса.

В исследуемой структуре КТ были выращены поверх РБО  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As/GaAs}$  через метаморфный буфер  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  с градиентом концентрации  $\text{In}$  [2]. В эксперименте при температуре 77 К был измерен спектр отражения образца, нормированный на спектр отражения от поверхности золота. Для обеспечения нормального падения

света от галогеновой лампы использовалась полупрозрачная пластинка. При той же температуре был исследован спектр фотолюминесценции при возбуждении непрерывным полупроводниковым лазером с длиной волны 660 нм. Фотолюминесценция собиралась с пятна диаметром около 100 мкм в малую числовую апертуру.

Поскольку размеры освещенной лазером области были существенно больше среднего расстояния между соседними КТ, в рамках математической модели решалась одномерная задача, в которой слой КТ был заменён на равномерно распределённые по бесконечной плоскости точечные диполи. Для задания толщин слоев в расчёте были использованы результаты исследования на просвечивающем электронном микроскопе. Для дисперсии показателей преломления была использована модель [3], скорректированная с учётом пониженной температуры так, чтобы обеспечить совпадение расчетного спектра отражения с результатом измерений (Рис. 1а). После с использованием найденных параметров был рассчитан спектр ФЛ равномерно распределённых по длине волны излучения КТ. Делением экспериментально измеренного спектра ФЛ на рассчитанный был получен график распределения КТ по длинам волн излучения в исследуемом образце.

В полученном распределении, отложенном по правой оси на рис. 1б, модуляция спектра не полностью скомпенсирована, что вероятно связано с большим контрастом расчётной интерференционной картины в сравнении с реальной. Тем не менее, график показывает наличие двух широких пиков распределения на 1350 нм и 1450 нм, что согласуется с отложенным по левой оси на рис. 1б спектром ФЛ образца без РБО, содержащего выращенные в том же режиме КТ.



**Рис. 1.** (а) Рассчитанные спектры отражения и ФЛ планарной структуры с КТ, равномерно распределенными по длине волны излучения, в сравнении с результатами измерений; (б) вычисленное распределение КТ по длинам волн излучения в сравнении с экспериментальным спектром ФЛ аналогичной планарной структуры с КТ без РБО

## Литература

- [1] P. Senellart et al. Nature Nanotech, **12**, 1026–1039 (2017).
- [2] С.В. Сорокин и др. Письма в ЖЭТФ, **694**, 120 (2024).
- [3] S. Adachi. J. Appl. Phys, **25**, 58 (1985).

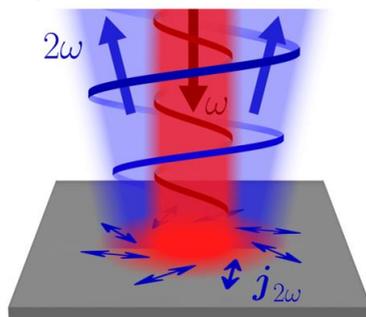
# Генерация второй гармоники за счёт пространственной структуры излучения

А.А. Гуныга

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

Эффект генерации второй гармоники – один из важнейших нелинейных эффектов в современной физике конденсированных сред. Он имеет многочисленные приложения и в других областях физики (а также в химии и биологии). Например, этот эффект является одним из мощных инструментов для исследования пространственной симметрии двумерных и трёхмерных кристаллических решёток.

Эффект генерации второй гармоники возникает во втором порядке теории возмущений по степеням амплитуды падающего поля, и поэтому он запрещён в системах, обладающих центром пространственной инверсии. На данный момент подробно изучены механизмы генерации второй гармоники в системах, где пространственная инверсия нарушена либо микроскопически – в кристаллической решётке, либо макроскопически – за счёт наличия поверхностей и краёв, а также при наклонном возбуждении и протекании через образец постоянного электрического тока [1–3].



**Рис. 1.** Генерация второй гармоники за счёт пространственной структуры излучения: неоднородное электромагнитное поле падающей волны на частоте  $\omega$  генерирует в образце переменный ток на частоте  $2\omega$ . В свою очередь, этот ток излучает вторичное электромагнитное поле на частоте  $2\omega$

Эта работа посвящена исследованию механизма генерации второй гармоники, в котором отсутствие центра пространственной инверсии обеспечивается самим излучением с пространственно неоднородными параметрами. При этом освещаемая

структура может иметь сколь угодно высокую симметрию. Недавно в схожей постановке была решена задача о генерации постоянного тока [4].

В представленной работе построена последовательная кинетическая теория эффекта генерации второй гармоники структурированным излучением терагерцового диапазона, вызывающим внутризонные оптические переходы [5]. Получено общее выражение для плотности электрического тока, осциллирующего на двойной частоте, вызванного электромагнитным излучением с пространственно неоднородной интенсивностью, поляризацией и фазой. Построенная теория применена для описания генерации второй гармоники при освещении образца пучками излучения с пространственно неоднородной поляризацией, а также излучением, переносящим ненулевой орбитальный угловой момент, или так называемым закрученным светом [6, 7]. Показано, что излучение на удвоенной частоте также является закрученным и имеет удвоенную проекцию углового момента. Поляризация второй гармоники зависит от угла излучения и в общем случае не совпадает с поляризацией падающего пучка.

Представленная работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-12-00211.

## Литература

- [1] M.V. Durnev, S.A. Tarasenko. Phys. Rev. B, **106**, 125426 (2022).
- [2] M.M. Glazov. JETP Letters, **93**, 366 (2011).
- [3] J.B. Khurgin. Applied Physics Letters, **67**, 1113 (1995).
- [4] A.A. Gunyaga, M.V. Durnev, S.A. Tarasenko. Phys. Rev. B, **108**, 115402 (2023).
- [5] A.A. Gunyaga, M.V. Durnev, S.A. Tarasenko. arXiv:2408.03454 (2024).
- [6] Б.А. Князев, В.Г. Сербо. УФН, **188**, 508 (2018).
- [7] A. Forbes, M. de Oliveira, M.R. Dennis. Nature Photonics, **15**, 253 (2021).

## Синтез методом МПЭ ПА и свойства AlN нитевидных нанокристаллов на двумерном гексагональном нитриде бора

А.М. Даутов

СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, Санкт-Петербург, Россия

СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

В настоящее время актуальным направлением исследований является эпитаксиальный синтез классических полупроводников на двумерных материалах. Особое место среди них занимает гексагональный нитрид бора (h-BN), являющийся перспективным материалом для использования в качестве подложки в задачах формирования наноразмерных структур, к примеру, нитевидных нанокристаллов (ННК). Несмотря

на высокое значение ширины запрещенной зоны, склонность к эффективной проводимости р-типа делает h-BN многообещающим материалом в источниках ультрафиолетового (UV) излучения, например, на основе AlN/h-BN гетероструктур [1]. Более того, в силу особенностей ННК последние могут быть выращены с высоким кристаллическим качеством на рассогласованных по параметрам решетки материалах. Тем не менее, по имеющимся данным, ранее не сообщалось о возможности выращивания ННК AlN на двумерных структурах h-BN.

В данной работе впервые представлены экспериментальные результаты исследования процессов формирования и свойств ННК AlN на двумерных флэйках h-BN. Была проведена серия экспериментов с различной ростовой температурой подложки. Эксперименты по росту ННК проводились с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота на установке Riber Compact 12 (Франция). Монокристаллический h-BN был эксфолиирован механическим методом на подложку кремния с покрытием сверху SiO<sub>x</sub> толщиной 50 нм. Структурные свойства образцов исследовались с помощью растрового электронного микроскопа (РЭМ) SUPRA 25 Zeiss, а также рамановского спектрометра Horiba Jobin-Yvon LabRAMHR 800.

Во всех образцах был сформирован массив ННК с средней высотой ~260 нм. Вдоль границы эксфолиированных флэйков, а также в некоторых местах в центре, были обнаружены сросшиеся массивы ННК (пластинчатые кристаллы) длиной порядка 10–15 мкм. Как правило, такой рост обусловлен локальным изменением соотношения материалов III/V вблизи ступеней за счёт увеличения III группы. Анализ массива ННК методом рамановской спектроскопии показал максимумы 656 см<sup>-1</sup> и 1365 см<sup>-1</sup>, соответствующие AlN и h-BN [2]. Таким образом, в результате проведенных работ нами была разработана технология роста ННК AlN/h-BN и установлены режимы формирования пластинчатых нанокристаллов. Результаты исследования могут представлять интерес для формирования III-N наногетероструктур различной формы и размеров, и создания устройств оптоэлектроники UV-диапазона на кремнии.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования в части государственного задания № 0791-2023-0004.

## Литература

- [1] D. Laleyan. Molecular Beam Epitaxy of Wide Bandgap Al (Ga) N and h-BN for Deep-Ultraviolet Optoelectronics : дис. – 2020.
- [2] V. Lughì, D.R. Clarke. Applied physics letters, **89**(24), 241911 (2006).

# Анизотропное внедрение наночастиц Ag в c-Si при высокотемпературной обработке

А.А. Ермина

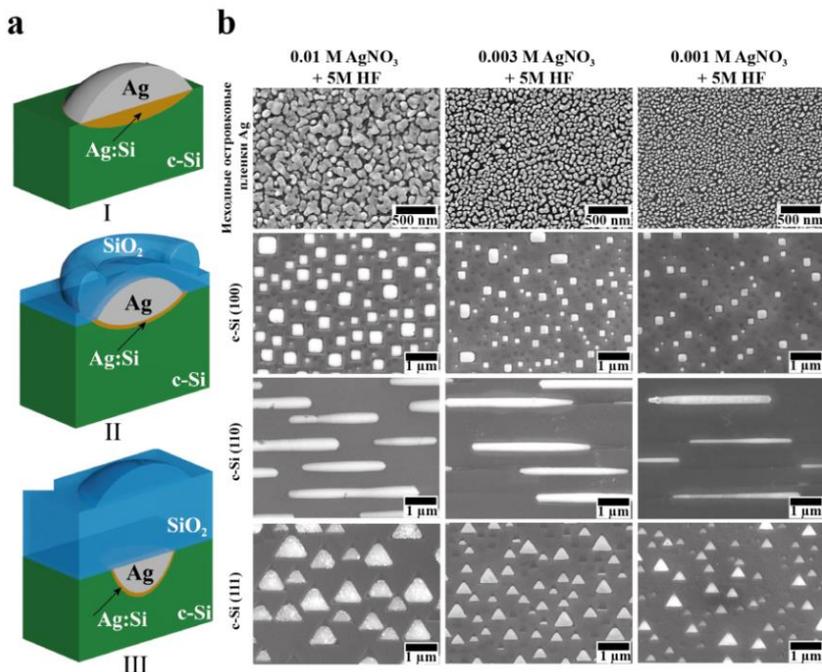
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В последние десятилетия плазмонные наночастицы благородных металлов легли в основу инновационных датчиков оптической передачи сигнала [1]. Основным физическим эффектом, используемым для зондирования в плазмонных наночастицах, является возникновение локализованного плазмонного резонанса (ЛПР), который зависит от физических характеристик, таких как материал, форма и размер наночастиц, а также диэлектрическая проницаемость окружающего материала [1]. Известно, что существует ряд недостатков, связанных с формированием наночастиц на поверхности подложки, а именно: плохая адгезия к подложке, внешние механические воздействия, повреждающие структуру металла, а также деградация структуры при взаимодействии с окружающей средой [2]. Для решения данной проблемы проводятся дополнительные операции по внедрению наночастиц в объем подложки [2–4]. Таким образом, композитные структуры на основе внедренных в матрицу монокристаллического кремния (c-Si) плазмонных наночастиц представляют огромный интерес для разработки новых приложений в области гигантского комбинационного рассеяния [2, 4], нелинейной оптики [5] и фотовольтаики [6].

В настоящей работе внедренные наночастицы Ag (AgNPs) в c-Si были получены методами гальванического вытеснения из водного раствора  $\text{AgNO}_3 + \text{HF}$  с разной концентрацией ( $t = 30$  с) и термообработкой при  $1000$  °C ( $t = 3$  ч) в атмосфере водяного пара ( $95$  °C). Предложен механизм внедрения AgNPs в c-Si, который основан на одновременно происходящих процессах (i) окисления c-Si и (ii) диффузии атомов Si и O (Рис. 1а). Термически выращенный слой  $\text{SiO}_2$  удаляется в водном растворе HF. Установлено формирование анизотропных AgNPs при внедрении в c-Si, связанное с кристаллографической ориентацией c-Si. В результате образуются AgNPs с формами (i) перевернутой пирамиды, (ii) вытянутой «лодки», (iii) усеченного перевернутого тетраэдра в c-Si (100), (110), (111), соответственно (Рис. 1б). На данный момент не найдено работ, подробно описывающих внедрение AgNPs в c-Si с использованием простого и воспроизводимого метода с низкой себестоимостью, описанного в данной работе.

Используя теоретический формализм квазинормальных мод [7], были определены положения мод ЛПР в видимом и ближнем ИК-спектральных диапазонах в зависимости от размера и формы AgNP с учетом дисперсий Ag и c-Si подложки. Морфология и структурные характеристики композитных структур исследовались мето-

дами растровой электронной микроскопии (РЭМ), энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, а также рентгеноструктурного анализа. Оптические свойства композитных структур были проанализированы методами спектральной эллипсометрии и ИК-спектроскопии.



**Рис. 1.** (а) Схематичное изображение стадий процесса внедрения AgNP в c-Si при высокотемпературной обработке; (б) РЭМ-изображения (вид сверху) композитных структур на основе внедренных AgNPs в c-Si

Автор выражает благодарность Н.С. Солодовченко, Д.П. Маркову, В.О. Большакову и Ю.А. Жаровой за оказанную помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (Проект 24-22-00334).

## Литература

- [1] K.M. Mayer et al. Chemical reviews, **111**(6), 3828–3857 (2011).
- [2] A. Roy et al. Appl. Surf. Sci., **501**, 144225 (2020).
- [3] Yu.A. Zharova, A.A. Ermina et al., Appl. Surf. Sci., **682**, 161549 (2025).
- [4] A.A. Ermina et al. Appl. Surf. Sci., **608**, 155146 (2023).
- [5] G. Bhowmik et al. J. Appl. Phys., **128**(16), (2020).
- [6] W.-J. Ho et al. Appl. Phys. A, **124**, 29 (2018).
- [7] P. Lalanne et al. Laser & Photonics Reviews, **12**(5) 1700113 (2018).

# ТГц ИК-спектроскопия бесвинцовых сегнетоэлектриков со структурой перовскита

К.В. Живетьев

МФТИ, г. Долгопрудный, Россия

Сегнетоэлектрики со структурой типа перовскита  $ABX_3$  представляют повышенный интерес для создания пьезоэлектрических устройств: пьезодатчиков, актюаторов и пьезодвигателей. На сегодняшний день наибольшее распространение в пьезотехнике получили сегнетоэлектрические материалы на основе твердых растворов системы  $xPbTiO_3 - (1-x)PbZrO_3$  (PZT), которые вблизи морфотропной фазовой границы ( $x \sim 0.5$ ), разделяющей ромбоэдрическую и тетрагональную области фазовой диаграммы, демонстрируют высокие значения пьезоэлектрических и диэлектрических параметров. Однако керамики PZT содержат в своем составе значительное количество крайне токсичного элемента – свинца, использование которого не соответствует современным экологическим требованиям. По этой причине особое внимание уделяется поиску и созданию новых материалов на основе бесвинцовых систем. Одной из перспективных является система  $xKNbO_3 - (1-x)NaNbO_3$  (KNN), которая выступает в качестве основы для создания новых материалов с характеристиками, приближающимися к таковым в PZT. При этом дискуссионным остается вопрос об определении доминирующих вкладов в формирование макроскопических откликов в бесвинцовых твердых растворах и KNN в частности. Без установления этих механизмов дизайн новых материалов с повышенными пьезоэлектрическими и диэлектрическими свойствами невозможен. Таким образом, целью настоящего исследования стало выявление роли динамики решетки в формировании диэлектрического отклика керамики KNN.

Объектом исследования являлись твердые растворы системы KNN с  $x \sim 0.5$ , полученные по обычной керамической технологии. Исследования ТГц ИК-спектров проводились при температурах от 5К до 300К на терагерцовом спектрометре с временным разрешением Menlo Systems Tera K15 и инфракрасном вакуумном Фурье-спектрометре Vertex 80v фирмы Bruker.

На основании полученных данных была построена температурная зависимость вклада фоннных мод в диэлектрическую проницаемость керамики KNN в исследованном диапазоне температур. Определены типы решеточных колебаний, которые имеют наибольшее значение для диэлектрического вклада.

Выражаю благодарность М.В. Таланову за постановку задачи. Исследование выполнено за счет гранта Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № 075-15-2024-632.

# 17-фс стабильный эрбиевый волоконный генератор с внрезонаторным управлением нелинейностью и дисперсией

А. Исмаил

Московский физико-технический институт, Москва, Россия

Получена генерация как ультракоротких импульсов с длительностью 17 фс, так и суперконтинуума шириной 862 нм непосредственно из эрбиевого волоконного генератора с внрезонаторным управлением как нелинейностью, так и дисперсией второго порядка.

Была использована комбинация коммерчески доступного волокна SMF-28 и специально разработанного самодельного волокна с аномальной дисперсией и улучшенной нелинейностью. Спроектированный волоконный кольцевой лазер с пассивной синхронизацией мод на основе нелинейной эволюции поляризации, со слегка положительной полной дисперсией резонатора, обеспечивает самозапускающуюся генерацию импульсов с дечирированной длительностью 51.8 фс, а также средней мощностью 19.4 мВт, энергией импульса 0.81 нДж и пиковой мощностью 14 кВт при частоте повторения 23.76 МГц. Повышенная внрезонаторная нелинейность позволила достичь генерации суперконтинуума с компонентами видимого света, соответствующими генерации второй гармоники [1].

Также реализация термостабилизированного корпуса привела к высокостабильной работе в режиме синхронизации мод с относительной интенсивностью шума – 140 дБн/Гц и нестабильностью средней мощности всего 0.2 % в течение 6-часового цикла измерений.

Автор благодарит соавторов А.А. Крылова и Е.Д. Образцову за руководство работой.

## Литература

[1] A. Ismaeel, A. Krylov. *Optics Letters*, **49**(20), 5977–5980 (2024).

## Фотоиндуцированное поглощение света в GeSi/Si квантовых точках

Д.А. Караулов

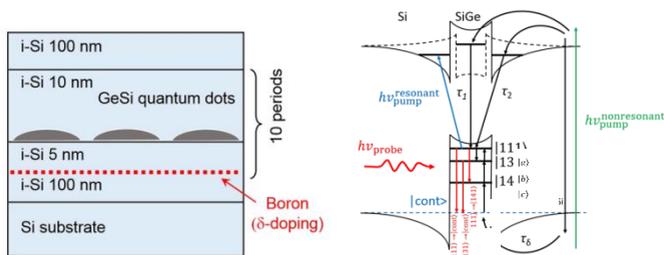
СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

Квантовые точки (КТ) имеют большие перспективы в качестве платформы для создания на их основе матричных фотодетекторов среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазона спектра. Изменяя размеры и форму КТ, можно управлять энергиями

оптических переходов. Отдельный интерес вызывают КТ на основе твердого раствора GeSi, которые перспективны для внедрения в современную кремниевую электронику.

В ходе данной работы исследовались структуры с КТ твердого раствора GeSi (см. рис. 1, слева), с процентным содержанием германия около 65 %, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии в режиме самоорганизации. Структура содержит 10 периодов легированных КТ. Легирование проводилось  $\delta$ -слоем бора на расстоянии 5 нм от массива КТ. Была выращена линейка образцов трёх уровней легирования и нелегированный образец. Согласно изображениям просвечивающей электронной микроскопии форма КТ была линзовидной, с высотой 2.75 нм и радиусом у основания 9 нм.

Спектры пропускания измерялись при помощи установки на базе вакуумного Фурье-спектрометра Bruker Vertex 80 v, образец помещался в криостат замкнутого цикла Janis PTCM-4-7, с рабочим диапазоном температур 5–300 К. В качестве накачки использовалось лазерное излучение на длине волны 532 нм (нерезонансная накачка) и 1064 нм (резонансная накачка) (см. рис. 1 справа).

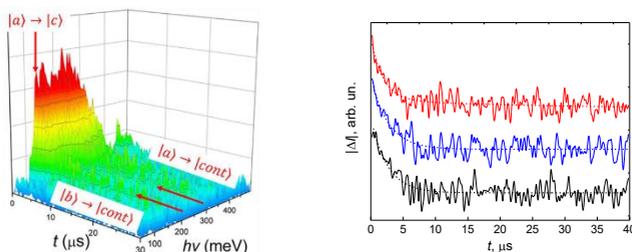


**Рис. 1.** Геометрия структур с квантовыми точками (слева) и зонная диаграмма КТ (справа)

Для оценки уровней энергий размерного квантования мы использовали модель «квантового ящика». В спектрах равновесного поглощения всех структур были обнаружены пики, связанные с переходами с основного состояния дырок  $|a\rangle$  в непрерывный спектр  $|cont\rangle$ , а также с первого возбужденного состояния  $|b\rangle$  в состояние  $|cont\rangle$ . В спектрах фотоиндуцированного поглощения помимо указанных выше переходов был еще обнаружен пик, связанный с переходом с основного состояния  $|a\rangle$  на возбужденное состояние  $|c\rangle$ . Для структур разного уровня легирования было обнаружено разное соотношение пиков, что связано с перераспределением дырок между уровнями размерного квантования. Положение пиков хорошо согласуется с теоретическим расчётом, показанным на рис. 1 справа вертикальными красными стрелками.

На рис. 2 слева приведён спектр фотоиндуцированного поглощения образца с нелегированными КТ с временным разрешением. Стрелками показаны положения описанных выше оптических переходов. Для описания временного спада сигнала с течением времени (см. рис. 2, справа) мы использовали биэкспоненциальную функцию с

двумя временными параметрами [1]. Были определены времена захвата носителей заряда из барьера в КТ и времена электронно-дырочной рекомбинации при разных температурах в разных образцах.



**Рис. 2.** Спектр фотоиндуцированного поглощения с временной эволюцией (слева) и динамика спада пиков (справа)

Полученные результаты позволили определить энергетическую структуру в GeSi/Si КТ и подтвердили возможность их использования для детектирования излучения среднего инфракрасного диапазона спектра.

Выражаю благодарность научному руководителю М.Я. Винниченко и коллегам, проводившим экспериментальные и теоретические исследования: Р.В. Устименко, Д.А. Фирсову.

Исследование выполнено за счет гранта Минобрнауки РФ (Государственное задание № 075-03-2024-004/5).

## Литература

- [1] R.M. Balagula, A.N. Sofronov, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, A.A. Tonkikh. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, **106**, 85–89 (2019).

## Определение предельного значения люминесцентных взаимодействий в многопереходных солнечных элементах

П. Д. Корниенко

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

Люминесцентная связь в многопереходных (МП) солнечных элементах (СЭ) – фундаментальное явление, связанное с поглощением фотонов от излучательной рекомбинации в широкозонном субэлементе (p-n-переходе) в соседнем, более узкозонном, находящемся с ним в непосредственном оптическом контакте.

Процесс вторичного поглощения фотона вызывает генерацию фототока в p-n-

переходе, что теоретически должно увеличивать эффективность МП СЭ. На практике же данное явление несущественно влияет на КПД приборов, но значительно усложняет процедуры исследования их характеристик. Например, при измерении спектральных зависимостей fotocувствительности МП СЭ возникает так называемая «артефактная чувствительность». Она выражается в появлении фотоотклика в диапазоне чувствительности соседнего субэлемента, то есть там, где его быть не должно. Поэтому интерес представляет разработка методов, позволяющих теоретически оценивать и учитывать влияние оптической связи на регистрируемые характеристики.

Эффективность обсуждаемых люминесцентных взаимодействий характеризуется как:

$$\gamma = \frac{J^N}{J^W - J^N} = \frac{J^N(J^{pn})}{J^{pn}}$$

где  $J^W$  и  $J^N$  – фототоки широкозонного и узкозонного субэлементов соответственно,  $J^{pn}$  – ток, протекающий в излучающем p-n переходе.

Очевидно, что данный параметр может достигать насыщения, уровень которого будет зависеть от свойств полупроводниковой структуры, качества материалов субэлементов и конструкции МП СЭ. Тот факт, что предельное значение  $\gamma$  напрямую связано с параметрами структуры МП СЭ, делает актуальной задачу по ее экспериментальной регистрации.

Разработке методики определения эффективности люминесцентных взаимодействий в МП СЭ с выходом на режимы, при которых возможна регистрация предельных значений  $\gamma$  (режим насыщения) посвящена данная работа.

## **Перспективы создания наномембран на основе $A^3N$ гетероструктур для очистки воды**

М.В. Кузнецова

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

Исследование и разработка эффективных методов очистки/опреснения воды является актуальной задачей. Множество типов наномембран уже используются для удаления примесей из воды за счёт их размерной фильтрации на субнанометровом уровне и других физических и химических механизмов. Хотя уже существуют первые работы, продемонстрировавшие возможность очистки воды с помощью наноструктур и наномембран из GaN, данное направление развито слабо. Необходимо продолжить разработку различных методов увеличения площади химически активных поверхностей эпитаксиальных слоев (гетероструктур) GaN и AlN и исследовать их стабильность к воздействию воды в течение долгого времени. В настоящей работе

приводятся результаты по росту нанокolonчатых структур AlN на микропрофилированных подложках сапфира ( $\mu$ -ППС), а также описываются начальные эксперименты по порификации эпитаксиальных слоев GaN(0001) с помощью электрохимического травления. Для обоих типов образцов исследуется устойчивость морфологии их поверхностей и изменение физико-химических свойств под воздействием воды.

Исследования с помощью растрового электронного и атомно-силового микроскопов образцов GaN и AlN с наноструктурированными поверхностями, а также исходных планарных эпитаксиальных слоев этих соединений с различной полярностью, показали удовлетворительную стабильность их морфологии после выдержки в деионизированной воде при 90 °C в течение 50 часов. С помощью фотоэлектронной спектроскопии было обнаружено образование на поверхности оксинитридного слоя толщиной около 30Å, который ограничивает дальнейшее протекание реакции гидролиза слоев  $A^3N$  в глубину и тем самым обеспечивает стабильность поверхностной морфологии образцов после небольших первоначальных изменений.

Полученные результаты объясняют стабильность эффекта фильтрации воды с помощью GaN нанопористых и наномембранных структур и свидетельствуют о перспективности дальнейшей разработки наномембран для очистки воды от вредных примесей на основе наноструктур GaN и AlN.

## Литература

[1] H. Zhang et al. Adv. Sci., **10**, 2205612 (2023).

## Поляризационно-независимая электромагнитно-индуцированная прозрачность, управляемая связанными состояниями в континууме

А.А. Кутузова

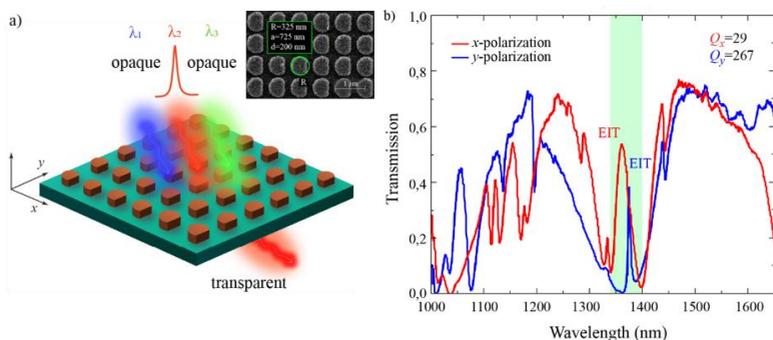
Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

В последнее время в нанофотонике были представлены различные аналоги электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [1–3], включая полностью диэлектрические и плазмонные структуры [4–6], позволяющие достичь резонансов с высокой добротностью. Такие устройства могут быть использованы в фильтрации, тепловой маскировке и зондировании. Тем не менее, большинство предложенных концепций работают с определенной поляризацией, что ограничивает возможности их применения.

Мы предлагаем систему, которая способна поддерживать независимый от поляри-

зации резонанс ЭИП. Наш подход основан на полностью диэлектрической метаповерхности, поддерживающей симметрично защищенные квазисвязанные состояния в континууме (квази-ССК) [7] в ближнем инфракрасном диапазоне. Метаповерхность состоит из периодического массива скошенных кремниевых дисков на подложке  $\text{SiO}_2$  (Рис.1 а). Мы находим условия достижения поляризационной независимости путем объединения двух независимых режимов ЭИП для двух ортогональных поляризаций. Настраивая и манипулируя интерференцией широких и узких резонансных Ми-мультиполей [8], мы получаем метаповерхность с желаемыми свойствами. Кроме того, мы изготовили оптимизированную структуру и экспериментально продемонстрировали (Рис.1 б) хорошую сходимость с теоретическими расчётами.

Наши результаты открывают путь к созданию надежных и прочных поляризационно нечувствительных высокочастотных платформ для нанопотоники и оптоэлектроники.



**Рис. 1.** (а) схематическое изображение метаповерхности, состоящей из скошенных дисков, на вставке SEM-изображение метаповерхности, (б) экспериментальный спектр пропускания поляризационно-независимой ЭИП

## Литература

- [1] X. Ji, S. Roberts, M. Corato-Zanarella, M. Lipson. *APL Photonics*, **6**(7), 2593 (2021).
- [2] K.-J. Boller, A. Imamoglu, S.E. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **66**(20), 2593 (1991).
- [3] S.E. Harris. *Physycs today*, **50**(7), 36–42 (1997).
- [4] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. *Rev. Mod. Phys.*, **77**(2) 633–673 (2005).
- [5] M.D. Lukin, A. Imamoglu. *Nature*, **413**(6853) 273–276 (2001).
- [6] N. Papasimakis, V. Fedotov, N.I. Zheludev, S.L. Prosvirnin. *Phys. Rev. Lett.*, **101**(25), 253903 (2008).
- [7] C.W. Hsu, B. Zhen, A.D. Stone, J.D. Joannopoulos, M. Soljacic. *Nature Rev. Mater.*, **1**, 16048 (2016).
- [8] K. Koshelev, Yu. Kivshar. *Acs Photonics*, **8**(1), 102–112 (2020).

# Фотолюминесценция квантовых точек InAs на подложках GaAs/Si

В.В. Лендяшова

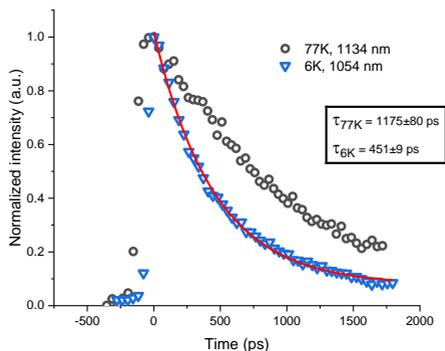
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

Интеграции полупроводниковых приборов на основе материалов  $A^{III}B^V$  и кремния до сих пор уделяется значительное внимание. Обусловлено это открывающимися возможностями создания активных приборов фотоники, таких как лазеры, светодиоды, фотодетекторы, объединенных монолитным образом с пассивными оптическими элементами (волноводами, фильтрами, разветвителями и сумматорами) и электронными приборами на базе кремниевой платформы [1–3]. Повышенный интерес представляет использование светоизлучающих гетероструктур на основе самоорганизующихся квантовых точек (КТ)  $A^{III}B^V$ , которые в меньшей степени подвержены влиянию прорастающих дислокаций. Настоящая работа посвящена исследованию особенностей фотолюминесценции структур на основе КТ InAs [4], выращенных на подложках кремния с буферным слоем GaAs.

Синтез образцов осуществлялся на сингулярных круглых пластинах Si(100). Перед проведением экспериментов по росту осуществляли жидкофазное химическое травление. Синтез образцов осуществляли в едином технологическом цикле с использованием МПЭ-установки Riber Compact 21 EB200, оборудованной эффузионными источниками для роста соединений типа  $A^{III}B^V$ , а также электронно-лучевым испарителем для осаждения кремния. После формирования буферного слоя Si толщиной 50 нм осуществляли рост слоя GaAs общей толщиной 1.75 мкм, включающего в себя упруго напряженный фильтр-слой InGaAs и два слоя сверхрешеток InGaAs/GaAs, перемежающихся слоями GaAs. После был выполнен последовательный рост слоя AlGaAs/GaAs. Затем при температуре 480 °С осуществляли самоорганизующийся рост КТ InAs и покрывающей их квантовой ямы InGaAs. После этого выращивали тройной покровный слой GaAs/AlGaAs/GaAs.

Исследования оптических свойств гетероструктур проводились с использованием метода фотолюминесценции (ФЛ) и фотолюминесценции с временным разрешением. Было установлено, что длина волны максимума ФЛ таких структур при комнатной температуре составляет 1250 нм. При понижении температуры до азотной происходит коротковолновый сдвиг положения максимума до 1134 нм. Однако полная ширина на полувысоте максимума при этом мало изменяется и составляет 69–66 мЭВ.

Анализ спектров ФЛ с временным разрешением показал, что кривые затухания описываются одноэкспоненциальной зависимостью (Рис. 1). Времена жизни соответствуют  $1175 \pm 80$  пс при  $T = 77$  К и  $451 \pm 9$  пс при  $T = 6$  К. Время жизни ФЛ увеличивается с повышением температуры, что может быть связано с термоиндуцированным перераспределением носителей заряда между квантовыми точками.



**Рис. 1.** Спектры ФЛ с временным разрешением для  $T = 77\text{K}$ ,  $6\text{K}$  и соответствующие кривые затухания. На вставке приведены времена жизни пиков при различных температурах

Таким образом, в работе исследованы оптические свойства самоорганизованных КТ InAs, внедренных в квантовую яму InGaAs на буферном слое GaAs на кремнии. Полученные результаты могут представлять интерес для создания светодиодов и лазеров на кремнии.

Автор выражает благодарность И.В. Илькиву, В.Г. Талалаеву, А.А. Калиничеву и В.А. Поздееву.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФ 23-79-01117.

## Литература

- [1] D. Thomson et al. J. Opt., **18**(7), 073003 (2016).
- [2] X. Chen et al. Proc. IEEE., **106**(12), 2101 (2018).
- [3] M. Tang et al. Prog. Quantum Electronics., **66**, 1 (2019).
- [4] Ю.Г. Садофьев. ФТП, **46**(11), 1393 (2012).

## Эффективный нанокристаллический термоэлектрический материал Bi-Te-Se, полученный методом быстрой закалки

А.В. Ли

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

Устройства прямого термоэлектрического преобразования энергии применяются во многих областях науки и техники. Благодаря отсутствию подвижных частей и возможности работать без обслуживания в течение десятков лет их используют в качестве источника питания космических зондов, работающих в дальнем космосе

(Voyager 1, 2) и марсоходов (Curiosity, Perseverance), а также для энергообеспечения удаленных территорий России в сложных климатических условиях.

Основным показателем качества термоэлектрических модулей является их термоэлектрическая эффективность  $Z = \frac{S \cdot \sigma^2}{\kappa}$ , где  $S$  – коэффициент термоэдс,  $\sigma$  – электропроводность и  $\kappa$  – теплопроводность. Один из способов повышения эффективности преобразования – создание нанокристаллической структуры в материалах методом быстрой закалки (melt spinning). Суть метода состоит в том, что расплав необходимого состава выливался из тигля на охлаждаемый вращающийся барабан. В результате сверхбыстрого охлаждения формируются аморфные и/или нанокристаллические ленты. Далее ленты компактируются в объемные образцы.

В данной работе были получены наборы тонких нанокристаллических лент  $\text{Bi}_2(\text{Te}_{0.85}\text{Se}_{0.15})_3$  с разной скоростью закалки. Все ленточки состоят из тонких чешуек толщиной в сотни нанометров, расположенных поперек ленты. Ленточки были компактированы методом горячего прессования с разными режимами температуры и давления. Измерены величины удельной электрической проводимости и коэффициента термоэдс полученных объемных образцов в интервале температур от  $-170$  °С до  $430$  °С. Было показано, что в образцах, прессованных из ленточек, наблюдается рост термоэлектрической эффективности по сравнению с классическими образцами, полученными прессованием порошка. Связано это с более высокими значениями коэффициента термоэдс и более низкими значениями теплопроводности, хотя и с более низкими значениями электропроводности в быстрозакаленных образцах.

Выражаю благодарность С.В. Новикову и А.А. Шабалдину.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проекта № 24-29-00460).

## **Определение сопротивления растекания приповерхностных слоев трехкаскадных GaInP/GaInAs/Ge фотопреобразователей**

В.Р. Мельникова

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

Фотоэлектрические преобразователи солнечного излучения (солнечные элементы – СЭ) являются экологичным способом получения электрической энергии. Трёхкаскадные СЭ позволяют наиболее эффективно использовать спектр излучения Солнца [1], а их эффективность при выбранном режиме работы зависит от электрических характеристик полупроводниковой структуры и параметров (топологии) кон-

тактной сетки. Основной задачей данного исследования является определение сопротивления растекания приповерхностных слоев  $R_{SH}$  и контактного сопротивления  $R_C$  трехкаскадного СЭ GaInP/GaInAs/Ge при использовании Au(Ge)/Ni/Au и Pd/Ge/Au комбинаций для металлической токоотводящей сетки.

Экспериментальное определение электрических параметров приповерхностного слоя полупроводника и расчет сопротивления растекания  $R_{SH}$  выполнялись методом TLM (transmission line model) [2]. Суть метода заключается в измерении сопротивления  $R_T$  между двумя соседними прямоугольными контактными площадками, нанесенными на поверхность подложки или структуры на разном расстоянии  $L$  друг от друга. Затем из зависимости  $R_T(L)$  графически определяются вклады каждой из значимых компонент:  $R_{SH}$ ,  $R_C$  (сопротивление на гетерогранице металл/полупроводник) и  $R_m$  (сопротивление металлизации).

Выявленные зависимости важны при проектировании и оптимизации СЭ. Определение влияния структурных (со стороны полупроводника) и конструктивных (со стороны типа металлизации и метода ее осаждения) факторов на сопротивление растекания приповерхностных слоев и контактного сопротивления является в некоторой степени определяющим для получения приборов с высокой эффективностью преобразования излучения для выбранных условий функционирования, например, при работе СЭ в режиме повышенных освещенностей (концентрированное солнечное излучение). Настоящее исследование демонстрирует, что метод TLM является эффективным инструментом для определения сопротивлений в фотоэлектрических преобразователях солнечного излучения, как для слоев полупроводниковой структуры, так и металлической контактной сетки.

## Литература

- [1] Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, M.Z. Shvarts. Chapter 8. III–V Solar Cells and Concentrator Arrays. В книге (сборнике): High-Efficient Low-Cost Photovoltaics. Recent Developments. Second Edition Springer Ser. Opt. Sci., **140**, 133-174 (2020).
- [2] S. Grover. Standardization of Specific Contact Resistivity Measurements using Transmission Line Model (TLM), 2020 Int. Conf. on microelectronic test structures (UK, Edinburgh).

## Диэлектрический слой $MgF_2$ в светоизлучающих диодах с тыльным отражателем

А.А. Пуговкин

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

Светоизлучающие диоды (СИД) повсеместно используются в современном мире. В настоящее время актуальны исследования постростовой технологии изготовления

(оптимизация контактов, создание тонких многопроходных структур, тыльных отражателей) полупроводниковых приборов с целью улучшения характеристик СИД.

Для повышения эффективности СИД в его структуру добавляется тыльный отражатель из металла с высоким коэффициентом отражения, возвращающий часть генерируемого излучения, распространяющегося от р-п перехода в сторону поглощающей излучение подложки. Для предотвращения контакта металла с полупроводником и увеличения френелевского отражения на границе двух сред в структуру прибора встраивается слой диэлектрика.

В работе создавались многопроходные ИК СИД на основе AlGaAs/GaAs гетероструктур с тыльным отражателем, которые активно используются в качестве ИК-подсветки, для создания оптической связи и для создания датчиков [1, 2]. В качестве материала диэлектрического слоя был выбран  $MgF_2$  с коэффициентом преломления  $n = 1.38$ , для наибольшей разницы с коэффициентом преломления слоев структуры AlGaAs/GaAs с коэффициентами преломления  $n = 3/3.5$  соответственно. Это приводит к увеличению угла полного внутреннего отражения излучения, распространяющегося из структуры к слою диэлектрика и, в свою очередь, к повышению эффективности работы приборов [3].

Проведена серия экспериментов по термическому напылению  $MgF_2$  на установке ВУП-5. Определено спектральное распределение коэффициента отражения от величины навески  $MgF_2$  и от скорости напыления. Минимум коэффициента отражения достигается при выполнении следующего условия:  $n \cdot d = \frac{\lambda}{4}$  [4].

Для оценки влияния слоя диэлектрика на параметры приборов было создано два СИД с длиной волны излучения 930 нм с отражателем, сформированным на тыльной стороне ростовой подложки, отличающихся разными материалами диэлектрического слоя ( $MgF_2$  и  $Si_3N_4$ ). Сравнение излучательных характеристик СИД демонстрирует преимущество использования слоя  $MgF_2$ , который обеспечил увеличение внешнего квантового выхода (EQE) СИД на 1.5 % (по сравнению с вариантом использования слоя  $Si_3N_4$ ) и позволил достичь значений EQE = 16.9 %.

Автор благодарит Р.В. Левина, А.В. Малевскую, Д.А. Малевского, Н.А. Калужного за помощь в реализации данной работы.

## Литература

- [1] А.В. Малевская, Н.А. Калюжный, Р.А. Салий, Ф.Ю. Солдатенков, М.В. Нахимович, Д.А. Малевский. Письма ЖТФ, **50**(18), 22–26 (2024).
- [2] А.В. Малевская, Н.А. Калюжный, Д.А. Малевский, С.А. Минтаиров, А.М. Надточий, М.В. Нахимович, Ф.Ю. Солдатенков, М.З. Шварц, В.М. Андреев. ФТП, **55**(8), 699 (2021).
- [3] M. Vasilopoulou, A. Fakharuddin, F.P.G.de Arquer, D.G. Georgiadou, H.Kim, A.R. bin M. Yusoff, F. Gao, M.K. Nazeeruddin, H.J. Bolink and E.H. Sargent. Nature Photonics, **15**, 656–669 (2021).
- [4] С.Б. Мусалинов, А.П. Анзулевич, И.В. Бычков, А.С. Гудовских, М.З. Шварц. ФТП, **51**(1), 89–93 (2017).

# **Электронные свойства сильнолегированного оксида галлия**

А.А. Ревин

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

В последнее время все большую популярность приобретает оксид галлия – полупроводниковый материал, рассматриваемый в качестве базового для устройств электроники четвертого поколения. Благодаря его свойствам, в первую очередь достаточно большой ширине запрещенной зоны, составляющей  $\sim 4.5\text{--}5.2$  эВ,  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  является одним из наилучших кандидатов для создания устройств силовой электроники, детекторов УФ-излучения, газовых сенсоров. Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию подвижности электронов проводимости образцов оксида галлия.

В работе в квазиклассическом приближении рассчитана температурная зависимость подвижности в образцах, легированным кремнием. Рассчитывается плотность состояний при переходе металл – изолятор. Обсуждается эффект появления избыточных носителей заряда. Исследуется роль межэлектронного взаимодействия и влияние слабой локализации на низкотемпературную зависимость проводимости.

В связи с тем, что сопутствующие экспериментальные исследования проводятся с использованием ионной имплантации, в работе теоретически оценивается влияние неоднородного распределения легирующих примесей.

Также обсуждается проводимость в образцах, легированных изовалентной примесью бора. В указанных образцах экспериментально также наблюдался переход металл – изолятор.

Работа была выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (госзадание FSWR-2023-0052).

## **Анализ влияния формирования контактов и методов резки на фотоэлектрические характеристики трёхкаскадных солнечных элементов**

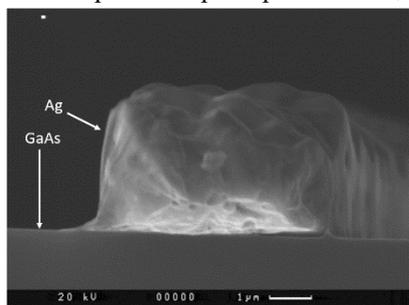
А.К. Романчук

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

Наиболее эффективными преобразователями солнечной энергии являются многокаскадные солнечные элементы (СЭ), которые находят широкое применение как в

наземных, так и в космических условиях благодаря своей высокой производительности и надежности [1].

Производство СЭ включает множество технологических этапов, каждый из которых оказывает значительное влияние на их фотоэлектрические характеристики. Данные этапы включают нанесение просветляющих покрытий, формирование омических контактов, создание меза-структуры и последующее разделение пластины на отдельные чипы. Перечисленные процессы могут быть реализованы различными методами, что позволяет оптимизировать характеристики создаваемого элемента [2, 3].



**Рис. 1.** Изображение шины, полученное на сканирующем электронном микроскопе

В данной работе исследовались различные методы формирования токопроводящих шин, включая импульсный и постоянный режимы электрохимического осаждения серебра [4]. В импульсном режиме наблюдается неравномерность толщин осаждения и образование полостей в металле. Гальваническое формирование шин при постоянном токе позволило увеличить адгезию контактов, получить более однородную структуру и высокую скорость осаждения. С целью снижения затенения светочувствительной поверхности солнечного элемента предложено формирование профиля токопроводящих шин с прямым углом наклона (см. рис. 1). Данный профиль можно получить с использованием негативного фоторезиста.

Проведен анализ лазерной и механической резки пластины на отдельные чипы. Оценено влияние метода разделения на фотоэлектрические характеристики приборов: лазерный, в сравнении с механическим, позволяет снизить токи утечки, увеличить выход годных и КПД получаемых СЭ.

В результате исследования были выявлены оптимальные технологические подходы, которые могут быть использованы для повышения эффективности многокаскадных солнечных элементов.

## Литература

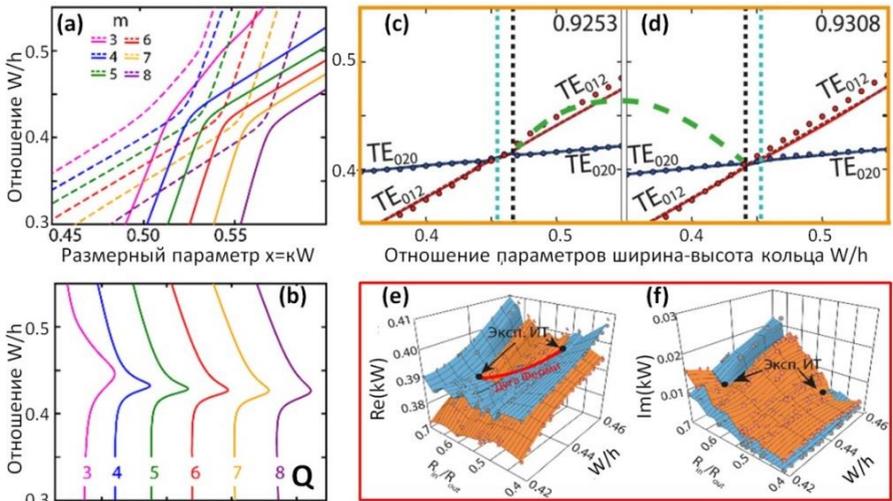
- [1] M.A. Green, E.D. Dunlop, M. Yoshita et al. *Photovolt Res Appl.*, **31**(7), 651–663 (2023).
- [2] Д.С. Богданов. *Вестник науки и образования.* №10-3 (64) (2019).
- [3] Л.А. Закалюкина, В.Я. Баннов. *Новые информационные технологии в автоматизированных системах: материалы Шестнадцатого научно-практического семинара.* 2016. №19.
- [4] А.В. Малевская, Н.Д. Ильинская. *ФТП*, **56**(3), 376–379 (2022).

# Эффекты неэрмитовой фотоники: каскады связанных состояний в континууме, исключительные точки и объемная арка Ферми

Н.С. Солодовченко  
ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Мы живем в мире неэрмитовой физики, которая определяет целый ряд впечатляющих оптических явлений. В данном цикле экспериментальных и теоретических работ впервые наблюдался ряд эффектов, обусловленных неэрмитовостью диэлектрических резонаторов [1–4]:

- (i) Обнаружены каскады эквидистантных связанных состояний в континууме (ССК), которые ранее наблюдались лишь как отдельные резонансы [5].
- (ii) Исследованы квадруплеты особых точек, образованные парами ССК и исключительных точек (ИТ). Ранее о квадруплетах 2(ССК+ИТ) не сообщалось.
- (iii) В спектрах кольца экспериментально обнаружена объемная арка Ферми, которая до нашей работы наблюдалась лишь однажды для фотонного кристалла [6].



**Рис. 1.** (а, б) Каскад ССК в кольцевом резонаторе: (а) частоты и (б) добротности для продольных резонансов  $m = 3-8$ . (с, д) Квадруплет ССК (положение обозначено синими пунктирами) + ИТ (черные пунктиры), соединенный аркой Ферми (зеленый пунктир). (е, ф) Экспериментальные поверхности (Римановы листы) собственных значений в координатном пространстве ( $R_{in}/R_{out}$ ,  $W/h$ ) двух мод кольца. Параметры кольца – внутренний и внешний радиусы, ширина  $W$  и высота  $h$ . Черные кружки – ИТ, красная линия на (е) – арка Ферми

На Рис. 1 (a,b) представлен один каскад ССК с добротностью, достигающей значения  $Q \sim 10^8$ . Согласно работе [2], спектр резонатора с прямоугольным сечением (кольцо, разомкнутое кольцо, прямоугольный параллелепипед) разбивается на отдельные галереи, каждая из которых начинается с поперечного резонанса Фабри – Перо между двумя парами противоположных стенок и продолжается набором эквидистантных продольных резонансов высокой добротности. При изменении высоты или ширины резонатора азимутальные и аксиальные галереи демонстрируют различный спектральный сдвиг, возникают области антипересечения, где и наблюдаются многочисленные каскады эквидистантных ССК, образованные попарным взаимодействием мод различных галерей.

В результате детального изучения положения ССК и ИТ для кольцевых мод  $TE_{020}$  и  $TE_{012}$  было установлено, что эти резонансные особенности группируются четверками (которые мы назвали «квадруплетами») с исключительно близкими значениями  $W/h$  и  $R_{in}/R_{out}$ . Один из таких квадруплетов приведен на Рис.1 (c,d) с параметрами  $R_{in}/R_{out} = 0.9253$  и  $0.9308$ .

Важным фундаментальным результатом явилось первое экспериментальное наблюдение в единичном объекте (кольцо) объемной арки Ферми [4], которая считается одной из наиболее ярких характеристик неэрмитовых систем [6]. Объемная арка Ферми непрерывным образом соединяет две ИТ так, что вдоль арки собственные значения совпадают, а собственные функции различаются. В результате расчетов двух взаимодействующих мод были обнаружены две ИТ и определено их расположение в параметрическом пространстве ( $W/h, R_{in}/R_{out}$ ). Используя эти данные, были созданы и исследованы 203 керамических кольцевых резонатора, получены 203 экспериментальных спектра, на основании которых были построены два пересекающихся Римановых листа, причем для собственных значений  $Re(kW)$  две ИТ соединялись непрерывной аркой Ферми, принадлежащей обоим листам, чего не наблюдалось при пересечении двух листов  $Im(kW)$  (Рис.1 e,f).

Наша работа определяет существенный прогресс в области теоретической и экспериментальной неэрмитовой фотоники. Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00114, <https://rscf.ru/project/23-12-00114/>.

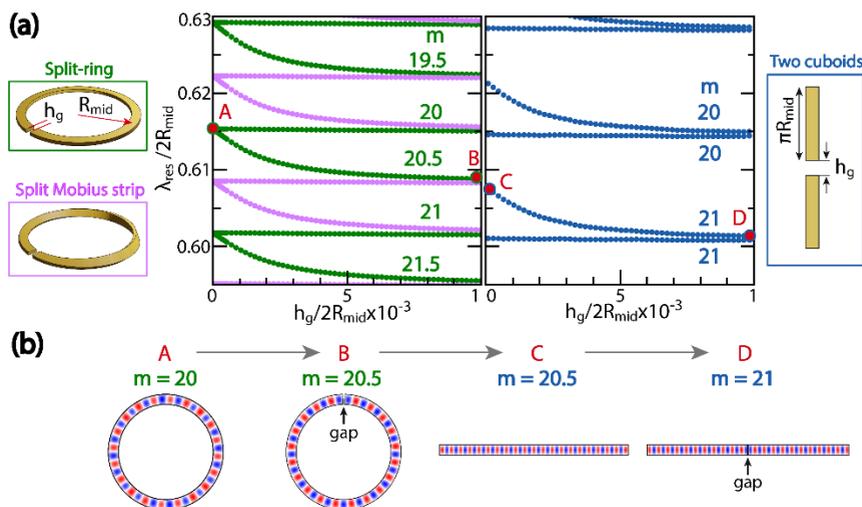
## Литература

- [1] N. Solodovchenko et al. *Nanophotonics*, **10**, 0351 (2021).
- [2] N. Solodovchenko et al. *Materials Today*, **60**, 69–78 (2022).
- [3] N. Solodovchenko et al. *Physical Review B*, **109**, 075131 (2024).
- [4] N. Solodovchenko et al. *Science Advances*, принята к публикации.
- [5] C. Hsu et al. *Nature Review Materials*, **1**, 1 (2016).
- [6] H. Zhou et al. *Science*, **359**, 1009 (2018).

# Фотонные эффекты при переходах между диэлектрическими резонаторами с различной топологией

Г.С. Чекмарев  
СПБПУ, Санкт-Петербург, Россия

Расщепление вырожденных фотонных мод – это фундаментальный физический эффект, на котором основана работа многих оптических приборов, начиная от датчиков газов и заканчивая счетчиками наночастиц. Недавно было показано, что при изменении топологии диэлектрического кольцевого резонатора с прямоугольным сечением (при создании в нем малой щели) происходит расщепление продольных фотонных мод: симметричные по магнитному полю моды резко смещаются на половину длины волны, а антисимметричные практически не смещаются [1]. Данная работа демонстрирует, что обнаруженный эффект имеет общий характер и наблюдается также в диэлектрической ленте Мёбиуса и параллелепипеде при создании в них малой щели (Рис. 1).



**Рис. 1.** (a) Расщепление продольных фотонных мод кольцевого резонатора (зеленые линии), резонатора Мёбиуса (фиолетовые линии) и диэлектрического параллелепипеда (синие линии) при появлении щели и увеличении ее размера с сохранением объема резонатора. (b) Распределение магнитного поля по резонатору в точках А, В, С и D, положение которых отмечено на (a)

Перечислим основные результаты данного исследования:

- При изменении топологии структуры путем создания щели и при последующем увеличении размера щели наблюдается один и тот же эффект для целого

ряда диэлектрических структур с прямоугольным сечением (Рис. 1а), включая кольцевой резонатор, ленту Мёбиуса и диэлектрический параллелепипед: симметричные относительно щели моды смещаются на половину длины волны, антисимметричные практически не смещаются;

- при увеличении размера щели в распределениях полей симметричных мод появляется дополнительная полуволна (Рис. 1б), индекс фотонной моды  $m$  увеличивается на  $1/2$ ;
- с появлением щели добротность симметричных мод резко уменьшается, при этом в щели образуется «горячая точка»;
- продольные моды резонатора Мёбиуса смещены на полволны относительно мод кольца той же длины (эффект фазы Берри), однако при появлении и увеличении щели они смещаются и сравниваются по длине волны с модами кольца;
- малая щель может рассматриваться как Рэлеевский рассеиватель, с которым взаимодействуют только симметричные фотонные моды, что и вызывает смещение резонансных длин волн и резкое падение добротности, пропорциональное четвертой степени резонансной частоты.

Полученные результаты могут быть использованы для создания новых мультиканальных оптических устройств.

Автор выражает благодарность своему руководителю М. Бочкареву за совместную работу.

## Литература

- [1] M. Bochkarev, N. Solodovchenko, K. Samusev, M. Limonov. *Materials Today* **80**, 179–186 (2024).

## Исследование влияния калиевой пассивации на оптические свойства нанокристаллов перовскита

В.Е. Шипков

Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Перовскитные материалы уже продемонстрировали свои преимущества в оптоэлектронных приложениях. Эффективность и дешевизна изготовления таких устройств, как солнечные элементы или светоизлучающие диоды на основе галогенидных перовскитов, прокладывают путь к созданию устройств следующего поколения. Однако в таком перспективном направлении, как квантовые точки (КТ) и нано-

кристаллы (НК) на основе свинцово-галогенидных перовскитов, остаются нерешенные проблемы [1].

Как известно, любые нанокристаллы обладают дефектами поверхности и перовскиты не являются исключением, несмотря на толерантность к дефектам [2]. Такие дефекты являются центрами безызлучательной рекомбинации носителей заряда, что снижает эффективность оптоэлектронных устройств на их основе [3]. Хорошо известно, что поверхности НК и КТ пассивируются лигандной оболочкой, но этого не всегда достаточно, особенно для применения в качестве активного слоя светоизлучающих устройств [4]. Эту проблему можно решить путем пассивации оборванных связей неорганическими материалами. На эту роль может подходить пассивация калием по нескольким причинам. Калий не должен образовывать перовскитный материал с  $\text{PbBr}_2$  в соответствии с фактором толерантности Гольдшмидта и не должен встраиваться в кристаллическую решетку [5].

Пассивация таким методом была показана, например, в работе [6]. В ней были продемонстрированы перспективы использования калия. Было показано, что небольшое количество калия может увеличивать внешний квантовый выход светодиода, но механизм его действия не был выявлен. Предполагается, что калий пассивирует поверхность нанокристаллов, тем самым уменьшая безызлучательную рекомбинацию.

Для проверки этой гипотезы в ходе работы были синтезированы перовскитные нанокристаллы методом горячей инъекции с добавлением калия в процессе синтеза, а также образцы с послесинтезной обработкой калием и образцы без калия для сравнения. Калий был добавлен в широком диапазоне концентраций от 5 до 25 % по отношению к цезию в двух температурных режимах. Образцы были исследованы материаловедческими и оптическими методами. Было выяснено, что добавление калия увеличивает квантовый выход фотолюминесценции, снижает пороги усиленной спонтанной эмиссии и увеличивает время рекомбинации через дефекты.

## Литература

- [1] A. Dey et al. *ACS nano*, **15**, 7 (2021).
- [2] I. du Fossé et al. *Journal of the American Chemical Society*, **144**, 25 (2022).
- [3] Z. Guan et al. *Advanced Functional Materials*, **32**, 40 (2022).
- [4] C.H. Lu et al. *Chemical Society Reviews*, **49**, 14 (2020).
- [5] M.P. Hautzinger, W. Mihalyi-Koch, S. Jin. *Chemistry of Materials* (2024).
- [6] M.T. Hoang et al. *Advanced Optical Materials*, **8**, 18 (2020).

# Онлайн-стендовая сессия

## Эпитаксиальный рост полупроводниковых гетероструктур InGaAs/InAlAs/InP с метаморфными буферными слоями

О.В. Баранцев<sup>1</sup>, Е.И. Василькова<sup>1,2</sup>, Е.В. Пирогов<sup>1</sup>, М.С. Соболев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> СПбГЭТУ «ЛЭТИ», Санкт-Петербург, Россия

Фотодетекторы спектрального диапазона 2,0–2,6 мкм находят применение в различных областях, таких как наблюдение в тёмное время суток, дистанционное зондирование, БИК-спектроскопия [1]. Однако для регистрации излучения данной длины волны необходима активная область гетероструктуры из узкозонного полупроводникового материала. Наиболее часто в приборах ближнего инфракрасного диапазона используется пара материалов  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  и  $\text{InP}$ , которые являются решёточно-согласованными. Но для достижения необходимой ширины запрещённой зоны мольная доля индия должна быть увеличена до 83 %, что приводит к 2 % несогласованию кристаллических решеток с эпитаксиальной подложкой. Таким образом, чтобы избежать большого количества дислокаций несоответствия в активной области прибора, необходимо использовать метаморфные буферные слои (МБС).

Метаморфные буферные слои способствуют релаксации упругих напряжений, возникающих при росте, за счёт плавного согласования постоянных решёток. Одним из способов создания таких слоёв является постепенное изменение компонентного состава материала буферного слоя, что равносильно изменению температуры эпитаксиальных источников химических элементов, образующих слой.

Гетероструктуры с МБС  $n^+ - \text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$  были сформированы на подложках  $\text{InP}$  методом молекулярно-пучковой эпитаксии на установке MBE Riber49. В данной работе рассмотрены три типа конструкции МБС, отличающиеся профилем изменения мольной доли  $\text{In} - x$ : линейный, корневой, ступенчато-линейный. Толщина метаморфных буферных слоёв была выбрана равной 2 мкм. Температура роста МБС составляла 420 °С. После формирования МБС был проведён процесс термоциклирования: повышение температуры до 530 °С и медленное охлаждение до 50 °С. После термоциклирования, выращивались активная область  $\text{In}_{0,83}\text{Ga}_{0,17}\text{As}$  толщиной 1.5 мкм и контактный слой  $p^+ - \text{In}_{0,83}\text{Al}(\text{Ga})_{0,17}\text{As}$  толщиной 600 нм.

Кристаллическое качество гетероструктур с различными типами МБС было оценено с помощью методов рентгенодифракционного анализа, просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) [2]. Согласно изображениям ПЭМ в МБС наблюдается

большое количество дислокаций несоответствия и прорастающих дислокаций. Наблюдается изгиб прорастающих дислокаций на различных гетероинтерфейсах в структуре. Согласно оценке, плотность дислокаций в лучшем образце, содержащем МБС линейного профиля, составляет  $\sim 1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в области метаморфных буферных слоёв, а в поглощающем слое достигает  $\sim 5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ .

Таким образом, на данный момент получены образцы гетероструктур с метаморфными буферными слоями различной конструкции. Оценено число дислокаций несоответствия в активной области. Показано, что МБС с линейным профилем изменения состава характеризуется наименьшей плотностью дислокаций и наибольшей степенью релаксации в активной области.

Авторы благодарят В.Н. Неведомского за содействие в проведении исследования.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Государственного задания №FSRM-2023-0006.

## Литература

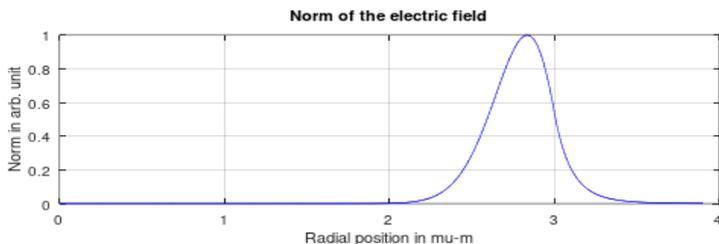
- [1] И.Д. Бурлаков, Л.Я. Гринченко, А.И. Дирочка, Н.Б. Залетаев. Успехи прикладной физики, 2(2) (2014).
- [2] Е.И. Василькова, Е.В. Пирогов, В.Н. Неведомский, О.В. Баранцев, К.О. Воропаев, А.А. Васильев, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, М.С. Соболев. Конденсированные среды и межфазные границы, 27(1) (2025) (принято в печать).

## Моды шепчущей галереи, способствующие усилению излучения нанополос графена

С.А. Вотяков, П.В. Федотов, А.В. Осадчий, Е.Д. Образцова  
Институт общей физики имени А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

Полистирольные микросферы могут поддерживать моды шепчущей галереи (WGM), которые являются резонансными стоячими волнами и возникают из-за эффекта полного внутреннего отражения света на границах диэлектрической структуры. Поскольку WGM в основном сосредоточены на краях микросфер, как видно на Рис. 1, диполи излучения одномерного наноматериала, расположенного на поверхности микросфер, должны хорошо согласовываться с ТЕ-модами микросфер. В [1] было показано усиление излучения в ближнем ИК-диапазоне одностенных углеродных нанотрубок, интегрированных с полистирольными микросферами.

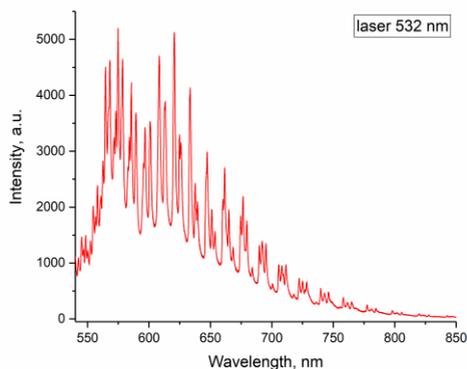
Используя теоретические расчеты в микросферах на основе метода конечных элементов во временной области, можно предсказать WGM для любого выбранного спектрального диапазона. Также можно выбрать оптимальные размеры микросфер и их показатель преломления для наилучшего усиления излучения [2].



**Рис. 1.** Теоретически рассчитанное радиальное изменение электрического поля, соответствующее TE-моду на резонансной длине волны 618 нм

Большой интерес в этой теме представляют графеновые нанополосы – одномерные наноматериалы с высокой интенсивностью флуоресценции. Узкие пики, появляющиеся в спектре флуоресценции графеновых нанополос, интегрированных в микросферу (Рис. 2), являются результатом взаимодействия спонтанного излучения графеновых нанополос с WGM.

На Рис. 1 показано распределение электрического поля для TE WGM с резонансной длиной волны 618 нм. Теоретически рассчитано, что мода на длине волны 618 нм имеет добротность  $5.5 \cdot 10^7$ . Это на 3 порядка выше добротности моды на резонансной длине волны около 1000 нм для данной микросферы, что демонстрирует эффективность выбранного спектрального диапазона, следовательно, и графеновых нанополос как потенциально перспективной активной среды для создания экситонной генерации.



**Рис. 2.** Спектры фотолюминесценции 7-armchair графеновых нанополос (7-AGNR) на полистирольной микросфере при возбуждении 532 нм. Мощность лазерного излучения составила 3,2 % (100 % эквивалентно 20 мВт)

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 24-42-04003, [https://rscf.ru/prjcard\\_int?24-42-04003](https://rscf.ru/prjcard_int?24-42-04003)).

## Литература

- [1] J.-S. Chen, A. Dasgupta, D. Morrow, R. Emmanuele, T. Marks, M. Hersam, X. Ma. ACS Nano, **16** (2022).
- [2] S. Balac. Computer Physics Communications, **243** (2019).

## Передача энергии возбуждения в $YAG:Eu^{3+}, Nd^{3+}$

Г.А. Гусев, В.С. Дымченко, П.А. Сырников, М.В. Заморянская  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Иттрий-алюминиевый гранат (YAG), в том числе активированный редкоземельными ионами (РЗИ), обладает отличными люминесцентными свойствами, химической и механической стойкостью. Такие материалы широко применяются в качестве рабочих тел лазеров, структурных материалов, люминофоров и сцинтилляторов.

Активация широкозонной матрицы несколькими редкоземельными ионами (РЗИ) позволяет реализовывать каскадные схемы передачи энергии возбуждения, улучшающие люминесцентные свойства. Исследования передачи энергии между различными РЗИ, а также уровнями собственных дефектов в широкозонных матрицах позволяют лучше понять механизмы преобразования высокоэнергетического излучения в оптическое. Это является важным при разработке новых и улучшении эффективности известных сцинтилляторов и люминофоров. YAG, активированный европием либо неодимом  $3+$  в отдельности, достаточно хорошо изучен. Однако информация о люминесцентных свойствах  $YAG:Eu^{3+}, Nd^{3+}$  в литературе ограничена. Взаимодействие излучательных уровней  $Eu^{3+}$  и  $Nd^{3+}$  между собой, а также с уровнями собственных дефектов в матрице YAG не исследовано.

Цель работы – исследовать передачу энергии возбуждения в  $YAG:Eu^{3+}, Nd^{3+}$ .

Объектами исследования являлись монокристаллы YAG, полученные методом горизонтально направленной кристаллизации, а также монокристалл  $YAG:Eu^{3+}, Nd^{3+}$ , полученный методом флюса. Основным методом исследования являлась локальная катодолюминесценция (КЛ).

В результате работы были получены спектры катодолюминесценции всех исследованных образцов. Было показано влияние собственных дефектов на люминесцентные свойства YAG. Определены времена затухания полос РЗИ в  $YAG:Eu^{3+}, Nd^{3+}$  и получены отношения интенсивностей КЛ-полос, относящихся к различным излучательным уровням. На основе проведенных исследований сделаны выводы о передаче энергии возбуждения в матрице YAG, активированной парой  $Eu^{3+}/Nd^{3+}$ .

# Спектроскопия ван-дер-ваальсовых гомоструктур на основе дисульфида вольфрама

Т.Э. Зедоми, Л.В. Котова, В.П. Кочерешко  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Активно исследуются ван-дер-ваальсовы гетероструктуры, представляющие собой комбинацию различных 2D кристаллов дихалькогенидов переходных металлов. Гомоструктуры, выполненные на основе одного и того же материала, были до сих пор вне фокуса исследователей. В случае традиционных полупроводников они формируются из слоев, которые имеют одинаковую зонную структуру, но различаются легированием, расстоянием между слоями или толщиной слоев.

В данной работе исследовались спектры фотолуминесценции (ФЛ) от Ван-дер-Ваальсовых структур, содержащих несколько монослоев  $WS_2$  общей толщиной 0.3 мкм. Структуры помещались на подложке из кремния, поверхность которой была подвергнута окислению для получения слоя  $SiO_2$  толщиной 300 мкм. ФЛ возбуждалась лазером с длиной волны 404 нм. Спектры снимались при  $T=10$  К с помощью конфокального микроскопа, диспергировались в спектрометре 0.5М и регистрировались ПЗС камерой.

В спектре ФЛ наблюдалась широкая полоса ФЛ, шириной 400 мэВ с максимумом на энергии  $\sim 1.98$  эВ. Эта полоса была промодулирована набором более узких линий. На длинноволновом краю этой полосы, на энергии  $\sim 1.89$  эВ наблюдается глубокий минимум сигнала ФЛ, доходящий почти до нуля. Выше этого минимума наблюдается серия узких сбегających линий.

Анализ энергетического положения этих линий показывает, что их положение зависит от номера линии  $n$  как  $E_0 - \alpha/\sqrt{n}$ , где  $E_0$  – энергия, к которой «сбегаются» эти линии,  $\alpha$  – некоторый коэффициент,  $E_0 = 2.2$  эВ. Амплитуда этих линий падает линейно с ростом номера линии.

Если считать, что минимум сигнала ФЛ на энергии 1.89 эВ связан с поглощением света в поверхностных слоях  $WS_2$ , то коэффициент экситонного поглощения должен составлять не менее  $10^8$  см<sup>-1</sup>. Это на много порядков превышает все разумные цифры.

Показано, что эти линии связаны с интерференцией света и не могут принадлежать возбужденным состояниям экситона в монослоях  $WS_2$ . Характер зависимости указывает на то, что эта интерференционная структура «сбегается» к некоторой резонансной энергии  $E_0 \approx 2.2$  эВ. Эта энергия может соответствовать энергии прямого экситона в слое  $WS_2$  [1].

Мы считаем, что широкая полоса ФЛ в области 1.6 эВ – 2.1 эВ с максимумом на энергии  $\sim 1.8$  эВ принадлежит излучению из пористого кремния. Пористый кремний

образуется из обычного кремния при его окислении, как подробно описано в статье [2]. При прохождении этого излучения через слой  $WS_2$  имеет место интерференция света, сбегающая к резонансной энергии экситона в этом слое. С ростом энергии затухание этой волны растет, и амплитуда линий падает.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (№ 24-22-20059) и гранта Санкт-Петербургского научного фонда в соответствии с договором № 24-22-20059 от 22 мая 2024 г.

## Литература

- [1] H.M. Hill, A.F. Rigosi, C. Roquelet, A. Chernikov, T.C. Berkelbach, D.R. Reichman, M.S. Hybertsen, L.E. Brus, T.F. Heinz. *Nano Lett.*, **15**, 29922997 (2015).
- [2] L. Canham. Introductory lecture: origin and applications of efficient visible photoluminescence from silicon-based nanostructures. *Faraday Discuss*, 222, **10**, Royal Society of Chemistry (2022).

## Коллективные возбуждения в объемно-легированных полупроводниковых нанокристаллах CdS

А.Н. Ипатов<sup>1,2</sup>, Г.А. Куприянов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова

В настоящее время большое внимание в нанoeлектронике уделяется разработке новых материалов, основанных на легированных нанокристаллах, чьи свойства принципиально отличаются от объемных аналогов. В том числе в связи с этим активное развитие получила квантовая плазмоника, которая изучает взаимодействие электромагнитного излучения с веществом на наноразмерном уровне. Тип легирования вышеупомянутых нанокристаллических систем может быть условно определен как поверхностный либо как объемный, а для самих систем характерно наличие дипольных резонансов в их оптических спектрах [1]. В ряде работ было показано, что для спектров нанокристаллов с обоими типами легирования характерно наличие доминирующей резонансной дипольной моды, на характер которой влияет ряд факторов, в число которых входят геометрические размеры системы, степень легирования и его тип [2, 3]. У данных доминирующих дипольных мод наблюдается переход от режима размерного квантования к классическому плазмонному колебательному движению электронной системы с ростом как размеров кристалла, так и числа свободных носителей.

В данной работе было исследовано влияние высоты потенциального барьера на границе нанокристалла и геометрических размеров системы на характер многоча-

стичных возбужденных состояний электронной системы полупроводниковых нанокристаллов CdS, легированных по объемному типу. Для подтверждения общности полученных закономерностей были рассмотрены системы с числом свободных носителей  $N = 8$  и  $N = 58$ . Теоретический подход основан на описании многочастичных возбуждений системы делокализованных носителей заряда самосогласованным квантовомеханическим методом. Основное состояние рассчитывалось при помощи приближения локальной плотности с учётом локального межчастичного обменного взаимодействия. Для этого численно решались уравнения Кона – Шема. Для расчёта спектров фотопоглощения было использовано приближение случайных фаз с локальным обменным взаимодействием.

В результате расчетов было продемонстрировано наличие доминирующей дипольной резонансной линии в оптических спектрах рассматриваемых систем, на формирование которой существенное влияние оказывают корреляции между одночастичными каналами дипольных переходов. Основной вклад среди вышеупомянутых переходов дают два электрон-дырочных перехода из оболочки основного состояния, которая содержит больше всего частиц. При этом полученные результаты показывают хорошее согласие между расчетами на основе двухканальной модели и полного базиса одночастичных возбуждений.

Также было продемонстрировано, что в отсутствие потенциального барьера на границе нанокристаллов, доминирующая резонансная мода может быть описана как классические гармонические колебания электронной системы как единого целого. Причем с ростом как радиуса системы, так и числа нелокализованных носителей, точность такого описания возрастает. В случае же появления на поверхности систем потенциального барьера, для систем различных геометрических размеров результаты оказываются различными. Так, для систем с радиусом  $R \leq 4$  нм наличие потенциального барьера на границе приводит к фрагментации резонансной моды на две спектральные линии, между которыми происходит перераспределение сил осцилляторов с ростом высоты барьера. В случае же появления потенциального барьера на границе нанокристалла для систем уже радиуса  $R \gtrsim 6 \div 8$  нм наблюдается доминирование одной спектральной линии, которая соответствует плазменным колебаниям для свободной системы, вклад же второй с ростом размера системы заметно уменьшается. В этом случае обе моды можно охарактеризовать как плазмонные колебания.

Таким образом, на основе проведённого исследования можно прийти к выводу, что спектральные характеристики объемно-легированных нанокристаллов зависят не только от геометрических размеров системы и степени легирования, но и от высоты потенциального барьера на границе частиц и их диэлектрического окружения.

## Литература

- [1] A.L. Routzahn, S.L. White, L.-K. Fong et al. *Israel Journal of Chemistry*, **52**, 983–991 (2012).
- [2] H. Zhang, V. Kulkarni, E. Prodan et al. *The Journal of Physical Chemistry*, **118**, 16035 (2014).

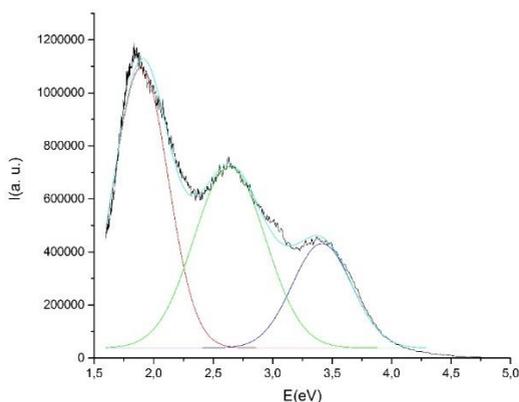
- [3] А.Н. Ипатов, Г.А. Куприянов. Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. **16**, 27 (2023).
- [4] А.Н. Ипатов, Г.А. Куприянов. Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. **18** (2025).

## Дефекты в монокристаллах ортофосфатов иттрия и лютеция, синтезированных методом флюса

К.Н. Орехова, Б.Е. Бураков, И.В. Коклюшкина, М.В. Заморянская  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию люминесценции собственных дефектов в монокристаллах ортофосфатов иттрия и лютеция. Данные материалы широко применяются в качестве люминесцентных и сцинтилляционных материалов.

В рамках работы была разработана методика синтеза и синтезированы неактивированные монокристаллы ортофосфатов иттрия и лютеция методом флюса. Параметры элементарной ячейки, фазовый состав и элементный состав синтезированных монокристаллов были исследованы методами рентгеновской дифракции и рентгеноспектрального микроанализа. Было показано, что синтезированные кристаллы монофазны и не имеют включений других фаз, а их элементный состав соответствует запланированному.



**Рис. 1.** Пример разложения спектра катодолуминесценции ортофосфата лютеция на гауссовы кривые

Были получены спектры катодолуминесценции синтезированных кристаллов в видимом диапазоне при комнатной температуре и температуре жидкого азота. В программе Origin спектры были переведены в эВ и разложены на гауссовы кривые

(Рис. 1). Оказалось, что в спектрах катодолуминесценции монокристаллов ортофосфатов как иттрия, так и лютеция, наблюдаются полосы, соответствующие люминесценции точечных дефектов. Основной вклад в люминесценцию монокристаллов вносят вакансии кислорода, формирующиеся в процессе роста кристаллов. Обсуждается возможность контроля люминесцентных характеристик неактивированных ортофосфатов иттрия и лютеция через управление дефектами. В продолжении работы запланирован многоступенчатый отжиг кристаллов в различных атмосферах для управления содержанием вакансий кислорода. Количественная оценка вакансий кислорода (заполняемость позиций кислорода в решетке) в кристаллах будет дана по рентгенодифракционным кривым, полученным для кристаллов в разные этапы отжига.

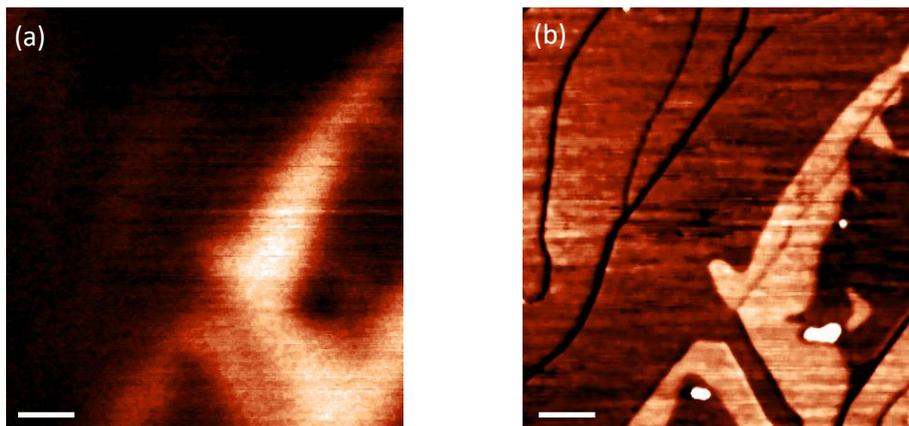
Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 24-72-00112).

## **Визуализация областей двуслойного графена на поверхности SiC методами сканирующей зондовой микроскопии**

А.Д. Родиончикова, М.А. Малыш, М.С. Дунаевский  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

В данной работе исследовались образцы политипов SiC, подвергнутые высокотемпературному отжигу ( $T=1750$  °C). На поверхности таких образцов образуются слои однослойного (1L) и двуслойного (2L) графена [1]. Актуальной задачей является получение на подложках SiC исключительно монослойного графена. Для решения этой задачи необходимо: (i) визуализировать на поверхности SiC области 1L и 2L графена методами сканирующей зондовой микроскопии (СЗМ) и (ii) подобрать режим отжига для минимизации количества 2L графена на поверхности.

Визуализация областей 1L и 2L графена обычно выполняется с помощью кельвин-зонд микроскопии (КЗМ), так как слои графена различной толщины обладают различным поверхностным потенциалом [2]. Проблема данного метода заключается в недостаточно высоком латеральном разрешении, что обусловлено дальнедействующим характером электростатического потенциала [3]. Кроме того, у КЗМ двухпроходный и достаточно медленный режим сканирования, что снижает эффективность этого метода. В данной работе предложен альтернативный подход – регистрация фазы в полуконтактном режиме, который также позволяет визуализировать области 1L и 2L графена, но делает это с более высоким латеральным разрешением и за меньшее время.



**Рис. 1.** СЗМ изображения графена на подложке SiC, полученные: (a) – методом КЗМ; (b) – методом регистрации фазы (полоска масштаба соответствует 500 нм)

На Рис. 1 представлены СЗМ изображения областей 1L и 2L графена на поверхности SiC, полученные в режимах КЗМ (Рис. 1a) и регистрации фазы (Рис. 1b). Видно, что изображение КЗМ «размывает» границы двуслойного графена, а изображение фазы (Рис. 1b), наоборот, визуализирует их достаточно резкими. Размытие границ 2L графена в методе КЗМ связано с тем, что зонд при регистрации поверхностного потенциала измеряет не только потенциал под зондом, но и потенциал соседних областей. Аппаратная функция КЗМ зависит от типа зонда и от расстояния зонд-поверхность. Латеральное разрешение КЗМ также зависит от расстояния зонд-поверхность и составляет от десятков до сотен нанометров, в то время как у метода регистрации фазы аппаратная функция «узкая» и не зависит от типа зонда и расстояния зонд-поверхность. Латеральное разрешение при регистрации фазы определяется размером контактной области при «постукивании» по поверхности и составляет 3–10 нм.

Таким образом, метод регистрации фазы обеспечивает более точное определение формы и размеров 2L областей графена, что делает его более предпочтительным для измерения областей однослойного и двуслойного графена на подложках SiC.

## Литература

- [1] A.A. Lebedev, V.Yu. Davydov, D.Yu. Usachov, S.P. Lebedev, A.N. Smirnov, I.A. Eliseyev et al. *Semiconductors*, **52**, 1882 (2018).
- [2] M.S. Dunaevskiy, E.V. Gushchina, D.A. Malykh, S.P. Lebedev, A.A. Lebedev. *Tech. Phys. Lett.*, **49**, 238 (2023).
- [3] M. Dunaevskiy, P. Alekseev, P. Girard, A. Lashkul, E. Lahderanta, A. Titkov. *Journal of Applied Physics*, **112**, 064112, (2012).

# Влияние граничных условий на спектр и волновые функции дырок в сферических нанокристаллах InP

К.И. Русских

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

Оптические свойства коллоидных квантовых точек или нанокристаллов (НК) на основе InP активно исследуются [1, 2], в первую очередь в связи с высоким квантовым выходом и разработкой светоизлучающих InP/ZnSe/ZnS диодов [3]. Хорошо известно, что наращивание оболочки увеличивает квантовый выход [3], однако ее влияние на энергетический спектр носителей и, более того, спектр дырочных состояний в НК InP без оболочки теоретически не изучены.

Рассмотрение энергетического спектра дырок в НК InP должно проводиться в рамках 6-зонного Гамильтониана Латтинжера, учитывающего подзоны симметрии Г8 (тяжелые и легкие дырки) и Г7 (спин-орбитально отщепленные дырки). Величина спин-орбитального расщепления  $\Delta_{SO} \sim 100$  мэВ, что меньше энергии размерного квантования дырок. Нижние четырехкратно вырожденные состояния дырки  $1S_{3/2}$  и  $1P_{3/2}$  характеризуются полным моментом  $j=J+l$  ( $j=3/2$ ), где  $l$  – орбитальный момент,  $J=I+s$ ,  $I$  ( $I=1$ ) – внутренний орбитальный момент и спиновый момент  $s=1/2$ . Оптические переходы на нижний  $1S_e$  уровень электрона ( $l=0$ ) разрешены только для состояний  $1S_{3/2}$  ( $l=0,2$ ) и запрещены для  $1P_{3/2}$  ( $l=1,3$ ) состояний.

В отличие от НК из полупроводников с большой  $\Delta_{SO}$ , например, CdSe, 6-зонная модель Латтинжера с граничными условиями (ГУ) бесконечного барьера, т. е. равенства нулю волновых функций (в.ф.) на границе НК, предсказывает основное состояние в НК InP  $1P_{3/2}$ . Однако, несмотря на низкий квантовый выход, оптические переходы  $1S_{3/2}-1S_e$  наблюдались ранее и в НК InP без оболочки [4]. Было также показано, что правильный порядок уровней с нижним  $1S_{3/2}$  может быть получен с помощью прямой диагонализации в методе псевдопотенциала [5].

В работе впервые показано, что правильный порядок уровней  $1S_{3/2}$  и  $1P_{3/2}$  в НК InP в рамках 6-зонной модели Латтинжера может быть получен при применении обобщённых граничных условий (ОГУ). ОГУ гарантируют равенство нулю нормальной компоненты потока плотности вероятности дырок на поверхности, но не требуют равенства нулю всех компонент огибающих волновых в.ф. [6]. В то время как ОГУ для электронов в рамках однозонной модели характеризуются одним параметром [7], ОГУ для дырок содержат два поверхностных параметра  $A_h$  и  $A_l$ , которые имеют размерность длины и не зависят ни от энергии или симметрии состояния, ни от радиуса НК. Изучено влияние параметров  $A_h$  и  $A_l$  на размерные зависимости и порядок уровней  $1S_{3/2}$  и  $1P_{3/2}$  в НК InP без оболочки.

Автор выражает благодарность А.А. Головатенко и А.В. Родиной. Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда № 23-12-00300.

## Литература

- [1] F.S. Velosa et al. Adv. Opt. Mater., **10**, 2200328 (2022).
- [2] P. Cavanaugh et al. J. Chem. Phys., **159**, 134704 (2023).
- [3] Yu-Ho Won et al. Nature, **575**, 634 (2019).
- [4] D. Bertram, O.I. Micic, A.J. Nozik. Phys. Rev. B, **57**, R4265 (1998).
- [5] H. Fu, A. Zunger. Phys. Rev. B, **60**, R15 064 (1998).
- [6] A.V. Rodina et al. Phys. Rev. B, **65**, 125302 (2002).
- [7] К.И. Русских, А.В. Родина. ФТТ, **66**, 110 (2024).

## Низкочастотная спектроскопия ОДМР и антипересечения уровней спиновых центров в алмазе и карбиде кремния

А.М. Скоморохов

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

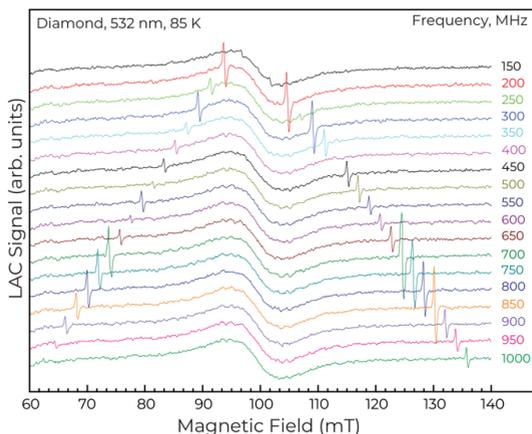
Уникальные свойства азотно-вакансионных (NV) центров в алмазе и центров окраски в карбиде кремния позволяют осуществлять оптическое детектирование магнитного резонанса (ОДМР) и регистрировать антипересечения уровней (level anticrossing – LAC) при комнатной температуре в нулевом и малых магнитных полях. Спиновые центры в карбиде кремния и NV-центры в алмазе могут применяться в качестве высокочувствительных датчиков магнитного поля и температуры и как материальная платформа для реализации квантовой запутанности. Важным фактором для использования NV-центров в квантовых операциях и сенсорах является время когерентности.

Отрицательно заряженный NV-центр ( $NV^-$ ) содержит шесть электронов, находящихся в основном триплетном состоянии  $^3A_2$ , которое может быть возбуждено посредством оптического излучения [1]. NV-центры в кристаллической решетке алмаза имеют четыре оси симметрии, которые разрешаются во внешнем магнитном поле. Поляризационные свойства NV-центров, проявляющиеся как в процессах оптического поглощения, так и в фотолюминесценции, обусловлены наличием двух взаимно ортогональных дипольных моментов, ориентированных в плоскости, перпендикулярной к направлению  $\langle 111 \rangle$  центра. Это приводит к зависимости процесса возбуждения от состояния поляризации возбуждающего лазерного излучения, а также к возникновению поляризованной фотолюминесценции [2].

В карбиде кремния имеется два семейства спиновых центров с  $S = 1$  или  $S = 3/2$ , обладающих свойством оптического выстраивания спиновых уровней, что позволяет

управлять спиновым состоянием при комнатной температуре [3]. Интерес представляет семейство спиновых центров, образованных отрицательно заряженными вакансиями кремния  $V_{Si}$  в парамагнитном состоянии, которые связаны с нейтральной вакансией углерода  $V_C$ , расположенной в соседнем узле вдоль оси  $c$ .

В работе были изучены поляризационные свойства фотолюминесценции и ОДМР NV-центров в кристаллах алмаза и спиновых центров в карбиде кремния. Поляризационные свойства могут быть применены для селективной регистрации сигналов ОДМР NV-центров и для повышения контрастности ОДМР в алмазе. Изучено влияние приложенной радиочастоты на основное состояние спиновых центров в диапазоне низких полей в алмазе и карбиде кремния.



**Рис. 1.** Спектры ОДМР и LAC при различных приложенных радиочастотах в диапазоне низких полей

Исследование выполнено при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (FFUG-2024-0046).

## Литература

- [1] D. Braukmann et al. Phys. Rev. B., **97**(12), 125426 (2018).
- [2] R.A. Babunts, et al. Applied Magnetic Resonance, 1–12 (2023).
- [3] I.D. Breev et al. Quantum Information, **8**(1), 23 (2022).

**КВАНТОВАЯ  
ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ  
ЭЛЕКТРОНИКА**

*Посвящается памяти академика  
Роберта Арнольдовича Суриса*

Тезисы докладов молодежной конференции  
по физике полупроводников  
«Зимняя школа 2025»

Санкт-Петербург (г. Зеленогорск)  
26 февраля – 2 марта 2025 года