7–11
октября
2024
Санкт-Петербург

300 лет
Российская Академия Наук

РКФП 2024

XVI РОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

ФИД-Техника
ТИДЕКС
SunCom
SemiTEq
РОСАТОМ
АКТИВНАЯ ФОТОНИКА
ИоффеЛЕД
светить и видеть в темно-красном

XVI РОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

7–11 октября 2024 года, Санкт-Петербург

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Санкт-Петербург, 2024

УДК 53
ББК 223

Тезисы докладов XVI Российской конференции по физике полупроводников (XVI РКФП). — СПб.: Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 2024. —с. 438.

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

Отдел научно-технической информации
ФТИ им. А. Ф. Иоффе
Политехническая, 26, 194021, СПб
Телефон: 812 297 2617
Факс: 812 297 1017

СПОНСОРЫ КОНФЕРЕНЦИИ

ISBN 978-5-93634-074-1

Организаторы

- ФТИ им. А.Ф. Иоффе
- СПбАУ
- Отделение физических наук РАН
- Научный совет РАН по физике полупроводников
- Конференция проводится при технической поддержке ООО «АНДЕРС»

Программный комитет

Председатель
Е.Л. Ивченко, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

Ученый секретарь
М.М. Глазов, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
А.А. Андронов, ИФМ РАН, Нижний Новгород
А.Л. Асеев, ИФП СО РАН, Новосибирск
В.А. Волков, ИРЭ РАН, Москва
С.В. Гапонов, ИФМ РАН, Нижний Новгород
А.А. Гиппиус, ФИАН им. П.Н. Лебедева, Москва
А.А. Горбацевич, ФИАН им. П. Н. Лебедева, Москва
А.В. Двуреченский, ИФП СО РАН, Новосибирск
Э.В. Девятов, ИФТТ РАН, Черноголовка
В.С. Днепровский, МГУ, Москва
А.Г. Забродский, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
С.В. Зайцев-Зотов, ИРЭ РАН, Москва
С.В. Иванов, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
В.В. Кведер, ИФТТ РАН, Черноголовка
Зе Дон Квон, ИФП СО РАН, Новосибирск
П.С. Копьев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
З.Ф. Красильник, ИФМ РАН, Нижний Новгород
Г.Я. Красников, Российская академия наук, Москва
И.В. Кукушкин, ИФТТ РАН, Черноголовка
В.Д. Кулаковский, ИФТТ РАН, Черноголовка
Л.В. Кулик, ИФТТ РАН, Черноголовка
Ю.Г. Кусраев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
А.В. Латышев, ИФП СО РАН, Новосибирск
И.Г. Неизвестный, ИФП СО РАН, Новосибирск
В.И. Окулов, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
В.Я. Покровский, ИРЭ РАН, Москва
А.А. Саранин, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток
Р.А. Сурис, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург
А.С. Терехов, ИФП СО РАН, Новосибирск
С.Г. Тиходеев, МГУ, Москва
В.В. Устинов, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург
Д.Р. Хохлов, МГУ, Москва
Г.Э. Цырлин, Алферовский университет, Санкт-Петербург
А.В. Чаплик, ИФП СО РАН, Новосибирск

Организационный комитет

Сопредседатели

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

А.Р. Наумов, Алферовский университет, Санкт-Петербург

Заместители председателей

М.И. Патров, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

И.С. Мухин, Алферовский университет, Санкт-Петербург

Секретарь

Л.В. Котова, ФТИ им. А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

Е.А. Ефремова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

К.П. Котляр, Алферовский университет, Санкт-Петербург

Е.А. Лаврова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

С.Н. Лосев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

А.В. Лебедев, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

А.Г. Милехин, ИФП СО РАН, Новосибирск

Е.Ю. Молчанова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

О.В. Никишина, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

А.В. Новиков, ИФМ РАН, Нижний Новгород

И.В. Седова, ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург

Предисловие

В сборнике представлены доклады, включенные в программу конференции, по следующим разделам:

1. Объемные полупроводники: электрические и оптические свойства, релаксация носителей заряда, сверхбыстрые явления, экситоны, фононы, фазовые переходы, упорядочение твердых растворов.

2. Поверхность, пленки, слои: эпитаксия, атомная и электронная структура поверхности, адсорбция, процессы формирования (самоорганизации) нанокластеров, СТМ и АСМ, оптическая микроскопия ближнего поля.

3. Двумерные и одномерные системы, гетероструктуры, сверхрешетки: структурные, электронные, магнитные и оптические свойства, электронный транспорт, туннелирование, локализация, плазмоны, квантовый эффект Холла, корреляционные эффекты.

4. Нульмерные системы (квантовые точки, нанокристаллы, наноплателеты): энергетический спектр, оптические свойства, туннельный транспорт.

5. Спин-зависимые явления, спинтроника, наномагнетизм, квантовые технологии.

6. Примеси и дефекты (объемные полупроводники и квантово-размерные структуры): примеси с мелкими и глубокими уровнями, магнитные примеси, структурные дефекты, неупорядоченные полупроводники, одиночные примеси и центры окраски.

7. Высокочастотные явления в полупроводниках (СВЧ и терагерцовый диапазон).

8. Атомарно-тонкие полупроводники: графеноподобные наноматериалы, ван-дер-ваальсовы монослои и гетероструктуры. Перовскиты, органические полупроводники, молекулярные системы. Квантовые материалы.

9. Фотонные кристаллы, микрорезонаторы и метаматериалы. Нанофотоника, квантовая оптика.

10. Полупроводниковые приборы и устройства, сенсоры: технология, методы исследования, наноприборы, архитектура транзисторов.

11. Нано- и оптомеханика.

12. Топология. Топологические изоляторы, бесщелевые материалы.

На пленарных заседаниях конференции будут представлены два доклада, тезисы которых выделены в отдельный раздел.

Другие приглашенные доклады и работы, отобранные программным комитетом для устного представления, распределены по тематическим заседаниям.

Стендовые сообщения будут представлены на трех сессиях, разнесенных по дням, каждая из которых включает работы по нескольким разделам, из числа двенадцати, упомянутых выше. Первые слова описания разделов (выделенные полужирным шрифтом) вынесены в колонтитулы и оглавление.

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ

Computing with Quantum Fluids of Light

Lagoudakis P.[1]

[1]*Skolkovo Institute of Science and Technology, 121205, Moscow, Russia*

Modern digital computers have changed our lives in a variety of ways, but the technology on which they are built is rapidly reaching a hard limit due to inherent quantum effects. Two of the main pillars of our modern digital computers are the electronic transistor and the von-Neumann computer architecture. While the von-Neumann architecture established the physical separation of computing tasks like storage and processing, transistors are the fundamental building blocks in digital computers. The drive for faster and more powerful computers can be realised by increasing the number of transistors in a processor and the clock frequency. However, Moore's law will soon come to an end, whilst the breakdown of Dennard's scaling law means that clock frequencies have remain unchanged since 2006. This leads to the pressing quest to develop new kinds of transistors and alternative computing architectures that could one day allow us to solve currently intractable problems.

In our labs, we combine state-of-the-art photonic structures and light emitting semiconductor materials in which light and matter fuse to form new types of particles called polaritons. In a sense, polaritons bridge the fields of electronics and photonics by controlling the amount of light vs matter in these hybrid particles. At high densities, polaritons undergo 'Bose Einstein condensation' forming micron scale droplets of quantum fluids of light, with all particles within the droplet being indistinguishable from one another. In this talk, I will describe the fundamental properties of polariton condensates, and their applications both in analogue (simulators/optimizers) [1-10] and digital (logic) computing [11-15].

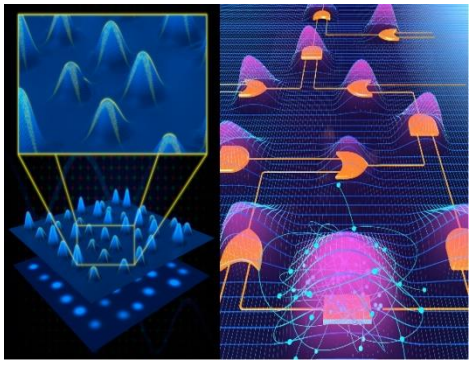


Fig.1. – Schematics of (a) a liquid light analogue simulators, (b) liquid light circuit for digital computing.

[1] S. Alyatkin et al., Phys. Rev. Lett. 124, 207402 (2020).
[2] L. Pickup et al., Nature Comm 11, 4431 (2020)
[3] T. Cookson et al., Nature Comm 12, 2120 (2021)
[4] S. Alyatkin et al., Nature Comm. 12, 5571 (2021).
[5] S. Baryshev et al., Phys. Rev. Lett. 128, 087402 (2022)
[6] K.A. Sitnik et al., Phys. Rev. Lett. 128, 237402 (2022)
[7] H. Sigurdsson et al., Phys. Rev.Lett.129, 155301 (2022)
[8] I. Gnusov et al., Science Advances 9, eadd1299 (2023)
[9] A.V. Zasedatelev et al., Nature Photonics 13, 378 (2019)
[10] A.V. Zasedatelev et al., Nature 597, 493 (2021)
[11] K Łempicka-Mirek et al., Science Advances 8 (40), eabq7533 (2022)
[12] V.Y. Shishkov et al., Phys. Rev. Lett. 128 (6) 065031 (2022)
[13] A.D Putintsev et al., Phys. Rev. Lett. 131, 186902 (2023)
[14] D.A. Sannikov et al., Nature Comm. 15, 5362 (2024)
[15] A. Kavokin et al., Nature Reviews Physics, 4(7) 435 (2022).

Полупроводниковые нанокристаллы и квантовые точки: от открытия до наших дней

Родина А.В.

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

Полупроводниковые нанокристаллы — первые в мире низкоразмерные полупроводниковые наносистемы, обеспечивающие пространственное ограничение носителей заряда во всех трех направлениях. Эффект размерного квантования приводит к формированию дискретного спектра электронных состояний, который и определяет зависимость их свойств от размера.

Исследования оптических свойств полупроводниковых нанокристаллов в стеклянной матрице А.И. Екимовым и сотрудниками в ГОИ им. С.И. Вавилова в Ленинграде, и водном растворе Л. Брюсом и сотрудниками в лаборатории Белла (США), в начале восьмидесятых годов прошлого века положили начало новой области — физики полупроводниковых нульмерных структур или квантовых точек. Основы теории оптических свойств сферических нанокристаллов были заложены теоретиками из ФТИ им. А.Ф. Иоффе Ал. Л и А.Л. Эфросами. Современная технология химического синтеза, основы которой были заложены в работах М. Бавенди в Массачусетском технологическом институте в начале девяностых годов, позволяет получать полупроводниковые нанокристаллы с заданным «цветом» различного состава, формы и размера. В настоящее время квантовые точки широко применяются в оптоэлектронике (источники белого света, светодиоды, дисплеи и телевизоры), фотовольтаике (элементы солнечных батарей), медицине и биологии (сенсоры и метки), разрабатываются новые методы их контролируемого синтеза в различных матрицах. В 2023 году за «открытие и синтез квантовых точек» Алексею Екимову, Луису Брюсу и Мунги Бавенди была присуждена Нобелевская премия по химии.

Пленарный доклад будет посвящен истории открытия и исследований полупроводниковых нанокристаллов [1,2], а также обзору актуальных направлений их исследований в настоящее время — как фундаментальных, так и направленных на расширение области их применений [3-8]. Будут представлены результаты недавних экспериментальных и теоретических исследований оптических и магнитооптических явлений в ансамблях полупроводниковых нанокристаллов, обусловленных эффектами размерного квантования, взаимодействием носителей заряда и экситонов с поверхностью, а также неоднородным распределением свойств нанокристаллов в ансамбле.

[1] Al.L. Efros, L.E. Brus, ACS Nano, 15, 6192 (2021).
[2] А.В. Родина, Природа, 12, 48 (2023).
[3] F.P. Garcia de Arquer et al., Science 373, 640 (2021).
[4] C.R. Kagan et al., Chem. Rev. 121, 3186 (2021).
[5] N. Ahn, C. Livache, V. Pinchetti, and V. I. Klimov, Chem. Rev., 123, 8251 (2023).
[6] D. R. Yakovlev, A. V. Rodina, E. V. Shornikova, A. A. Golovatenko, and M. Bayer, Coherent Spin Dynamics of Colloidal Nanocrystals, Chapter 15, pp. 351-376 in book "Photonic Quantum Technologies: Science and Applications", Ed. M. Benyoucef, ISBN: 978-3-527-41412-3 (Wiley-VCH, 2023).
[7] В. П. Пономаренко, В.С. Попов, И.А. Шуклов, В. В. Иванов, В.Ф. Разумов, Успехи химии, 93, RCR5113 (2024).
[8] А. А. Ремпель и др., Успехи химии, 93, RCR5114 (2024).

ОБЪЕМНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Монокристаллы германия для фотоники

Кропотов Г.И.[1], Рогалин В.Е.[2], **Каплунов И.А.**[3]

[1]*ООО «Тидекс»,194292, Санкт Петербург, ул. Кавалергардская, д. 6*
[2]*ИЭЭ РАН, 191186, Санкт Петербург, Дворцовая наб. 18*
[3]*ТвГУ, 170100, Тверь, ул. Желябова, д. 33*

Германий (Ge) является первым материалом, в котором были обнаружены полупроводниковые свойства. Для этого пришлось разработать технологию очистки сырья от примесей и вырастить качественные монокристаллы, что привело к активному процессу разнообразнейших исследований его физико-химических свойств. Свойства оказались крайне чувствительны к содержанию даже незначительных концентраций примесей, особенно электроактивных. Значительное влияние на эксплуатационные свойства кристаллов, оказывает структурное совершенство. На следующем этапе выявилась, обусловленная практическими применениями, а также экономическими факторами, необходимость получения монокристаллов максимально большого размера. В итоге, в настоящее время существует промышленная технология получения бездислокационных монокристаллов германия. Содержание электроактивных примесей доведено до уровня 10^{-10} см$^{-3}$, и даже менее.

Когда было налажено такое промышленное производство, то выяснилось, что чистый германий n-типа является одним из лучших оптических материалов для ИК области спектра. Он прозрачен в диапазоне 1,8–23 мкм, причем в области 2 – 11 мкм потери на поглощение удалось снизить до уровня ~ 0.015-0.02 см$^{-1}$. Однако в области 11–23 мкм присутствует ряд фононных полос поглощения, которые резко ограничивают его применение в этом диапазоне; также имеется окно прозрачности в ТГц-диапазоне (~100–300 мкм).

Для окон прозрачности атмосферы (диапазоны 3-5 мкм и 8-14 мкм), в послевоенные годы была начата разработка разнообразных оптических устройств, наиболее массовыми из которых являются тепловизионные приборы; однако развитие ИК техники во многом сдерживалось дефицитом прозрачных оптических материалов. В этих диапазонах большая часть прозрачных материалов, это кристаллы, обладающие колоссальными эксплуатационными недостатками. Среди них есть водорастворимые щелочно-галоидные кристаллы, мягкие, пластичные кристаллы группы КРС (на основе ядовитых солей таллия) и др. Оказалось, что по комплексу физико-химических Ge оказался для ряда применений в ИК технике наиболее предпочтительным материалом. Высокая твердость Ge (6.0, по Моосу) позволяет формировать высокоточные оптические детали, хорошо просветляемые даже однослойными покрытиями. Из Ge изготавливают полупрозрачные зеркала, высокоточные эталоны Фабри-Перо, акустооптические элементы и др. Доля разнообразных применений германия в ИК оптике составляет в настоящее время около 25–30% от общего потребления этого материала. Диаметр получаемых монокристаллов вполне приличного качества доведен до величины 500 мм (поликристаллов — до 620 мм).

Сейчас Ge является системообразующим материалом ИК фотоники для окна атмосферы 8-14 мкм. Он используется для изготовления деталей прозрачной оптики тепловизионных приборов. Помимо этого, детали из Ge применяется в большом числе оптических приборов там, где требуются механическая прочность, хорошие теплофизические свойства и климатическая устойчивость. Очень важны применения Ge в нелинейной оптике, в первую очередь в акустооптике. Из Ge изготавливают большое количество разнообразных фотоприемников. Авторами разработана собственная технология выращивания крупногабаритных монокристаллов. Подробно рассмотрены особенности влияния легирующих примесей и температуры на пропускание и рассеяние излучения в ИК спектральном диапазоне, изучены оптические свойства в ТГц области. Исследованы оптические свойства всех изотопов. Рассмотрен впервые обнаруженный авторами изотопический сдвиг полос поглощения в ИК области.

Рекомбинационные процессы и оптическое усиление в лазерных структурах ближнего ИК диапазона на основе InGaN

Кудрявцев К.Е., Лобанов Д.Н., Калинников М.А., Андреев Б.А., Новиков А.В.

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*

Гетероструктуры на основе InGaN/GaN являются основой для современных лазерных источников в фиолетовой и сине-зелёной областях спектра [1]. Задача продвижения III-нитридных структур в более длинные волны, в сторону красного и инфракрасного (ИК) диапазонов, безусловно привлекательна и практически значима [2], но пока трудно достижима, так как требует получения совершенных гетероструктур InN/InGaN с высоким содержанием индия. Подобные структуры технологически сложны в изготовлении и характеризуются высоким уровнем дефектов, что в существенной мере определяет их эмиссионные свойства. Дефекты и примеси в InGaN напрямую оказывают влияние на межзонную динамику носителей за счет включения безызлучательной рекомбинации (в том числе оже-процессов, относительно слабо выраженных в «коротковолновых» InGaN-структурах) и способствуют возникновению в получаемых структурах неоднородного потенциального рельефа, в котором могут проявляться эффекты локализации носителей, внося поправки в распределение неравновесных носителей по энергии. Посредством этих механизмов, по-видимому, преимущественно формируется связь между условиями эпитаксиального роста InGaN-структур и достижимостью в таких структурах оптического усиления и стимулированного излучения.

В данной работе на примере объемных слоев InGaN с высокой (~60-100%) долей индия развиваются подходы к детальному анализу процессов спонтанной и стимулированной [3,4] эмиссии в InGaN-структурах в ближней ИК области спектра (1.0-1.7 мкм). С помощью стационарной и времяразрешенной спектроскопии фотолюминесценции косвенно и напрямую изучаются межзонные процессы, доминирующие в вырожденном *n*-InGaN – оже-рекомбинация и рекомбинация Шокли-Рида, и переключение между этими процессами в зависимости от температуры и интенсивности накачки для образцов с различной шириной запрещенной зоны и различными энергетическими масштабами случайного потенциала, определяющего характер локализации неравновесных носителей. На основании экспериментальных данных, дополненных результатами модельных расчетов, выявляются условия достижения оптического усиления на переходах типа «свободный электрон – локализованная дырка», типично реализуемых в структурах на базе InN, обсуждаются предельные рабочие параметры инфракрасных InGaN лазеров – температуры и пороги генерации [5], а также возможности их улучшения в сторону практически значимых величин как для хорошо отработанных структур с активным слоем на основе объемного InGaN, так и для перспективных гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками InN/InGaN.

Работа поддержана Российским научным фондом, грант №24-22-00320.

[1] S. Nakamura. Rev. Mod. Phys., 87, 1139 (2015); doi: 10.1103/RevModPhys.87.1139
[2] J. Wu. J. Appl. Phys., 106, 011101 (2009); doi: 10.1063/1.3155798
[3] B.A. Andreev et al. Sci. Reports, 8, 9454 (2018); doi: 0.1038/s41598-018-27911-2
[4] D.N. Lobanov et al. Appl. Phys. Lett., 118, 151902 (2021); doi: 10.1063/5.0047674
[5] K.E. Kudryavtsev et al. J. Appl. Phys., 134, 215701 (2023); doi: 10.1063/5.0178131

Новое поколение квантовых оптических сенсоров магнитного поля на атомных и атомоподобных спиновых структурах: устройство и применение

Вершовский А.К.[1], Дмитриев А.К.[1], Дмитриев С.П.[1], Пазгалёв А.С.[1], Петренко М.В.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе*

Квантовые оптические датчики магнитного поля (ОДМП) – это устройства, основанные на эффекте оптически детектируемого магнитного резонанса: ансамбль обладающих магнитными моментами атомов (например, атомов щелочного металла) или атомоподобных структур (например, центров окраски в алмазе) подвергается упорядочивающему воздействию оптического излучения; затем состояние коллективного магнитного момента (спина) ансамбля считывается тем же или другим оптическим излучениям, и из результата извлекается информация о поле, в котором этот спин эволюционировал. ОДМП появились еще в прошлом веке, и успешно применялись как фундаментальных исследованиях, так и в прикладных дисциплинах, прежде всего – в геологии и геофизике. В мире разработкой физических принципов ОДМП до недавнего времени занимались всего несколько исследовательских групп, в том числе – группа академика РАН Е.Б. Александрова сначала в ГОИ им. С.И. Вавилова, затем – в ФТИ им. А.Ф. Иоффе.

В течение последних десяти лет, однако, в мире наблюдается лавинный рост интереса к ОДМП, связанный с их прорывом в новые области – а именно, в биологию и медицину. Это связано, прежде всего, с разработкой новых источников оптической накачки – DBR и DFB лазеров и лазеров с вертикально излучающими резонаторами (ВИЛ). Именно благодаря появлению ВИЛ стало возможно применение ОДМП для таких задач, как регистрация магнитной активности сердца (магнитокардиография, МКГ) и магнитной активности головного мозга (магнитоэнцефалография, МЭГ). Системы МКГ и особенно МЭГ представляют собой массивы сверхчувствительных компактных сенсоров, в идеале расположенных прямо на поверхности объекта (магнитное поле диполя спадает, как куб расстояния; это ограничивает использование в МЭГ сверхпроводящих датчиков СКВИД, которые всегда отделены от объекта толстой стенкой дьюара).

Новые задачи потребовали разработки схем сенсоров, которые могли бы сохранить чувствительность при уменьшении объема в тысячи раз. Такая задача была впервые решена в Принстоне, где был разработан датчик нулевого поля SERF (Spin-Exchange Relaxation Free). Применение датчиков SERF ограничено магнитоизолированными комнатами – это предельно дорогие стационарные объекты, существующие лишь в нескольких мировых центрах.

Поэтому в 2018 году наша группа Квантовой магнитометрии ФТИ в сотрудничестве с потенциальным заказчиком нашей продукции – Центром биоинтерфейсов НИУ ВШЭ – взялась за разработку компактных датчиков НЕнулевого магнитного поля, и к настоящему времени разработала и испытала на уровне лабораторных прототипов целый ряд таких устройств. Среди них – уникальная однолучевая схема ОДМП ненулевого поля [1], схема трехкомпонентного ОДМП [2], схема ОДМП полей промежуточного (граничного с областью эффекта SERF) диапазона [3]; в настоящее время мы разрабатываем собственную версию ОДМП нулевого поля SERF. Мы также разрабатываем субмиллиметровый сенсор на азотно-вакансионных (NV) центрах окраски в алмазе для применения в инвазивной МЭГ [4].

Область применения ОДМП не ограничивается медициной и биологией. Нами предложена схема магнитометра-компаса на NV центрах окраски в алмазе, предложен и проверен метод стабилизации лазера по эффекту линейного дихроизма в атомной среде. В докладе будет дан краткий обзор всех упомянутых выше схем и перспектив их применения.

[1] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, and A.K. Vershovskii, Phys. Rev. Appl. ***15****, 064072 (2021).*
[2] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, and A.K. Vershovskii, Phys. Rev. Appl. ***20****, 024001 (2023).*
[3] M.V. Petrenko, A.S. Pazgalev, and A.K. Vershovskii, Phys. Rev. Appl. ***20****, 034074 (2023).*
[4] A.K. Dmitriev, A.K. Vershovskii, Phys. Rev. A. ***105****, 043509 (2022).*

Бессдвиговое фотодетектирование с помощью геометрического паттернирования контактов

Семкин В. А.,[1] **Шабанов А. В.**,[1] Мыльников Д. А.,[1] Кащенко М. А.,[1] Домарацкий И. К.,[1] Жуков С. С.,[1] Свинцов Д. А.[1]

Центр фотоники и двумерных материалов,[1]Московский Физико-Технический Институт, Долгопрудный 141700, Россия;

Структурная или кристаллическая асимметрия — необходимое условие для появления ненулевого фототока в детекторах. Структурная асимметрия обычно достигается с помощью p-n допирования, которое является достаточно сложным технологическим процессом. В данном докладе мы предлагаем альтернативный подход к получению бессдвигового детектирования в двумерных материалах, используя геометрические отличия в контактах стока и истока. В качестве прототипа устройства мы используем квадратный кристалл $PdSe_2$ с ортогонально подключенными металлическими контактами. При равномерном освещении линейно поляризованным светом, устройство демонстрирует ненулевой фототок, меняющий знак при повороте поляризации излучения на 90 градусов. Источник бессдвигового фотодетектирования лежит в поляризационно зависимом эффекте громоотвода, который усиливает поле, падающее ортогонально к границе раздела металл-двумерный материал и выборочно усиливает внутренний фотоэффект, возникающий в контакте Шоттки в $PdSe_2$. Предложенная технология дизайна контактов не зависит от конкретной природы возникновения фотоэффекта и может быть использована в любом двумерном материале.

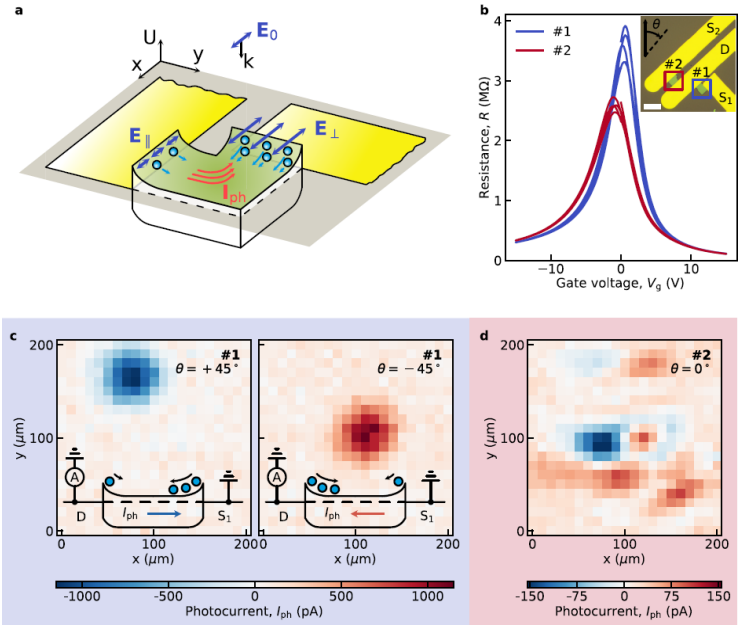


Рисунок 1. Фотодетектирование в асимметричном уголковом и симметричном щелевом детекторах. a, Иллюстрация принципа работы уголкового детектора: падающее линейно поляризованное поле усиливается возле перпендикулярного плоскости поляризации электрического поля контакта и ослабляется у противоположного. Контакт Шоттки на "активном" краю двумерного материала генерирует фототок, который не оказывается компенсирован фототоком на "пассивном" краю. b, Зависимости сопротивлений устройств от напряжения на затворе. Включение: микрофотография устройств и направление, от которого ведется отсчет угла поляризации θ. Полоска масштаба равна 10 мкм. c,d, Пространственные карты фототока при облучении устройства на длине волны λ0 = 8.6 μm и отсутствии сдвигового напряжения. c, Карта для уголкового детектора #1 при напряжении на затворе Vg = 20 В и угле поляризации θ = +45° (слева) и θ = −45° (справа). Сдвиг фотоотклика обусловлен вращением поляризатора. Включения: зонные диаграммы со схемой подключения устройства и направлениями фототоков. d, Карта для референтного детектора #2 при напряжении на затворе Vg = 10 В и угле поляризации θ = 0°.

Особенности поляризованной люминесценции неоднородного ансамбля локализованных экситонов

В.П. Кочерешко, Л.В. Котова

Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе Российской академии наук 194021, Санкт-Петербург, Россия

Теоретически исследовалась индуцированная магнитным полем поляризованная люминесценция неоднородного ансамбля локализованных экситонов.

Было обнаружено:

1). Расщепление максимумов полос люминесценции неоднородного ансамбля локализованных экситонов в магнитном поле в двух круговых поляризациях на несколько порядков превышает зеемановское расщепление каждого отдельного экситона в ансамбле. Величина расщепления пропорциональна величине неоднородного уширения полосы люминесценции ансамбля.

2) Низкоэнергетическая компонента полосы поляризованной люминесценции в магнитном поле имеет меньшую интенсивность, чем высокоэнергетическая. Это, на первый взгляд, противоречит больцмановскому распределению экситонов по зеемановским подуровням.

3) Эффекты, описанные в пунктах (1) и (2), имеют место только в том случае, если экситонный g-фактор зависит от энергии локализации и меняет знак при некоторой энергии.

4) Если изменение знака g-фактора происходит при энергиях выше максимума полос излучения, то отношение интенсивностей полос оказывается соответствующим распределению Больцмана.

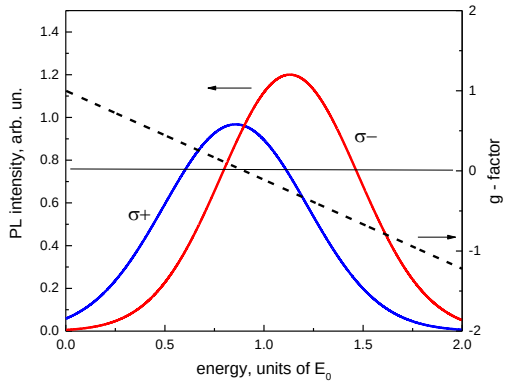


Рисунок 1. Спектры экситонной люминесценции, снятые в двух круговых поляризациях σ^+ и σ^-. (сплошные кривые). Зависимость экситонного g-фактора от энергии локализации (пунктир).

Результаты этой работы не ограничиваются только неоднородным ансамблем квантовых точек. Линии излучения экситонов и примесных центров в кристаллах всегда неоднородно уширены. Вопрос лишь в соотношении однородной и неоднородной ширин линий излучения. Изменение знака g-фактора в ансамбле квантовых точек может сильно повлиять на эффекты блокировки мод, спинового эха и спиновой когерентности в ансамбле квантовых точек.

[1] Л. В. Котова, В. П. Кочерешко «Особенности поляризованной люминесценции неоднородного ансамбля локализованных экситонов» ЖЭТФ, том 165, вып. 6, стр. 818–826 (2024)

Низкотемпературные особенности магнитных свойств сверхпроводящего полупроводникового твердого раствора $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$

Денисов Д.В.[1], Михайлин Н.Ю.[1], Шамшур Д.В.[1], Парфеньев Р.В.[1], Зюзин А.Ю.[1], Шаренкова Н.В.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Политехническая ул., 26, г. Санкт-Петербург, Россия*

Полупроводниковый твердый раствор $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$, являющийся топологическим кристаллическим изолятором, характеризуется переходом в сверхпроводящее (СП) состояние в гелиевой области температур. В работе исследовались поликристаллические образцы $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{1-x}In_xTe$ (x = 0.16, 0.2), их температурные 2 K < T < 300 K и магнитополевые H < 19 кЭ зависимости намагниченности m(T, H).

Ранее нами был обнаружен и исследован пик эффект в $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$ [1, 2] – дополнительный экстремум на зависимостях m(H), возникающий при приближении ко второму критическому магнитному полю H_{c2}, характеризующийся особыми точками: максимум пик-эффекта – H_{peak}, необратимость зависимости m(H) – H_{irr}, начала пик-эффекта на m(H) – H_{onset} [1].

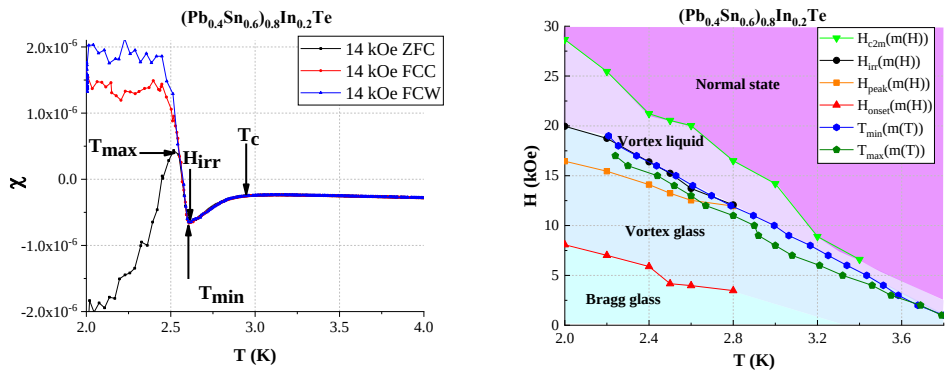


Рис. 1а, б. – Температурные зависимости намагниченности в режимах ZFC, FCC и FCW в $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$ во внешнем магнитном поле H = 14 кЭ (а). Фазовые диаграммы вихревой решетки в образце $(Pb_{0.4}Sn_{0.6})_{0.8}In_{0.2}Te$ в координатах H(T) (б).

На рис. 1а показаны зависимости m(T) в $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$ в режиме охлаждения в нулевом магнитном поле (ZFC), охлаждения (FCC) и нагрева (FCW) во внешнем магнитном поле H = 14 кЭ. С уменьшением T на диамагнитной зависимости m(T) наблюдается парамагнитный вклад, характеризующийся точками локального максимума T_{max} и локального минимума T_{min} намагниченности. Как показывает эксперимент, парамагнитный вклад в m(T) увеличивается с ростом внешнего магнитного поля H =1 кЭ – 19 кЭ.

На рис. 1б в координатах H-T представлены зависимости характерных точек зависимостей m(T, H). Можно предположить [3], что при изменении параметров вихревая решетка претерпевает ряд последовательных фазовых переходов. В области ниже H_{onset} на рис. 1б вихревая решетка находится в квазиупорядоченной фазе брэгговского стекла. При H > H_{onset} происходит разупорядочение вихревой решетки и ее переход в фазу вихревого стекла, находящуюся между H_{onset} и H_{irr} и характеризующуюся наличием ближнего порядка и возникновением пик-эффекта [3]. В области выше H_{irr} наблюдается вихревая жидкая фаза, в которой отсутствует ближний порядок, зависимость m(T, H) является обратимой. Точка максимума парамагнитного отклика в ZFC T_{max} расположена в области между H_{peak} и H_{irr}, таким образом парамагнетизм в зависимостях ZFC (T, H) может быть связан с переходом вихревой решетки из фазы вихревого стекла в жидкую фазу.

*[1] D. V. Denisov et al., Physica C **579**, 1353755 (2020)*
*[2] N. Yu. Mikhailin et al., Low Temperature Physics, **45**, 2 (2019)*
*[3] J. Hecher et al., Supercond. Sci. Technol. **27**, 075004 (2014)*

Последовательный характер логарифмической релаксации фотопроводимости квазиодномерного слоистого полупроводника TiS_3

Горлова И.Г.[1], Зыбцев С.Г.[1], Покровский В.Я.[1], Никонов С.А.[1], Зайцев-Зотов С.В.[1], Титов А.Н.[2]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7*
[2]*ИФМ им. М.Н. Михеева УРО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской 18*

Интерес к исследованию слоистого квазиодномерного полупроводника *n*-типа TiS_3 связан с предполагаемой возможностью образования в этом соединении коллективных состояний [1,2], а также с перспективами практического использования вискеров TiS_3 в наноэлектронике, в частности, для создания фотодетекторов нового поколения [3].

В настоящей работе экспериментально исследована релаксация фотопроводимости, $\delta\sigma$, монокристаллических вискеров TiS_3 в диапазоне температур 78 – 300 K при облучении их прямоугольными импульсами света в области длин волн λ = 405 – 940 нм при разных интенсивностях засветки.

Переходный процесс, наблюдаемый после *включения* светодиода при λ < 500 нм зависит от λ: с уменьшением длины волны время возрастания фотопроводимости до достижения стационарного значения увеличивается. После включения ультрафиолетового излучения (λ = 405 нм) происходит медленный необратимый рост проводимости, который не прекращается в течение нескольких минут и, скорее всего, объясняется воздействием коротковолнового излучения на межатомные связи или на генерацию вакансий серы.

Процесс релаксации, наблюдаемый после *выключения* света, не зависит от λ. Обнаружено, что спад фотопроводимости при температурах от 180 до 78 K описывается не экспоненциальным, а логарифмическим законом, $\delta\sigma \propto \ln(t)$, при изменении времени на 5 порядков в интервале от 10^{-3} до 10^{2} с. Это означает, что кинетика фотопроводимости характеризуется не одним временем релаксации, то есть, барьером определённой высоты, а временами, распределёнными в диапазоне от десятков микросекунд до десятков минут. С ростом температуры от 70 до 100 K релаксация ускоряется (наклон кривых $\delta\sigma(\ln(t))$ растет), а при нагреве выше 100 K замедляется, что обусловлено температурной зависимостью подвижности электронов в TiS_3, максимум которой наблюдается при ~ 100 K [4].

Сравнение переходных процессов при разных интенсивностях засветки показало, что спад фотопроводимости после выключения светодиода идет тем быстрее, чем выше мощность излучения светодиода; при этом зависимости $\delta\sigma(t)$ совмещаются сдвигом по времени. Такое поведение указывает на то, что логарифмическая релаксация в TiS_3 имеет, преимущественно, последовательный (каскадный) характер [5]. Высота барьера для рекомбинации повышается по мере приближения проводимости к равновесному значению. Время рекомбинации в TiS_3, полупроводнике *n*-типа, определяется временем жизни дырок, которое, как показал наш эксперимент, экспоненциально падает с повышением их концентрации. Это может происходить, например, в случае захвата дырок на ловушки, энергия освобождения которых, по мере их заполнения, снижается вследствие кулоновского отталкивания.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 22-12-00319.

*[1] M. D. Randle et al., Appl. Phys. Lett., **118**, 210502 (2021).*
*[2] M. Abdel-Hafiez et al., Nano Lett., **18**, 5562 (2024).*
*[3] J.O. Island et al., 2D Mater., **4**, 022003 (2017).*
*[4] I.G. Gorlova et al., Appl. Phys. Lett., **120**, 153102 (2022).*
*[5] R. G. Palmer et al., Phys. Rev. Lett. **53**, 958 (1984); Erratum Phys. Rev. Lett. **54**, 1965 (1985).*

Проявление ферромагнитных свойств Si:P в области фазового перехода изолятор-металл

Забродский А.Г.[1], Вейнгер А.И.[2], Семенихин П.В.[1], Абросимов Н.В.[3], Козловский В.В.[4]

[1]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт Петербург, Россия*
[2]*Zikhron Yaakov, Israel*
[3]*Leibniz-Institut für Kristallzüchtung, Berlin, Germany*
[4]*СПбПУ им. Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия*

Сообщается об открытии и исследовании ферромагнитных (ФМ) свойств Si:P в области фазового перехода изолятор – металл (ИМ). Использовались результаты измеренной СКВИДом полной намагниченности образцов, из которой вычитанием линейного по полю диамагнитного вклада определялась и изучалась спиновая составляющая. Проявление ФМ свойств характеризуется её сильной нелинейностью, насыщением в полях порядка нескольких kOe и петлей гистерезиса.

1. Как оказалось, способность к намагничиванию падает при уменьшении уровня легирования и удалении от перехода ИМ в сторону изолятора, но сильно возрастает при близкой к половине компенсации Si:P акцепторными примесями (B), когда уровень Ферми располагается в близи середины донорной зоны. В таком оптимизированном по уровню легирования и степени компенсации материале Si:P(B), полученном из дырочного Si:B бестигельной зонной плавкой с введением вдвое большей по сравнению с бором концентрации фосфора ($\approx 3\cdot10^{18}$ см$^{-3}$), в образовании ФМ фазы при гелиевых температурах участвует значительная часть (до 14%) от плотности нескомпенсированных электронов [1].

2. На этом материале изучались также температурное поведение и природа ФМ свойств на основе измерения магнитополевых зависимостей ФМ параметров и анализа чувствительной к локализации носителей заряда активационной электропроводности [2]. Если выше 8 К наблюдалось стандартное ослабление ферромагнетизма с температурой, что позволило оценить температуру Кюри, равную 37 К, то ниже 8 К он аномально усиливался. Как показано, в основе наблюдаемого примесного ферромагнетизма лежит обмен в системе обладающих магнитным моментом состояний нейтральных доноров, которые образуются при «вымораживании» электронов из зоны проводимости в примесную. Температурное проявление остаточной намагниченности, коэрцитивной силы, намагниченности насыщения и ширины кривой спиновой восприимчивости коррелирует со степенью пространственно-энергетической локализации носителей заряда – электронов и их вакансий. Так, ускорение электронно-спиновой миграции в донорной зоне с ростом температуры снижает, хоть и непропорционально слабо, эффективность спинового обмена и плотность ФМ фазы, а в основе аномального усиления ФМ свойств ниже 8 К лежит образование кулоновской щели на уровне Ферми и фазовый переход электронно-спиновой системы в состояние кулоновского спинового стекла.

3. Впервые сообщается о ферромагнетизме Si:P с радиационными дефектами, которые, с одной стороны, компенсируют доноры P, а с другой, участвуют в образовании ФМ фаз со значительно более высокими температурами Кюри.

[1] Вейнгер А.И., Забродский А.Г., Лахдеранта Э., Семенихин П.В., Письма в ЖЭТФ ***115****, 11, 730-735 (2022).*
[2] Zabrodskii A.G., Veinger A.I., Semenihin P.V., Abrosimov N.V. Journal of Magnetism and Magnetic Materials (2024).

Управление функциональными характеристиками компонент нанофотоники и наноэлектроники на основе кремния, сопряженных с метаматериалами

Двуреченский А.В.[1,2], Якимов А.И.[1], Зиновьева А.Ф.[1,2], Зиновьев В.А.[1], Кириенко В.В.[1], Блошкин А.А.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Работа направлена на решение проблемы низкой квантовой эффективности кремниевых детекторов и излучателей света ближнего ИК-диапазона (1.3–1.55 мкм). Кремний является основным материалом элементной базы полупроводниковой электроники с непревзойденным, по сравнению с другими материалами, уровнем монолитной интеграции в коммерческих интегральных схемах для применения в информационно-вычислительных и управляющих системах, системах связи, цифровом телевидении, силовой электронике. Растущий объем обрабатываемой информации выявил предельные ограничения металлических проводников в качестве межсоединений в микросхемах для частотного диапазона, потребления энергии и взаимного влияния элементов схемы. Решение возникших проблем связывается с развитием оптических межсоединений на основе технологий кремниевой фотоники для будущих систем передачи данных. В качестве активной среды предлагается использовать гетероструктуры с GeSi квантовыми точками (КТ). Основная проблема связана с ключевыми оптическими свойствами кремния и германия, такими как непрямые оптические переходы не только в пространстве волновых векторов, но и в реальном пространстве координат. Предлагаемый подход к решению проблемы состоит в использовании резонансного взаимодействия GeSi КТ с фотонными модами в различных фотонных структурах на основе кремния.

В настоящей работе исследованы спектральные характеристики фототока в ближней инфракрасной области в вертикальных Ge/Si pin-фотодиодах с GeSi КТ, встроенными в двумерный фотонный кристалл. Из зависимостей фототока от угла падения света определены дисперсионные соотношения для блоховских фотонных мод, взаимодействие с которыми приводит к резонансному увеличению чувствительности фотодиодов. На дисперсионных характеристиках в области длин волн 2.2-2.5 мкм обнаружены участки, характеризующиеся групповой скоростью фотонов, стремящейся к нулю. Установлено, что максимальное усиление фототока, достигающее значений 60 относительно фотодиода без фотонного кристалла, является результатом взаимодействия квантовых точек с медленными блоховскими модами. [1].

Для гибридных металлодиэлектрических структур с квадратными решетками Al нанодисков, расположенных на волноводном слое Si, были исследованы эффекты резонансного взаимодействия плазмонных и фотонных мод на излучение GeSi КТ. Теоретические исследования дисперсионных зависимостей собственных мод в исследуемой структуре показали, что в спектрах ФЛ структур данного типа могут проявляться связанные состояния в континууме и эффекты плоских зон (медленный свет). Данные теоретических расчетов были подтверждены результатами экспериментов, где было получено многократное увеличение интенсивности фотолюминесценции от GeSi КТ, встроенных в такие гибридные структуры [2].

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2022-0011).

*[1] А.И. Якимов и др. Письма в ЖЭТФ **118**, 240 (2023).*
*[2] V. A. Zinovyev et al. Nanomaterials **13**, 2422 (2023).*

Индуцированная электрическим полем поляризационная анизотропия межзонной фотолюминесценции в GaAs

Винниченко М.Я.[1], Шалыгин В.А.[1], Махов И.С.[2], Хвостиков В.П.[3], Фирсов Д.А.[1]

[1]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29*
[2]*НИУ ВШЭ, 190008, Санкт-Петербург, ул. Союза Печатников, 16*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Многие оптические эффекты, на которых основана работа полупроводниковых оптоэлектронных приборов, в сильных электрических полях проявляют особую специфику. В частности, межзонная люминесценция оказывается чувствительной к разогреву и дрейфу свободных носителей заряда в электрическом поле. Исследования электролюминесценции в *узкозонном* полупроводнике InSb при межзонных переходах неравновесных электронов и дырок, генерируемых в условиях ударной ионизации, продемонстрировали заметную поляризационную анизотропию испускаемого излучения [1, 2]. Было установлено, что этот эффект обусловлен анизотропией функции распределения неравновесных электронов в электрическом поле, а также угловой зависимостью межзонного оптического матричного элемента в импульсном пространстве.

Цель данной работы – исследовать аналогичный эффект в *широкозонном* полупроводнике GaAs, когда неравновесные носители заряда генерируются не за счет ударной ионизации (для этого в GaAs потребовались бы слишком большие электрические поля), а за счет межзонного фотовозбуждения.

Исследования проводились на эпитаксиальном слое нелегированного GaAs, выращенном на полуизолирующей подложке GaAs. Эпислой имел толщину 10 мкм, концентрация остаточных мелких доноров составляла ~ $4\cdot10^{16}$ см$^{-3}$. Для создания латерального электрического поля F на поверхности эпислоя были созданы омические контакты. Образец монтировался на медной пластине и погружался в кварцевый сосуд Дьюара с жидким азотом. Фотовозбуждение образца осуществлялось на длине волны 428 нм лазерными импульсами (200 нс). Спектры межзонной фотолюминесценции (ФЛ) исследовались при варьровании электрического поля, а также в его отсутствие с помощью монохроматора и кремниевой CCD камеры. Для анализа поляризационной зависимости ФЛ использовался линейный поляризатор. Средняя мощность фотовозбуждения выбиралась менее 50 мкВт, а электрическое поле прикладывалось в виде импульсов длительностью 250 нс, синхронизованных с импульсами фотовозбуждения. Кроме того, были исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) образцов.

Было проведено теоретическое моделирование спектров ФЛ для поляризации вдоль поля F и перпендикулярно ему. Функции распределения неравновесных электронов и дырок описывались смещенными распределениями Максвелла–Больцмана с эффективными температурами T_e и T_h. Для определения этих температур, а также скоростей дрейфа электронов и дырок были использованы не только спектры ФЛ, но также ВАХ и теоретический расчет скорости потерь энергии неравновесными электронами при их рассеянии на полярных оптических фононах с учетом эффектов экранирования и накопления неравновесных фононов. Результат моделирования отношения интенсивностей излучения ФЛ для двух указанных поляризаций предсказывает линейную зависимость этого отношения от энергии фотона (при $\hbar\omega > E_g$) и квадратичную зависимость от $\mu F/T_e$ (здесь μ – подвижность электронов в заданном поле F), что хорошо согласуется с экспериментальными результатами. В электрическом поле F = 1650 В/см степень поляризационной анизотропии межзонной ФЛ достигает ~8%.

Работа поддержана грантом РНФ № 23-12-00036.

*[1] M.A. Vasil'eva, L.E. Vorob'ev, V.I. Stafeev, Soviet Physics Semiconductors **3**, 1374 (1969).*
*[2] I.S. Makhov et al., Journal of Physics: Conference Series, **993**, 012001 (2018).*

Трансформация фаз углеродных материалов под действием высоких давлений

Тихомирова Г.В., Петросян Т.К., Волкова Я.Ю., Тебеньков А.В., Соколовский Д.Н.

УрФУ, 620000, Екатеринбург, пр. Ленина, 51

Исследованы явления переноса в углеродных материалах (фуллеренах C_{60} (в разных фазах), C_{70} в гцк фазе, одностенных и двустенных углеродных нанотрубках (ОУНТ и ДУНТ), в графене и графите разных типов) при давлениях до 50 ГПа. Изучена кинетика релаксации этих материалов при изменении давления. Измерения проводились в камере высокого давления с алмазными наковальнями из синтетических алмазов «карбонадо» [1]. Методика позволяет проводить исследование одного и того же образца несколькими циклами увеличения – снижения давления на образец [2].

В процессе обработки давлением и температурой фуллерен C_{60} испытывает последовательность фазовых превращений. Эти фазы сильно отличаются как по величине сопротивления (от сотен Ом до сотен МОм), так и по его температурной зависимости. Идентифицированы особенности, соответствующие известным из литературы фазовым превращениям фуллерена. Предложена схема последовательности фазовых превращений фуллерена под действием высоких давлений. Определено время релаксации сопротивления всех фаз фуллерита после изменения давления: оно составляет более двух часов.

Образец фуллерена C_{70} проходит через ряд фазовых преобразований, обусловленных ориентационным переходом, процессами аморфизации, и необратимым разрушением структуры. Преобразования структуры C_{70}, происходящие при давлениях порядка 50 ГПа, являются необратимыми.

Исследуемые образцы однослойных углеродных нанотрубок были получены методом химического парофазного осаждения CVD и очищены методом HiPCO (High pressure CO). Диаметр ОУНТ был оценен при помощи просвечивающего электронного микроскопа и составил 0,8 – 1,2 нм. Обнаружена сильная зависимость сопротивления жгутов ОУНТ от давления. Обнаружена сложная зависимость сопротивления жгутов двустенных углеродных нанотрубок (ДУНТ) от давления, которая связывается с процессами деформации их углеродной структуры. Из-за большого диаметра внешней трубки, и, соответственно, большего количества дефектов, двустенная структура разрушается при гораздо меньших давлениях, чем одностенная. Тем не менее, полного разрушения нанотрубок не происходит вплоть до 30 ГПа.

Исследованы проводимость, магнетосопротивление и термоэдс графита и графена в зависимости от давления при комнатной температуре, а также кинетика их релаксации. Наблюдавшиеся особенности связываются с фазовыми переходами в графите при этих давлениях. Исследовалась возможность возникновения новых фаз углерода из графита при длительной (сутки) выдержке под давлением [2]. Обнаружены особенности сопротивления, термоэдс и времен релаксации сопротивления в области 27-35 ГПа, по-видимому, связанные с зародышами новой фазы, сохраняющимися после снятия нагрузки. Из результатов исследования барической зависимости ТЭДС для пиролитического графита можно сделать вывод, что возможно получение относительно стабильной углеродной фазы высокого давления. Для ГМЗ ОСЧ и природного графита данного диапазона давлений и времени обработки давлением недостаточно для окончательного формирование новой фазы. Т.е. фазовый переход в графите при высоком давлении зависит от вида исходного образца.

[1] Верещагин Л. Ф., Яковлев Е. Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Т. 16. С. 240.
[2] T. K. Petrosyan, G. V. Tikhomirova, D. K. Kuznetsov J. Phys.: Conf. Ser. ***653*** *012096 (2015)*

Расчет температуры Кюри–Вейсса для полупроводников с водородоподобными примесями на примере *n*-Si:P

Поклонский Н.А.[1], Вырко С.А.[1], Забродский А.Г.[2]

[1]*Белорусский государственный университет, 220030, Минск, пр. Независимости, 4*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Полный электронный спиновый магнитный момент электрически нейтральных доноров:

$$M = \frac{g_d \mu_B (N_{0\uparrow} - N_{0\downarrow})}{2}, \tag{1}$$

где g_d — g-фактор электрона на доноре, μ_B — магнетон Бора, $N_{0\uparrow}$ и $N_{0\downarrow}$ — концентрации доноров со спинами вверх и вниз в магнитном поле:

$$N_{0\uparrow} = \frac{N_0}{2}\left[1 + \mathrm{th}\left(\frac{g_d \mu_B B_0}{2k_B T}\right)\right], \quad N_{0\downarrow} = \frac{N_0}{2}\left[1 - \mathrm{th}\left(\frac{g_d \mu_B B_0}{2k_B T}\right)\right]; \tag{2}$$

здесь $N_0 = (1 - K)N$ — концентрация нейтральных доноров при полной концентрации доноров N и степени компенсации K; $g_d\mu_B/2$ — модуль магнитного момента электрона на доноре, B_0 — индукция внешнего магнитного поля, k_B — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Согласно [1], температура Кюри–Вейсса $\Theta_{CW} = zJ/2k_B$, где $z = 1$ — число наиближайших соседей, J — обменный интеграл между парой наиближайших нейтральных доноров:

$$J = \frac{1}{N_0^2}[(N_{0\uparrow}^2 + N_{0\downarrow}^2)\langle E_t\rangle + 2N_{0\uparrow}N_{0\downarrow}\langle E_s\rangle]; \tag{3}$$

здесь $\langle E_t\rangle$ и $\langle E_s\rangle$ — средние значения энергий триплетного (t) и синглетного (s) состояний двух электронов на паре ближайших по расстоянию доноров. Значение температуры Кюри–Вейсса $\Theta_{CW} > 0$ соответствует ферромагнитному, $\Theta_{CW} = 0$ — парамагнитному, а $\Theta_{CW} < 0$ — антиферромагниному состоянию системы спинов электронов нейтральных доноров.

Численные расчеты Θ_{CW} выполнялись для системы *n*-Si:P ($g_d \approx 1.999$) со значениями концентраций для перехода изолятор–металл (перехода Мотта) $N_M = 4.7\cdot10^{18}$, $1.0\cdot10^{19}$, $9.6\cdot10^{19}$ cm^{-3} при степенях компенсации $K = 0.15$ (кривая *1*), 0.5 (*2*), 0.85 (*3*), согласно экспериментальным данным [2], при индукции внешнего магнитного поля $B_0 = 600$ mT, в интервале температур 2–20 K.

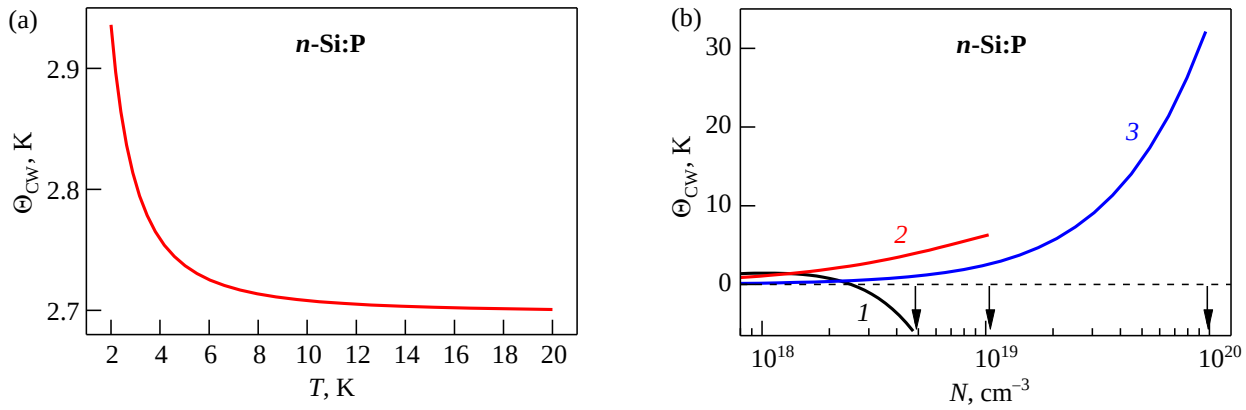


Рис.1. – Зависимость температуры Кюри–Вейсса от температуры для K = 0.5; N = 3·10^{18} cm^{-3} (a) и полной концентрации фосфора для T = 5 K (b) в кристалле n-Si:P при индукции B_0 = 600 mT; стрелками на рисунке (b) показаны концентрации для перехода изолятор–металл N_M = 4.7·10^{18}; 1.0·10^{19}; 9.6·10^{19} cm^{-3} при компенсациях K = 0.15 (кривая 1), 0.5 (2), 0.85 (3) соответственно, согласно [2]

*[1] N.A. Poklonski et al., AIP Adv., **11**, 055016 (2021).*
*[2] Thomanschefsky U., Holcomb D.F. Phys. Rev. B, **45**, 13356 (1992).*

Нитевидные нанокристаллы InGaN: рост, физические свойства и применение

Гридчин В.О.[1-3], Котляр К.П.[1-3], Драгунова А.С.[1], Резник Р.Р.[1-3], Цырлин Г.Э.[1-3]

[1]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, ул. Хлопина, д. 8/3*
[2]*СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб. д. 13б*
[3]*ИАП РАН, 198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, д. 31-33*

В настоящее время значительное внимание исследователей сосредоточено на полупроводниковых нитевидных нанокристаллах (ННК). Стремительное развитие этой области связано с тем, что полупроводниковые материалы в морфологии ННК могут быть синтезированы с кристаллическим качеством, на порядок превышающим качество соответствующих эпитаксиальных слоёв и при этом на рассогласованных по отношению к растущему материалу подложках, в частности на кремнии. В то же время активно исследуются тройные соединения InGaN – прямозонные полупроводниковые материалы, ширину запрещенной зоны которых можно варьировать в диапазоне от 0.7 до 3.4 эВ путем изменения мольной доли индия. На сегодняшний день InGaN находит своё применение в современных оптоэлектронных устройствах, таких как микро- и нано- светодиоды и устройства разложения воды. Однако, в связи с существенным рассогласованием постоянных решеток между InN и GaN, InGaN подвержен фазовому распаду практически во всём диапазоне хим. составов. В случае эпитаксиальных слоёв эта трудность зачастую приводит к неконтролируемому формированию областей высокого и низкого содержания индия и их низкому качеству. При этом в случае роста нитевидных нанокристаллов возможно формирование новых наноразмерных гетероструктур, таких как ННК со спонтанно-сформированной структурой «ядро-оболочка» с высоким содержанием In в «ядре» [1], изучение свойств которых представляет научный и практический интерес.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию роста нитевидных нанокристаллов InGaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота, созданию нано-светоизлучающих диодов на основе полученных ННК и исследованию физических свойств выращенных наноструктур. Установлено, что нитевидные нанокристаллы InGaN со структурой «ядро-оболочка» и высоким содержанием In формируются при относительно высоких ростовых температурах, превышающих температуры разложения InN в вакууме [2]. При этом содержание In в нитевидных нанокристаллах можно варьировать в диапазоне 30-45 % путем снижения температуры роста на 5-10 °C, что объясняется уменьшением десорбции In с ростовой поверхности. Исследовано влияние соотношения потоков падающих элементов III/V групп на формирование ННК и показано, что для их формирования в структуре «ядро-оболочка» необходимо поддерживать соотношение потоков III/V вблизи 1 с учётом десорбции In с ростовой поверхности. Выявлена взаимосвязь между содержанием In, ростовыми условиями и оптическими свойствами ННК. Продемонстрирована возможность создания нано-светоизлучающих диодных структур сине-зеленого спектра излучения на основе p-i-n структур, состоящих из ННК GaN/InGaN с объемными вставками InGaN.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке RGB нано-светоизлучающих диодов на кремнии и изучении процессов роста спонтанно-формирующихся наногетероструктур в ННК на основе тройных соединений.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-00012).

*[1] Gridchin V. O. et al., Nanotechnology., **3**(33), 707 (2021).*
*[2] Koblmüller G. et al., J. Appl. Phys., **101**(8), 083516 (2007).*

Исследование прямого края фундаментального поглощения объёмного кристалла EuS_2 по спектрам горячей фотолюминесценции и микроотражения

Екимов Е.А.[1], **Усманов И.И.**[2,3], Николаев С.Н.[2], Кондрин М.В.[1], Кривобок В.С.[2,3]

[1]*ИФВД РАН, 108840, Троицк, Калужское ш., 14*
[2]*ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53*
[3]*МФТИ, 117303, Москва, Керченская ул., 1а к.1*

Дихалькогениды переходных металлов, активно изучаемые в последние годы, представляют большой интерес для науки благодаря своим уникальным свойствам, которые находят применение в различных областях [1–3]. Благодаря их уникальным свойствам ведётся поиск других узкозонных слоистых материалов.

В данной работе обсуждаются оптические свойства слоистой фазы дисульфида европия. Основное внимание уделено определению положения прямого края фундаментального поглощения объёмных кристаллов по спектрам горячей фотолюминесценции и микроотражения.

Процесс получения образцов и их перенос на подложки Si/SiO_2 представлены в [4]. Подробное описание экспериментальной установки дано в [5]. На рис. 1a показаны осцилляции коэффициента отражения для плёнок EuS_2 толщиной 1.15 и 1.59 мкм. С помощью спектрального положения интерференционных минимумов и максимумов были рассчитаны показатели преломления плёнок в зависимости от длины волны (рис. 1b). Также были измерены спектры горячей микрофотолюминесценции при температуре 5 К (рис. 1c). Из представленных данных следует, что у объёмных образцов EuS_2 комбинированная плотность состояний содержит особенность, ответственную за перегиб в спектре показателя преломления и пик люминесценции, наблюдаемые в области 690–700 нм. Данная особенность демонстрирует характерные черты сингулярности плотности состояний, типичной для прямого края фундаментального поглощения.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 3-22-00444).

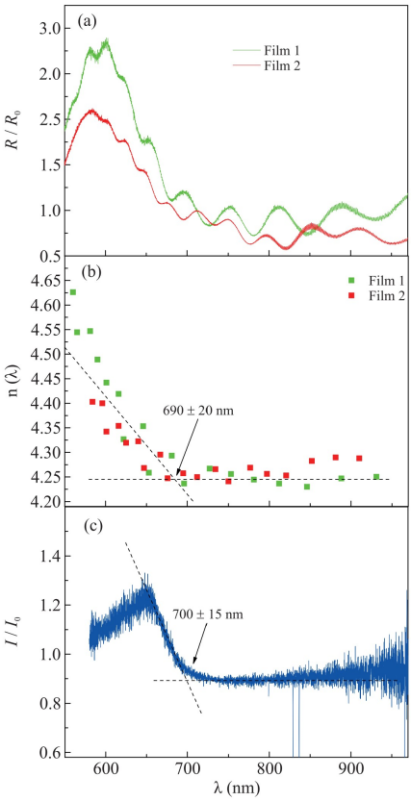


Рис.1. – (a) Спектры микроотражения, записанные при комнатной температуре для плёнки толщиной ≈ 1.15 мкм (зеленая кривая) и ≈ 1.59 мкм (красная кривая), нормированные на спектр микроотражения подложки. (b) Зависимость показателя преломления плёнок от длины волны. (c) Отношение спектров микрофотолюминесценции в областях с пленкой EuS_2 и без нее записанные при температуре 5 К [6].

*[1] A. Splendiani et al., Nano Letters, **10**, 1271 (2010).*
*[2] B. Radisavljevic et al., Nature Nanotechnology, **6**, 147 (2011).*
*[3] O. Lopez-Sanchez et al., Nature Nanotechnology, **8**, 497 (2013).*
*[4] E.A. Ekimov et al., CrystEngComm, **25**, 2966 (0223).*
*[5] S.N. Nikolaev et al., Progr. J. Lumin. **231**, 117812 (2021).*
*[6] E.A. Ekimov et al., JETP Letters, **118**, 266 (2023).*

Теория электрической магнитокиральной анизотропии в теллуре

Ивченко Е.Л.[1], Голуб Л.Е.[2], Спивак Б.З.[3]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[2]*Terahertz Center, University of Regensburg, 93040 Regensburg, Germany*
[3]*University of Washington, Seattle, WA 98195, USA*

По определению киральный, или энантиоморфный, объект – это объект, который отличается от своего отражения в зеркале. Электрической магнитокиральной анизотропией (ЭМКА) называется появление в сопротивлении кирального материала $R = R_0\,(1 + \gamma\, B\, I)$ дополнительного вклада, который пропорционален произведению электрического тока I и магнитного поля B и в котором константа γ имеет разные знаки для левой и правой энантиоморфных модификаций, см. напр. обзор [1]. Этот эффект киральности в магнитотранспорте наблюдался в ряде твердых тел и, в частности, в кристаллах теллура [2]. В данной работе построена теория ЭМКА в киральных кристаллах, конкретный расчет проведен для теллура *p*-типа [3].

Макроскопически ЭМКА описывается третьим слагаемым в разложении плотности электрического тока по степеням электрического и магнитного полей

$$j_i = \sigma_{ij}E_j + \sigma_{ijk}\,E_j\,B_k + G_{ijkl}\,E_j\,E_kB_l. \qquad (1)$$

Первые два слагаемых определяют омический и холловский токи. Тензор G_{ijkl} включает как киральные, так и некиральные компоненты. Так, в теллуре компоненты G_{zxxy} или G_{xxyz} одинаковы в двух модификациях этого кристалла с пространственными группами D_3^4 ($P3_12$) и D_3^6 ($P3_21$), тогда как компоненты G_{zzzz} или $G_{xxxx} = G_{yyyy}$ различаются знаками в этих энантиоморфах. Наш анализ показал, что данные по наблюдению эффекта ЭМКА в работе [2] противоречат соображениям симметрии и эта работа требует критической переоценки.

При построении микроскопической теории ЭМКА показано, что упрощенное рассмотрение с включением в эффективный гамильтониан слагаемого, пропорционального произведению волнового вектора дырки $\boldsymbol{k}$ на поле $\boldsymbol{B}$, не приводит к эффекту, и требуется учет по крайней мере слагаемых $k_i^3B_j$. Рассмотрены два независимых механизма ЭМКА, обусловленных спин-орбитальным взаимодействием дырок в валентной зоне теллура. Первый из них возникает при учете только упругих процессов рассеяния, тогда как во втором механизме магнитокиральный ток формируется в результате нагрева дырочного газа электрическим полем и последующей асимметричной энергетической реаксации. Вклады обоих механизмов в ток совпадают по порядку величины.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект №22-12-00211).

*[1] M. Atzori et al., Chirality **33**, 844 (2021).*
*[2] G. L. J. A. Rikken, N. Avarvari, Phys. Rev. B **99**, 245153 (2019).*
*[3] L.E. Golub, E.L. Ivchenko, B. Spivak, Electrical magnetochiral current in tellurium, Phys. Rev. B **108**, 245202 (2023).*

Колебания тока в двухдолинных полупроводниках в зависимости от ориентации внешнего электрического и магнитного полей

Гасанов Э.Р.[1,2], **Халилова Ш.Г.**[2], Мустафаева Р.К.[1]

[1]*БГУ, AZ-1148, Баку, Азербайджанская Республика, ул. З. Халилова,23*
[2]*Институт Физики, AZ-1143, Баку, Азербайджанская Республика, пр.Г.Джавида, 131*

Когда к кристаллу приложено достаточно большое электрическое поле, электроны ускоряются и их эффективная температура поднимается выше температуры решетки, а в общем случае должна увеличиться и температура решетки. В результате изменяется не только подвижности, но и плотности электронов в зонах [1-4]. Величину прироста проводимости с увеличением поля можно записать в виде

$$\frac{dG}{dF} = e\left(\mu_a \frac{dn_a}{dF} + \mu_b \frac{dn_b}{dF}\right) + e\left(n_a \frac{d\mu_a}{dF} + n_b \frac{d\mu_b}{dF}\right)$$

$$\left[\frac{\mu_a - \mu_b}{\mu_a + f\mu_b}\left(-\frac{F}{n_a}\frac{dn_a}{dF}\right) - p\right] > 1$$

$$-\frac{F}{n_a}\frac{dn_a}{dF} = -q\frac{T_e}{n_a}\frac{dn_a}{dT_e}$$

Концентрация электронов в GaAs является постоянным, поэтому

$$n_0 = n_a + n_b = const \qquad n'_a = -n_b$$

Уравнения неразрывности в долинах «a» и «b» имеют вид:

$$\frac{\partial n'_a}{\partial t} + div\vec{j}'_a = \frac{n'_a}{\tau_{12}} \qquad \frac{\partial n'_b}{\partial t} + div\vec{j}'_b = \frac{n'_b}{\tau_{21}}$$

$$y^3 + \left(-\frac{b^2}{3} + c\right)y + \left(-\frac{2b^3}{27} + \frac{cb}{3} + d\right) = 0$$

$$\omega_0 = \omega_a(b_0 - 1)$$

$$\omega_1 = b_1$$

Путем теоретического расчета получены аналитические выражения для частоты и инкремента колебания тока в двухдолинных полупроводниках типа GaAs. Доказано, что, время перехода электронов из нижнего энергетического минимума в верхний энергетический минимум намного меньше, чем время перехода электронов из верхнего энергетического минимума на нижний минимум. В теоретическом расчете были использованы численные данные для электрического поля в эксперименте Ганна двухдолинных полупроводниках типа GaAs.

[1] Yamashita J., Watanabe M., Progr. Theor. Phys., ***12****, 443 (1954).*
[2] Stratton R., Proc. Roy. Soc., A ***242****, 355 (1957).*
[3] Conwell E.M., Brown A.L., Journ. Phys. Chem. Solid, ***15****, 208 (1960).*
*[4] Hasanov E.R., Islamzade A.V., Hasanov H.Sh.Thermomagnetic Waves In Anisotropic Conductors International Journal On Technical And Physical Problems Of Engineering,.****8****, N1, 50-54 (2016).*

Экситонный вклад в диэлектрическую проницаемость фотооблучаемых полупроводников: от микроволн до оптики

Бутылкин В.С.[1], Крафтмахер Г.А.[1], Фишер П.С.[1]

[1]*ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 141190, г.Фрязино Московской обл., пл. ак. Б.А. Введенского,1*

Проводится сравнительный анализ результатов экспериментальных и теоретических исследований поведения диэлектрической проницаемости ε фотооблучаемых полупроводников как функции мощности облучения и зондирующей частоты ω. Рассматриваются механизмы, связанные с экситонами [1] и свободными носителями зарядов [2]; соответственно, см. формулы для фотоиндуцированных добавок к темновой диэлектрической проницаемости $\varepsilon^{темн}$:

$$\Delta\varepsilon^{экс}(\omega) = 4\pi N^{экс} \sum_{\substack{r'=1.2...,\\ r>r'}} (\sigma_{r'r'} - \sigma_{rr}) \frac{\left|\left(d_{(\omega)}\right)_{rr'}\right|^2}{\hbar} \frac{2\omega_{rr'}\left(\omega_{rr'}^2 - \omega^2 + 2i\omega\tau_{rr'}^{-1}\right)}{\left(\omega_{rr'}^2 - \omega^2\right)^2 + 2\left(\omega_{rr'}^2 + \omega^2\right)\tau_{rr'}^{-2} + \tau_{rr'}^{-4}}, \quad (1)$$

$$\Delta\varepsilon^{заряд}(\omega) = -4\pi q^2 N^{заряд} / m^* \omega\left(\omega + i\tau^{-1}\right). \quad (2)$$

В (1) $N^{экс}$ – концентрация экситонов, пропорциональная мощности возбуждающего света; r и σ_{rr} – индексы и населенности экситонных уровней с энергиями E_r ($E_r > E_{r'}$); $\omega_{rr'} = \left(E_r - E_{r'}\right)\hbar^{-1}$ – частота перехода между уровнями r и r'; $\left(d_{(\omega)}\right)_{r'r}$ - проекция матричного элемента дипольного момента для этого перехода на направление поляризации зондирующего излучения, $\tau_{r'r}$ – время релаксации недиагонального элемента матрицы плотности. В (2) q и m^* – заряд и эффективная масса носителя заряда, τ – время релаксации его импульса, $N^{заряд}$ – концентрация носителей.

Опытами в терагерцовом диапазоне (например, в [3]), как и в оптике [2], обнаружено уменьшение $\mathrm{Re}\,\varepsilon$ полупроводника (GaAs, [3]) при увеличении мощности лазерного излучения. Этот эффект находится в согласии не только с теорией свободных зарядов (2), но и, как следует из (1), с экситонным механизмом, т.к. частота ω превышает частоты переходов с участием наиболее заселенных уровней. В опытах гигагерцового диапазона увеличение мощности света приводило к увеличению $\mathrm{Re}\,\varepsilon$ полупроводников CdS, CdSe, Si, GaAs [4, 5], с чем расходятся выводы теории свободных зарядов, но согласуются результаты экситонной (поскольку зондирующие частоты заметно меньше частот этих переходов). В опытах [6] пропорциональный $\mathrm{Im}\,\varepsilon$ коэффициент поглощения на частоте зондирования растет с увеличением мощности облучения, что согласуется и с (1), и с (2). В терагерцах при неизменной мощности облучения он возрастает с понижением частоты ω, что соответствует (1) и (2). При переходе от терагерц в гигагерцы $\mathrm{Im}\,\varepsilon$ преодолевает максимум; с дальнейшим понижением частоты $\mathrm{Im}\,\varepsilon$ убывает. Такое поведение согласуется с (1) и не содержится в (2).

Таким образом, вклад, связываемый обычно со свободными зарядами, является высокочастотным крылом экситонного отклика.

[1] *В.С. Бутылкин, П.С. Фишер, Г.А. Крафтмахер и др., Радиотехника и электроника,* ***67****, 1185 (2022).*
[2] *П.К. Кашкаров, В.Ю. Тимошенко, Оптика твердого тела и систем пониженной размерности, Физический факультет МГУ, М. (2009).*
[3] *W.J. Padilla et al., Phys. Rev. Lett.,* ***96****, 107401 (2006).*
[4] *Г.А. Крафтмахер, В.С. Бутылкин, Ю.Н. Казанцев и др., Письма в ЖЭТФ,* ***114****, 586 (2021).*
[5] *В.С. Бутылкин, Г.А. Крафтмахер, П.С. Фишер, Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, №1, 41 (2024).*
[6] *S. Busch et al., Optics letters,* ***37****, 1391 (2012).*

Электронная структура и упругие свойства удвоенных полу-Гейслеровых сплавов $MgXY_2Z_2$ (X=Zr/Hf, Y=Pd/Pt, Z=Bi/Sb)

Филанович А.Н.[1,2], Лукоянов А.В.[1,2], Повзнер А.А.[1]

[1]*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, Мира, 19*
[2]*ИФМ УрО РАН им. М. Н. Михеева, 620108, Екатеринбург, Софьи Ковалевской, 18*

Удвоенные сплавы Гейслера – соединения с химической формулой X'X"Y2Z2, X2Y'Y"Z2 или X2Y2Z'Z", где X и Y – переходные металлы, а Z – p-элемент XIII-XV группы. Эти сплавы обладают рядом свойств, обуславливающих потенциал их широко практического применения, в частности, в термоэлектрических преобразователях энергии (в первую очередь, благодаря низкой теплопроводности). Недавно с помощью скрининга на основе машинного обучения была предсказана решеточная теплопроводность 118 таких сплавов [1], в частности были идентифицированы пять составов с наименьшей теплопроводностью. В настоящем докладе представлены результаты первопринципных расчетов электронных и упругих свойств этих пяти составов с учетом двух возможных кристаллических модификаций – с пространственными группами I-42d и F-43m.

Установлено, что в случае структуры I-42d ширина запрещенной зоны $MgZrPd_2Bi_2$ составляет всего 0.142 эВ, для $MgZrPt_2Bi_2$ еще меньше – 0.083 эВ, а в случае $MgHfPd_2Bi_2$ щель полностью исчезает (см. рис. 1). Приведенные значения ширины щели меньше, чем у других соединений этого класса, что указывает на то, что рассматриваемые составы могут проявлять отличные электронные термоэлектрические свойства.

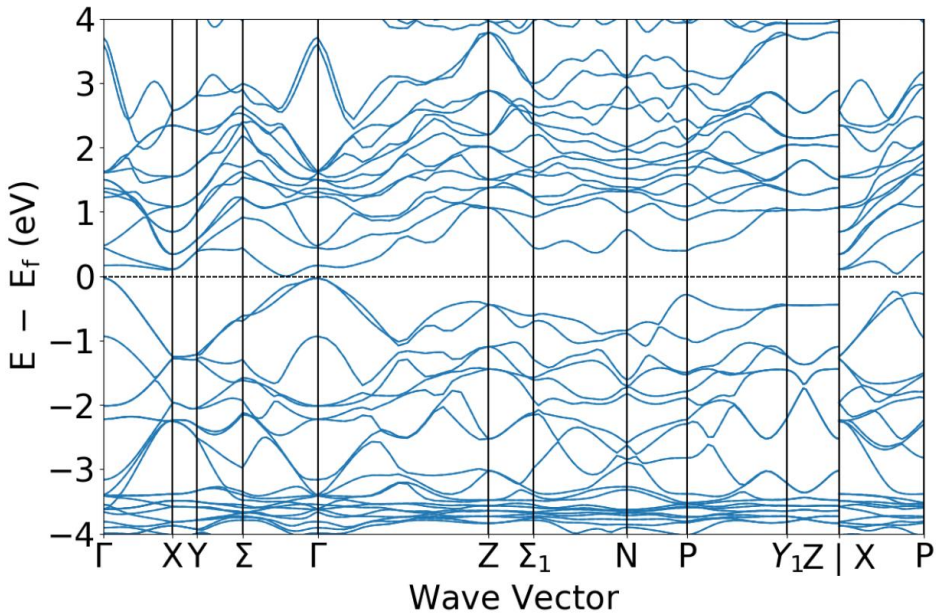


Рис.1. – Зонная структура $MgHfPd_2Bi_2$

Из расчетов упругих постоянных установлено, что рассматриваемые сплавы механически стабильны в кристаллической структуре с пространственной группой I-42d. Рассчитанные значения отношения объемного модуля к модулю сдвига свидетельствуют о том, что все пять сплавов являются пластичными, а сплавы с менее изотропными упругими свойствами содержат в своем составе Sb, т.е. это сплавы с большей шириной запрещенной зоны $MgHfPd_2Sb_2$ и $MgTiPd_2Sb_2$.

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (темы «Электрон» №122021000039-4 и FEUZ-2023-0015).

[1] A.N. Filanovich, A.A. Povzner, A.V. Lukoyanov, Mater. Chem. Phys. ***306****, 128030 (2023).*

Оптическая проводимость и оптические характеристики магнитных полупроводников $TlFeS_2$ и $TlFeSe_2$

Бадалова З.И.[1], Джахангирли З.А.[1,2], Ализаде Э.Г.[1], Абдуллаев Н.А.[1,2]

[1]*Институт физики МНО Азербайджана, AZ1143, Баку, пр. Джавида, 131*
[2]*Бакинский Государственный Университет, AZ1148, ул. З. Халилива, 23*

Для магнитных полупроводников характерна сильная взаимосвязь магнитных, электрических и оптических свойств, и магнитное взаимодействие осуществляется с участием электронов проводимости. Методом спектральной эллипсометрии нами экспериментально определены спектральные зависимости действительных и мнимых частей диэлектрической функции и оптической проводимости, а также показателей преломления и экстинкции кристаллов $TlFeS_2$ и $TlFeSe_2$. Проведен сравнительный анализ полученных экспериментальных данных с теоретическими расчётами из первых принципов. Ab initio расчеты электронных и оптических свойств проводились на основе DFT с использованием метода полнопотенциальных линеаризованных дополненных плоских волн (FP-LAPW), реализованного в коде Wien2k.

Ниже, на рисунке 1 приведены данные спектральных зависимостей коэффициентов преломления (a и d) и экстинкции (b и e) кристаллов $TlFeS_2$ и $TlFeSe_2$, соответственно, вычисленных теоретически вдоль кристаллографических направлений x (n_{xx}, k_{xx}) и z (n_{zz}, k_{zz}), а также определённых экспериментально n_{exp} и k_{exp}. На рисунке 1 c и f приведены данные теоретических вычислений действительной Reσ и мнимой части Imσ оптической проводимости, а также экспериментально определённая оптическая проводимость $\sigma=\sigma_1+i\sigma_2$, где $\sigma_1=\omega\varepsilon_0\varepsilon_2=2nk\omega\varepsilon_0$ – действительная часть, а $\sigma_2=\omega\varepsilon_0(n^2-k^2)$ – мнимая часть оптической проводимости, соответственно, для кристаллов $TlFeS_2$ (c) и $TlFeSe_2$ (f).

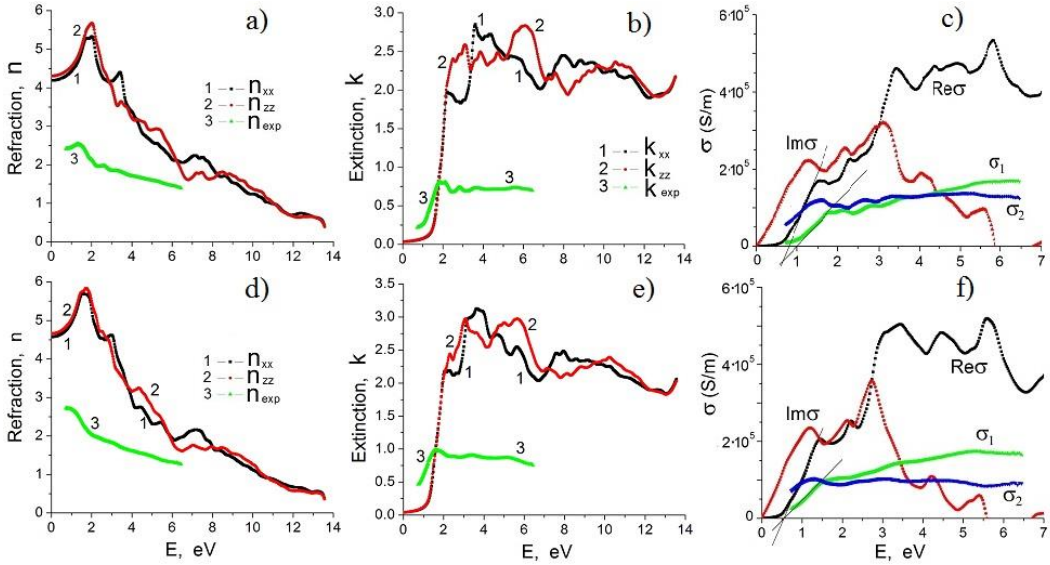


Рисунок 1. Спектральные зависимости для кристаллов $TlFeS_2$ и $TlFeSe_2$: показателей преломления (a и d), коэффициентов экстинкции (b и e), оптической проводимости (c и f), соответственно.

Из спектральной зависимости действительных частей оптической проводимости оценена ширина запрещённой зоны кристаллов $TlFeS_2$ и $TlFeSe_2$ (рис.1 c и f).

Диэлектрические свойства и оптическая проводимость полупроводниковых кристаллов $ZnIn_2Se_4$

Мамедова И.А.[1], Джахангирли З.А.[1,2], Ализаде Э.Г.[1], Гасанова Р.А.[1], Мамедов Т.Г.[1], Абдуллаев Н.А.[1,2]

[1]*Институт физики МНО Азербайджана, AZ1143, Баку, пр. Джавида, 131*
[2]*Бакинский Государственный Университет, AZ1148, ул. З. Халилова, 23*

Кристаллы $ZnIn_2Se_4$ обладают особыми свойствами, такими как оптическая анизотропия, двулучепреломление, значительные величины коэффициентов нелинейной восприимчивости, высокая фоточувствительность, яркая люминесценция, что предопределяет их в роли перспективных материаллов для оптоэлектроники и нелинейной оптики. Методом спектральной эллипсометрии нами экспериментально определены спектральные зависимости действительных и мнимых частей диэлектрической функции и оптической проводимости кристаллов $ZnIn_2Se_4$. Проведен сравнительный анализ полученных экспериментальных данных с теоретическими расчётами из первых принципов. Ab initio расчеты электронных и оптических свойств проводились на основе DFT с использованием метода полнопотенциальных линеаризованных дополненных плоских волн (FP-LAPW), реализованного в коде Wien2k.

На рисунке 1 a и b приведены данные спектральных зависимостей действительных (a) и мнимых (b) частей диэлектрической функции, определённых экспериментально (exp) и вычисленных теоретически вдоль тетрагональной оси (zz) и перпендикулярно ей (xx) для кристаллов $ZnIn_2Se_4$. На рисунке 1 приведены данные экспериментально определённой оптической проводимости $\sigma=\sigma_1+i\sigma_2$, где $\sigma_1=2nk\omega_0\varepsilon_0$, $\sigma_2=\omega\varepsilon_0(n^2-k^2)$ (рис.1c), а также теоретически вычисленных из первых принципов действительной Reσ и мнимой части Imσ оптической проводимости (рис.1 d) кристаллов $ZnIn_2Se_4$.

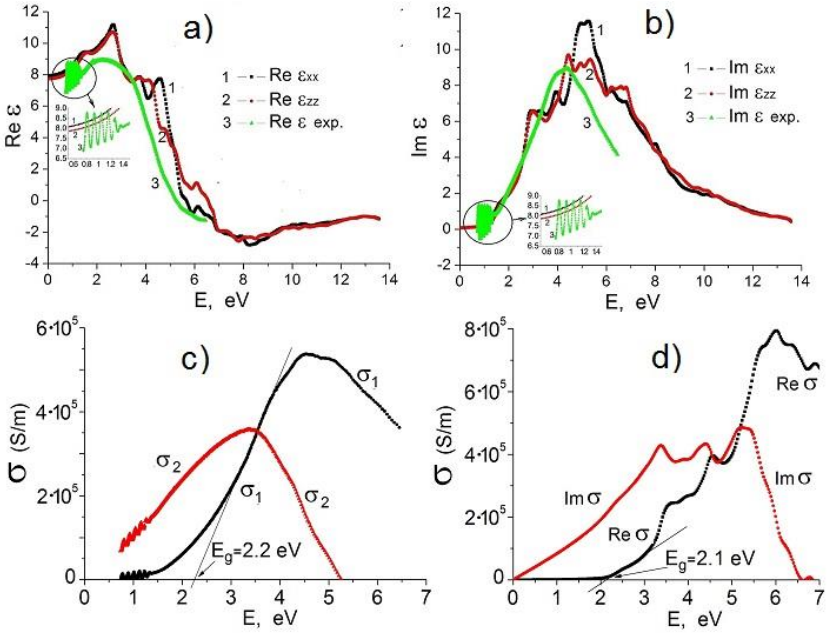


Рисунок 1. Спектральные зависимости действительной Reε (a) и мнимой Imε (b) частей диэлектрической функции кристаллов $ZnIn_2Se_4$, а также оптической проводимости кристаллов $ZnIn_2Se_4$, определённых экспериментально (c) и вычисленных из первых принципов (d).

Хорошо заметно удовлетворительное совпадение спектральных зависимостей диэлектрических функций (рис.1 a и b). Из экспериментально определённой (рис.1 c) и теоретически вычисленной (рис.1 d) спектральной зависимости действительных частей оптической проводимости оценена ширина запрещённой зоны кристаллов $ZnIn_2Se_4$.

Энергия связи экситона и природа желтой эмиссии в спектрах фотолюминесценции в монокристаллах перовскита $CH_3NH_3PbBr_3$

Жевстовских И.В.[1], Аверкиев Н.С.[2], Сарычев М.Н.[3], Семенова О.И.[4], Терещенко О.Е.[4]

[1]*Институт физики металлов УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*
[2]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[3]*Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*
[4]*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

В последнее десятилетие гибридные (металл-органические) перовскиты интенсивно исследуются из-за их потенциального применения в различных оптоэлектронных приложениях. Большие успехи достигнуты в разработке высокопроизводительных солнечных элементов на базе перовскитов, эффективность преобразования энергии в которых достигла 25% и приближается к показателю кремниевых солнечных элементов [1]. Энергия связи экситона является важным параметром, поскольку образование экситонов потенциально может препятствовать разделению зарядов в солнечных элементах. Однако остается проблема экспериментального определения энергии связи экситонов в гибридных перовскитах $CH_3NH_3PbBr_3$, так как полученные к настоящему времени значения варьируются в большом интервале от 15 мэВ до 150 мэВ. Мы впервые показали, что, используя высокую интенсивность возбуждающего лазера при исследовании фотолюминесценции, можно выполнить прямое измерение энергии связи экситона [2].

В докладе представлено детальное исследование фотолюминесценции (ФЛ) высококачественных монокристаллов $CH_3NH_3PbBr_3$ вблизи края оптического поглощения в низкотемпературной орторомбической фазе при различных температурах и мощностях возбуждающего лазера с длиной волны 405 нм. Мы обнаружили узкую экситонную линию с энергией 2.252 эВ и широкую желтую ФЛ эмиссию вблизи значения 2.16 эВ (Рис.1), максимум которой сдвигался в меньшие энергии с ростом температуры и в большие энергии с ростом интенсивности возбуждающего лазера. Детальный анализ спектров показал, что желтая ФЛ эмиссия обусловлена рекомбинацией связанных экситонов и переходом донорно-акцепторной пары (ДАП). Рекомбинация ДАП вызвана природными дефектами — вакансиями брома и свинца, образующими дефект Шоттки. При высоких мощностях лазера (1.92 Вт/см^2) и температуре 8 К в спектре ФЛ мы наблюдали расщепление экситонной линии. Полагая, что это возбужденное состояние экситона Ванье-Мотта, мы определили его энергию связи в рамках модели водорода, она оказалась равна 12 мэВ. Радиус основного состояния экситона оказался равен 5.22 нм, первого возбужденного состояния – 20.87 нм, значение диэлектрической константы — 11.52. Полученное значение энергии связи экситона оказалось ниже ранее определенных значений в гибридных перовскитах, что указывает на предпочтение этого состава для фотовольтаики.

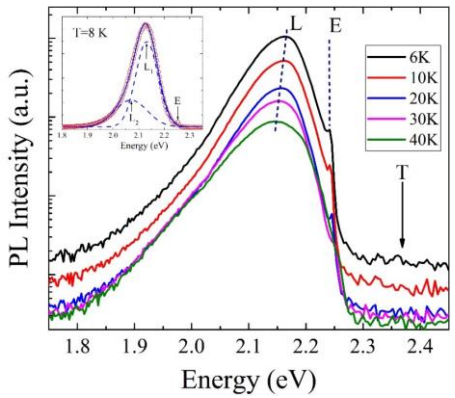


Рис.1. – Спектры ФЛ в монокристалле $CH_3NH_3PbBr_3$.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Электрон” № 122021000039-4.

[1] Jianhui Fu, Sankaran Ramesh, Jia Wei Melvin Lim, and Tze Chien Sum., Chemical Reviews, 123, 8154 (2023).
[2] I.V. Zhevstovskikh, N.S. Averkiev, M.N. Sarychev, O.I. Semenova, O.E. Tereshchenko, Phys. Rev. Mater. 8, 034601 (2024).

Влияние локализации носителей на спонтанную и стимулированную эмиссию InN

Андреев Б.А.[1], Кудрявцев К.Е.[1], Красильникова Л.В.[1], Лобанов Д.Н.[1], Калинников М.А.[1], Новиков А.В.[1], Красильник З.Ф.[1,2]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*

Хорошо известно, что в III-нитридных структурах могут быть сильно выражены эффекты локализации носителей во флуктуациях зонного потенциала, приводящие как к частичному подавлению безызлучательных процессов через дефекты/дислокации [1], так и к увеличению темпа излучательной рекомбинации за счет лучшего перекрытия волновых функций и возрастания роли непрямых переходов для локализованных носителей [2]. Эти два фактора определяют высокую эффективность эмиссии в III-N излучателях видимого и УФ диапазонов, несмотря на в целом значительную дефектность таких структур. В данной работе исследовано влияние локализации носителей на излучательные свойства гетероструктур InGaN/GaN с высоким содержанием индия, перспективных для создания светодиодов и лазеров ближнего ИК диапазона [3,4], а именно на вид спектров и кинетику спонтанной эмиссии n-InN и на условия перехода к стимулированной эмиссии (СЭ).

Для эпитаксиальных гетероструктур InN/GaN/AlN/Al_2O_3 с концентрацией электронов $(0,3\text{-}20)\cdot10^{18}$см$^{-3}$ и плотностью дислокаций ND=$(0.5–6)\cdot10^{10}$см$^{-2}$ [4,5] исследованы температурные зависимости спектров фотолюминесценции (ФЛ), кинетика ФЛ, зависимости порога стимулировнной эмиссии (СЭ) от концентрации равновесных носителей, плотности дислокаций и энергии кванта накачки.

Наблюдаемые для ряда слоёв InN немонотонные температурные зависимости положения максимума и ширины полосы ФЛ (при T=4.2-100 К и низких уровнях возбуждения), а также рост времени спада ФЛ по мере уменьшения энергии кванта излучения в пределах спектра эмиссии, связаны с процессами локализации генерируемых дырок в двухмасштабных флуктуациях потенциала валентной зоны [6] с характерной глубиной ≤10 мэВ и ~30 мэВ. Форма спектров ФЛ свидетельствует о значительном вкладе непрямых рекомбинационных переходов с участием свободных электронов и локализованных дырок.

Исследование СЭ в волноводных слоях InN показало уменьшение пороговой плотности мощности накачки P_{th} при возбуждении структур квантами с энергией ниже края подвижности дырок, и снижение P_{th} при уменьшении плотности дислокаций в серии исследуемых структур. Минимальный порог СЭ P_{th}=0.3 и 4 кВт/см^2 при T=8 и 77 K, соответственно, был получен для слоя InN с наиболее низкой плотностью дислокаций [5]. Эти результаты показывают, что доминирование излучательной рекомбинации (по крайней мере для интенсивности возбуждения вблизи перехода к СЭ) связано с локализацией неравновесных дырок в вырожденном *n*-InN, а поиск возможностей управления центрами локализации является, по видимому, важной задачей технологии формирования инфракрасных светоизлучающих структур на базе InN.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №24-22-00320

[1] S. Nakamura. Science, 281, 956 (1998)
[2] M. Strassburg et al., Phys. Stat. Sol.(c), 0(6), 1835 (2003)
[3] P. Bhattacharya et al., Proc. SPIE, 10553, 1055302 (2018)
[4] B.A. Andreev et al., Sci. Reports, 8, 9454(2018)
[5] H. Liu et al., Fund. Research, 2, 794(2022)
[6] K. Kazlauskas et al., Appl. Phys. Lett., 83, 3722 (2003)

Влияние условий формирования структур с InGaN слоями на пороги стимулированного излучения в ИК диапазоне

Лобанов Д.Н.[1], Калинников М.А.[1], Кудрявцев К.Е.[1], Андреев Б.А.[1], Юнин П.А.[1], Новиков А.В.[1], Скороходов Е.В.[1], Красильник З.Ф.[1,2]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*

Полупроводниковые гетероструктуры на основе InGaN материалов (GaN с небольшой долей InN) занимают лидирующие позиции в светодиодных и лазерных применениях в коротковолновой, сине-зеленой части видимого спектра. Продвижение в сторону длинных волн, в красно-оранжевый диапазон и далее к инфракрасной (ИК) области спектра сдерживается технологическими сложностями получения InN и тройных растворов InGaN (с высоким содержанием In) с низким уровнем дефектности и фонового легирования. Тем не менее, ранее авторами настоящей работы было впервые получено стимулированное излучение в планарных структурах с InN и InGaN (с долей In > 75%) слоями, выращенными методом МПЭ ПА [1]. Было обнаружено, что порог стимулированного излучения немонотонно зависит от содержания In в слоях InGaN [1]. При уменьшении содержания In в InGaN до ~ 80-90% наблюдалось снижение порога СИ, что связывалось с уменьшением коэффициента ожe-рекомбинации. В тоже время дальнейшее снижение содержания In в InGaN до 75% привело к резкому возрастанию пороговой мощности, что было связано с ухудшением общего кристаллического качества. Задача получения InGaN слоёв высокого кристаллического качества усложняется хорошо известной проблемой фазового распада растворов InGaN.

В данной работе исследовано влияние соотношения потоков элементов III и V групп на особенности формирования, структурные, оптические свойства, а также возможности получения стимулированного излучения в ИК диапазоне в планарных структурах со слоями InGaN с содержанием In ~ 50 – 100%. Обнаружено, что при температуре роста 470°C для получения однородных по составу слоёв InGaN соотношение потоков III/V необходимо уменьшать по сравнению со стехиометрическим (III/V <1) чтобы подавить процессы разложения и фазового распада. По мере снижения содержания In до ~ 80% критическое значение III/V, необходимое для получения однородных растворов InGaN, повышается с 0.75 до 0.85, что обусловлено стабилизацией раствора InGaN, поскольку связи атомов Ga-N сильнее связей In-N. При дальнейшем уменьшении содержания In до ~ 50% соотношение III/V необходимо снижать для подавления процессов разложения и фазового распада. Оптимальное соотношение III/V, с точки зрения наименьших порогов стимулированного излучения, близко к критическому соотношению III/V для получения однородного InGaN данного состава. При значениях III/V больше критических в растворах InGaN наблюдаются процессы разложения и фазового распада и стимулированное излучение в таких структурах не наблюдается. В случае уменьшения соотношения III/V существенно ниже критического значения в результате развития шероховатости поверхности и роста оптических потерь существенно увеличиваются пороги стимулированного излучения.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

[1] D.N. Lobanov et al., Appl. Phys. Lett., ***118****, 151902 (2021).*

Влияние дислокаций на теплопроводность монокристаллов германия

Малышкина О.В.[1], Каплунов И.А.[1], Рогалин В.Е.[2], **Кропотов Г.И.[3]**

[1]*ТвГУ, 170100, Тверь, ул. Желябова, д. 33*
[2]*ИЭЭ РАН, 191186, Санкт Петербург, Дворцовая наб. 18*
[3]*ООО «Тидекс»,194292, Санкт Петербург, ул. Кавалергардская, д. 6*

До недавнего времени считалось, что теплопроводность является константой материала, зависящей от параметров окружающей среды, прежде всего от температуры. В инженерных расчетах обычно использовалось справочное значение, полученное при первоначальном исследовании материала, что в ряде случаев не соответствовало действительности. Развитие силовой электроники и оптики выявило необходимость получения материалов с высокой теплопроводностью и это привело к более тщательному изучению этого параметра с целью выявления возможностей его увеличения.

Основной вклад в теплопроводность Ge вносит фононная составляющая. Свойства фононов заметно зависят от различных структурных дефектов, однако это чаще всего проявляется при низких температурах. Известно влияние изотопического беспорядка на теплопроводность Ge; изотопически чистый Ge при низких температурах имеет теплопроводность в 8.5 раза выше Ge природного состава. Из общих соображений понятно, что дислокации, будучи дефектом кристаллической решетки, должны оказывать влияние на фононные процессы, числу которых относится теплопроводность.

Измерения теплофизических характеристик проводились с использованием метода TSW (Thermal square wave method at single-frequency). В импульсном режиме были измерены значения коэффициентов теплопроводности и тепловой диффузии. Нагрев образцов осуществлялся непрерывным ИК лазером длиной волны 940 нм с мощностью на образце 74 мВт. Излучение модулировалось прямоугольными импульсами с помощью преобразователя мощности. Частота модуляции в экспериментах составляла 0,1 Гц, и в этом случае отклонения от стационарного случая являются незначительными.

Были сопоставлены тепловые характеристики кристаллов Ge, ориентированных в направлении <111> — дислокационного (Nd=10^4 см$^{-2}$; ρ = 0.75 Ом·см, концентрация примеси $2.5\cdot10^{15}$ см$^{-3}$) и бездислокационного (БД, ρ = 0.01 Ом·см, концентрация примеси $4.1\cdot10^{17}$ см$^{-3}$) (таблица 1).

Таблица 1 – Теплофизические характеристики Ge

Ge	Коэффициент теплопроводности, Вт/м·К	Коэффициент тепловой диффузии, м^2/с
дислокационный	50	$5.0\cdot10^{-6}$
БД	230	$6.0\cdot10^{-6}$

Возникновение неравновесных носителей заряда при воздействии лазерного излучения и их невысокая концентрация не оказывают существенного воздействия на теплопроводность. Вклад в теплопроводность фононной составляющей в полупроводниках существенно выше, чем вклад носителей заряда (собственных или примесных); в Ge это различие составляет несколько порядков.

Теплопроводность исследуемого дислокационного Ge в 4.6 раза меньше, чем измеренные значения данного параметра в БД Ge, и при этом тепловой поток в процессе измерений совпадал с преимущественным направлением дислокаций в кристалле. Выполненные экспериментальные исследования подтверждают существенное влияние структуры (в частности, наличия дислокаций) на фононные процессы в кристаллических материалах.

Работа выполнена в рамках государственных заданий по научной деятельности № FFGR-2022-0007, № 0817–2023–0006 с использованием ресурсов ЦКП ТвГУ и ООО «Тидекс».

Синтез и термоэлектрические свойства высшего силицида марганца

Кузнецов Ю.М.[1,2], Дорохин М.В.[1,2], Демина П.Б.[2], Ерофеева И.В.[2], Здоровейщев А.В.[2], Трушин В.Н.[1,2], Болдин М.С.[2]

[1]*НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*

Высший силицид марганца $MnSi_{1,73\text{-}1,75}$ является одним из кандидатов на роль высокотемпературной термоэлектрической ветви p-типа проводимости в паре с n-GeSi. Основной причиной поиска материала-заменителя p-GeSi является относительно низкая термоэлектрическая эффективность (ZT) последнего. Известно, что $ZT = \alpha^2T/\rho\cdot\lambda$, где α – коэффициент Зеебека, ρ – удельное сопротивление, T – средняя температура между горячими и холодными краями материала, λ – коэффициент теплопроводности.

Порошок Mn-Si был получен измельчением слитков в спиртовой среде в течение 6 часов при скорости 250 об/мин в планетарной мельнице Fritsch Pulverisette. Фазовый состав контролировали методом рентгеновской дифракции. Состав исходных компонент соответствовал ($MnSi_{1,75\pm d}$), где *d* – модуляция состава материала (величина порядка 0,02), при которой сохраняется структурная упорядоченность типа высшего силицида марганца [1]. Спекание порошков проводилось на установке плазменного спекания DR SINTER модели SPS-625 (Япония) при давлении 70 МПа. После спекания порошки подвергались высокотемпературному отжигу. На основе анализа кривых спекания образцов (зависимости усадки порошка от времени) установлено, что в основе образования высшего соединения силицида марганца лежит твердофазная химическая реакция, обусловленная реактивной диффузией.

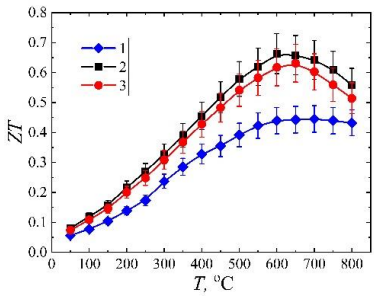


Рис.1. – Температурная зависимость термоэлектрической эффективности образцов

Для анализа термоэлектрических свойств была подготовлена серия из трёх образцов, в которой варьировалась скорость спекания порошка *v* и продолжительность высокотемпературной выдержки *t*. Параметры образцов приведены в таблице 1.

Таблица 1 – Список исследуемых образцов

№	T, °C	v, °C/мин	t, мин	α, мкВ/К	ρ, мкОм·м	λ, Вт/м·К	$(ZT)_{макс}$
1	700	25	0	228 ± 11	38,5 ± 0,2	2,97 ± 0,24	0,44 ± 0,05
2	630	50	20	161 ± 8	12,1 ± 0,1	2,94 ± 0,24	0,66 ± 0,08
3	650	25	20	155 ± 8	12,2 ± 0,1	2,92 ± 0.23	0,63 ± 0,08

На рисунке 1 показана температурная зависимость *ZT*. Номера кривых соответствуют номерам образцов. Методики измерений термоэлектрических характеристик представлены в [2, 3]. Наибольшие полученные значения $(ZT)_{макс}$ и соответствующие им коэффициенты *α, ρ* и *λ* приведены в таблице 1 для каждого образца с указанием средней температуры *T*. Установлено, что образцы, подвергнутые высокотемпературному отжигу, демонстрируют значительно более высокие *ZT*. Максимальное значение термоэлектрической эффективности *ZT* = 0,66 получено у образца 2 при *T* = 630°C.

Работа поддержана грантом РНФ (№21-79-20186).

*[1] D. Saleemi et al., J. Alloys Compd., **619**, 31 (2015).*
*[2] L.A. Mochalov et al., Thin Solid Films, **752**, 139244 (2022).*
*[3] M.V. Dorokhin et al., Tech. Phys., **67**, 2402 (2022).*

Исследование температурной зависимости электропроводности и концентрации носителей заряда монокристалла твёрдого раствора $Bi_{0.6}Sb_{1.4}Te_3$

Иванов М.С.[1], Степанов Н.П.[2]

[1]*ЗабИЖТ филиал ИрГУПС, 672040, Чита, ул. Магистральная, 11*
[2]*ЗабГУ, 672039, Чита, ул. Александро-Заводская, 30*

Изучение температурной зависимости концентрации носителей заряда и электропроводности монокристаллов твердых растворов висмута и сурьмы, широко использующихся в термоэлектрическом материаловедении, позволяет получить информацию о процессах, происходящих в его электроной системе. Исследовался монокристалл $Bi_{0.6}Sb_{1.4}Te_3$, для которого ранее были изучены температурные зависимости оптических и магнитных свойств.

Оптический эксперимент, результаты которого приведены в работе [1], подтвердил связь между особенностями, наблюдающимися в температурной зависимости магнитной восприимчивости этого кристалла, и сближением энергий плазмона и электронного перехода [2]. Это послужило основанием для более детального исследования температурных зависимостей удельной электропроводности и коэффициента Холла кристалла $Bi_{0.6}Sb_{1.4}Te_3$, в диапазоне температур, в котором наблюдаются особенности в температурной зависимости магнитной восприимчивости.

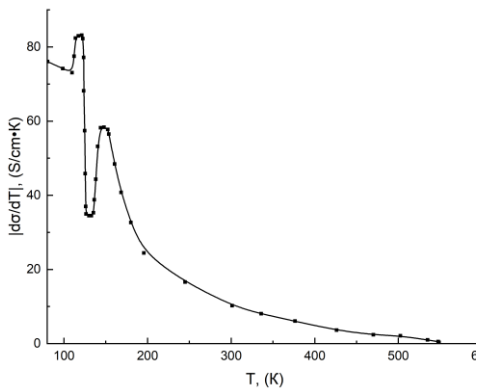


Рис.1. – Температурная зависимость модуля первой производной удельной электропроводности по температуре кристалла $Bi_{0.6}Sb_{1.4}Te_3$.

В ходе исследования, были обнаружены особенности и в поведении удельной электропроводности кристалла Bi0.6Sb1.4Te3 проявляющиеся в интервале от 120 до 145 К, в котором наблюдается максимальная скорость уменьшения абсолютных значений магнитной восприимчивости [2]. Эти особенности связаны с изменением скорости роста удельной электропроводности при уменьшени температуры. Температурная зависимость первой производной от удельной электропроводности по температуре |dδ/dT|, представлена на рис. 1, из которого виден характер наблюдающихся изменений. Необходимо отметить, что в температурном интервале от 78 до 200 К коэффициент Холле кристалла $Bi_{0.6}Sb_{1.4}Te_3$ линейно увеличивается с ростом температуры. Наиболее вероятной причиной этого является переход электронов из подзоны тяжелых дырок в подзону легких. Выполнено моделирование этого процесса, которое указывает на определенное несоответствие между экспериментальными данными, и теоретической кривой, описывающейся экспоненциальной зависимостью. Полученные результаты могут быть использованы для изучения влияния электрон-плазмонного взаимодействия на физические свойства материалов, в которых возможно сближение энергий плазмона и электронного перехода.

*[1] Н.П. Степанов. Опт. и спектроск., **131** (9),1219 (2023).*
*[2] Н.П. Степанов, М.С. Иванов. ФТП, **56** (12), 1103 (2022).*

Модификация свойств сверширокозонного полупроводника – β-Ga_2O_3 методом ионной имплантации

Никольская А.А.[1], Королев Д.С.[1], Матюнина К.С.[1], Белов А.И.[1], Кудрин А.В.[1], Трушин В.Н.[1], Дроздов М.Н.[2], Юнин П.А.[2], Здоровейщев А.В.[1], Тетельбаум Д.И.[1]

[1]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*
[2]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*

Бурное развитие полупроводниковой электроники берет свое начало с прошлого века, с каждым годом появляются всё новые и новые подходы для ее совершенствования. Сейчас человечество подходит к принципиально новому этапу развития, когда огромную роль играют высокомощные электронные устройства. Традиционный материал полупроводниковой электроники кремний, хотя и обладает широким набором преимуществ, уже не способен удовлетворять потребностям, необходимым для таких устройств. В связи с этим ведутся интенсивные поиски альтернативных материалов, в частности, обладающих достаточно высоким пробивным напряжением. Этому критерию удовлетворяют широкозонные полупроводники, такие как карбид кремния, нитрид галлия, оксид галлия, алмаз и др. Оксид галлия – сверхширокозонный полупроводник ($E_g \approx 5$ эВ), в последние годы завоевал среди них лидирующие позиции. Кристаллическая и электронная структура Ga_2O_3 радикально зависит от условий синтеза, определяемых его дефектно-примесный состав. Данный факт делает этот материал уникальным для электроники, но в то же время затрудняет его использование без проведения многочисленных фундаментальных исследований. В настоящей работе освещены результаты оригинальных исследований структурных, оптических и электрических свойств монокристаллов оксида галлия β-фазы, подвергнутых ионной имплантации, как одному из важных методов модификации свойств.

Полуизолирующие монокристаллы β-Ga_2O_3 (Tamura corp.), легированные железом, с ориентацией поверхности (-201) использовались в качестве исходных образцов. Ионная имплантация проводилась на отечественных имплантерах ИЛУ-200 и ИЛУ-3. Для исследования влияния химической природы внедряемых атомов на свойства β-Ga_2O_3 использовались как химически активные ионы, так и ионы инертных газов. Постимплантационный отжиг проводился с вариацией температуры в диапазоне 600 – 1000 °C. Исследование структуры образцов проводилось методом рентгеновской дифракции (РД). Химический состав по глубине анализировался методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС), а электрические свойства – методом измерения эффекта Холла.

Установлено, что при определенных параметрах облучения происходит фазовый переход облученного слоя из термодинамически стабильной β-фазы в метастабильную γ-фазу. Степень превращения в γ-фазу зависит от дозы и типа имплантируемых ионов. При одних и тех же рассчитанных параметрах, определяющих концентрацию радиационных дефектов при ионной имплантации (DPA – density per atom), для разных ионов в одном случае формируется γ-фаза, а в другом не формируется. Результаты обсуждаются с точки зрения влияния химической природы внедряемых атомов. Для образцов, облученных ионами бора, обнаружен эффект раздвоения профиля распределения атомов при высокотемпературном отжиге, причем существует пороговая доза имплантации, выше которой наблюдается данный эффект. Исследования электрических свойств, облученных ионами кремния образцов выявили аномальный эффект превышения слоевой концентрации электронов количества имплантированных атомов. Кроме того, обнаружено формирование проводящего слоя *n*-типа при имплантации бора – изовалентной галлию примеси. Полученные результаты демонстрируют сложный характер процессов при ионной имплантации Ga_2O_3, что требует дальнейших исследований.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-00052, https://rscf.ru/project/23-79-00052/.

Пироэлектрический ток в селениде марганца, замещенного тулием

Ситников М.Н., Харьков А.М.

СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660037, Красноярск, пр. Красноярский рабочий 31

Халькогениды марганца и синтезированные на их основе твердые растворы являются перспективными материалами для накопителей электрической энергии, которые в основном используются в аккумуляторных батареях и суперконденсаторах. Данные полупроводники находят широкое практическое применение в интенсивно развивающейся спинтронике и микроэлектронике для изготовления, которых необходимо использовать материалы с большой диэлектрической проницаемостью, которая зависит от электрической поляризации [1].

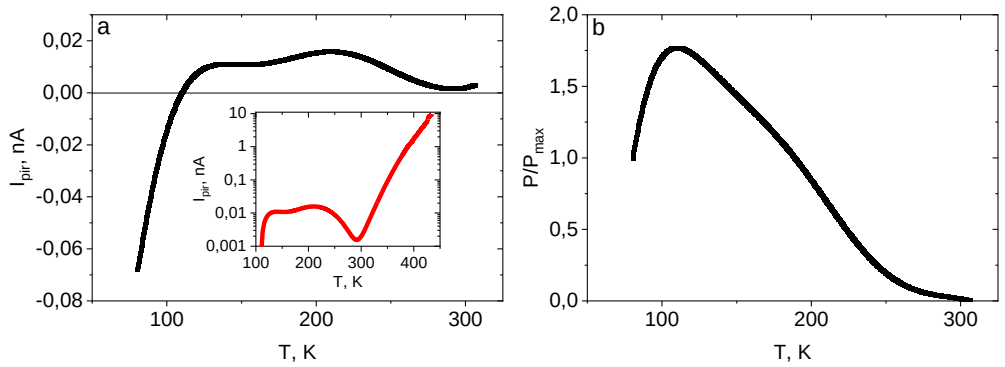


Рис. 1. *Температурная зависимость пиротока (a) и относительное изменение поляризации (b) для $Tm_{0.04}Mn_{0.95}Se$. Вставка: Температурная зависимость пиротока для $Tm_{0.04}Mn_{0.95}Se$.*

Халькогениды с переменной валентностью обладают уникальными свойствами, транспортными, магнитными и термоэлектрическими [2]. Изменение валентности иона меняет электронную структуру и приводит к деформации решетки. Валентность меняется как по температуре, так и с ростом давления. Компенсация избыточного электрического заряда приведет к локальной электрической поляризации [3]. Частичная декомпенсация вызовет образование электрического поля в образце и дипольную поляризацию. Изменение электрической поляризации по температуре вызовет пироэлектрический ток $j_p = (dP/dT)(dT/dt)$. Ток в нулевом электрическом поле имеет вид:

$$j = \sigma E_{in} \pm \frac{dP}{dt} \qquad (1)$$

где σ – проводимость образца, E_{in} – внутреннее электрическое поле.

Ток в нулевом электрическом поле измерен на электрометре 6517B/E и представлен на Рис. 1a для $Tm_{0.04}Mn_{0.95}Se$. При нагревании ток меняет знак при 110 К с отрицательного на положительный. Ток проходит через максимум при 220 К, достигает минимума при 285 К и резко возрастает выше комнатной температуры. Интегрирование тока даст поляризацию $P \sim \int j dT$, относительное значение которой изображено на Рис. 1b. Электрическая поляризация в этом образце исчезает в интервале 220–240 К.

Работа поддержана Российским научным фондом, Правительством Красноярского края и проектом Красноярского научного фонда № 23-22-10016.

[1] S.S. Aplesnin et. al., J. Mater. Sci.: Mater. Electron., 34, 284 (2023).
[2] S.S. Aplesnin et. al., Phys. Status Solidi B, 257, 1900637 (2020).
[3] S.S. Aplesnin et. al., Eur. Phys. J. Plus, 139, 247 (2024).

Взаимодействие излучения оптического и радиочастотного диапазонов с электронами в оксиде индия–олова

Бассараб В.В.[1], Шалыгин В.А.[1], Шахмин А.А.[2], Соколов В.С.[2], Кропотов Г.И.[2]

[1]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург*
[2]*ООО «ТИДЕКС», 194292, Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, 16*

Среди множества применений оксида индия–олова (ОИО) в электронике, оптике и оптоэлектронике особое место занимает использование этого материала для подавления электромагнитных помех в радиочастотном диапазоне. Разработка бесконтактных методов определения параметров покрытий из ОИО, обладающих полупроводниковыми свойствами, является важной задачей. Один из таких методов был недавно предложен в [1]. В данной работе мы исследуем взаимодействие излучения оптического и радиочастотного диапазонов со свободными электронами в ОИО и предлагаем новый метод неразрушающего контроля тонкопленочных покрытий из этого материала. Экспериментально исследованы отражение и пропускание проводящих пленок ОИО различной толщины (69–445 нм) на диэлектрической подложке (боросиликатное стекло) в оптическом спектральном диапазоне, а также в радиочастотном диапазоне. Проведено теоретическое моделирование исследованных спектров с помощью метода матриц переноса. Для описания высокочастотной электропроводности свободных электронов в ОИО использовалась модель Друде.

В оптическом диапазоне экспериментальные исследования охватывали диапазон длин волн λ = 0.2–4.5 мкм. Выбиралось спектральное разрешение, чтобы подавить многолучевую интерференцию в подложке. Путем подгонки модельных спектров под экспериментальные определялись параметры пленок ОИО. Высокая точность в определении толщины пленки обеспечивается анализом спектров в области прозрачности (при $\lambda < \lambda_{min}$, где λ_{min} – положение плазменного минимума). Достигнутая точность многократно превышает точность, обеспечиваемую методом сканирующей электронной микроскопии. Высокая точность в определении концентрации электронов и подвижности достигается в результате анализа спектров в области края плазменного отражения (при $\lambda > \lambda_{min}$). Достигаемая точность существенно выше, чем дают измерения эффекта Холла и электропроводности пленок на постоянном токе. Важным достоинством разработанного метода является его бесконтактность.

Исследования отражения и пропускания радиоволн проводились в диапазоне частот f = 2.8–23 ГГц. Максимальная эффективность подавления радиоволн (более 26 дБ) наблюдалась в пленке ОИО толщиной 445 нм с концентрацией электронов $9.9 \cdot 10^{20}$ см$^{-3}$. Теоретическое моделирование спектров в радиочастотном диапазоне проводилось с использованием той же модели, что и в оптическом диапазоне. Модельные спектры хорошо согласуются с экспериментальными. Это еще один аргумент, подтверждающий высокую точность разработанного нами метода определения параметров пленок ОИО. Анализ спектров показывает, что высокая степень подавления радиочастотного излучения пленками ОИО обусловлена их высокой отражательной способностью, в то время как потери на поглощение пренебрежимо малы. В исследованном диапазоне частот степень подавления радиоволн указанной пленкой меняется с частотой от 26 до 34 дБ, что связано с многолучевой интерференцией в стеклянной подложке. При этом в видимом диапазоне, актуальном для многих оптоэлектронных приборов, пропускание пленки достаточно высокое (~ 80%).

В результате исследований установлена корреляция между эффективностью подавления радиочастотного излучения и отражательной способностью пленок в ИК-диапазоне. Найденная зависимость позволяет прогнозировать характеристики пленки ОИО в радиочастотном диапазоне, используя однократное измерение коэффициента отражения в ближнем ИК-диапазоне (при λ = 2 мкм).

*[1] D. Ananthanarayanan, et al., Solar Energy, **209**, 424 (2020).*

Исследование свойств границ раздела между микрокристаллическими слоями GaP и InP, выращенными методом плазмохимического атомно-слоевого осаждения на кремнии

Гудовских А.С.[1], Уваров А.В.[1], Баранов А.И.[1], Вячеславова Е.А.[1], Максимова А.А.[1,2], Яковлев Г.Е.[2], Кириленко Д.А.[3]

[1]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8к3*
[2]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), 197376, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова,*
[3]*ФТИ им. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26*

Микрокристаллические слои InP, обладающие достаточно высокими значениями времени жизни носителей заряда, в составе многослойных InP/GaP гетероструктур, сформированных на кремнии с использованием тонкопленочной технологии, представляют интерес для формирования многопереходных фотоэлектрических преобразователей солнечной энергии [1-2]. Фотоэлектрические характеристики таких гетероструктур определяются свойствами границ раздела InP/GaP.

В данной работе слои GaP и InP формировались методом плазмохимического атомно-слоевого осаждения на подложках монокристаллического Si с ориентаций (100). Были выращены как двухслойные GaP/InP структуры, так и многослойные в виде короткопериодных сверхрешеток и одиночных квантовых ям. Структурные свойства гетероструктур исследовались с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), а также спектроскопии комбинационного рассеяния. Электронные свойства границ раздела исследовались с помощью измерений температурных зависимостей ВАХ и методов спектроскопии емкости пространственного заряда.

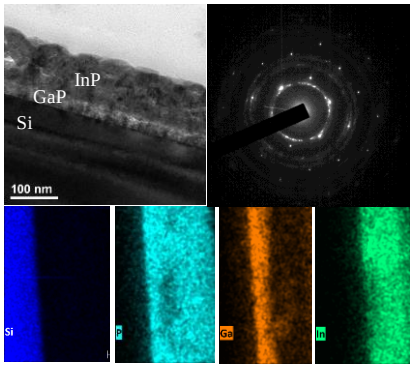


Рис.1. – ПЭМ сечения GaP/InP структуры на Si, изображение дифракции электронов и карты распределения основных элементов, полученное с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии.

Согласно ПЭМ (рис.1) слои GaP, согласованные по параметру кристаллической решетки с Si, демонстрируют начальный эпитаксиальный рост с переходом в микрокристаллическую структуру. Выращенные на GaP слои InP имеют микрокристаллическую структуру со слабовыраженной преимущественной ориентацией (111). Контраст на изображении ПЭМ и карты распределения элементов демонстрирует наличие резкой границы между слоями GaP и InP. Измерения профилей концентрации носителей заряда с помощью электрохимического CV профилирования для структуры с квантовой ямой InP, расположенной между барьерными слоями GaP, позволяют провести оценку разрыва зон проводимости (ΔE_C) на границе GaP/InP, составляющей 0.58±0.02 эВ. Большое значение ΔE_C создает потенциальный барьер для электронов на границе раздела n-GaP/n-InP и, следовательно, оказывает существенное влияние на их транспорт, что подтверждается результатами измерений температурных зависимостей ВАХ для двухслойных структур. Данный факт должен быть учтен при разработке конструкции фото преобразовательных структур, содержащих границы раздела GaP/InP.

[1] R.Kapadia et al.,. Sci. Rep. 3, 2275 (2013).
[2] F. Hatami et al, Nanotechnology 17, 3703 (2006).

Процессы резонансного рассеяния света при двухфотонном возбуждении в кристалле CdS

Семенова Л.Е.

Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

Исследование полупроводников с помощью спектроскопии резонансного гиперкомбинационного рассеяния (ГКР) света позволяет получать информацию как о колебательной системе, так и электронной. Несколько публикаций было посвящено экспериментальным исследованиям резонансного ГКР в кристалле CdS [1, 2]. В работе [2] сообщалось о наблюдаемом увеличении интенсивности ГКР на продольных оптических (LO) фононах в CdS при приближении к двухфотонному резонансу с нижним экситонным уровнем, которое позже объяснялось процессами рассеяния, включающими двухфотонные переходы в экситоны *s*-типа [3]. Анализ резонансного ГКР в рамках экситонной модели с учетом волновых функций валентной зоны, определенных в работе [4], показал, что при геометрии рассеяния, используемой в эксперименте [2], возможны процессы ГКР, включающие двухфотонные переходы в состояния симметрии Γ_6 и Γ_1. В первом случае это последовательность промежуточных экситонных состояний *s*-*p*-*s*, которая обычно доминирует в резонансном ГКР, и процесс рассеяния, включающий двухфотонные переходы в дипольно-запрещенные *s*-экситонные состояния Γ_6 серии A, который возможен при наличии смешивания *p*- и *d*-подобных состояний, т.е. состояний, преобразующихся в соответствии с неприводимыми представлениями группы симметрии Γ_5 и Γ_6, в подзоне A и более глубокой валентной зоне *v'* (Γ_9) [5]. Причем вклад этих процессов зависит поляризации возбуждающего излучения и направления волнового вектора рассеянного света. Оценки показали, что частотная зависимость сечения резонансного ГКР на LO фононах, рассчитанная с учетом двухфотонных переходов в A экситоны *s*- и *p*-типа, не соответствует наблюдаемому росту интенсивности ГКР [5].

В представленной работе рассмотрены процессы рассеяния, включающие двухфотонные переходы в состояния Γ_1, которые могут быть, в частности, B и C экситонами *s*-типа. Переходы из них в основное состояние могут происходить с одновременным рождением LO фонона в результате как «разрешенного» (т.е. в приближении нулевого волнового вектора фонона q=0) фрелиховского экситон-фононного взаимодействия, так и запрещенного ($q\neq0$). Кроме того, возможны процессы ГКР, включающие двухфотонные переходы в экситоны *d*-типа, которым соответствуют последовательности промежуточных экситонных состояний *p*-*d*-*p*.

Двухфотонный дипольный переход в *s*-экситонное состояние (Γ_1), относящееся к B или C серии, может происходить через промежуточные *p*-экситоны той же серии или *s*-экситоны, связанные с вышележащей зоной проводимости или более глубокой валентной зоной *v'* (Γ_9) при наличии в ней смешивания *p*- и *d*-подобных состояний [6]. Как и в случае «запрещенного» механизма рассеяния, рассмотренного в работе [6], учет переходов в зону *v'* может оказать заметное влияние на вклад «разрешенного» процесса ГКР. К сожалению, анализ частотной зависимости сечения ГКР с учетом этих процессов рассеяния существенно осложняется тем, что для этого недостаточно данных. Допуская возможные дипольные переходы в зону *v'*, было показано, что при некоторых условиях более быстрый рост сечения ГКР может начаться при двухфотонном возбуждении ниже экситонных уровней.

[1] Л.Е. Зубкова и др., Письма в ЖЭТФ, 57, 334 (1993).
[2] V.A. Maslov et al., Laser Phys., 6, 132 (1996).
[3] L.E. Semenova, K.A. Prokhorov, Laser Phys. Lett., 1, 253 (2004).
[4] E. Gutsche, E. Jahne, Phys. Stat. Sol., 19, 823 (1967).
[5] L.E. Semenova, J. Russ. Laser Res., 42, 721 (2021).
[6] L.E. Semenova, Laser Phys., 32, 084004 (2022).

Самосветящийся алмаз, активированный ^{14}C, синтез и характеризация

Бочаров С.Н.[1], Бураков Б.Е.[2], Орехова К.Н.[2], Заморянская М.В.[2], Дементьев П.А.[2], Бер Б.Я.[2], Казанцев Д.Ю.[2], **Токарев М.В.**[2]

[1]*ООО «НИЦ Передовые синтетические исследования», 199034, Санкт-Петербург, 17 линия ВО, д.4-6*
[2]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая, 26*

Разработка ядерных электрических батарей на основе фото- и бета-вольтаических эффектов уже многие годы является предметом интенсивных исследований. Использование альфа- и бета-излучателей, таких как ^{238}Pu, 99Tc, ^{14}C, ^{63}Ni, ^{3}H, ^{147}Pm и др., обуславливает жесткие требования к радиационной безопасности ядерных батарей и требует применения прочных (химически, механически и радиационно стойких) кристаллических матриц. В фотоэлектрических батареях энергия радиоактивного распада радионуклидов преобразуется в оптическое излучение за счет возбуждения центров люминесценции. Такой материал становится самосветящимся и в сочетании с фотодиодом может быть использован в качестве маломощного источника постоянного тока.

Искусственный алмаз – известный прочный материал, который характеризуется яркой радиолюминесценцией и может обладать полупроводниковыми свойствами в зависимости от примесей (B, N, P и т.д.) и/или структурных дефектов. Искусственный алмаз может быть легирован изотопом ^{14}C или даже полностью состоять из ^{14}C. Этот изотоп углерода является бета-излучателем с периодом полураспада 5730 ± 40 лет и энергией распада 0,156 МэВ. Самосветящаяся алмазная матрица, легированная 14C, является весьма перспективной для фотоэлектрических батарей.

В результате работы был впервые успешно синтезирован самосветящийся монокристалл алмаза (массой 0,14 г), активированный ^{14}C (0,008 мас.% или 1,8 МБк в сумме или около 13 МБк/г). ^{14}C был загружен в исходный прекурсор в виде $BaCO_3$. Содержание изотопа ^{14}C было определено методом ВИМС. Был получен спектр самосвечения и катодолюминесценция алмаза. Установлено, что спектр самосвечения алмаза аналогичен спектру радиолюминесценции нерадиоактивного алмаза при внешнем бета-облучении ^{99}Tc и спектам катодолюминесценции. Это наблюдение позволяет проводить исследования различных типов алмазов с интенсивной радиолюминесценцией и катодолюминесценцией, используя нерадиоактивные образцы до активации алмаза ^{14}C.

Было установлено, что даже столь низкое содержание ^{14}C обеспечивает относительно интенсивное самосвечение, которое видно в темноте глазами. Электрический ток, измеренный в результате преобразования света кремниевым фотодетектором, составил 14 нА. Увеличение ^{14}C в алмазной матрице, как предполагается, будет сопровождаться увеличением самосветящегося излучения. Однако необходимы дальнейшие исследования для выяснения оптимального содержания ^{14}C и центров люминесценции, а также наиболее эффективного типа фотодетектора.

Также было подтверждено, что алмаз типа IIb весьма перспективен для получения кристаллов с интенсивной собственной радиолюминесценцией (самовечением) даже при относительно небольшом содержании ^{14}C в матрице алмаза. Такие кристаллы могут быть использованы в качестве прочного и экологически чистого ядра фотогальванических ядерных электрических батарей с чрезвычайно длительным сроком эксплуатации (десятки и даже сотни лет).

Формирование разориентированных микроструктур фторида алюминия

Даутов.А.М.[1,2], Лендяшова В.В.[2], Котляр К.П.[2], Сибирёв Н.В.[1]

[1]*СПБГУ, Физический факультет, 198504, Санкт-Петербург, Ульяновская ул., д. 3*
[2]*СПБАУ им. Ж.И. Алфёрова, 194021, Санкт-Петербург, ул.Хлопина, д. 8 к.3 литера*

Фторид алюминия (AlF_3) обладает физико-химическими параметрами, позволяющими использовать его в качестве функционального материала при решении ряда практических задач. Фторид алюминия используется, как катализатор в органическом синтезе и в оптических приборах ультрафиолетового диапазона [1]. Однако технология синтеза фторида алюминия остается не до конца развитой, в связи с отсутствием достаточной экспериментальной базы, на основе которой можно говорить о разработке воспроизводимой технологии. В данной работе впервые получены кубические микроструктуры на основе фторида алюминия.

Была проведена серия экспериментов по синтезу AlF_3 из водного раствора плавиковой кислоты при нормальных условиях в присутствии Zn с целью изучения возможных изменений форм синтезируемых микроструктур. Ранее нам удалось установить, что при протекании реакции Al с водным раствором плавиковой кислоты в присутствии Zn изменяются скорость реакции, а также геометрия получающихся структур. Данные образцов представлены в таблице 1. Объем каждого из растворов $V_{раствора}$=15 мл. Плавиковая кислота соответствует ГОСТ 10484-78. В качестве исходных материалов использовались особо чистый Al фирмы «Sanyinghe» в гранулах и особой чистый Zn фирмы «НеваРеактив». Образцы исследовались сканирующим электронным микроскопом SUPRA 25 (Германия), оснащенным энергодисперсионным рентгеновским анализатором Ultima 100 (Oxford Instruments).

Таблица 1 – Параметры образцов

Образец	1	2	3
mZn, г	0.0027	0.0035	0.0034
mAl,г	0.44	0.88	1.32

Растворы были приготовлены в соотношении HF:H2O 1:10. В готовые растворы добавлялись гранулы Al и Zn в соответствии с таблицей 1. Спустя сутки во всех образцах на гранулах алюминия образовалась черная пленка. Пленка при этом не давала проходить реакции растворения алюминия в растворе, в связи с чем форма всех гранул осталась приблизительно без изменений. Анализ состава пленки показал стехиометрический фторид алюминия. При рассмотрении структуры образцов было установлено, что в первом и втором образцах сформировался массив нитевидных кристаллов, а в третьем сформировались микроструктуры сфер и кубов, изображенных на рисунке 1. Как видно на изображении, структуры характеризуются разупорядоченностью относительно направления роста, а также нет четкого пространственного разделения на группы кубов и сфер. Средний размер стороны кубов порядка 1.5 мкм, а диаметр сфер 300 нм.

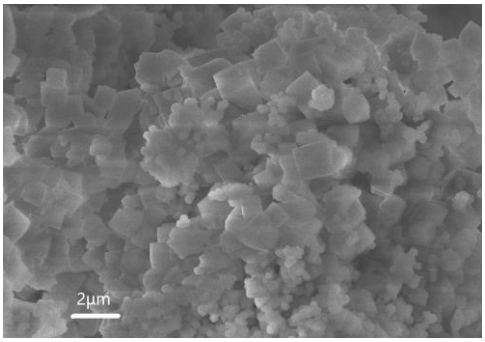


Рис.1. – Структура на основе AlF_3

Мы выражаем благодарность за финансовую поддержку исследовательскому гранту Санкт-Петербургского государственного университета (ID 95440344).

[1] Lee Y. et al. Atomic layer deposition of AlF3 using trimethylaluminum and hydrogen fluoride //The Journal of Physical Chemistry C. – 2015. – Т. 119. – №. 25. – С. 14185-14194.

Особенности некоторых теплофизических свойств полупроводниковых твердых растворов $(CoSb)_{1-x}(CoSn_2)_x$

Абилов Ч.И., Гасанова М.Ш., Садыгова С.Г., Касумова Э.К., Гусейнова Н.Т.

Азербайджанский технический университет

При выявлении характера физико-химического взаимодействия между CoSb и $CoSn_2$ установлено существование области твердых растворов на основе антимонида кобальта, граница которой при 300 К доходит до ~1моль% $CoSn_2$ [1]. Учитывая, что CoSb является перспективным материалом твердотельной электроники [2], исследование теплофизических свойств твердых растворов $(CoSb)_{1-x}(CoSn_2)_x$ может выявить пригодность применения их в альтернативных преобразователях энергии.

В двух составах твердых растворов $(CoSb)_{1-x}(CoSn_2)_x$ (при x=0.005 и 0.01) в интервале 300-800 К исследованы температурные зависимости удельной электропроводности (σ), коэффициентов термо-э.д.с (α) и Холла (R_X), а также общей теплопроводности ($æ_{общ}$). Температурный ход кривых обоих составов почти одинаковый с разницей в их абсолютных значениях.

Температурный ход кривых удельной электропроводности имеет полупроводниковый характер с широкой областью примесной проводимости. При ~500 К в образцах наступает область собственной проводимости, откуда было определено значение термической ширины запрещенной зоны. Для состава $(CoSb)_{0.095}(CoSn_2)_{0.005}$ значение ΔE_g равно ~0.18 эВ, а для состава $(CoSb)_{0.99}(CoSn_2)_{0.01}$ ΔE_g=0.13 эВ.

Ход кривых коэффициента термо-э.д.с. вначале с ростом температуры имеет прямолинейный характер, проходя затем через максимум, далее при высоких температурах проявляет тенденцию к уменьшению. Предел изменения коэффициента термо-э.д.с. состава $(CoSb)_{0.99}(CoSn_2)_{0.01}$ с изменением температуры колеблется в области значений 90÷150 мкВ/К.

На зависимостях Холловской подвижности носителей заряда обоих составов твердых растворов с ростом температуры наблюдается уменьшение. Однако, если при относительно низких температурах уменьшение происходит по закону $U_X \sim T^{-0.5}$, то выше ~653 К такое уменьшение принимает более сильный характер, где превалирует закон $U_X \sim T^{-3.5}$. Сильное изменение подвижности носителей заряда может быть связано с несколькими факторами. Первое — это неравномерное распределение потенциала в исследуемых образцах. Созданные в объеме подобные неоднородности могут создавать статическое распределение и компенсации примесей внутри поликристаллического образца. Второй причиной сильного изменения подвижности может быть то, что в элементарной ячейке кристаллической структуры образцов под малым углом образуется удвоение, влияющее на движение носителей [3].

Температурная зависимость общей теплопроводности обеих составов исследуемых твердых растворов подчиняется отрицательному степенному закону. Анализ зависимости $æ_{общ} \sim f(T)$ указывает на смешанный механизм переноса тепла, где при высоких температурах имеет место влияние u-процессов.

[1] С.Г. Садыгова, М.Р. Аллазов, Ч.И. Абилов, Э.К. Касумова, Сбор. тезисов 33-й республиканской химической конференции. Турция, Текирдаг, 189 (2021).

[2] Г.В. Самсонов, М.Н. Абдулсалямова, Антимониды, Душанбе, Изд. Дониш (1977).

[3] Н.Ф. Гахраманов, В.И. Тагиров, И.И. Исмаилов, Тезисы докладов республиканского симпозиума по физическим свойствам сложных полупроводников. Баку, Типогр. АПИ, 23 (1978)

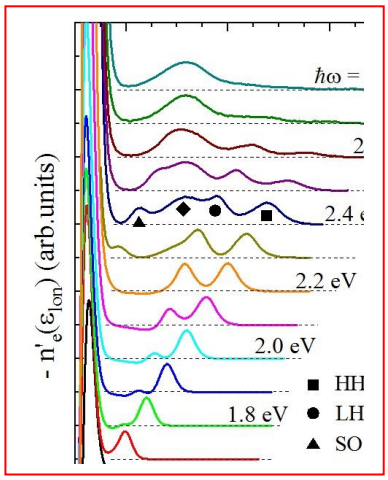
Тонкая структура энергетических распределений горячих электронов, эмитированных из Na_2KSb/Cs_xSb фотокатода

Рожков С.А.[1,2], Бакин В.В.[1], Русецкий В.С.[1,3], Голяшов В.А.[1,2], Миронов А.В.[1], Кустов Д.А.[1], Демин А.Ю.[3], Шайблер Г.Э.[1,2,3], Альперович В.Л.[1,2], Терещенко О.Е.[1,2,3]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3]*ЗАО «ЭКРАН ФЭП», 630060, Новосибирск, ул. Зеленая Горка, 1*

В настоящее время Na_2KSb/Cs_xSb-фотокатоды используются в электронно-оптических преобразователях и фотоэлектронных умножителях. В работе [1] было показано, что Na_2KSb/Cs_xSb фотокатоды могут представлять интерес для физики высоких энергий в качестве источника спин-поляризованных электронов. Однако, несмотря на длительную историю использования Na_2KSb фотокатодов, на сегодняшний день отсутствуют подробные экспериментальные данные о зонной структуре Na_2KSb. В данной работе мы измерили энергетические распределения фотоэлектронов, эмитированных в вакуум из Na_2KSb и Na_2KSb/Cs_xSb фотокатодов. Анализ эволюции распределений фотоэлектронов при изменении энергии возбуждающих фотонов $\hbar\omega$ позволил определить параметры зоны проводимости и валентной зоны Na_2KSb.

Для измерений использовались вакуумные фотодиоды с полупрозрачными Na_2KSb/Cs_xSb и Na_2KSb фотокатодами на стекле. В фотодиодах плоские фотокатод и анод, с рабочими диаметрами 18 мм, были герметично закреплены параллельно друг другу на расстоянии ~ 1 мм. Геометрия фотодиода позволяла использовать его в качестве энергоанализатора с однородным задерживающим электрическим полем. Для различных значений $\hbar\omega$ возбуждающего света, были измерены распределения по продольной энергии электронов, эмитированных в вакуум из Na_2KSb и Na_2KSb/Cs_xSb фотокатодов ($n_e(\varepsilon_{lon})$), а также производные от энергораспределений ($n'_e(\varepsilon_{lon})$). На рисунке показаны особенности, обнаруженные нами в зависимостях $n'_e(\varepsilon_{lon})$. Как видно из рисунка, энергетическое положение этих особенностей меняется с изменением $\hbar\omega$ возбуждающего света. Мы связали эти особенности с электронами, возбуждёнными из зоны тяжёлых и лёгких дырок Na_2KSb слоя и баллистически вышедшими в вакуум. Анализ зависимости сдвига этих особенностей от $\hbar\omega$ позволил определить отношения эффективных масс электронов и дырок. В зависимостях $n'_e(\varepsilon_{lon})$ так же были обнаружены особенности, обусловленные электронами, возбуждёнными из спин-отщепленной зоны. Анализ полученных данных позволил определить, что величина спин-орбитального расщепления в Na_2KSb составляет 0.6 ± 0.05 эВ. При высоких энергиях фотонов в спектрах была обнаружена особенность, положение которой не зависит от энергии фотона. Анализ эволюции амплитуды баллистических особенностей спектров при изменении $\hbar\omega$ позволил предположить, что эта особенность связана с эмиссией фотоэлектронов из боковой долины зоны проводимости Na_2KSb. Из наших экспериментальных данных следует, что расстояние между дном зоны проводимости Na_2KSb и дном ближайшей боковой долины составляет 0.35 ± 0.05 эВ.



Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда 22-12-20024.

[1] V.S. Rusetsky et al., Phys. Rev. Lett., ***129****, 166802 (2022).*

Транспортные явления в слабо легированном монокристаллическом алмазе

Каган М.С.[1], Папроцкий С.К.[1], Хвальковский Н.А.,[1] Алтухов И.В.[1], Родионов Н.Б.[2], Большаков А.П.[3], Ральченко В.Г.[3], Хмельницкий Р.А.[4], Гавриленко Л.В.[5]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая, 11-7*
[2]*ТРИНИТИ, 108840, Москва, Троицк, ул. Пушковых, вл. 12*
[3]*ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38*
[4]*ФИ им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53*
[5]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*

Исследовались эпитаксиальные алмазные плёнки толщиной 10-12 мкм, выращенные методом газофазного химического осаждения (CVD) на подложках из кристаллов алмаза с ориентацией (100), сильно легированных бором (~2×10^{19} см$^{-3}$). Подложки получены методом высокого давления/высокой температуры (HPHT). Омические контакты из сплава Ni-W толщиной ~35 нм наносили методом магнетронного напыления. Изучались температурные и электрополевые зависимости проводимости в интервале температур 74-580 К и в электрических полях до $5*10^5$ В/см. К образцам прикладывали либо постоянное напряжение — в линейной области вольтамперной характеристики (ВАХ), либо треугольные импульсы напряжения с временем нарастания 0.5-100 мкс и частотой повторения 1-100 Гц (во избежание джоулева нагрева образцов при больших напряжениях). В последнем случае ВАХ восстанавливали из зависимостей напряжения и тока от времени.

Определены механизмы ионизации акцепторной примеси бора электрическим полем. Установлено, что при комнатной температуре и выше из-за малой концентрации свободных дырок и большой энергии связи бора в алмазе ионизация происходит за счет эффекта Френкеля-Пула – понижения кулоновского барьера примеси в электрическом поле [1]. При пониженных температурах ионизация бора происходит за счет прямого туннелирования дырок в валентную зону (зинеровская ионизация). При температурах от комнатной до ~500 К температурная зависимость проводимости $\sigma(1/T)$ алмаза с бором подчиняется активационному закону, однако энергия активации значительно превышает энергию ионизации бора. С ростом напряжения энергия активации уменьшается. При высоких температурах зависимость $\sigma(T)$ насыщается из-за истощения примеси за счет термической ионизации. По зависимостям $\sigma(T)$ определены концентрации свободных дырок и примесей, а также степень компенсации. Обнаружено, что примеси сильно компенсированы; степень компенсации составляла $10^{-3}\div10^{-4}$ при концентрации примесей ~ 10^{16} см$^{-3}$, вероятно, в результате самокомпенсации в процессе CVD роста. Предложено объяснение такой самокомпенсации за счет рекомбинации радикалов бора и азота на поверхности роста кристалла из газовой смеси СВЧ разряда.

Большая энергия активации проводимости связывается со случайным кулоновским потенциалом значительной амплитуды, возникающим из-за практически полной компенсации примесей. Амплитуда случайного потенциала оценена по экспериментальным значениям концентраций и степени компенсации и получено хорошее согласие с теорией [2], (см. также [3]).

Работа выполнена в рамках госзадания.

[1] J. Frenkel, Phys. Rev. ***54****, 647 (1938).*
[2] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, ЖЭТФ ***60****, 867 (1971)*
[3] I.S. Shlimak, V.V. Emtzev, Phys. Stat. Sol. (b) ***47****, 325 (1971)*

Электрические свойства к-фазы Ga_2O_3

Варыгин Г.В.[1], Базлов Н.В.[1], Вывенко О.Ф.[1], Шапенков С.В.[1,2], Николаев В.И.[2]

[1]СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9
[2]ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Оксид галлия – широкозонный полупроводник, который в настоящее время интенсивно исследуется в связи с перспективами его использования в силовой электронике и детекторов среднего УФ диапазона. Среди 5 структурных модификаций, в которых он может кристаллизоваться, к-фаза с орторомбической нецентросимметричной структурой представляет особый интерес в связи с теоретически предсказываемой большой величиной спонтанной поляризации, которая может приводить на границе с другим полупроводником к плотности 2D электронного газа, превышающей ее на порядок в структурах AlGaN/GaN [1]. Экспериментальные данные об электрических свойствах – скудны так, что измерениям диэлектрической проницаемости и спонтанной поляризации посвящено всего по одной работе [2,3].

В настоящей работе исследовались слои к-фазы оксида галлия, толщиной около 2.5 мкм, выращенные на буферном слое низкоомного GaN на подложке рифленого сапфира. На поверхность Ga_2O_3 были нанесены золотые полупрозрачные контакты диаметром 0.8 мм, а на поперечное сечение структур — In-Ga эвтектика, обеспечивающая контакт с низкоомным буфером. Электрические измерения проводились в интервале напряжений +/-8В (электрических полей +/-30 кВ/см).

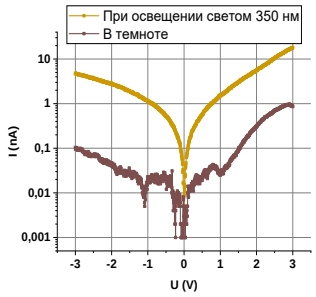


Рис.1. – ВАХ при 300К при освещении и в темноте.

ВЧ проводимость исследуемых структур не зависела от напряжения и частоты при частотах меньше 1 МГц и в темноте была порядка 10^{-8} См. ВАХ характеризовались гистерезисом и имели несколько несимметричный вид для двух полярностей напряжения (рис.1). Величина измеряемой емкости слабо (в пределах 5%) изменялась при вариации приложенного напряжения с видом, характерным для обычного шоттки-диода, что обусловлено изменением толщины обедненного слоя в GaN на его интерфейсе с к-Ga_2O_3. Среднее значение емкости привело к величине относительной диэлектрической проницаемости около 11, которое значительно ниже значения около 30, сообщенного ранее в работе [3] для пленок толщиной около 100 нм, выращенных на ITO. Возможной причиной расхождения данных, является то, что авторы [3] не учитывали вклад пьезоэффекта в общую поляризуемость, так как ITO с к-Ga_2O_3 имеют огромную разницу в постоянных решетки (−15.9% и 12.7% вдоль a- и b-осей орторомбической структуры).

Как и ВАХ, ВФХ (рис.2) также проявляли гистерезис при изменении направления сканирования по напряжению. Из полученных данных бы получена оценка величины спонтанной поляризации к-Ga_2O_3, которая хорошо совпала с опубликованными в [2] данными.

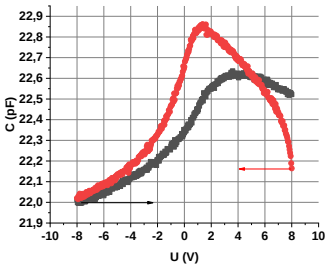


Рис.2. – ВФХ при 300К на частоте 1МГц.

Измерения фоточувствительности перечисленных свойств показали наличие значительного эффекта при удаленном от контакта фотовозбуждении, который свидетельствует о наличии высокопроводящего слоя на интерфейсе [4].

Исследование выполнено за счет гранта РНФ № 23-23-00202.

[1] J. Wang et al., IEEE Electron Device Letters, 41, 1052 (2020).
[2] F. Mezzadri et al., Inorganic Chemistry, 55, 12079 (2016).
[3] S. Yusa et al., CrystEngComm, 22, 381 (2020).
[4] E. Yakimov et al., Nanomaterials, 13, 1214 (2023).

Определение оптической анизотропии полупроводниковых ван-дер-ваальсовых кристаллов методами модуляционной ИК фурье-спектроскопии отражения

Хахулин С.А., Фирсов Д.Д., Комков О.С.

СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5, лит. Ф

Приведены результаты исследования анизотропии оптических переходов в слоистых (ван-дер-ваальсовых) полупроводниковых кристаллах чёрного фосфора (*b*-P), GeSe и $ReSe_2$ методами оптической спектроскопии анизотропного отражения, и разностного отражения при различном направлении линейной поляризации зондирующего излучения. Необходимость проведения измерений в ИК диапазоне потребовала реализации данных методов на основе фурье-спектрометра.

В спектроскопии анизотропного отражения [1] линейно-поляризованное зондирующее излучение направляется на исследуемый образец под углом, близким к нормали. При помощи фотоупругого модулятора плоскость линейной поляризации излучения вращается между двумя ортогональными направлениями *x* и *y* в плоскости поверхности образца. В результате на частоте модуляции измеряется нормированная разность коэффициентов отражения $\Delta R/R = 2(R_x - R_y)/(R_x + R_y)$. В методе разностного отражения [2] зондирующее излучение так же направляется на исследуемый образец под углом, близким к нормали, в то же место образца направляется непрерывное лазерное излучение с энергией фотонов $h\nu > E_g$. В результате измеряются коэффициенты отражения материалов при включенном R_{on} и выключенном R_{off} лазерном излучении, после чего определяется итоговый спектр $\Delta R'/R' = (R_{on} - R_{off})/R_{off}$.

Полупроводниковые кристаллы с орторомбической кристаллической решёткой имеют в плоскости поверхности ортогональные неэквивалентные кристаллографические направления, из-за чего в таких материалах коэффициенты поглощения света с различной поляризацией отличны друг от друга. К таким материалам относятся кристаллы *b*-P и GeSe с соответствующими направлениями *armchair* (*AC*) и *zigzag* (*ZZ*) [3]. По спектрам анизотропного отражения этих кристаллов нами был определён спектральный диапазон их линейного дихроизма. Помимо этого, в случае прямозонного кристалла *b*-P в спектре анизотропного отражения наблюдается поляризационно-зависимый сигнал при 0.33 эВ, соответствующий энергии запрещённой зоны. Это подтверждается спектрами разностного отражения, в которых при направлении линейной поляризации зондирующего излучения вдоль направления *AC* наблюдается сигнал при той же энергии, в то время как вдоль направления *ZZ* сигнал отсутствует. В спектрах разностного отражения непрямозонного GeSe вдоль направлений *AC* и *ZZ* получены сигналы, соответствующие энергиям непрямых краёв поглощения при 1.15 и 1.2 эВ, соответственно. Вдоль направления *AC* также наблюдаются оптические переходы выше края поглощения с энергиями 1.5 и 1.7 эВ, что в доступной научной литературе не описывается. В кристалле $ReSe_2$, благодаря триклинной кристаллической решётке, ожидалась анизотропия поглощения [4]. Однако в измеренных спектрах анизотропного отражения сигналы отсутствуют. Спектры разностного отражения $ReSe_2$ содержат пять оптических переходов в диапазоне от 1.2 эВ (энергия непрямого края поглощения) до 2.8 эВ, наблюдавшихся при температурах 11-300 К. Проведённая интерпретация наблюдаемых в спектре переходов с существующим расчётом зонной структуры кристалла [4] дала хорошее согласие экспериментальных энергий с теоретическими значениями.

*[1] D.D. Firsov, S.A. Khakhulin, O.S. Komkov, Appl. Spec., **77**(5), 470 (2023).*
*[2] M. Motyka, J. Misiewicz, Appl. Phys. Express, **3**, 112401 (2010).*
*[3] X. Wang, S. Lan, Advances in Optics and photonics. **8**(4), 618 (2016).*
*[4] J. P. Echeverry, et al. Phys. Rev. B. **97**, 075123 (2018).*

Спектроскопия люминесцентного центра Tm^{3+} в SnS_2, синтезированном при высоком давлении

Николаев С. Н.[1], Екимов Е. А.[1,2], Усманов И. И.[1], Зазымкина Д. А.[1], Чернопицский М. А.[1], **Кривобок В. С.**[1]

[1]*ФИАН, 119991, Москва, Ленинский просп. 53*
[2]*ИФВД РАН, 108840, г.Москва, г.Троицк, Калужское шоссе, стр. 14*

В настоящее время идет активный поиск возможных применений слоистых материалов в современной полупроводниковой технологии, при проектировании аккумуляторов, солнечных элементов и др. Для расширения применимости слоистых полупроводников и разработки оптоэлектронных приборов на их основе необходимо освоение технологии их легирования. Синтез слоистых материалов при высоком давлении существенно расширяет возможности по легированию элементами, плохо растворимыми при нормальном давлении, а также позволяет достичь стехиометрии полученных материалов при росте в избытке халькогенов. В данной работе приведены результаты спектроскопического и структурного исследования SnS_2, легированного Tm.

Синтез в системе Sn-S-Tm проводился при давлении 8-9 Гпа и температуре около 1600 °C. Низкая растворимость Tm в Sn и рост температуры плавления Tm с увеличением давления осложняли непосредственный синтез из элементарный соединений, поэтому предварительно изготавливался их сплав. В результате HTHP синтеза были получена поликристаллическая фаза, которая исследовалась оптическими и рентгеновскими методами.

Для первичной характеризации структурных свойств полученных материалов использовалось сочетание рентгеновской дифракции и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). Оба метода показали наличие кристаллов SnS_2 высокого структурного совершенства. Энергодисперсионная рентгеновская спектроскопия (EDX) показала неоднородное распределение Tm по образцу.

Для определения механизма вхождения примеси Tm в кристаллическую матрицу были проведены исследования фотолюминесценции (ФЛ) выращенных образцов. Для части кристаллов SnS_2 при комнатной температуре было обнаружено излечение в области 800 нм. С охлаждением образцов наблюдался рост интенсивности ФЛ и сужение линий, а также появление излучения в области 650 нм. Обычно излучение в области 650 и 800 нм приписывают переходам между термами Tm^{3+} $^3F_2$–$^3F_6$ и $^3H_4$–$^3H_6$ соответственно. Богатая структура низкотемпературного спектра (см. Рис. 1) указывает на снятие вырождения этих переходов. Был проведен расчет энергетической структуры термов Tm^{3+} с учетом кристаллического поля. Хорошее согласие с экспериментом подтверждает, что атомы туллия входят в решетку, как примесь замещения.

Таким образом, при высоком давлении проведен синтез SnS_2, легированного Tm. Обнаружено излучение двух переходов между термами Tm^{3+}. Исследована тонкая структура этого спектра, показавшая, что Tm входит в матрицу SnS_2, как примесь замещения.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-22-00444.

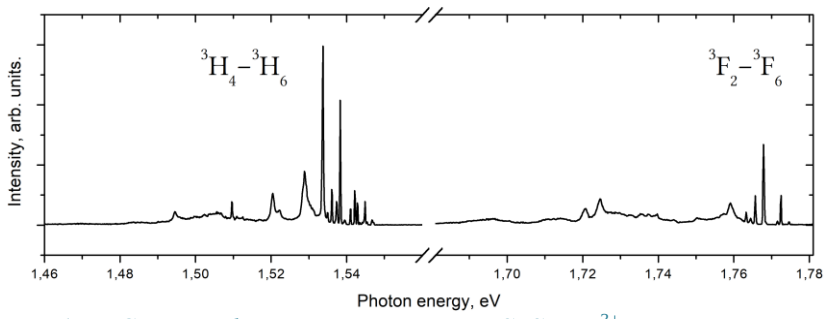


Рис.1. – Спектр фотолюминесценции SnS_2:Tm^{3+} при T = 5 K. На рисунке обозначены переходы между термами, которые соответствуют наблюдаемым линиям.

Магнетосопротивление оптически ориентированных электронов в n-GaAs

Рагоза М.Д., Козырев Н.В., Некрасов С.В., Намозов Б.Р., Ракицкий М.А., Аверкиев Н.С., Кусраев Ю.Г.

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

В настоящей работе мы сообщаем об эффекте магнетосопротивления в объемных пленках GaAs с донорным легированием (атомами Si). Наблюдаемый эффект обусловлен спин-зависимым рассеянием оптически ориентированных по спину свободных электронов на локализованных донорных электронах также ориентированных по спину. При приложении слабого по величине магнитного поля в геометрии Фогта (~1 Гс) спины носителей деполяризуются, что приводит к уменьшению электрического сопротивления материала.

Для наблюдения эффекта, образец помещался в криостат с температурой 1.5К. Внешнее магнитное поле, деполяризуещее спины носителей, прикладывалось параллельно направлению протекания тока для того чтобы исключить влияние силы Лоренца. Полученная магнитополевая зависимость сопротивления (Рис.1) описывается контуром Лоренца с шириной 1 Гс, что хорошо согласуется с результатами полученными из измерений эффекта Ханле в оптике. Характерной особенностью зависимости является то, что форма кривой не зависит от хиральности (σ^+/σ^-) циркулярно-поляризованной подстветки, при возбуждении образца линейно-поляризованным светом эффект не наблюдается. Амплитуда эффекта, представляющая изменение сопротивления образца в магнитном поле, достигает максимума при энергии оптического возбуждения соответсвующей свободному экситону. При изменении энергии возбуждения, амплитуда уменьшается, в соответствии с тем, что при резонансном возбуждении достигается наибольшая спиновая ориентация носителей. Рост температуры и проходящего через образец тока также приводит к уменьшению амплитуды эффекта, связанному с ионизацией доноров.

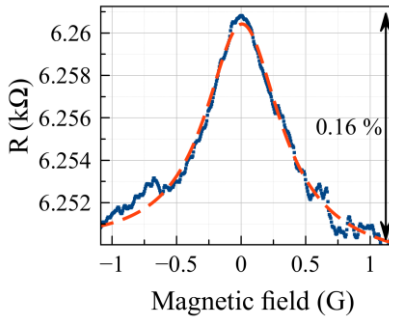


Рис.1. Магнитополевая зависимость сопротивления образца при циркулярно-поляризованной накачке. Синие точки – эксперимент, красная линия – аппроксимация контуром

Для объяснения экспериментальных зависимостей была предложена модель спин-зависимого рассеяния [1] в системе ориентированных по спину свободных и донорных электронов. Аналогичная задача известна из атомной физики как рассеяние Меллера. Сечение рассеяния в терминах поляризации сободных и локализованных на примесях электронов определяется следующей формулой:

$$\sigma = C(54.3 - 32.6 P_e P_d) \qquad (1)$$

где C – константа, возникающая при переходе к модели нейтрального донора от атома водорода. P_e и P_d-поляризация свободных и донорных электронов соответственно. Магнитное поле, деполяризуя спины носителей, изменяет сечение рассеяния носителей что приводит к изменению подвижности и результирущему уменьшению электрического сопротивления материала (~0.16%).

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 23-12-00205.

*[1] M. D. Ragoza, et al., Phys. Rev. B **109**, L121203 (2024).*

Влияние кулоновской блокады на электронные и спиновые свойства компенсированного Ge:As(Ga) в области фазового перехода изолятор–металл

Забродский А.Г.[1], Вейнгер А.И.[2], Поклонский Н.А.[3], **Семенихин П.В.**[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт Петербург, Россия*
[2]*Zikhron Yaakov, Israel*
[3]*Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь*

Компенсация легированного до металлической электропроводности полупроводника (например, введением акцепторных примесей в электронный полупроводник) приводит к фазовому переходу второго рода металл–изолятор. Образующиеся при этом пары разноименно заряженных доноров и акцепторов, обусловливают кулоновскую блокаду носителей заряда в зоне основных состояний примесей. Этот эффект оказывает существенное влияние на низкотемпературные электрические и магнитные свойства компенсированного полупроводника [1,2].

Влияние компенсации акцепторами на спиновый обмен было исследовано с помощью электронного парамагнитного резонанса на системе Ge:As(Ga), полученной путем нейтронной трансмутации близкого к переходу изолятор–металл Ge:As с преимущественным введением примеси Ga. Кулоновская блокада компенсирующими акцепторами ближайших к ним донорных состояний проявляется в виде резкого роста парамагнитной восприимчивости в области температур $T < T_{Cb}$, где температура T_{Cb} возрастает от нескольких кельвин до примерно 15 К с ростом компенсации от 0 до 70%, что соответствует положительной температуре Кюри–Вейсса, соответствующей переходу к ферромагнитному (ФМ) упорядочению. Поведение g-фактора качественно коррелирует с этой особенностью парамагнитной восприимчивости и, по аналогии с ферромагнитными материалами, в которых наблюдается подобный рост g-фактора, может указывать на возникновение ФМ типа ориентации локализованных на донорах электронных спинов.

Температурное проявление спиновых свойств коррелирует с найденными из исследования прыжковой электропроводности методом анализа приведенной термической энергии активации особенностями пространственно-энергетической локализации носителей заряда – электронов и электронных вакансий в примесной зоне. Наблюдаемое проявление ФМ свойств при температурах ниже T_{Cb} обусловлено образованием кулоновской щели на уровне Ферми, резким усилением локализации носителей заряда и фазовым переходом электронно-спиновой системы в состояние кулоновского спинового стекла.

Предложена модель температурного поведения примесной парамагнитной восприимчивости в области проявления закона Кюри–Вейсса на основе расчета энергии обменного взаимодействия между электронами на соседних электронейтральных атомах мышьяка, основанная на использовании модели Гайтлера–Лондона для молекулы водорода [3]. Модель учитывает сдвиг дна c-зоны либо за счет конфайнмента радиуса орбиты электрона на доноре, либо за счет экранирования электростатического поля ионизированного донора прыгающими между донорами в зарядовых состояниях (0) и (+1) электронами. Модель позволяет объяснить наблюдаемое увеличение вероятности образования ФМ фазы с увеличением степени компенсации водородоподобных доноров.

[1] A. Zabrodskii et al., Appl. Magn. Reson., 51, 327 (2020).
[2] A. Zabrodskii et al., Phys. Status Solidi B, 257, 1900249 (2020).
[3] N.A. Poklonski et al., AIP Adv., 11, 055016 (2021).

ПОВЕРХНОСТЬ, ПЛЕНКИ, СЛОИ

Получение наноструктур с заданной хиральностью на основе металлов и полупроводников

Пудонин Ф.А., Шерстнев И.А., Косцов Д.С., Носкова Д.Д., Масракова Н.К., Болтаев А.П.

[1]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН*

В работе представлена новая квантовая технология получения структур с заданной хиральностью. Основой данной технологии является распыление металлов и полупроводников в магнитном поле. На примере многослойных периодических структур металл-полупроводник было показано, что данная технология позволяет создавать наноструктуры с желаемой хиральностью. Обнаружено, что в зависимости от взаимной ориентации подложки и внешнего магнитного поля можно получать в выращиваемых структурах желаемую ориентацию однонаправленной анизотропии. Например, это может быть магнитная или оптическая анизотропия. Отметим, что ориентация однонаправленной анизотропии была практически одинаковой для всех исследуемых металлов, полуметаллов и полупроводников при условии одинаковой взаимной ориентации магнитного поля и подложки во время выращивания структур. Т.к. структуры с однонаправленной анизотропией не обладает зеркальной симметрией, то эти структуры являются хиральными. Более того, можно получать желаемую ориентацию однонаправленной анизотропии (хиральностью) в каждом из слоев многослойной структуры путем поворота подложки во время напыления на желаемый угол по отношению к фиксированной ориентации магнитного поля. Для исследования однонаправленной анизотропии изучался эффект оптической невзаимности в многослойных структурах, который был обнаружен во всех исследованных структурах, выращенных с помощью данной технологии. Данный эффект проявляется в неодинаковой величине коэффициента отражения света (или угла поворота плоскости поляризации света) при повороте образца вокруг своей оси на 1800. Например, в многослойных системах металл (полуметалл)-полупроводник со сверхтонкими слоями (менее 3-4 нм) был обнаружен аномально большой по величине эффект невзаимности1. Величина эффекта существенно возрастала, если в многослойной структуре присутствовал «плазмонный» материал типа Ag, Cu и др. В таких структурах обнаружено, что величина эффекта существенно зависит от межслоевого и внутрислоевого взаимодействия плазмонов в «плазмонных» слоях в многослойных структурах и подавляется при сильном внутри- и межслоевом взаимодействием плазменных колебаний2. Предложен механизм возникновения однонаправленной анизотропии (хиральности) в подобных структурах, связанный с квантовыми эффектами, возникающими в процессе выращивания структур. Предлагаемая технология может быть использована для получения наноструктур из магнитных полупроводников с желаемой однонаправленной магнитной анизотропией.

[1] Boltaev, A. P.; Pudonin, F. A.; Sherstnev, I. A., Egorov D.A. «Anomalous optical nonreciprocity in magnetic nanoisland arrays», JOURNAL OF PHYSICS-CONDENSED MATTER, v. 30 (29) №: 295804, JUL 25, 2018

[2] D. Noskova, F. Pudonin, I. Sherstnev, D. Kostsov and A. Boltaev, Optical nonreciprocity in multi-layer nanoisland systems of [Ag–Al_2O_3]N, Journal of Physics: Condensed Matter, Volume 35, Number 42 (2023).

Анизотропные нанокластеры Au на поверхности полупроводников $A^{III}B^{V}$: физические основы и плазмоника

Берковиц В.Л.[1], Кособукин В.А.[1], Улин В.П.[1], Алексеев П.А.[1], Солдатенков Ф.Ю.[1], Хахулин С.А.[2]

[1]*ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26*
[2]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5*

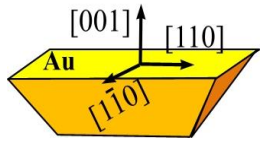


Рис.1. – Клиновидный кластер.

В работе представлены способы создания анизотропных нанокластеров золота на поверхности полупроводников $A^{III}B^{V}$, преимущественно GaAs(001), а также результаты исследования их структуры и плазмонных спектров. Нанокластеры Au создавались путем термического отжига тонких пленок золота, нанесенных на поверхности (001) полупроводника. При этом форма и ориентация кластеров определялись состоянием поверхности подложки. Использовались три типа поверхностей GaAs(001): естественно-окисленные *p*-типа (I), *n*-типа (II) и поверхности, пассивированные атомами серы или азота (III). В случаях I, II различные кластеры Au создавались с помощью химической реакции:

$$\mathrm{Au+GaAs} \rightarrow \mathrm{Au\text{-}Ga} + (1/4)\mathrm{As_4}\uparrow. \qquad (1)$$

В ней взаимодействие золота с подложкой GaAs, протекающее при температурах выше 250°C, сопровождается удалением As из системы. Процесс (1) заключается в диссоциации GaAs, что в конечном итоге, приводит к образованию анизотропных нанокластеров Au или Au-Ga вблизи поверхности кристалла [1,2]. Эти кластеры обладают анизотропными плазмонами. Их энергия и поляризация определяются формой и ориентацией кластеров разных в случаях I-III.

Ограничимся описанием результатов исследований для поверхностей I в сравнении с III. В [1] пленки Au толщиной 10 нм наносились на естественно-окисленные подложки GaAs(001) *p*-типа и отжигались в вакууме при температурах 350°C. При этом, на поверхности образуются проникающие в подложку нанокластеры Au (Au_2Ga) клиновидной формы, рис.1, что было установлено методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии [1]. Прямоугольные основания кластеров, лежащие на поверхности подложки, ориентированы длинной стороной в направлении [110] кристалла. Форма и преимущественная ориентация клиновидных кластеров Au определяются участвующими в реакции (1) атомами Ga плоскостей {111}. Плазмоны, локализованные на таких кластерах, имеют сильную анизотропию. Она наблюдается в спектрах анизотропного $\Delta R/R = 2(R_\alpha - R_\beta)/(R_\alpha + R_\beta)$ и поляризованного R_α, отражения, где $R_\alpha(\omega)$ — коэффициент отражения по нормали света, поляризованного по оси α. В спектре R_α для поляризации по оси [110] наблюдается инфракрасная полоса при энергии 0.9 эВ, обусловленная плазмонами с поляризацией в направлении вытянутости кластеров. Теоретически показано, что наблюдаемые спектры плазмонов неоднородно уширены вследствие статистического разброса частот плазмонов из-за различия формы одинаково ориентированных кластеров. Таким образом, в случаях I, II направлением вытянутости кластеров является [110]. Для сравнения, в случае III, т.е. на пассивированной подложке GaAs(001), образуются анизотропные кластеры Au, вытянутые в направлении $[1\bar{1}0]$ кристалла [3].

[1] V.L. Berkovits, et al., Surf. Sci., 742, 122437 (2024).
[2] V.L. Berkovits, et al., Appl. Surf. Sci., 507, 144982 (2020).
[3] V.L. Berkovits, et al., Phys. Status Solidi B 259, 2100394 (2022).

Электролюминесценция в структурах, сформированных методом твердофазного замещения в InSb

Гагис Г.С., Васильев В.И. **Чистяков Д.В.,** Бер Б.Я, Казанцев Д.Ю. Токарев В.М., Дюделев В.В., Соколовский Г.С., Кучинский В.И.

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

Метод твердофазного замещения элементов V группы в пластинах соединений III-V, подробно описанный в [1], может стать простым и недорогим способом изготовления светодиодов с рабочей длиной волны более 7 мкм. В данной работе светодиодные структуры изготавливались на основе монокристаллических пластин InSb *n*-типа за счёт твердофазного замещения атомов Sb атомами P или As с целью получения приповерхностной области InP_xSb_{1-x} или $InAs_xSb_{1-x}$, более узкозонной, чем InSb. Для создания *p-n*-перехода одновременно осуществлялось легирование Cd или Zn. Согласно нашим расчётам, выполненным с использованием рекомендованных параметров из [2], твёрдые растворы $InAs_xSb_{1-x}$ и InP_xSb_{1-x} имеют интервалы значений *x*, в которых их ширина запрещённой зоны E_g меньше, чем у InSb. Так, для $InAs_xSb_{1-x}$ этот интервал $x = 0 – 0.73$, и минимальное значение $E_g = 0.09$ эВ достигается при $x = 0.37$, а для InP_xSb_{1-x} - $x = 0 – 0.38$ и минимальная $E_g = 0.11$ эВ достигается при $x = 0.19$. Ранее нами сообщалось о получении образцов InP_xSb_{1-x} с содержанием фосфора у поверхности образца $x = 0.15$, что, согласно расчётам, соответствует $E_g = 0.1$ эВ [3].

Элементы пятой группы и легирующей примеси поставлялись к пластинам InSb в виде паров и диффундировали через поверхность при температурах 440÷470 °C в течение 30÷60 мин. Источниками паров были растворенные в олове тройные соединения ABC_2, где A – Cd или Zn, B – Ge или Sn, C – P или As. В данных растворах-расплавах элементы пятой группы имеют достаточно широкие пределы растворимости, что позволяет подобрать благоприятные для технологического процесса значения концентраций растворённых элементов и эффективно управлять давлением их паров.

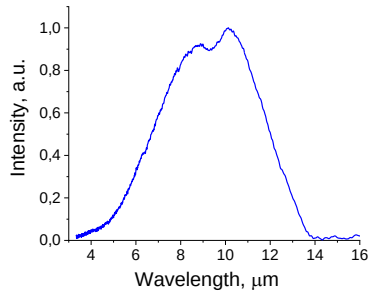


Рис.1. – Спектр электролюминесценции образца InP_xSb_{1-x} легированного Cd.

Электролюминесценция полученных в настоящей работе структур регистрировалась с помощью вакуумированного фурье-спектрометра Bruker 70v при 300 K (рис. 1). Глубина проникновения элементов при условиях, реализованных в рамках настоящей работы, определялась методом вторичной ионной масс-спектрометрии и для элементов пятой группы составила 200 – 400 нм, для Cd – до 300 нм, для Zn – до 400 нм. Ранее нами было показано, что при получении образцов твёрдых растворов InP_xSb_{1-x}, легированных Cd, возможно обеспечить условия, при которых Cd проникает на меньшую глубину, чем P, таким образом, *p-n*-переход формируется внутри слоя твёрдого раствора [3]. Такие же условия были соблюдены в настоящей работе при получении образца, электролюминесценция которого показана на рис. 1.

Полученные результаты позволяют ожидать, что метод твердофазного замещения позволит создавать приборные структуры на основе InP_xSb_{1-x} или $InAs_xSb_{1-x}$ для светодиодов с рабочим диапазоном, продленным в длинноволновую область вплоть до 10÷12 мкм.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 21-72-30020).

*[1] Васильев В. И. и др., ФТП, **49**, 984 (2015).*
*[2] Vurgaftman I. at al. J. Appl. Phys. **89**,11, 5815 (2001)*
*[3] Гагис Г. С. и др. ПЖТФ, **49**, 20, 20 (2023).*

Температурно-зависимая модификация морфологии висмута при эпитаксиальном росте на CaF_2/Si(111)

Кавеев А.К.[1,3,4], Алексеев Е. А.[1], Кириленко Д.А.[1], Крыжановская Н.В.[2], Маленин А.П.[3], Минив Д.В.[3], Федоров В.В.[3,4], Мухин И.С.[3,4]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 26*
[2]*НИУ ВШЭ, 194100, Санкт-Петербург, Кантемировская ул., д.1, корп. 3*
[3]*СПбАУ им. Ж.И. Алферова РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д.8 корп. 3*
[4]*СПбПУ Петра Великого, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29*

Ансамбли наночастиц висмута контролируемого размера являются привлекательными с точки зрения применения в области колориметрии [1]. Также выявлена фотолюминесценция планарных слоев висмута в ИК и видимом диапазоне, связанная с наличием ионов Bi^{3+} [2]. В настоящей работе исследованы процессы роста методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и кристаллическая структура наноструктур висмута, выращенных на планарной поверхности CaF_2(111)/Si(111). Показано, что по мере роста висмута с повышением температуры от комнатной до 150°C морфология поверхности меняется с переходом от планарной к ансамблю ограненных островков, с увеличением их высоты при повышении температуры роста. Также показана возможность формирования островков висмута с тенденцией к их слиянию в сплошную пленку на гофрированной поверхности CaF_2/Si(001). Впервые продемонстрирована возможность получения нитевидных нанокристаллов (ННК) висмута на кремнии с использованием подслоя CaF_2. Выявлены два типа ННК: вертикально растущие небольшие по высоте (не более микрона), либо наклонные протяженные, длиной до 10 микрон и более, с сохраняющейся величиной толщины около 70 нм (Рис. 1). При этом формирование ННК второго типа носит статистически-вероятностный характер, нежели строго контролируемый. Показано, что ННК второго типа образуются путем разрастания из наноостровков Bi. С помощью рентгеновского картографирования обратного пространства выявлены эпитаксиальные соотношения как планарного слоя висмута, так и ансамбля островков, а также всех типов ННК с подложкой. ННК первого типа имеют те же эпитаксиальные соотношения, что и островки. Сделан вывод об ориентации ННК второго типа относительно планарного слоя висмута: данные ННК являются простым продолжением кристаллической структуры островков в результате их анизотропного разрастания. Показано, что изменение постоянных решетки ромбоэдрической структуры висмута в ННК относительно объемных значений составляет около 0.6% в большую сторону. Таким образом, продемонстрирована возможность температурного управления морфологией висмута при его выращивании методом МЛЭ на поверхности фторида кальция на кремнии. Также выявлена фотолюминесценция как планарных слоев, так и отдельных ННК при комнатной температуре. Полученные наноструктуры могут быть использованы в качестве фотонного материала в области многоцветной колориметрии наночастиц, а также для дальнейшего изучения фотолюминесцентных свойств.

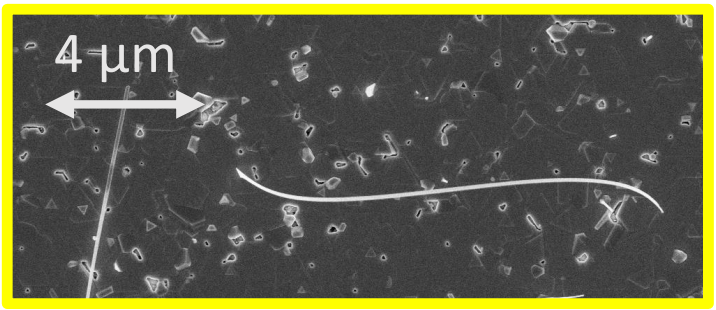


Рис.1. – Картина сканирующей электронной микроскопии ансамбля островков и отдельного ННК второго типа, сформированных при температуре 100°C.

[1] Lijun Zhu et al., Photonics,10, 602, 1 (2023).
[2] L. Kumari et al., J. Phys. D: Appl. Phys. 41, 025405 (2008).

Подходы к улучшению свойств массива квантовых точек в нитевидных нанокристаллах

Резник Р.Р.[1-3], Котляр К.П.[1-3], Гридчин В.О.[1-3], Илькив И.В.[1-3], Radhakrishnan R.[4], Akopian N.[4], Barettin D.[5], Цырлин Г.Э.[1-3]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7–9*
[2]*Алфёровский университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3*
[3]*ИАП РАН, 198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33*
[4]*Technical University of Denmark, 2800, Lyngby, Ørsteds Plads, 343, Denmark*
[5]*Università degli Studi Niccolò Cusano-Telematica, 00166, Rome, Via Don Carlo Gnocchi, 3, Italy*

В последние десятилетя полупроводниковые наноструктуры на основе соединений III и V групп таблицы Менделеева привлекают повышенное внимание исследователей благодаря своим уникальным оптическим, транспортным электрофизическим и другим свойствам [1]. Такие соединения являются потенциальными компонентами для создания приборов в областях наноэлектроники, фотоники, квантовых коммуникаций, силовой электроники, возобновляемых источников энергии, медицины и др. [2]. В настоящее время особое внимание привлекают комбинации наноструктур переменной размерности. Современные методы синтеза полупроводниковых наноструктур, такие как метод молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ), позволяют формировать нульмерные объекты (квантовые точки (КТ)) в теле квазиодномерных объектов (нитевидных нанокристаллов (ННК)). В отличие от самоорганизованных на поверхности КТ, геометрические параметры таких КТ в ННК могут быть строго контролируемыми временем роста КТ и диаметром ННК, а поверхностная плотность строго задаётся поверхностной плотностью ННК. Более того, широко известная методика отрыва и переноса ННК на любую поверхность позволяет проводить манипуляции с одиночными КТ — переносить их на любую поверхность и интегрировать их, например, с твердотельными волноводами. В свою очередь, уникальная морфология ННК позволяет формировать такие гибридные наноструктуры на поверхности кремния. Ранее нами впервые была показана возможность формирования GaAs КТ в теле AlGaAs ННК и InGaAs КТ в теле AlGaAs ННК на поверхности монокристаллического кремния с использованием золота в качестве катализатора [3, 4]. Результаты исследований показали, что такие структуры являются эффективными источниками одиночных фотонов в широком диапазоне длин волн от 750 до 1300 нм и являются крайне перспективными объектами для создания приложений в области квантовых коммуникаций. Тем не менее, для значительно увеличения однородности морфологических параметров ННК с КТ, а, соответственно, и их свойств, необходимо формировать упорядоченные массивы наноструктур. Однако упорядоченное расположение золотых капель-катализаторов с помощью литографических методов может нарушаться из-за их неконтролируемой миграции по поверхности при повышении температуры до ростовой, а результаты исследований роста ННК на кремнии из отверстий в маске не представлены в литературе.

В данной работе впервые представлены результаты экспериментальных исследований по МПЭ синтезу AlGaAs ННК с (In)GaAs КТ с использованием золота в качестве катализатора на подготовленных подложках Si/SiO_x с отверстиями в слое SiO_x, сформированными с помощью ионного микроскопа. Результаты исследований открывают новые перспективы для создания приложений в области квантовых технологий и их интеграции с кремниевой платформой.

*[1] M.P. Mikhailova et al., Semiconductors, **53**, 273 (2019).*
*[2] V.G. Dubrovskii et al., Semiconductors, **43**, 1539 (2009).*
*[3] L. Leandro et al., Nano Letters, **18**, 7217 (2018).*
*[4] R.R. Reznik et al., Physica status solidi (RRL)–Rapid Research Letters, **16**, 2200056 (2022).*

Гистерезис низкотемпературного фазового перехода β⇔β' в пленках In_2Se_3

Пономарев С.А.[1], Рогило Д.И.[1], Голяшов В.А.[1], Курусь Н.Н.[1], Миронов А.Ю.[1], Милехин А.Г.[1], Щеглов Д.В.[1], Латышев А.В.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. академика Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Слоистые двумерные (2D) материалы являются перспективными материалами для микроэлектроники, фотоники и фотовольтаики, в частности, In_2Se_3 представляет интерес для создания солнечных фотоэлементов, фотоприемников, работающих в диапазоне от УФ до ИК, и устройств памяти [1]. Однако исследование управляемого ван-дер-ваальсового роста In_2Se_3 с контролем фазы и изучение его электронных свойств является актуальной темой для применения в современной электронике.

Ранее при измерении температурной зависимости электрического сопротивления пленки In_2Se_3 толщиной 8 нм было обнаружен гистерезис в области 140–180 К с резким уменьшением сопротивления при охлаждении в ~10^4 раз [2]. Обратный переход происходил при повышении температуры выше 180 К. В данной работе методом *in situ* отражательной электронной микроскопии на поверхности Si(111) получена пленка β-In_2Se_3 толщиной около 70 нм для последующих измерений спектров комбинационного рассеяния света (КРС) и фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР). Спектры КРС измерялись при охлаждении от комнатной температуры до 77 К и последующем обратном нагреве до комнатной температуры с шагом 10 К. При охлаждении до температур около 140 К наблюдалось исчезновение пика при 175 $см^{-1}$, и последующее появление трех пиков при 155, 170 и 188 $см^{-1}$, соответствующих β'-In_2Se_3. Более того, при нагреве пленки до температуры около 180 К наблюдалось повторное появление пика при 175 $см^{-1}$, соответствующего β-In_2Se_3.

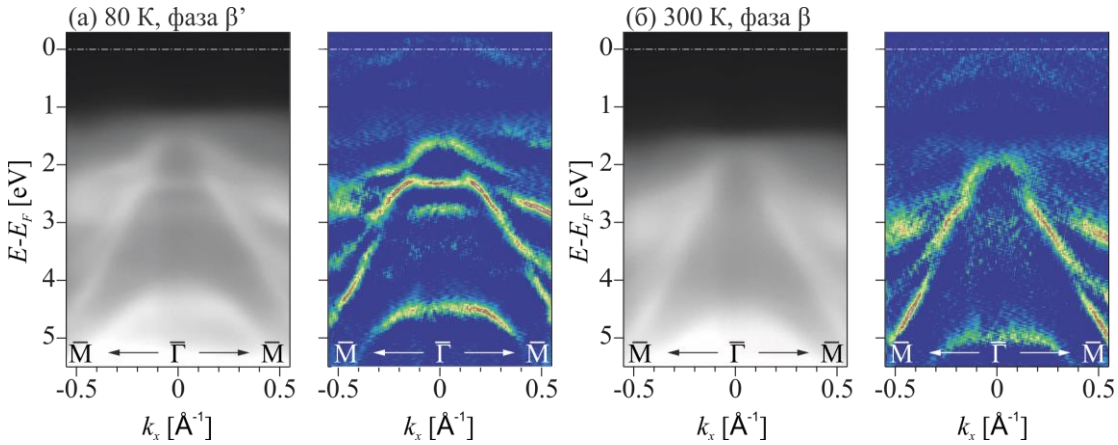


Рис.1. – Картины дисперсии состояний на поверхности пленки In_2Se_3, полученные методом ФЭСУР в сечении М–Г–М при температуре образца а) 80 К, б) 300 К

По данным ФЭСУР (Рис.1) при переходе β'-In_2Se_3⇒ β-In_2Se_3 (в процессе нагрева образца до комнатной температуры) положение потолка состояний валентной зоны смещается с 0.9 эВ в направлении бóльших энергий связи и находится на ~1.5 эВ ниже уровня Ферми, что соответствует ширине запрещенной зоны β-In_2Se_3. При этом фаза β' обладает проводимостью n-типа, что может объяснять резкое уменьшение сопротивления пленки при переходе β'-In_2Se_3⇒β-In_2Se_3.

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Наноструктуры» при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10124).

[1] *S. Vishwanath et al., J. Mater. Res.,* ***31****, 900 (2016).*
[2] *S. Ponomarev et al., 2021 IEEE 22nd International Conference of Young Professionals in Electron Devices and Materials (EDM).,* ***21****, 50 (2021)*
[3] *S. Rathi et al., Cryst. Growth Des.,* ***14****, 4617 (2014).*

Сканирующая безапертурная микроскопия ближнего оптического поля (ASNOM) – инструмент исследования полупроводниковых структур

Казанцев Д.В.[1,2]

[1]*ФИ РАН, Москва, 117218, Ленинский просп. 53*
[2]*НИУ ВШЭ, г. Москва, ул. Мясницкая, д. 20*

В докладе будут рассмотрены принципы работы сканирующего безапертурного микроскопа ближнего оптического поля (ASNOM) [1]. Методика предоставляет возможность оптического исследования твердого образца с разрешающей способностью 1-30 нм в плоскости поверхности, независимо от используемой длины волны (от 0.5мкм до 100мкм или даже до миллиметрового диапазона). Оптические поля в основном сконцентрированы в области между острием зондирующей иглы (подобной игле атомно-силового микроскопа, AFM), и размер этой области как раз и определяет пространственное разрешение метода. Напряженность электрического поля в нанометровом зазоре игла-образец весьма велика, эффективность взаимодействия протяженной металлизированной иглы с традиционными дальнепольными оптическими модами значительно выше, чем у одиночной молекулы, поэтому оптическая чувствительность метода выше на 5-8 порядков, чем у традиционных методик.

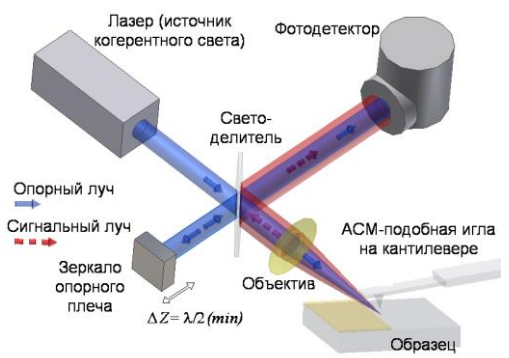


Рис.1. – Устройство ASNOM с гомодинным детектированием светового сигнала в схеме Майкельсона.

Металлизированная для увеличения оптической поляризуемости игла AFM приводится в нано-контакт с исследуемой поверхностью, и внешнее когерентное оптическое поле возбуждает в ней дипольные электрические колебания. Этот диполь, осциллирущий на частоте падающего света, излучает световые волны в окружающее пространство. При этом амплитуда и фаза рассеянной волны определяется диэлектрической проницаемостью материала образца непосредственно под острием иглы. Интерферометрическая (Рис.1) схема детектирования оптического сигнала позволяет значительно увеличить чувствительность прибора по отношению к слабенькой волне, рассеянной зондирующей иглой. Цифровое детектирование позволяет уверенно выделить в принимаемом сигнале амплитуду и фазу ближнепольной компоненты оптического взаимодействия иглы и образца.

Будут рассмотрены результаты исследований полупроводниковых структур с помощью ASNOM: карты оптического отклика структур из разнородных материалов (Si, Ge, GaAs, InP, InSb, Si3N4, SiO2…), на которых эти материалы хорошо различимы, карты оптического отклика одного и того же материала (например, кремния) на которых видно распределение плазмы свободных носителей на поверхности.

Будут рассмотрены результаты исследований поверхностных фонон-поляритонных волн, возбуждаемых на полярных кристаллах (например SiC) когерентным лазерным лучом. Исследования поверхностных плазмон-поляритонных волн, возбуждаемых когерентным лазерным лучом на слоях графена, ван-дер-Ваальсовых материалов и на поверхности материалов с гиперболической дисперсией, будут упомянуты в докладе тоже.

*[1] F.Zenhausern, M. P. O'Boyle, H.K. Wickramasinghe, Appl. Phys. Lett., **65**, 1623 (1994).*
*[2] Д.В. Казанцев и др., Усп. физ. наук, **187**, 277(2017)*

Возбуждение бегущих фонон-поляритонных волн резонансной электромагнитной волной в присутствии брегговской металлической маски на поверхности SiC

Ивченко В.С. [1,2], Иевлева В.А. [1,2], **Казанцев Д.В.**[1,2], Кунцевич А.Ю. [1,2]

[1]*ФИ РАН, Москва, 117218, Ленинский просп. 53*
[2]*НИУ ВШЭ, г. Москва, ул. Мясницкая, д. 20*

Нами с помощью безапертурного сканирующего микроскопа ближнего оптического поля (ASNOM) получены карты амплитуды и фазы бегущей фонон-поляритонной волны на поверхности полярного кристалла SiC, возбуждаемой когерентным светом лазерного луча в присутствии металлической (Au) маски, покрывающей часть поверхности образца. Маска была сформирована в виде системы полосок, период которых соответствует волновому вектору фонон-поляритонной волны, представляющей собой решение однородного волнового уравнения, учитывающего одновременно электромагнитные поля и механические колебания разнородно заряженных атомов Si и C в кристаллической решетке. При облучении образца плоской волной перестраиваемого CO_2-лазера, падающей на образец под углом ~30˚ к плоскости поверхности и направленной симметрично по отношению к сторонам брегговской структуры (45˚, стрелка на Рис.1), поверхностные фонон-поляритонные волны (SPhP) возбуждаются преимущественно в направлении волнового вектора этой структуры. Смена рабочей частоты лазера, а также изменение периода нанесенной на поверхность брегговской решетки приводят к ослаблению или исчезновению пакета наблюдаемых с помощью ASNOM бегущих SPhP-волн.

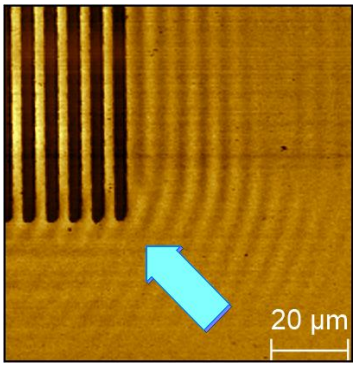


Рис.1. – Карта амплитуды локального поля в возбуждаемой SPhP волне. Поверхность SiC, частота лазера 935см-1, брегговская структура – Au полоски с оптимальным периодом.

SPhP-волны можно возбудить над кристаллическим SiC вблизи частоты решеточного резонанса в полосе остаточных лучей (приблизительно 796-960см$^{-1}$), в которой комплексная диэлектрическая проницаемость SiC меньше диэлектрической проницаемости среды (воздуха) над образцом. Решение неоднородного волнового уравнения про SPhP-волны, возбуждаемые когерентным падающим на поверхность лучом в присутствии непрозрачной металлической маски произвольной формы, возможно путем численного интегрирования функции Грина, когда каждая точка открытой поверхности SiC рассматривается как источник расходящейся круговой элементарной волны с амплитудой и фазой, соответствующими амплитуде и фазе возбуждающего волну внешнего поля в этой точке. В качестве функций Грина использованы комплексные функции Ханкеля с параметром масштаба аргумента k_{XY}, соответствующим собственным значениям волнового уравнения (волновой вектор и затухание). Такие функции являются решениями волнового уравнения, и их сумма должна оказаться решением тоже. В обсуждаемом случае успеху симуляций способствовало заметное распространение подповерхностной SPhP-волны под слоем Au. Это же обстоятельство является причиной отсутствию заметных отражений SPhP волны от краев золотой маски, которое могло бы сильно затруднить вычисления необходимостью учета граничных условий задачи для поверхностной фонон-поляритонной волны.

Результаты исследований демонстрируют возможность создания устройств поверхностной фонон-поляритонной оптики, работающих в среднем ИК-диапазоне.

[1] D. L. Mills, E. Burstein, Reports on Progress in Physics. ***37****, 7, 817 (1974).*
[2] Д. В. Казанцев, Письма в ЖЭТФ, ***83****, 8, 380 (2006).*

Низкоразмерные структуры на основе HgCdTe для физических исследований и приборных применений

Михайлов Н.Н.[1,3], Варавин В.С.[1], Дворецкий С.А.[1,3], Меньшиков Р.В.[1], Ремесник В.Г.[1], Ужаков И.Н.[1], Швец В.А.[1], Морозов С.В.[2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*
[2]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[3]*ТГУ, Томск, 634050, пр. Ленина, 36*

Проведено исследование процессов роста низкоразмерных структур с $Hg_{1-x}Cd_xTe/Hg_{1-y}Cd_yTe$ квантовыми ямами (КЯ) встроенными в сложные гетероструктуры методом МЛЭ на уникальной научной установке «Обь-М» (УНУ 353512) с высокоточным контролем *in-situ* состава X и Y (~ 0.0005 мол.дол.) и толщины (~ 0.5 нм) высокоскоростным лазерным эллипсометром. Распределения состава по толщине *ex-situ* проводилось с использованием метода «эффективной» подложки.

Рассмотрены особенности роста структур с одиночными, двойными и множественными $Hg_{1-x}Cd_xTe/Hg_{1-y}Cd_yTe$ КЯ. Толщина слоев варьировалась от 4 нм до 1000 нм. Состав слоев в КЯ изменялся в диапазоне Y = (0-0,18 молярный долей). На выращенных структурах проведены исследования магнитоэлектрических свойств структур КЯ с прямозонным и с инвертированным зонными спектрами. Получены данные параметров 2D и 3D топологических изоляторов (ТИ), дираковских и плазмонных структур [1].

Проведенные расчеты зонной структуры и полученные экспериментальные результаты энергетические положения уровней размерного квантования, полученные из измерений спектров поглощения при комнатной температуре и фотопроводимости в интервале 77-298 К находятся в хорошем согласии друг с другом [2]. Данные результаты показали возможность создания детекторов ИК излучения в интервале 2÷18 мкм. Длинноволновые фотосопротивления ($\lambda_{1/2}$ = 14 мкм) на структурах с множественными КЯ, изготовленные по заводской технологии, имеют фотоэлектрические параметры, сравнимые с аналогичными на основе твердого раствора HgCdTe.

Проведено изучение процессов роста сложных лазерных структур различного дизайна, включающими волноводные слои HgCdTe и активную зону на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe/Hg_{1-y}Cd_yTe$ КЯ. Установлена зависимость длины волны стимулированного излучения от толщины и состава Y слоев в КЯ. Наблюдалось стимулированное ИК и ТГЦ излучение с длиной волны 3-5 мкм при температурах вблизи комнатной и до 31 мкм при 20 К, соответственно [3,4].

Проведены исследования процессов роста nBn структур для детекторов ИК спектрального диапазона с широкозонными барьерами (B) [5] и барьерами на основе HgCdTe сверхрешеток. Темновой ток меза диодов для спектрального диапазона 3-5 мкм лимитируется диффузионным механизмом в диапазоне температур 180 -300 К и хорошо согласуется с эмпирической моделью «Rule 07» для классических p-n переходов с предельными характеристиками.

Исследование частично выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-62-00010, https://rscf.ru/project/24-62-00010/

[1] З.Д. Квон и др., УФН, 190, 673 (2020).
[2] N.N. Mikhailov, Dvoretsky S.A. et al., Photonics, 10, 430 (2023).
[3] A.A. Razova, M.A. Fadeev et al., Appl. Phys. Lett., 123, 161105 (2023).
[4] V. V. Rumyantsev, et al. Appl. Phys. Lett. 121, 182103 (2022).
[5] Н.Н. Михайлов и др. Оптический журнал. 91, 76 (2024).

Атомные процессы на поверхности Si(111) при адсорбции Sn

Петров А.С.[1,2], Рогило Д.И.[1,2], Щеглов Д.В.[1], Латышев А.В.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13.*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.*

Осаждение покрытий Sn на поверхность Si(111) приводит к появлению набора примесных поверхностных структур, способных выступать в качестве двумерных материалов, интегрированных с кремниевой планарной технологией [1]. Кроме того, известно, что покрытия Sn выступают в качестве сурфактанта при эпитаксии на поверхности Si(111) [2]. Уменьшение размеров полупроводниковых структур требует повышенного совершенства от морфологии ростовой поверхности и границ раздела, в связи с чем актуальными становятся вопросы, связанные с взаимодействием примесных атомов с атомными ступенями и формированием примесных двумерных поверхностных.

В данной работе методами *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ) и *ex situ* атомно-силовой микроскопии (АСМ) проведён анализ структурных и морфологических изменений на поверхности Si(111) с террасами шириной до 10 мкм индуцируемые формированием примесных фаз Sn при $T = 200–800°C$ [3,4]. Формирование реконструкции α-(√3×√3)-Sn в ходе осаждения 1/3 МС Sn (1 МС = 7.8×10^{14} атомов/см^2) при $T < 650°C$ приводит к появлению на террасах покрытия в 0.08 МС Si, образующегося при перераспределении атомов Si в приповерхностном слое подложки. При ширине террас < 1 мкм адатомы Si из покрытия 0.08 МС достигают в ходе диффузии краёв атомных ступеней и встраиваются них, тогда как большей ширине на террасах происходит зарождение 2D островков Si. Осаждение Sn при $T > 650°C$ приводит к образованию γ-фазы реконструкции (√3×√3)-Sn, формирующейся из атомов Sn и Si (суммарное адсорбированное покрытие всегда соответствует величине ≈ 1/3 МС), что приводит к резкому уменьшению концентрации адатомов Si на поверхности и возникновению потока атомов Si из ступеней с последующим их смещением в сторону вышележащих террас. Рост температуры приводит к увеличению доли атомов Si в реконструкции γ-(√3×√3)-Sn, а увеличение внешнего потока Sn наоборот приводит к сокращению доли Si в ней. Формирование реконструкции γ-(√3×√3)-Sn сохраняет изначальную атомную гладкость террас поверхности Si(111). Дальнейшее осаждение Sn до покрытий ≈ 1 МС приводит к зарождению и разрастанию разупорядоченной фазы “1×1”-Sn, представляющие собой квазижидкие домены Sn. При нагреве подложки постоянным электрическим током, домены “1×1”-Sn подвержены электромиграционному дрейфу вдоль электрического поля, что указывает на наличие положительного эффективного заряда у атомов, составляющих домен “1×1”-Sn. Электромиграционный дрейф доменов “1×1”-Sn индуцирует повышенный неравномерный массоперенос Si на поверхности Si(111), наиболее выраженный при $T \geq 800°C$: происходит смещение атомных ступеней в противоположенных направлениях, за счёт встраивания и выхода из них адатомов Si; появляются вакансионные и ростовые островки вблизи ступеней; происходит кластеризация ступеней внутри эшелонов ступеней. Взаимодействие дрейфующих доменов “1×1”-Sn с восходящими ступенями приводит к постепенному травлению отдельных участков этих ступеней, что влечёт в дальнейшем появление ступеней высотой более двух межплоскостных расстояний (происходит кластеризация моноатомных ступеней). В ходе травления и дальнейшего преодоления восходящих ступеней домены фазы “1×1”-Sn начинают представлять собой смесь атомов Sn и Si.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 19-72-30023) на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».

[1] M. Zahedifar et al., Phys. Rev. B., ***100****, 1 (2019).*
[2] S. Iwanari et al., Thin Solid Films, ***119****, 229 (1992).*
*[3] Petrov et al., Appl. Surf. Sci.,****609****, 155367 (2023).*
*[4] Petrov et al., Surf. Sci.,****741****, 122418 (2024).*

Ван-дер-ваальсовый гетероэпитаксиальный рост $SnSe_2$ на поверхностях Bi_2Se_3(0001) и Si(111)

Захожев К.Е.[1, 2], Пономарев С.А.[1, 2], Рогило Д.И.[1], Голяшов В.А.[1], Курусь Н.Н.[1], Гутаковский А.К.[1], Кох К.А.[3], Щеглов Д.В.[1], Милехин А.Г.[1], Латышев А.В.[1,2]

[1]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3]*ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, 3*

2D дихалькогениды металлов образуют класс слоистых материалов, обладающих рядом перспективных для применения в современной электронике оптических, электронных и механических свойств [1]. В частности, $SnSe_2$, согласно расчетам [2], имеет подвижность электронов 436 см^2 В$^{-1}$с$^{-1}$ при температуре 300 К, что является лучшим показателем среди большинства известных дихалькогенидов металлов. Также, высокое электронное сродство $SnSe_2$ (5.2 эВ) предоставляет возможность создания гетеропереходов III типа с другими полупроводниковыми материалами (например, WSe_2), перспективных для применения в транзисторах, работающих на основе туннельного эффекта [3]. Однако, остается актуальной проблема разработки и оптимизации методик выращивания эпитаксиальных слоев 2D дихалькогенидов металлов (в частности $SnSe_2$) высокого структурного совершенства как на поверхности классических (например, кремний), так и ван-дер-ваальсовых полупроводниковых подложек (например, Bi2Se3), препятствующая применению данного класса материалов в современной полупроводниковой электронике.

В колонне *in situ* отражательного электронного микроскопа реализован рост $SnSe_2$ на подложках Bi_2Se_3(0001) и Si(111) по методикам, включающим: (1) осаждение аморфного слоя $SnSe_2$ толщиной ~1 нм с соотношением потоков Se:Sn ~10:1 при температуре ~100 °C и (2) его кристаллизацию путем повышения температуры до ростовой (~250 °C) с одновременным осаждением атомов Se и Sn. Методика роста $SnSe_2$ на Si(111) также включает этап предварительной пассивации поверхности монослоем Se при 100 °C. Показано, что рост пленок $SnSe_2$ проходил по двумерно-островковому механизму. По данным атомно-силовой микроскопии концентрация выходов на поверхность дислокаций с винтовой компонентой составила от ~2 мкм$^{-2}$ (пленка $SnSe_2/Bi_2Se_3$(0001)) до ~18 мкм$^{-2}$ (пленка $SnSe_2$/Si(111)), что существенно ниже, чем тот же показатель для пленок, полученных в ранее опубликованных работах (~30 мкм$^{-2}$ [4, 5]). Высота молекулярных ступеней на поверхностях полученных пленок соответствует литературным данным о высоте слоя $SnSe_2$ (0.62 нм, [3]). Анализ структурно-морфологических особенностей пленки $SnSe_2$/Si(111) методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии показывает гексагональную структуру решетки пространственной группы P−3m1 с параметрами a = 0.38 нм и c = 0.62 нм, что соответствует фазе 1T-$SnSe_2$ и подтверждается методом комбинационного рассеяния света.

Кроме того, показано, что при осаждении монослоя атомов олова на поверхность Bi_2Se_3(0001) и последующего отжига при температуре 210°C в установке фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением, зонная структура приповерхностного слоя Bi_2Se_3(0001) претерпевает качественные изменения, связанные с появлением фаз кристаллического Bi, а также $SnSe_2$.

Эксперименты выполнены при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10124).

*[1] Yang Z. et al., Adv. Mater. Technol., **8**, 1900108 (2019).*
*[2] Huang Z., Zhang W., Zhang W., Materials., **9**, 716 (2016).*
*[3] Aretouli K.E. et al., ACS Appl. Mater. Interfaces., **8**, 23222–23229 (2016).*
*[4] Matetskiy A.V.et al., Appl. Phys. Lett., **109**, 021606 (2016).*
*[5] Chang Wang et al., CrystEngComm, **22**, 5296-5301 (2020).*

Рост силицена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках CaF_2/Si(111), модифицированных электронным облучением

Зиновьева А.Ф.[1,2], Зиновьев В.А.[1], Кацюба А.В.[1], Володин В.А.[1], Двуреченский А.В.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

В настоящее время двумерные графеноподобные кристаллы на основе элементов IV группы рассматриваются в качестве одних из самых перспективных материалов для создания приборов будущего поколения. Такие материалы, как силицен, германен, привлекают внимание исследователей с точки зрения уникальных свойств, обусловленных их схожестью с графеном, а прямая совместимость с существующей кремниевой технологией делает развитие методов получения этих материалов очень актуальным. В отличие от графена прямой метод отслаивания не годится для получения силицена и германена, поэтому на данный момент метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) рассматривается как основной метод создания этих материалов [1]. В данной работе разработан метод получения поверхности с гексагональной упаковкой на подложках CaF_2/Si(111). На таких поверхностях проведено осаждение кремния и методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) получено подтверждение формирования островков силицена. Разработанный метод непосредственно связан с получением пленок $CaSi_2$ с использованием электронного облучения в процессе роста слоев CaF_2 на подложках Si(111) с помощью МЛЭ [2]. Обычно пленка $CaSi_2$, сформированная под электронным пучком при осаждении CaF_2, представляет собой неоднородный трехмерный материал в виде треугольной сетки вытянутых кристаллитов, выступающих из поверхности пленки на десятки нанометров, что, естественно, не подходит для роста силицена. Однако, при достаточном количестве кремния рост плёнки может идти через образование двумерных гексагональных островков $CaSi_2$, лежащих в плоскости (111). Для создания планарной template-подложки мы применили осаждение дополнительного Si в процессе роста CaF_2 и постростовое электронное облучение (~15 минут). Получив таким образом тестовый образец и проверив на нем наличие гексагональных двумерных островков методом АСМ, мы вырастили второй образец, повторив на нем все процедуры для создания template, и осадили на такую поверхность 10 монослоев Si при выключенном электронном пучке. Результаты АСМ после осаждения Si показали, что поверхность сохраняет гексагональную структуру. На поверхности уже сформированных на предыдущем этапе двумерных островков $CaSi_2$ появляются новые шестиугольные островки. Профиль АСМ таких островков показывает наличие ступеней высотой 0.3 нм, что совпадает с высотой ступеней между слоями в мульти-силицене и является весомым аргументом в пользу вывода о формировании островков силицена. Результаты КРС показали, что в спектрах образцов с осажденным Si слоем присутствует сигнал в окрестности ≈ 495 см$^{-1}$, соответствующий свободно-стоящему силицену, которого нет в спектрах тестовых образцов.

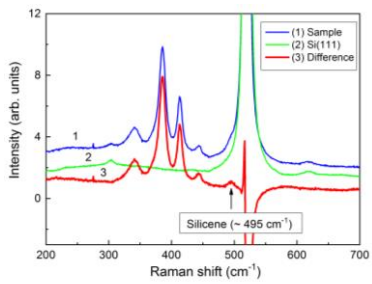


Рис.1. – Спектры КРС от образца с кремнием, осажденным после электронного облучения, и от подложки.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (тема № FWGW-2022-0011).

[1] К.А. Лозовой и др. Изв. вузов. Физика. 63, 104 (2021).
[2] A.V. Kacyuba et al. Mater. Lett. 268, 127554 (2020).

Процессы на поверхности Bi_2Se_3(0001) при адсорбции In

Рогило Д.И.[1], Пономарев С.А.[1,2], Насимов Д.А.[1], Кох К.А.[3], Рябищенкова А.Г.[1], Голяшов В.А.[1], Щеглов Д.В.[1], Латышев А.В.[1,2]

[1]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3]*ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Коптюга, 3*

Для создания высококачественных ван-дер-ваальсовых (ВДВ) гетероструктур и сверхрешеток на основе халькогенидов металлов используется метод молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [1]. Однако, как и другие методы эпитаксии, МЛЭ слоистых материалов не исключает образование дефектов, часть которых возникает на границе раздела при зарождении и формировании первых слоёв. В связи с этим, исследование процессов на поверхности имеет решающее значение для развития ВДВ эпитаксии и выращивания гетероструктур на основе халькогенидов металлов в масштабах пластин.

В данной работе, используя методы *in situ* отражательной электронной микроскопии (ОЭМ), *ex situ* атомно-силовой микроскопии (АСМ), сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) и *ab initio* расчётов детально изучены структурно-морфологические трансформации поверхности Bi_2Se_3(0001), вызванные адсорбцией In при температурах подложки от комнатной до температур сублимации кристалла Bi_2Se_3 (около 450°C). Методом *in situ* ОЭМ обнаружено формирование примесно-индуцированной поверхностной фазы, визуализирующейся также на СЭМ изображениях (Рис.1) [2]. Методом АСМ показано, что островки данной фазы имеют высоту около 0,4 нм. На основе этих данных, а также *in situ* РФЭС экспериментов и *ab initio* расчётов предложена модель атомной структуры примесно-индуцировнной фазы. Показано, что обнаруженные островки примесно-индуцированной фазы локально подавляют сублимацию нижележащих слоёв селенида висмута, что приводит в процессе длительной сублимации к формированию многослойных островков даже при субмонослойном покрытии индия.

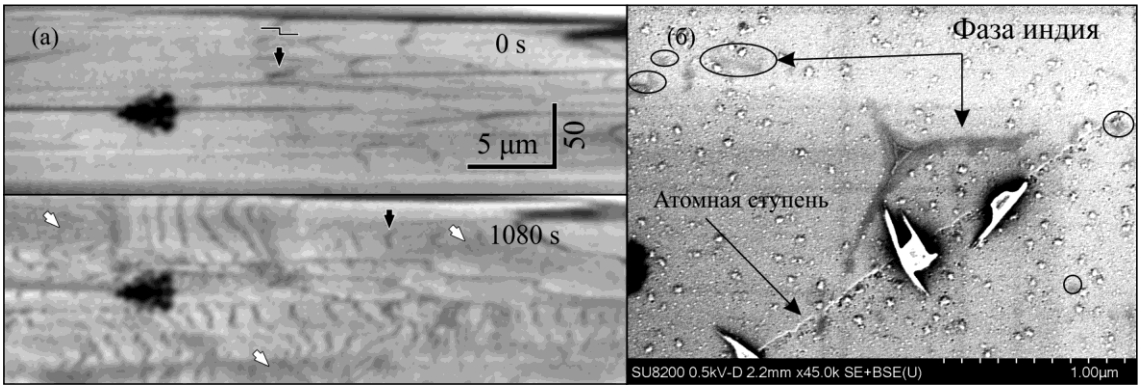


Рис.1. – а) In situ ОЭМ изображения поверхности Bi_2Se_3(0001) в процессе осаждения индия. Черные стрелки указывают на атомные ступени, белые — на изменение контраста террас, обусловленное адсорбцией индия. б) СЭМ изображение островка примесно-индуцированной фазы на поверхности Bi_2Se_3(0001).

Работа выполнена на оборудовании ЦКП «Наноструктуры» при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант № 22-72-10124).

*[1] Lasek K. et al., ACS Nano., **14**, 8473–8484 (2020).*
*[2] Ponomarev S.A. et al., J. Cryst. Growth, **628**, 127545 (2024).*

Нормальное и латеральное ван-дер-ваальсово взаимодействие слоев в гетероструктурах Al/hBN/MoS_2/ и Al/WSe_2/ плавленый кварц

Клоков А.Ю.[1], Фролов Н.Ю.[1], Шарков А.И.[1], Пугачёв М.В.[1], Кунцевич А.Ю.[1]

[1]*Физический Институт им. П.Н.Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53*

Работоспособность акусто- и оптоэлектронных устройств на основе слоистых матеиалов, определяется латеральной однородностью гетерограниц, от которой зависит как межслоевое силовое взаимодействие, так и транспорт носителей заряда и тепла. В работах [1-3], выполненных методом пикосекундной акустики, получены данные о силовом взаимодействии в нормальном к границам слоёв направлении, что связано с геометрией эксперимента, когда возбуждаются в основном продольные акустические моды. В тоже время данные о силовом взаимодействии в латеральном направлении, необходимые для адекватного описания упругого контакта могут быть получены в экспериментах со сдвиговыми или поверхностными акустическими волнами.

В данной работе методом пикосекундной акустики исследовались гетероструктуры на базе гексагонального нитрида бора (hBN) Al/hBN/SiO_2, часть из которых содержала монослой MoS_2 на границе с SiO_2, а так же структуры Al/WSe_2/SiO_2. Упругие импульсы генерировались при фемтосекундном лазерном возбуждении слоя алюминия толщиной 30 нм.

1) При возбуждении и зондировании со стороны алюминиевой плёнки регистрировались собственные моды колебаний структуры. Моделирование термоупругого возбуждения объёмных акустических волн и их фотоупругого взаимодействия с лазерными импульсами, позволило получить данные о силовом взаимодействии слоёв hBN (500÷50 нм) с кварцевой подложкой в нормальном направлении, затухании гиперзвука, а также о влиянии монослоя MoS_2 на акустическую связь hBN и SiO_2 подложки.

2) При возбуждении и зондировании со стороны кварцевой подложки было обнатужено, что распространение упругого импульса в слое hBN и подложке сопровождалось интенсивным Бриллюэновским рассеянием, частота которого изменялась при прохождении через границу слоя с подложкой. Встраивание монослоя MoS_2 приводило к существенному ослаблению Бриллюэновского рассеяния в подложке, что свидетельствует о сильном отражении упругого импульса на границе с подложкой. Таким образом, введение монослоя может существенно изменить условия прохождения упругих импульсов через границу.

3) При возбуждении поверхностных акустических волн (ПАВ) в структурах со слоями hBN различной толщины было обнаружено, что с увеличением толщины слоёв от 50 до 500 нм существенно изменяется частотная дисперсия ПАВ, при этом пространственная анизотропия не обнаруживается. На образцах со слоями WSe_2, наоборот, отмечалась сильная пространственная анизотропия ПАВ, соответствующая симметрии (6-го порядка) ПАВ на объемном WSe_2, при этом оказалось, что групповая скорость ПАВ была примерно в 2 раза выше скорости рэлеевской волны.

Полученные данные позволяют оценить силовые постоянные, описывающие взаимодействие в 2D гетероструктурах как в нормальном, так и в латеральном направлении, а также оценить затухание гиперзвука и фотоупругое взаимодействие в гексагональном нитриде бора (hBN).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 3-22-00444).

[1] D. Kovalyuk, et al., ACS Nano 13 (2019) 11530-11537.
[2] J.D.G. Greener, et al., Phys. Rev. B 98 (2018),075408.
[3] A. Yu. Klokov et al., NanoLett. 22 (2022) 2070-2076.

Исследование формирования нанокластеров Ag и Au на поверхности SiO_2 в процессе низкотемпературного отжига

Гришин Т.С.[1], Волкова Л.С.[1], Громов Д.Г.[2]

[1]*ИНМЭ РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-кт, д. 32А*
[2]*НИУ МИЭТ, 124498, Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, д. 1*

Благодаря своим уникальным свойствам, отличающихся от свойств объемного материала, металлические наноструктуры на поверхности твердого тела находят широкое применение, в частности массивы наночастиц Ag и Au могут использоваться в устройствах сенсорики, солнечных элементах, оптических фильтрах, фотокаталитических структурах, в качестве подложек для поверхностно усиленной спектроскопии комбинационного рассеяния и множестве других применений [1]. Свойства таких массивов в основном определяются их геометрическими параметрами – средним размером наночастиц, средним расстоянием между ними, степенью заполнения подложки, дисперсией и т.д. Таким образом, создание массивов с равномерным распределением наночастиц и с наперед заданными геометрическими параметрами является актуальной технологической задачей.

Формирование массива наночастиц Ag и Au происходит в результате отжига исходного слоя Ag, представляющего собой тонкую островковую пленку, при температурах до 400 °C. Исходные слои различной толщины были сформированным посредством магнетронного напыления, толщина исходных слоев варьировалось от 2,5 до 10 нм. Отжиг проводился в инертной атмосфере при различных температурах, от 80 до 400 °C.

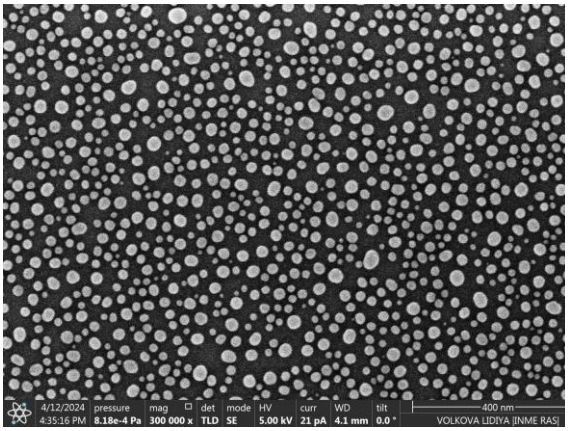


Рис.1. – СЭМ-изображение массива наночастиц Ag полученного в результате отжига исходного слоя толщиной 5 нм при 250°C.

Исследования эволюции массивов наночастиц проводилось с помощью сканирующей электронной, просвечивающей электронной и атомно-силовой микроскопии. Определено, что разрыв исходной пленки с формированием массива наночастиц происходит уже при 80 – 100 °C, а укрупнение наночастиц начинается при 100°C и выходит в насыщение при 300°C.

С помощью просвечивающей электронной микроскопии определено, что для Ag и Au характеры различные механизмы объединения и укрупнения частиц – через «скачок» двух частиц для Au и через массоперенос для Ag. На основании данных сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопии были получены зависимости среднего размера частиц Ag и Au в формируемом массиве и степени заполнения подложки от температуры отжига для разных толщин исходного слоя, изучено изменение полного объема вещества на поверхности в процессе отжига. Показано, что варьирование толщины исходного слоя и температуры отжига позволяет в широких пределах управлять геометрическими параметрами массива.

*[1] D. G. Gromov et al. App. Surface Science, **489**, p. 701-707 (2019).*

Формирование и исследование свойств массивов наностолбиков TiO_x с наночастицами Ag и Cu

Волкова Л.С.[1], Гришин Т.С.[1], Громов Д.Г.[2]

[1]*ИНМЭ РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., д. 32А*
[2]*НИУ МИЭТ, 124498, Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, д. 1*

В настоящее время для детектирования сверхмалых концентраций химических объектов широко применяется спектроскопия усиленного на поверхности комбинационного рассеяния (SERS). Ключевым элементом данной техники является подложка с плазмонной поверхностью, на которую наносится аналит. Обычно в качестве подложек используется массивы наночастиц металлов на твердотельной поверхности, полученные различными способами [1]. Из-за сверхвысокой чувствительности метода, способности детектировать даже следовые концентрации вещества, такие подложки являются одноразовыми.

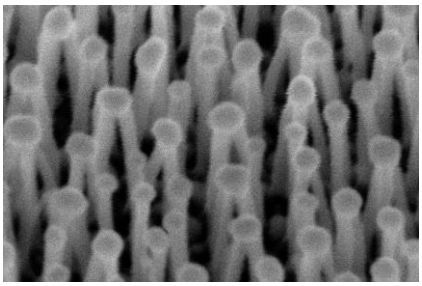


Рис.1. – СЭМ-изображение наностолбиков TiO_x с наночастицами Cu.

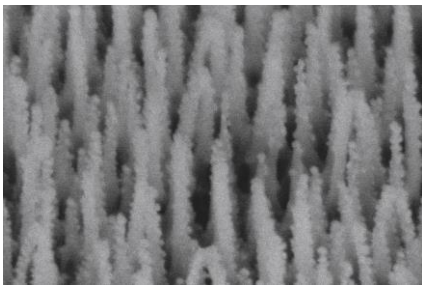


Рис.2. – СЭМ-изображение наностолбиков TiOx с наночастицами Ag.

За счет сочетания плазмонных и фотокаталитических свойств, подложки на основе наностолбиков TiO_x с металлическими наночастицами могут использоваться повторно после специальной подготовки с облучением ультрафиолетовым светом. Поверхность с большей удельной площадью обеспечивает на 1-2 порядка большее усиление сигнала комбинационного рассеяния по сравнению с подложкой с массивом металлических наночастиц аналогичного размера на плоской поверхности. Помимо того, такая подложка может быть использована для in situ контроля химических реакций нанообъемов вещества.

Массив наностолбиков TiO_x формировался в результате двухстадийного анодирования структуры $Si/SiO_2/TiN/Al$, в которой слой анодированного Al выступает маской при втором анодировании слоя TiO_x и полностью удаляется. Наночастицы Ag и Cu разных размеров на поверхности наностолбиков TiO_x формировались с помощью магнетронного и вакуум-термического напыления с последующим отжигом в инертной атмосфере, причем наночастицы Cu формировались на вершинах наностолбиков, а наночастицы Ag на их боковых поверхностях (рис. 1, 2).

Геометрические параметры массива наностолбиков контролировались с помощью сканирующего электронного микроскопа. Структурный анализ проводился с помощью просвечивающего электронного микроскопа. Для этого одиночный наностолбик извлекался из массива с помощью наноманипулятора в двухлучевом сканирующем электронном микроскопе и закреплялся на сеточке. Таким образом, была получена прямая электронная дифракция с одного наностолбика и определено, что наностобики TiO_x имеют фазу анатаза. При регистрации спектров комбинационного рассеяния раствора с концентрацией 10^{-8} М красителя малахитовый зеленый на поверхности данных структур на длине волны возбуждения 532 нм коэффициент усиления сигнала комбинационного рассеяния составлял 6-7 порядков.

*[1] S. V. Dubkov et al. Optical Materials: X, **7**, 100055 (2020).*

Поверхность $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (100): окисление на воздухе и восстановление сульфидными растворами

Лебедев М.В.[1], Львова Т.В.[1], Седова И.В.[1], Королёва А.В.[2], Жижин Е.В.[2], Лебедев С.В.[2]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9.*

Вследствие практически полного соответствия периода кристаллической решетки с подложкой GaAs и возможности обеспечения прямой запрещенной зоны в диапазоне 1.42–1.93 эВ, твердые растворы AlGaAs активно используются в современных транзисторах, лазерах и солнечных элементах на основе наногетероструктур. Однако, из-за высокой химической активности, поверхность полупроводников A^3B^5, в особенности содержащих алюминий, на воздухе покрывается неупорядоченным слоем оксидов, вызывающим образование дефектов и оказывающих негативное воздействие на характеристики приборов. В данной работе с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии исследовался процесс формирования слоя естественного окисла на поверхности $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$(100) различного типа проводимости при выдержке на воздухе, а также разрабатывались химические методы удаления слоя оксидов и пассивации поверхности с помощью различных сульфидных растворов.

Было показано, что в процессе хранения на воздухе на поверхности твердого раствора образуется слой, состоящий из оксидов алюминия, галлия и мышьяка, а также элементарного мышьяка, количество которых со временем увеличивается. При этом слой окисла на поверхности AlGaAs:Be(100) (p-тип проводимости) растет быстрее, чем на поверхности AlGaAs:Si (100) (n-тип). По мере выдержки на воздухе работа выхода как n-AlGaAs(100), так и p-AlGaAs(100) уменьшается.

Для удаления слоя естественного окисла и пассивации поверхностей $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$(100) использовались различные растворы $(NH_4)_2S$ и Na_2S. Растворы сульфида аммония приготавливались как из «состаренного» реагента, содержащего полисульфиды вследствие длительного взаимодействия $(NH_4)_2S$ с воздухом (обозначаемого, в дальнейшем, $(NH_4)_2S_x$), так и «свежего» реагента $(NH_4)_2S$, фабричная упаковка которого была нарушена непосредственно перед проведением эксперимента.

Наиболее эффективное удаление слоя естественного окисла и химическая пассивация были достигнуты при обработке поверхности разбавленным водным раствором $(NH_4)_2S_x$ с концентрацией ~ 4%. Обработанная поверхность содержит небольшое количество остаточных оксидов галлия и алюминия (порядка монослоя), и покрыта пассивирующим слоем, состоящим из элементарного мышьяка и его сульфидов. При этом стехиометрия поверхности (отношение Al/Ga) практически не изменяется. В процессе обработки водным раствором $(NH_4)_2S$ той же концентрации стехиометрия поверхности также не изменяется, но формирования сульфидов мышьяка на поверхности не происходит и процесс удаления оксидов менее эффективен. Показано, что в результате взаимодействия как концентрированного (~44%) раствора $(NH_4)_2S_x$, так и 4% раствора $(NH_4)_2S_x$ в изопропиловом спирте происходит нарушение стехиометрии приповерхностной области за счет вымывания атомов галлия с поверхности, в результате чего происходит образование сравнительно толстого слоя оксида алюминия.

Обработка поверхностей $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$(100) водными растворами Na_2S приводит к удалению слоя естественного окисла, не вызывая изменения стехиометрии приповерхностной области так, что количество остаточных оксидов галлия и алюминия не превышает одного монослоя. При этом формирования пассивирующего сульфидного слоя не происходит. С поверхности p-$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$(100) оксиды удаляются несколько медленнее, чем с поверхности n-$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$(100). Обработка поверхности водными растворами Na_2S не приводит к изменению изгиба зон, но уменьшает энергию ионизации/сродства к электрону поверхности.

Исследование эволюции морфологии полуполярных AlN (10-11) слоев, выращенных на наноструктурированной подложке Si(100)

Бессолов В.Н.[1], Коненкова Е.В.[1], Орлова Т.А.[1], **Сокура Л.А.[1,2]**, Соломникова А.В.[3], Шарофидинов Ш.Ш.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, пр. Кронверкский, 49*
[3]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5*

Полуполярный нитрид алюминия – это широкозонный полупроводник, обладающий высокой теплопроводностью и высокой пьезоэлектрической постоянной, что делает его перспективным для применений в мощных электронных и ультрафиолетовых фотонных устройствах. Однако одной из фундаментальных проблем, снижающих эффективность III-N оптоэлектронных приборов, в том числе приборов на AlN, является полярная ориентация в *c*-плоскости, что приводит к возникновению дополнительных пьезоэлектрических полей, индуцированных деформацией в структурах, и к низкой квантовой эффективности оптоэлектронных приборов. Для преодоления этой проблемы предпринимаются попытки синтезировать полуполярные нитриды алюминия на микро- и наноструктурированных (NP) подложках Si(100), в которых предлагается для роста слоев использовать наклонную грань Si(111).

Целью настоящей работы является изучение эволюции морфологии AlN(10-11) слоев, выращенных методами MOCVD и HVPE на наноструктурированной подложке NP-Si(100). В таблице 1 приведены результаты исследований методами ренгенодифракционного анализа и атомно-силовой микроскопии структурных свойств слоев AlN, выращенных на различных подложках и темплайтах.

Таблица 1 – Среднеквадратичное значение (RMS), среднее значение щероховатости (RA) для полуполярных слоев AlN(10-11), выращенных методом HVPE и MOCVD на разных подложках и темплейтах

Подложка/темплейт	Метод роста	Слой AlN	Толщина, мкм	RMS, нм	RA, нм
AlN/AlN (MOCVD)/ NP-Si(100)	HVPE	AlN(10-11)	5	49.156	36.956
NP-Si(100)	HVPE	AlN(10-11)/(0001)	5	123.098	96.787
Si(111)	MOCVD	AlN(0001)	0.4	1.996	1.470
NP-Si(100)	MOCVD	AlN(10-11)/(0001)	0.4	8.574	6.726
SiNx/NP-Si(100)	MOCVD	AlN(10-11)/(0001)	0.4	2.214	1.757

Наблюдаемая эволюция морфологии слоев AlN(10-11), о которой говорит различие в параметрах, характеризующих поверхность, вероятно, связана с различной длиной поверхностной диффузии атомов на наноструктурированной подложке NP-Si(100) и темплейте AlN/NP-Si(100). Действительно, длину поверхностной диффузии λ_s можно выразить через энергетический барьер адсорбции E_{ad} и потенциальный энергетический барьер диффузии E_d следующим образом:

$$\lambda_s = \lambda_e e^{\frac{E_{ad}-E_d}{2k_B T}}, \quad (1)$$

где k_B – коэффициент Больцмана, λ_e – эффективная дистанция скачка на поверхности или расстояние между двумя соседними узлами решетки. Разность значений (E_{ad} — E_d) для поверхности грани Si(111) составляет величину 0.55 eV/atom, а для граней Si(111), покрытых Si_3N_4 или AlN, – 0.62–0.61 eV/atom, что существенно больше.

Таким образом показано, что выращивание слоев AlN с использованием наноструктурированной подложки NP-Si(100) или нитридных темплейтов SiN_x приводят к получению более гладких эпитаксиальных слоев AlN(10-11), перспективных для целей нитрид-галлиевой электроники.

Благодарности. Сокура Л.А. и Шарофидинов Ш.Ш. благодарят Российский научный фонд за финансовую поддержку исследований (проект No 24-22-00392).

Транспорт носителей заряда в йодированных пленках сульфида свинца

Чарикова Т.Б.[1], Павлова А.Ю.[1], Поздин А.В.[2], Корх Ю.В.[1], Кузнецова Т.В.[1,2], Воронин В.И.[1], Марков В.Ф.[2,3], Маскаева Л.Н.[2,3]

[1]*ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*
[2]*УрФУ имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, д. 19г.*
[3]*Уральский институт Государственной противопожарной службы МЧС России, 620002, Екатеринбург, ул.Мира, 22*

Современная оптоэлектроника и солнечная энергетика требуют разработки высокоэффективных недорогих функциональных материалов. Полупроводники IV-VI являются перспективными и достаточно изученными фотовольтаическими материалами. Значительный интерес сохраняется к тонким пленкам узкозонного ($\Delta E = 0.41$ эВ) сульфида свинца (PbS). Легирование сульфида свинца при химическом осаждении галогенами (I, Br, C1), обладающими глубоким донорным действием является многообещающим подходом для получения высокофункциональных пленок PbS с относительно высоким удельным сопротивлением, обеспечивающим их использование в качестве фоторезистивных материалов для инфракрасных детекторов [1].

В работе представлены результаты измерений электрического и холловского сопротивлений на поликристаллических пленках PbS, легированных йодом, полученных методом гидрохимического осаждения. Увеличение содержания йода в пленках приводит к увеличению энергии ионизации примеси, температурная зависимость удельного сопротивления в широком диапазоне температур подчиняется обратному закону Аррениуса, характерному для неупорядоченных поликристаллических пленок с различной ориентацией кристаллитов относительно подложки. Изменение размеров и ориентации кристаллитов относительно подложки подтверждено методами АСМ-топографии, спектрами комбинационного рассеяния света, а также рентгеновской дифракцией.

В зависимости от содержания допанта в слое изменяется как тип носителей заряда, так и их концентрация. При этом температурные зависимости постоянной Холла и подвижности носителей заряда имеют довольно сложный характер, который объясняется не только свойствами самих кристаллитов, но и межкристаллитных слоев, состав и свойства которых зависят от наличия микропримесей и включений, выносимых на межфазную границу в процессе кристаллизации; многофазным составом пленок и возможностью возникновения *p-n* переходов на границах раздела. Повышение числа точечных дефектов и дислокаций, разориентированности зерен в слое при введении в реакционный раствор йодида аммония и включения йода в состав пленок сопровождается изменением их типа проводимости и концентрации основных носителей. Объяснение полученных результатов представляется наиболее аргументированным с позиций установленного ранее для халькогенидов металлов механизма самокомпенсации донорного действия галогенов [2,3].

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Электрон” № 122021000039-4.

[1] Markov V. F., Maskaeva L. N., Mostovshchikova E. V. et al., Phys. Chem. Chem. Phys. 24, 16085 (2022).
[2] V.I. Kaidanov, S.A. Nemov and Yu.I. Ravich Phys. Tech. Semicond., 28, 369 (1994).
[3] L.N. Maskaeva, A.V. Pozdin, A.Yu. Pavlova et al., Phys. Chem. Chem. Phys. 26,10641 (2024).

Влияние свойств и структуры поверхности подложки на морфологию планарных нанопроволок GaAs (Монте-Карло моделирование)

Спирина А.А.[1], Манцурова С.В.[1,2], **Шварц Н.Л.**[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20*

Интерес к планарным нанопроволокам (ПНП) – одномерным кристаллическим структурам, растущим вдоль подложки – обусловлен возможностью их встраивания в стандартную планарную технологию создания приборов наноэлектроники [1]. Одним из способов организации роста массивов ПНП GaAs является селективная эпитаксия [2]. В этом случае поверхность подложки покрывается маской, структурированной с помощью литографии. Рост ПНП происходит непосредственно на подложке в открытых окнах маски. При этом прямой контакт растущей ПНП и подложки ограничивает выбор материала ПНП, поскольку постоянные кристаллических решеток ПНП и подложки должны быть близки для предотвращения напряжений на границе раздела двух материалов. Уйти от этого ограничения можно с помощью графоэпитаксии, когда ПНП формируются на поверхности аморфной маски – буферного слоя между подложкой и ПНП [3]. Как и в случае с селективной эпитаксией, при графоэпитаксии поверхность подложки покрывается структурированной маской, однако рост ПНП осуществляется с помощью механизма пар-жидкость-кристалл с использованием капель-катализатора. На сегодня нет экспериментальной реализации графоэпитаксии ПНП на основе полупроводников III-V, в частности на основе GaAs с использованием капель галлия в качестве катализатора.

Данная работа посвящена моделированию роста ПНП GaAs на подложках GaAs, покрытых структурированной диэлектрической маской, по механизму пар-жидкость-кристалл с использованием капель галлия методом Монте-Карло. Моделирование осуществлялось в программном комплексе SilSlim3D [4] с использованием трехмерной кинетической решеточной модели. В работе проведен анализ влияния геометрии структурированной поверхности на морфологию и направление роста ПНП GaAs. В качестве исходной подложки использовалась подложка GaAs(111)A, покрытая структурированным SiO_2, как показано на рис.1. Получено, что возможность однонаправленного роста массива ПНП возникает, когда высота бортиков заметно превышает размер капель, а ширина канавки сравнима с размером капли. Найдены условия, когда становится возможным рост ПНП вдоль канавки без капли, что позволит получить нанопроволоки с неизменным размером поперечного сечения.

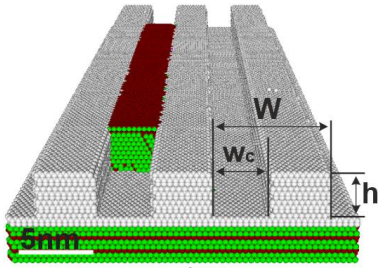


Рис.1. – 3D вид модельной подложки GaAs, покрытой структурированной маской, с планарной нанопроволокой GaAs.

Работа выполнена при поддержке программы Минобрнауки РФ.

*[1] C. Zhang et al., Nano Lett., **14**, 6836 (2014).*
*[2] N. Morgan et al., Cryst. Growth Des., **23**, 5083 (2023).*
*[3] R. Ben-Zvi et al., ACS Nano, **13**, 5572 (2019).*
*[4] А.Н. Карпов и др., Выч. мет. программирования, **15**, 388 (2014).*

Влияние кислорода и фтора на электронную структуру поверхности GaSb(111)

Кулькова С.Е.[1], Бакулин А.В.[1]

[1]*ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, пр. Академический, 2/4*

Исследование атомной и электронной структуры поверхности полупроводников $A^{III}B^{V}$ имеет фундаментальное значение для технологических приложений в микроэлектронике и разработки новых полупроводников материалов на их основе. Ключевой проблемой гетероструктур металл–диэлектрик–полупроводник, использующихся при производстве приборов для микроэлектроники, является формирование границы раздела изолятор–полупроводник с низкой плотностью интерфейсных состояний. В наших ранних работах было показано, что при адсорбции фтора как на нереконструированных, так и на реконструированных катион-обогащенных поверхностях InAs(111)A и GaAs(111)A состояния, индуцированные кислородом, полностью или частично удаляется из запрещенной зоны, если фтор образует связь с поверхностными атомами катиона. Поскольку остается неясным, приведет ли замена аниона к изменениям особенностей влияния кислорода на электронную структуру поверхности, то мы изучили влияние адсорбции кислорода и фтора на электронные свойства поверхности GaSb(111) в зависимости от ее окончания.

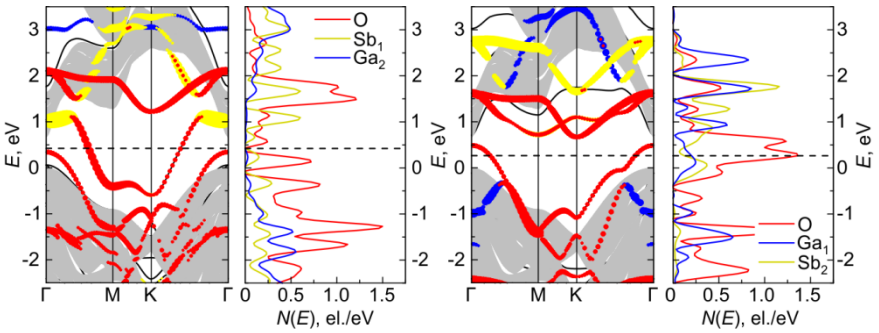


Рис.1. – Электронный спектр и локальные ПЭС поверхности GaSb(111)B с тремя адатомами кислорода в Ga-B позиции (слева) и GaSb(111)A с кислородом в Sb-B позиции (справа). Локализация поверхностных состояний показана шариками.

Расчеты атомной и электронной структуры поверхности GaSb(111) проводились методом проекционных присоединенных волн (PAW) с GGA–PBE приближением для обменно-корреляционного функционала. Метод DFT–1/2 использовался для расчета электронного спектра объемного полупроводника и поверхности. Показано, что независимо от окончания поверхности наиболее предпочтительным положением для адсорбции кислорода является мостиковая Ga(Sb)-B позиция между поверхностными атомами галлия (сурьмы), тогда как фтор предпочитаем вершинную Ga(Sb)-T позицию над этими атомами. Энергия связи кислорода на Ga-обогащенной поверхности на ~0.4 эВ выше, чем фтора. Бóльшая разница в энергиях связи (1.5 эВ) получена на поверхности, оканчивающейся сурьмой. Адсорбция фтора на поверхности GaSb(111)A, как и в случае GaAs(111)A и InAs(111)A, приводит к удалению поверхностных состояний, образованных p_z-орбиталями катионов, и откреплению уровня Ферми. Однако эта тенденция не выполняется на поверхности GaSb(111)B. В то же время адсорбция кислорода приводит к аналогичным эффектам независимо от окончания поверхности GaSb(111) – в запрещенной зоне появляются дополнительные состояния. Установлено, что увеличение концентрации кислорода на Sb-обогащенной поверхности GaSb(111) способствует уменьшению плотности поверхностных состояний в запрещенной зоне (рис. 1). В целом установленные тенденции в изменении атомной и электронной структуры указывают на слабое влияние как анионов, так и катионов на взаимодействие электроотрицательных адсорбатов с поверхностью $A^{III}B^{V}$(111).

Работа выполнена в рамках государственного задания ИФПМ СО РАН, тема FWRW-2022-0001.

Самокаталитический рост InP и GaInP наноструктур на кремнии из паровой фазы

Карлина Л.Б.[1], Власов А.С.[1], Левин Р.В.[1], Малевская А.В.[1], Сошников И.П.[1-3]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, Санкт-Петербург, Россия*
[3]*ИАП РАН, Санкт-Петербург, Россия*

Интеграция структур на основе соединений A_3B_5 с кремнием является одной из важнейших задач, которая на данном этапе развития микроэлектроники решается различными способами, требующими как правило сложного оборудования и небезопасных токсических материалов [1].

Ранее нами был предложен оригинальный способ выращивания нитевидных наноструктур фосфида индия на подложках кремния в квазиравновесных условиях по механизму пар-жидкость-кристалл с использованием в качестве катализатора золота и источников паров фосфора и индия на основе раствора-расплава Sn-InP [2]. Разработанный метод отличается простотой и доступностью оборудования и самого процесса роста.

Однако считается, что золото создаёт в выращенных структурах дополнительные дефекты, что может ограничивать область их применения.

В данной работе исследованы характер роста и морфология самокаталитических наноструктур InP и GaInP с использованием индия и галлия в качестве катализаторов а также источников паров фосфора, индия и галлия на основе растворов –расплавов Sn-InP и Sn-GaP.

В качестве подложек использовались пластины кремния ориентации (111) и (100) как со слоем естественного окисла толщиной 2-2.5 нм, так без него.

Контроль морфологии полученных структур осуществлялся РЭМ методами. Анализ гистограмм показал образование наноструктур размерами от 10 до 200нм.

Наши исследования продемонстрировали, что в выбранном температурно-временном интервале (510÷560°C; 30–70 минут) на начальном этапе рост наноструктур осуществляется по механизму ПЖК, который в дальнейшем переходит в режим парофазной эпитаксии. что обусловлено изменением соотношения V/III в паровой фазе в процессе роста.

На рис. 1 представлены спектры фотолюминесценции и рамановского рассеяния, демонстрирующие формирование на поверхности кремния наноструктур InP и GaInP.

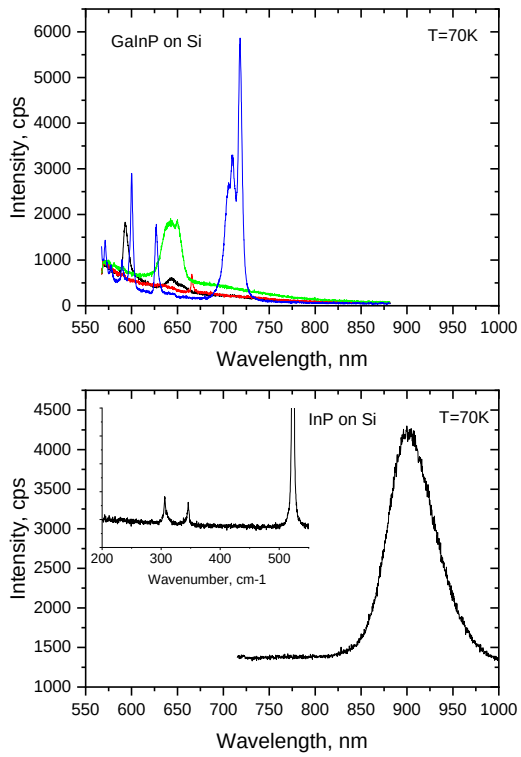


Рис.1. – Спектры фотолюминесценции GaInP (сверху) и InP (снизу) наноструктур на кремнии. На вставке — спектр рамановского рассеяния InP наноструктур а также РЭМ изображение наноструктур.

[1] Siddharth Saurabh et.al, RSC Adv., 9878, 13, (2023)
[2] Л.Б. Карлина и др,. ФТП, 530 57(7) (2023)

Нанокластеры золота на поверхности GaP(001): химическое приготовление, локализолванные плазмоны

Берковиц В.Л.[1], Кособукин В.А.[1], Улин В.П.[1], Хахулин С.А.[2]

[1]*ФТИ им А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26*
[2]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова 5*

Фосфид галлия GaP активно используется в структурах светоизлучающих приборов, детекторах ультрафиолетового излучения и т.д. Однако из-за наличия непрямого межзонного перехода при 2.26 эВ GaP обладает низкой излучательной способностью и слабым поглощением. Улучшение этих характеристик возможно путем использования наночастиц золота, нанесенных на поверхность GaP и обладающих локализованными плазмонами с энергией, близкой к энергии непрямого перехода. В нашей работе нанокластеры Au создавались с помощью химической обработки поверхности GaP(001) в $1*10^{-3}$M растворе золотохлористоводородной кислоты $HAuCl_4$ в ортофосфорной кислоте H_3PO_4. На поверхности полупроводника в таком растворе происходит восстановление золота, которое сопровождается ее травлением. Выделяющееся золото ассоциируется в нанокластеры Au, размеры которых увеличиваются с увеличением длительности обработки или температуры раствора. Как установлено методом сканирующей электронной микроскопии, форма кластеров Au близка к сферической, а на поверхности кристалла, они расположены случайным образом рис.1а. Отличительной особенностью химически созданных кластеров Au является относительно малая дисперсия их размеров по сравнению с кластерами, получаемыми при высокотемпературном отжиге пленки Au [1].

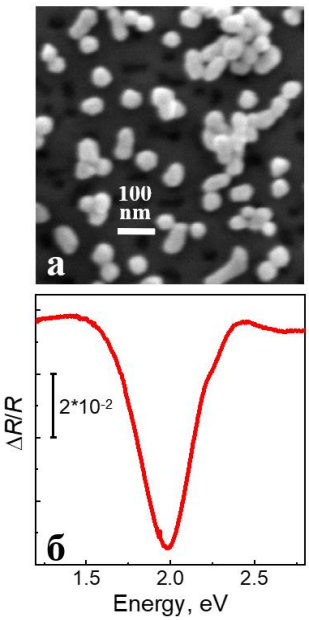


Рис.1. – СЭМ изображение и спектр АО кластеров Au.

Локализованные плазмоны нанокластеров Au исследовались с помощью методики спектроскопии анизотропного отражения (АО) [2]. Она измеряет спектр величины $\Delta R/R = 2(R_\alpha - R_\beta)/ R_\alpha + R_\beta)$, где R_α и R_β — коэффициенты отражения света, поляризованного вдоль ортогональных направлений α и β, совпадающими с направлениями осей [110] и $[1\bar{1}0]$. В спектре АО поверхностиGaP(001) после ее обработки в растворе при температуре 50°C в течение 15 мин обнаруживается сильная резонансная линия с энергией вблизи 2 эВ, рис.1б. Эта линия связана с анизотропными плазмонами кластеров Au. Установление плазмоной анизотропии свидетельствует о том, что ансамбль нанокластеров Au на поверхности GaP(001) обладает собственной макроанизотропией, которая может быть связана либо с анизотропной формой кластеров Au, либо с анизотропией их расположения на поверхности кристалла [2].

В заключении стоит отметить, что предложенная химическая технология получения кластеров Au на поверхности GaP не требует отжига образцов. Это позволяет избежать химической реакции, которая возникает при нагреве пленок Au и полупроводниковой подложкой A^3B^5 и приводит к образованию кластеров интерметаллидов Au, проникающих в подложку [1].

[1] V.L. Berkovits, et al., Surf. Sci., 742, 122437 (2024).
[2] V.L. Berkovits, et al., Surf. Sci., 632, L9 (2015).

Применение быстрого джоулева нагрева для синтеза углеродных нанопленок

Е.П. Неустроев[1], А.Р. Прокопьев[1], Н.Н. Лоскин[1], Д.Н. Попов[1]

[1]*СВФУ им. М.К. Аммосова, Россия, г. Якутск, ул. Белинского, 58*

Уникальные электрические и оптическими свойства углеродных нанопленок вызывают значительный интерес исследователей со всего мира для применения в оптоэлектронике, спинтронике и сенсорике [1]. В настоящее время не решены полностью проблемы получения коммерчески выгодных углеродных пленок. Предложенный недавно метод высокотемпературного джоулева нагрева для быстрой кристаллизации аморфных углеродных структур [2] может стать решением этой проблемы.

В работе будет рассмотрена двухэтапная методика формирования проводящих углеродных нанопленок. На первом этапе синтеза формируются аморфные углеродные пленки в низкотемпературной плазме метана. Осаждение атомов углерода проводилось в радиочастотной (13,56 МГц) индуктивно связанной плазме при установленных параметрах экспозиции и длительности плазменного воздействия (мощность источника плазмы – 150-200 Вт, длительность осаждения – до 10 мин). На втором этапе будет использован метод быстрого джоулева нагрева (БДН) для сверхбыстрой кристаллизации полученных пленок. Воздействие сильного короткого (до 100 мс) разряда на оксид графена (ОГ) показало успешное восстановление ОГ, что было установлено методом рамановской спектроскопии (рис. 1). Сопротивления на квадрат поверхности (R) пленок из полученных ОГ были установлены методом двухзондового исследования вольтамперных характеристик. Значения R лежали в пределах ~300-700 Ом/кв., что намного ниже исходной пленки ОГ (~10-30 МОм/кв.) и обладали стабильностью сохранения электрической проводимости. В докладе будут обсуждены полученные результаты.

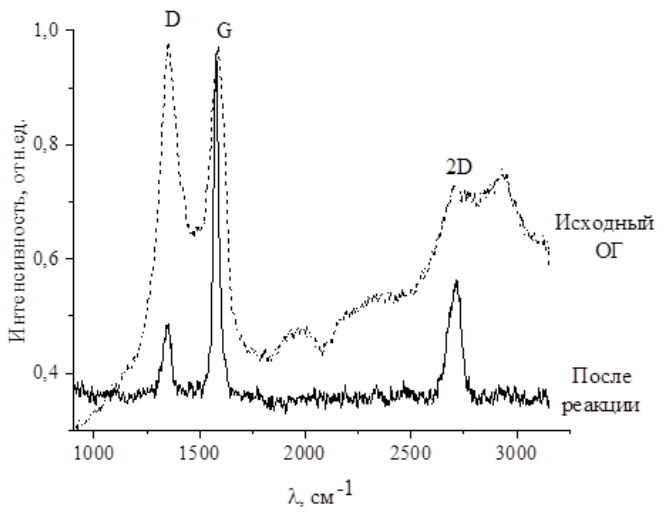


Рис.1. – Спектры рамановского рассеяния света оксида графена до и после воздействия быстрого джоулева нагрева.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 24-22-20087

[1] Mijit A. et al., Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 35(12) 813 (2024).
[2] Sun Z., Hu Y. H.,, Angewandte Chemie International Edition, 59(24) 9232 (2020).

Получение эпитаксиальных пленок оксида цинка методом магнетронного распыления горячей мишени

Исмаилов А.М., Умаханов М.А., Рабаданов М.Р., Рабаданов М.Х.

ФГБОУ ВО «ДГУ», 367000, Махачкала, ул. Гаджиева, 43 а

Оксид цинка (ZnO) – перспективный широкозонный полупроводник с уникальным набором физико-химических свойств. Однако его потенциальные возможности все еще не реализованы на промышленном уровне из-за ряда нерешенных проблем технологического характера. Например, на данный момент отсутствует технология получения объемных кристаллов ZnO, а, следовательно, и подложек диаметром 2 дюйма (требуемый минимальный размер подложек для массового производства). Одним из подходов к решению данной проблемы является осаждение из газовой фазы высококачественных слоев на инородной подложке (композитная подложка типа «ZnO на сапфире»). Еще более эффективно, доработать технологию по отделению осажденного слоя ZnO от основы (подложки) с целью получения раздельных подложек. В этом направлении уже проводятся работы для GaN [1] и AlN [2], выращивание объемных кристаллов которых также проблематично.

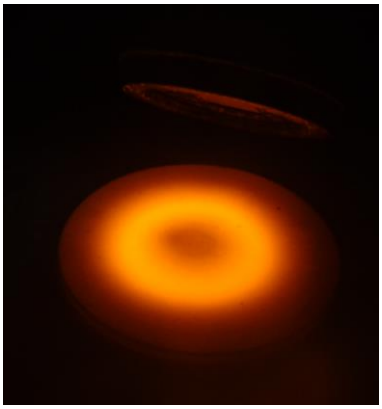


Рис.1. Фотография мишени ZnO в момент выключения магнетронного разряда.

В данной работе сообщается о новой технологии эпитаксиального осаждения слоев ZnO с высокими скоростями роста (50 мкм/ч). Главная особенность технологии заключается в том, что в отличие от классического магнетронного распыления, керамическая мишень ZnO теплоизолирована от водоохлаждаемого магнетрона и может нагреваться до 800 °C и более (рис.1.). В условиях распыления горячей мишени в зоне эрозии возникают заостренные структуры (наросты) [3], которые разрушаясь в плазме формируют поток частиц микронных размеров, направленных на подложку с наряду атомным потоком. Микрометровые частицы, попадая на ростовую поверхность оплавляются и формируют осадок по схеме «жидкость–кристалл» [4]. Относительно большим размером (1-3 мкм) кристаллитов (при «холодном» распылении – 10-60 нм) обусловлена интенсивная люминесценция в собственной области ZnO (382 нм). Отсутствие люминесценции в желто-зеленной области и малая полуширина (0.038°) пика (0002) указывают на высокое структурное совершенство получаемых слоев ZnO.

Высокие скорости роста, структурное совершенство, сравнимое с совершенством монокристаллов, а также дальнейшее развитие предложенной нами технологии с учетом возможности масштабирования техники магнетронного распыления горячих мишеней для осаждения слоев ZnO на подложках большого диаметра (2 дюйма и более) дает основание полагать, что проблема с подложками оксида цинка для массового производства приборных структур на их основе может быть успешно решена.

[1] M. Snure et al., J. Appl. Phys., 134, 025307 (2023).
[2] L.Wang et al., Appl. Phys. Lett., 124, 181602 (2024).
[3] А. М. Исмаилов и др., Прикладная физика, 3, 33 (2016).
[4] A.M. Ismailov et al., Vacuum, 168, 108854 (2019).

Монолитно интегрированные слои SiC с нанотрубками

Буравлев А.Д.[1-4], Казакин А.Н.[5], Мохов Д.В.[6], Нащекина Ю.А.[7], Нащекин А.В.[2], Убыйвовк Е.В.[8,9], Астраханцева В.А.[1], Кузьмин В.А.[1], Осипов А.В.[9], Кукушкин С.А.[6,8]

[1]*СПбГЭТУ "ЛЭТИ", 197022, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[3]*Университет при МПА ЕврАзЭС, 194044, Санкт-Петербург, ул. Смолячкова, 14*
[4]*ИАП РАН, 198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33*
[5]*СПбПУ, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29*
[6]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова,194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3*
[7]*Институт цитологии РАН, 194064, Санкт-Петербург, пр. Тихорецкий, 8*
[8]*СПбГУ, 198504, Петергоф, ул. Ульяновская, 3*
[9]*ИПМаш РАН, 199178, Санкт-Петербург, пр. Большой ВО, 61*

В настоящее время технологические подходы, используемые для формирования наноструктур, формально, если не затрагивать методы химического синтеза, можно разделить на две большие группы: «сверху-вниз» (top-down) и «снизу-вверх» (bottom-up). Исторически, группа «сверху-вниз» была основана на использовании традиционных методик планарной технологии таких, как литография, травление и т.д. Требуемые наноструктуры зачастую «вырезались» из выращенных с помощью различных технологических методик полупроводниковых образцов. За последние десятилетия, альтернативный подход к формированию наноструктур, базирующийся на их самоорганизации, по-сути, стал основным методом их формирования. Хорошо известно, что при определенных технологических режимах можно реализовать необходимые условия для самоупорядочения атомов на подложке или, иначе говоря, для роста наноструктур. Поэтому данная группа методов и получила название «снизу-вверх». Следует отметить, что при использовании стандартных подходов "снизу-вверх" за последнее время было синтезировано большое число разнообразных по форме SiC нитевидных нанокристаллов, нанопроволок, наноигл и проч. [1]. Однако получение тонких слоев (толщиной до нескольких микрометров), в первую очередь, на основе широкозонных полупроводников, таких, как, например, карбид кремния, монолитно интегрированных с подобными наноструктурами с целью повышению их эффективной площади поверхности до сих пор является достаточно сложной задачей, что накладывает существенные ограничения на их потенциальное использование.

В результате проведения экспериментов по синтезу слоев SiC на монокристаллических подложках кремния с помощью метода согласованного замещения атомов было обнаружено, что при определённых технологических условиях образование тонких пленок SiC может сопровождаться формированием массивов SiC нанотрубок, проникающих вглубь кремниевых подложек [1]. Таким образом, был впервые продемонстрирован принципиально новый, ранее не наблюдавшийся, механизм формирования нанотрубок — обратный «снизу-вверх» (inverse bottom-up) или, другими словами, настоящий «сверху-вниз» (real top-down). Были разработаны методики на основе жидкостного химического травления для отделения полученных слоев (монолитный тонкий слой SiC с массивом SiC нанотрубок) от кремниевых подложек и проведено их детальное исследование с помощью ПЭМ и СЭМ. Изучение образцов с SiC нанотрубками с культивированными на них клетками человека методами световой, флуоресцентной, конфокальной, а также СЭМ показано, что полученные материалы не обладают токсическим эффектом, что значительно расширяет возможности потенциального использования новых разработанных материалов.

[1] S. Chen et.al., Prog. in Mat. Sci., ***104****, 138 (2019).*
[2] А.Д. Буравлев и др., ФТП, ***57****, 343 (2023).*

Факторы, определяющие инициирование развития периодического рельефа на поверхности кремния при ионной бомбардировке

Смирнова М.А.[1,2], Лобзов К.Н.[1,2], Бачурин В.И.[1], Мазалецкий Л.А.[1,2], Пухов Д.Э.[1], Рудый А.С.[1,2], Чурилов А.Б.[1]

[1]*ЯФ ФТИАН им. К.А. Валиева РАН, 150067, Ярославль, ул. Университетская, 21*
[2]*ЯрГУ им. П.Г. Демидова, 150003, Ярославль, ул. Советская, 14*

В последнее время большой интерес вызывает формирование ионной бомбардировкой на поверхности различных материалов периодических структур нанометрового масштаба, в том числе периодического волнообразного рельефа (ВР). К настоящему времени накоплен большой объем экспериментальных и теоретических исследований, посвященных образованию ВР на поверхности твердых тел ионным облучением [1]. Экспериментально установлено, что формирование ВР начинается при наборе определенной (критической) дозы облучения ($D_{кр}$), которая зависит от выбора материала, типа ионов, энергии и угла падения ионного пучка. В частности, для появления ВР на поверхности Si при облучении ионами инертного Ar^+ с энергией 10-30 кэВ требуется $D_{кр}$ на 1-2 порядка больше, чем при бомбардировке химически активными ионами O_2^+ и N_2^+. В первой теоретической модели Брэдли и Харпера (ВН) [2], разработанной на основе теории распыления П. Зигмунда, формирование ВР объясняется распылением поверхности, которое зависит от локального угла падения ионов, и сглаживающими эффектами, обусловленными самодиффузией атомов на поверхности, перераспределением атомов в каскаде соударений под воздействием падающими ионами и др. Необходимым условием зарождения ВР является наличие топографических неоднородностей на поверхности. В расширенном уравнении ВН формирование этих неоднородностей объясняется введением слагаемого, которое учитывает стохастический характер падения ионов на поверхность. В ряде работ показано, что в случае облучения Si ионами химически активных газов в приповерхностном слое формируются преципитаты соединений Si, скорость распыления которых отличается от скорости распыления Si, в матрице которого они находятся. Это приводит к появлению топографических неоднородностей и образованию ВР на поверхности. При бомбардировке ионами Ar^+ причиной возмущения поверхности является накопление крупных дефектов в приповерхностном слое, требующее гораздо больших $D_{кр}$.

В настоящей работе представлены результаты по формированию ВР на поверхности Si ионами Ga^+ с энергией 30 кэВ, которые являются инертными по отношению к Si. Установлено, что образование синусоидального ВР начинается при $D_{кр}$ ~10^{17} см$^{-2}$ и угле падения пучка θ=30°, а террасированного – при $D_{кр}$ ~10^{18} см$^{-2}$ при θ>40°. Методами ПРЭМ и РЭМ установлено, что имплантированный при θ=30° Ga присутствует в приповерхностном слое Si в виде преципитатов размером ~10 нм, скорость распыления которых почти в 2 раза превышает скорость распыления Si, что инициирует зарождение ВР на всей облучаемой поверхности. При θ>40° процесс образования ВР начинается у края кратера распыления, и с ростом дозы происходит постепенное заполнение дна кратера ВР. Преципитаты Ga в приповерхностном слое присутствуют, но их плотность значительно меньше, чем в случае θ=30° и они не приводят к зарождению ВР. Однако при D ~10^{18} см$^{-2}$ у края кратера распыления наблюдается появление ямок травления, которые вызывают нестабильность поверхности и приводят к формированию ВР.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания ЯрГУ № FENZ-2024-0005 на оборудовании Центра коллективного пользования «Диагностика микро- и наноструктур».

[1] L. Vázquez et al., J. Phys.: Condens. Matter., ***34****, 333002 (2022)*
[2] R.M. Bradley et al., J. Vac. Sci. Technol. A. ***6****, 2390 (1988)*

Изображения квантовых точек InSb, полученные на длине волны 10.6 мкм с помощью ASNOM

Ивченко В.С.[1,2], Клековкин А.В.[1,2], Минаев И.И.[1,2], **Казанцев Д.В.**[1,2], Казанцева Е.А.[3]

[1]*ФИ РАН, Москва, 117218, Ленинский просп., д.53.*
[2]*НИУ ВШЭ, Москва, ул. Мясницкая, д. 20.*
[3]*МТУ МИРЭА, Москва, просп. Вернадского, д. 78.*

Получены изображения одиночных квантовых точек InSb, выращенных на подложке GaSb, с помощью сканирующего микроскопа ближнего оптического поля (ASNOM [1,2]). На изображениях с несомненным уровнем контраста различимы материалы квантовой точки InSb и подложки GaSb (покрытой смачивающим слоем InSb). Измерения проводились с помощью перестраиваемого CO_2-лазера на длине волны 10.6 мкм, для которой все полупроводниковые материалы, образующие структуру, практически прозрачны. Из растровых изображений поверхности, полученных на рабочей длине волны 10.6 мкм можно определить разрешающую способность использованной зондирующей иглы FMG-01/Pt, которая составляет 10-15 нм.

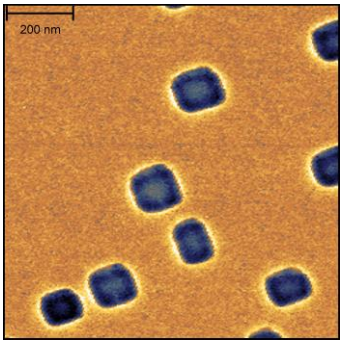


Рис.1. – Амплитуда сигнала ASNOM над массивом InSb квантовых точек. Линия CO_2 лазера 982см$^{-1}$.

Квантовые точки InSb были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке Compact-21t (Riber).

Диэлектрическая проницаемость и InSb, и GaSb имеет в основном действительную компоненту, и она преимущественно определяет электромагнитный отклик поверхности. Между тем, на областях поверхности подложки GaSb, непосредственно прилегающих к квантовой точке InSb, виден ореол сигнала, соответствующий облаку свободных носителей в GaSb, притянутых избыточным зарядом квантовой точки. В объемном полупроводнике подложки свободные носители имеют возможность откликаться движением на приложенное через зондирующую иглу электромагнитное поле, в частности, откликаться движением в направлении, нормальном к поверхности. Плазма этих свободных носителей вносит заметный вклад в мнимую часть диэлектрической проницаемости образца на частоте облучающего света (её величину и частотную зависимость удовлетворительно описывает модель Друде), и эта поляризуемость легко обнаружима прибором ASNOM [2]. Избыточные носители в самой квантовой точке, присутствующие там сообразно положению уровней Ферми для «слоя» и «барьера», не могут принять участия в формировании диэлектрического отклика квантовой точки на электрическое поле световой частоты, приложенное из острия иглы, поскольку в направлении, нормальном к поверхности, энергетическое расстояние между разными уровнями размерного квантования слишком велико. В силу этого электромагнитный отклик самих квантовых точек соответствует преимущественно действительному значению диэлектрической проницаемости образца под иглой.

Интенсивность ореола, образуемого на изображениях плазмой свободных носителей в подложке вокруг самих квантовых точек, зависит от условий выращивания структуры. ASNOM-изображения выращиваемых образцов позволят сделать суждения о заряде, натекающем в квантовые точки в процессе выравнивания уровней Ферми в подложке и самой квантовой точке.

[1] F. Zenhausern, M. P. O'Boyle,H. K. Wickramasinghe, Appl. Phys. Lett., 65, 1623 (1994).
[2] F. Keilmann and R. Hillenbrand, Philos. Trans. Royal Soc. A, 362, 787 (2004).
[3] A. Huber, et.al., Adv. Mat., 19, 2209 (2007).

Исследование тонких пленок NbN методами оже электронной спектроскопии и времяпролетной ВИМС.

Горячев А.В., Дудин А.А., Кириленко Е.П., Рудаков Г.А.

Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук, Москва

Широкое применение тонких пленок нитрида ниобия NbN в микроэлектронике обусловлено его изоляционными, полупроводниковыми, сверхпроводящими, оптическими и другими уникальными свойствами. При уменьшении толщины пленок до нескольких десятков нм функциональные параметры конечной структуры сильно зависят от границ раздела. В работе представлена методика количественного профильного оже анализа пленок NbN в различных технологических процессах с разрешением по глубине ~ 0,5 нм. Для этого были получены эталонные оже спектры металлического Nb, Nb_2O_5 и NbN для проведения факторного анализа реальных спектров, определены коэффициенты относительной элементной чувствительности для оже пиков Nb в этих соединениях.

На рис.1 приведено распределение концентраций и изменение химического состояния элементов при нанесении пленки NiO методом атомно-слоевого осаждения на NbN, полученный методом магнетронного распыления. При общей толщине слоя окисла в 15÷20 нм разложение NiO при взаимодействии с подложкой NbN и образование на границе слоя Nb_2O_5 толщиной 5нм может оказывать существенное влияние на свойства структуры.

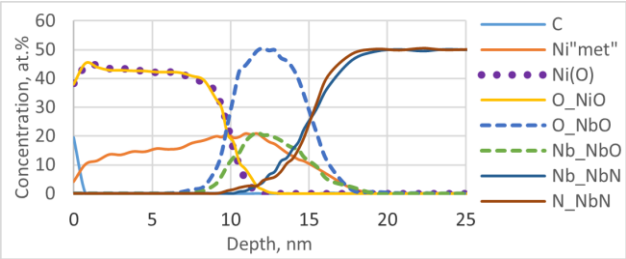


Рис. 1. Изменение концентрации элементов по глубине структуры NiO/NbN при анализе методом ОЭС

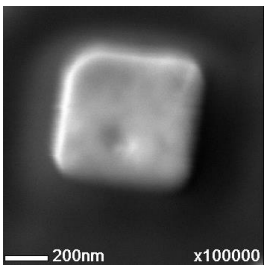


Рис. 2. SEM изображение образования на поверхности NbN

Воздействие паров $HF+C_2H_5OH$ в процессе газофазного травления слоев SiO_2 на пленку NbN приводит к образованию на поверхности кристаллоподобных артефактов (рис.2). Оже исследования показали, что весь Nb в этих артефактах находится в окисленном состоянии, но кислорода явно больше, чем в Nb_2O_5, кроме того, обнаружены следы фтора. При исследовании артефактов методом времяпролетной вторично-ионной масс-спектрометрии в положительных ионах обнаружены только ионные фрагменты оксида ниобия, а в отрицательных ионах — ионные фрагменты гидроксильных групп, оксида Nb и оксифторидов Nb (рис.3). Это подтверждает образование пентаниобиевой кислоты и оксифторидов $[NbO_xF_y, H_2O]^{5-2x-y}$ при взаимодействии Nb_2O_5 с HF в присутствии воды [1].

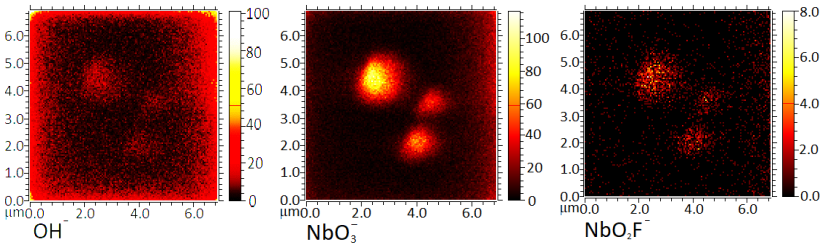


Рис. 3. Распределение ионных фрагментов гидроксильных групп, оксида Nb и оксифторидов Nb по поверхности образца полученное методом времяпролетной ВИМС.

[1] A. Aspart, C.Z. Antoine. Applied Surface Science 227 (2004) 17–29.

Использование микроскопии сопротивления растекания для исследования эпитаксиальных структур A3B5 содержащих Sb

Минаев И.И.[1], Клековкин А.В.[1], Ерошенко Г.Н.[1], Свиридов Д.Е.[1], Савин К.А.[1], Кривобок В.С.[1], Пашкеев Д.А.[1], Николаев С.Н.[1].

[1]*Физический институт им. П.М. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т., 53*

Быстрое развитие технологии эпитаксиального роста материалов группы A3B5 с содержанием Sb приводит к активной конкуренции с A2B6 в области ИК фотосенсорики [1]. В связи с этим остро встает вопрос о методах послойного контроля электрофизических свойств в системах A3B5, особенно в части гетероструктур с барьерно-диодной архитектурой фоточувствительных элементов (XBn) и сверхрешеток 2-го рода (T2SL).

В данной работе методом зондовой микроскопии сопротивления растекания (МСР) исследована электронная подсистема XBn гетероструктур на основе InSb и InAlSb. На сколе гетероструктур наблюдаются области с разной интенсивностью сигнала, вызванные разной проводимостью материалов. Анализ соответствующих карт позволяет подтвердить структуру выращенного образца, продемонстрировать отсутствие в нем дефектов и искажений интерфейсов, см. рис. 1. В свою очередь, локальный анализ вольтамперных характеристик (ВАХ) позволяет оценить высоту потенциального барьера XBn структурах и оценить его однородность. Результат количественно совпадает с оценкой, проведенной с помощью другого метода в данной системе материалов [2].

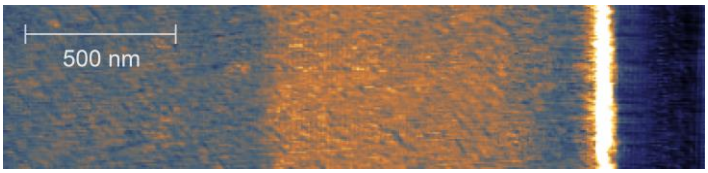


Рис.1 – Двумерная карта МСР сигнала для XBn структуры InSb с барьером InAlSb, измеренная при комнатной температуре.

Также с помощью МСР исследована серия сверхрешеток 2-го типа InAs/GaSb. На двумерной карте сопротивления растекания наблюдается контраст между отдельными слоями, соответствующий реальной периодической структуре образца (полученной с помощью СЭМ). Контраст МСР изображений определяется различиями в проводимости слоев, определяющимися, главным образом, различиями в подвижности электронов в слоях InAs и дырок в слоях GaSb.

Для всех исследованных материалов, вопреки ожиданиям, ВАХ носят линейный характер за счет пренебрежимо малого барьера Шоттки. Кроме того, сопротивление контакта между зондом и гетероструктурой оказывается несущественным даже для легированных слоев. Таким образом, сигнал МСР определяется локальным значением произведения концентрации носителей на их подвижность $\mu \cdot n$ для всей группы материалов A3B5 из семейства «6.1A». Эта особенность позволяет рассматривать МСР как эффективный метод анализа электронной подсистемы гетероструктур A3B5, позволяющий контролировать общий дизайн структуры и электрофизические свойства отдельных слоев.

*[1] Maimon S, Applied Physics Letters, **89,** (2006).*
*[2] Evirgen, A., et al., Electronics Letters **50**, 1472, (2014).*

Локальная зарядка и поляризация пленок SiO_2 как инструмент создания и модификации микроструктур

Зубов Д.Н.[1], Яковлев В.Б.[1]

[1]*ИНМЭ РАН, 115487, Москва*

В данной работе приводятся результаты и анализ экспериментов, целью которых является оценка возможностей управления локальной поляризацией диэлектрических пленок (в частности диоксида кремния) как инструмента для направленного изменения микроструктур методами химического травления. Данные эксперименты выполнялись на пленках SiO_2, полученного методом термического окисления кремниевых пластин. Основной результат проведенных опытов заключается в регистрации явного влияния локальной поляризации и напряженности электрического поля в пленке диоксида кремния на локальную скорость процесса его растворения за счет химических реакций на границе раздела диэлектрик-электролит.

В литературе имеются примеры работ, посвященных вопросу о влиянии электрического поля и внедренных в слой SiO_2 электрических зарядов на кинетику химических процессы, происходящих на ее свободной поверхности. Так среди работ нужно упомянуть статью [1], в которой показано значительное изменение скоростей травления (более 20 % при 200 В/мкм) для случая кварцевого стекла. Зависимость скорость от напряженности поля была определена как почти линейная. Другая работа, которую можно упомянуть [2], посвящена эффекту селективного роста графеноподобных структур на областях пленки SiO_2, которые были подвергнуты воздействию электронного луча. Оценка чувствительности подобного литографического процесса, которая следует из приводимых в работе [2] данных, находится на уровне сотен мкКл/см^2.

В рамках представляемой работы нами был проведен ряд экспериментов, которые показали возможность значительного по величине эффекта поля на скорость процесса химического травления пленки SiO_2 на кремнии. Данные эксперименты показывают принципиальную возможность реализации литографического процесса на пленках SiO_2 с использованием нового механизма на основе формирования областей локального электрического заряда в диэлектрических пленках под действием электронного луча. Данный механизм имеет отличия качественного характера от давно известного и описанного в литературе [3] литографического процесса на основе SiO_2 как резиста, а именно: другой знак эффекта, который оказывает воздействие электронного луча – замедление травления SiO_2 вместо описанного в литературе ускорения, а также кратно более высокая дозовая чувствительность. Данный эффект возможен, если предположить формирование в пленке SiO_2 областей объемного отрицательного заряда. Данное предположение основывается на результатах экспериментов по травлению пленок SiO_2 переменной толщины под действием прикладываемой разности потенциалов. Так для пленок SiO_2 с толщинами от 65 до 170 нм наблюдалось изменение скоростей травления в растворах HF (4 % мас.) с добавкой метиленовой сини (0,7 % мас) в уксусной кислоте порядка 1,5-2 кратного (при разности потенциалов в 20 В между кремниевой подложкой и графитовым анодом прямо контактирующим с раствором).

Наибольший интерес с точки зрения применения для целей электронно-лучевой литографии, данный механизм представляет с точки зрения возможности многократного увеличения чувствительности процесса (в пределе до уровней единиц мкКл/см^2).

[1] R. B. S. Neto et al., Proc. R. Soc. A., 465, 3447 (2009).
[2] M. A. Knyazev et al., Mater. Res. Bull., 86, 322 (2017).
[3] A. Beaumont et al., J. of Vac. Sci. Technol. B., 28, 940 (2010).

In-situ эллипсометрический мониторинг процессов роста гетероструктур HgCdTe

М.В. Якушев, С.В Рыхлицкий, В.А. Швец, Е.В. Спесивцев.

ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13.

В настоящее время полупроводник $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (кадмий-ртуть-теллур, КРТ) занимает лидирующее положение среди материалов, на основе которых разрабатываются инфракрасные фотоэлектрические детекторы излучения. Молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) является наиболее перспективным методом выращивания слоёв КРТ. К преимуществам данного метода относится возможность контролировать параметры поверхности растущей пленки непосредственно в процессе роста. В случае КРТ дифракция быстрых электронов, используемая обычно для контроля эпитаксиального роста, становится неэффективной из-за использования высокоиндексных поверхностей, большого рассогласования параметров кристаллических решеток и критического воздействия на процессы роста.

В ИФП СО РАН проводится комплекс работ по созданию производства гетероструктур КРТ на подложках Si и GaAs, выращиваемых методом МЛЭ при низкоэнергетичном эллипсометрическом контроле на всех стадиях роста. Создано уникальное автоматизированное технологическое и аналитическое отечественное оборудование для молекулярно-лучевой эпитаксии КРТ. Пленки КРТ могут контролируемо выращиваться с модуляцией состава по толщине благодаря наличию встроенного эллипсометра. На базе запатентованной статической схемы разработаны высокостабильный одноволновой и спектральный эллипсометры для контроля процессов МЛЭ КРТ, изготовлены образцы эллипсометров, которые установлены на модули роста слоёв КРТ.

Разработаны эллипсометрические методики, позволяющие проводить in situ контроль поверхности роста, состава КРТ, температуры на всех стадиях выращивания гетероструктур КРТ. В основе этих методик лежит зависимость оптических постоянных материалов от состава и температуры, а также высокая чувствительность эллипсометрических измерений к морфологии поверхности. На основе полученного эмпирического материала разработаны параметрические модели, описывающие спектры оптических постоянных КРТ в зависимости от состава и температуры (рис. 1), а также спектры CdTe от температуры. Эффективность предложенных методик продемонстрирована в экспериментах, в ходе которых были получены плёнки высокого структурного совершенства, пригодные для создания матричных ФПУ.

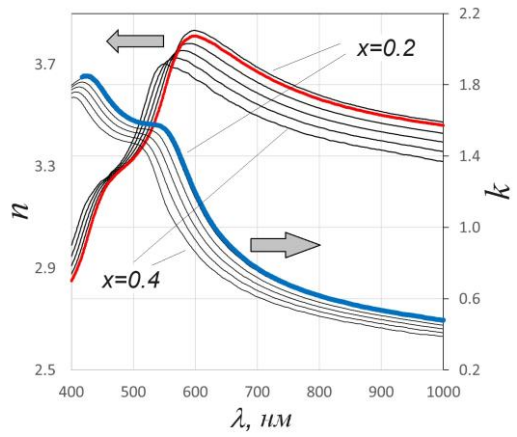


Рис.1. – Спектры показателей преломления и поглощения. Тонкие линии – расчёт по модели для температуры роста, толстые эксперимент для x=0.22.

Предложенные методики после дополнительных калибровочных экспериментов могут быть распространены и на другие материалы

Исследование методом ДОБЭ начальных этапов эпитаксиального роста Mn_5Ge_3 на Si(111)

Яковлев И.А., Лукьяненко А.В.

ИФ СО РАН, 660036, г. Красноярск, Академгородок, д. 50, стр. 38

Создание новых материалов и технологий, которые позволят разрабатывать устройства с меньшим энергопотреблением, либо с новыми функциями, является актуальной задачей научного сообщества. Переход к устройствам спинтроники, использующим в работе степени свободы спинов электронов, а также транспорт их через полупроводниковые слои, является одним из важнейших направлений научных исследований.

Твердый раствор Mn_5Ge_3 является очень перспективным материалов для задач полупроводниковой спинтроники. Это ферромагнитный металл с Tc = 296 К, обладающий высокой спиновой поляризацией, для которого уже продемонстрированы эффекты спиновой инжекции и детектирования в полупроводник [1].

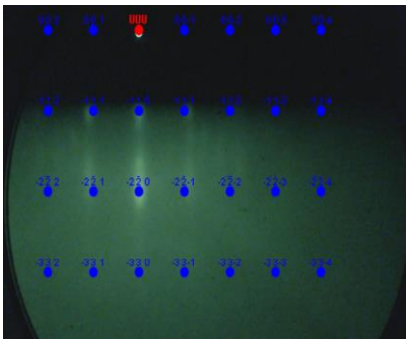


Рис.1. – Картина ДОБЭ при

Пленка Mn_5Ge_3 была приготовлена методом молекулярно-лучевой эпитаксии с одновременным осаждением Mn (скорость 0.35 нм/мин) и Ge (скорость 0.32 нм/мин) из термических эффузионных источников при стехиометрическом атомном соотношении Mn_5Ge_3 на Si(111) 7×7 при 390 °C [2]. Толщина пленки составила 10 нм. Процесс формирования пленки контролировался in situ методом дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ). Анализ данных ДОБЭ осуществлялся совмещением экспериментальной и расчетной [3] картин для заданного материала. На рис.1. представлена картина ДОБЭ после напыления 0.5 нм Mn_5Ge_3, на ней наблюдаются рефлексы в виде тяжей от пленки и слабые точки – от Si(111). Расшифровка картины показала формирование пленки с кубической структурой *cP*8 (a = 0.45 нм) соответствующей силициду марганца MnSi. Сделан вывод о том, что на начальном этапе происходит формирование тройного твердого раствора Mn-Si-Ge с решеткой моносилицида марганца. При напылении пленки толщиной в диапазоне 1-5 нм появляются дополнительные рефлексы от монокристалла марганца (*cI*58, a = 0.89 нм). Предположительно такая динамика вызвана тем, что часть поступающего германия идет на формирование кубического Mn-Si-Ge, а остальная часть, исходя из равновесной фазовой диаграммы [4], приводит к образованию чистыйого Mn и Mn_3Ge (*tI*8, a= 0.38 нм, c=0.36 нм). При дальнейшем напылении поступление кремния из подложки в пленку прекращается и формирование тройного твердого раствора тоже — начинается эпитаксиальный рост монокристаллической пленки Mn_5Ge_3.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда и Красноярского краевого фонда науки грант 23-22-10033.

[1] J. Tang, et al. Nano Lett. ***13 (9)****, 4036–4043 (2013).*

[2] I.Yakovlev, I. Tarasov, A. Lukyanenko, et al. Nanomaterials ***12****, 4365 (2022).*

[3] Яковлев И. А., Гос. рег. прогр. для ЭВМ 2018611121. Программа для расчета картин дифракции электронов от кубического кристалла (2017).

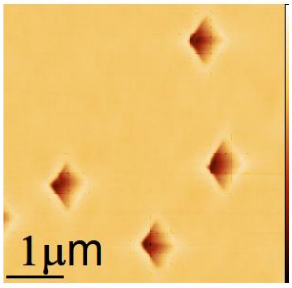
[4] Лякишева Н.П., Диаграммы состояния двойных металлических систем: справочник в 3 томах, Машиностроение, Москва (1997).

Механизм формирования наноямок на поверхности InAlAs слоя на подложке InP

Гуляев Д.В., Дмитриев Д.В., Милехин И.А., **Пономарев С.А.**, Журавлев К.С.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева 13

Слои InAlAs согласованные по параметру решетки с InP подложкой являются одними из основных материалов для СВЧ электроники и оптоэлектроники на ближний ИК диапазон. Согласно литературным данным, дефекты на поверхности InAlAs слоев способны оказывать влияние на электрофизические и оптические свойства многих электронных устройств [1,2]. Одним из основных типов поверхностных дефектов на поверхности InAlAs слоев, выращенных методом молекулярно — лучевой эпитаксии (МЛЭ) являются ямки глубиной до нескольких нанометров (см. рис. 1) [3]. В данной работе проведено детальное исследование морфологии поверхности, элементного и структурного состава InAlAs слоев с целью определения механизма формирования ямок на поверхности InAlAs слоя, выращенных методом МЛЭ на (001) InP подложке и определения условий получения атомарно-гладкой поверхности.



Установлено, что латеральные размеры/глубина наноямок на поверхности InAlAs пропорциональны толщине выращенного слоя. В совокупности с высокой однородностью размеров наноямок это свидетельствует о прорастающем характере дефектов, зарождающихся при определенной толщине слоя. Методом микро-фотолюминесценции установлено, что положение пика люминесценции on InAlAs в области ямки сдвинуто в сторону более высоких энергий по сравнению с остальным InAlAs слоем, что свидетельствует о снижении доли индия в составе тройного соединения InAlAs в области ямки (см. рис. 2).

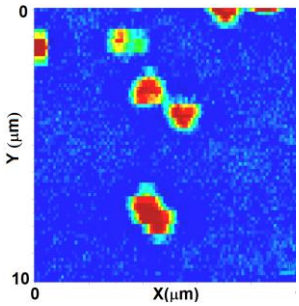


Рис.2. – Карта положе-

Предложена модель формирования ямок на поверхности InAlAs, основанная на 1) уменьшении энергии активации десорбции адатома индия с поверхности растущего слоя в окрестностях дефекта упаковки, что приводит к снижению скорости роста в окрестности дефекта; 2) подавлении диффузии адатомов индия из-за барьера Эрлиха-Швобеля сформированного теми же дефектами упаковки, что препятствует зарастанию ямки. Предложенная модель описана системой кинетических уравнений.

Работа поддержана РНФ, проект № 23-22-10054 и Правительством Новосибирской области, проект № р-50.

[1] M.S. Aksenov et al,. Surfaces and Interfaces 39, 102920 (2023).
[2] Piotr Gutowski et al., Materials 12, 1621 (2019).
[3] Д.В. Гуляев и др., Автометрия 60, 49 (2024).

Mist-CVD эпитаксия и магнетизм тонких слоев α-Cr_2O_3

Шапенков С.В.[1], Харитонский П.В.[1], Тимашов Р.Б.[1], Степанов А.И.[1], Сергиенко Е.С.[2], Николаев В.И.[1]

[1]*ФТИ им. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[2]*Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9*

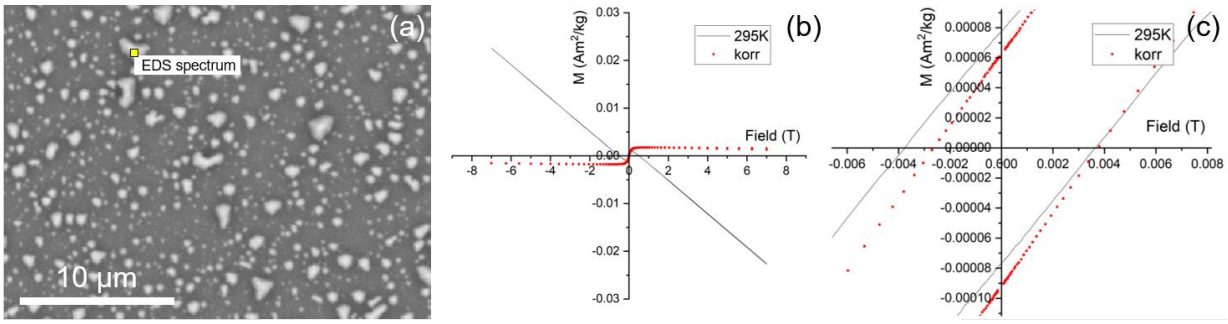


Рис.1. (a) – микрограмма островкового Cr_2O_3, полученная в сканирующем электронном микроскопе; (b,c) — кривые магнитного гистерезиса при температуре 295 К в поле, параллельном плоскости подложки: (b) – общий вид, (c) – в области малых полей; сплошная линия – данные с учетом диамагнитной подложки; прерывистая линия – данные после вычета сигнала подложки.

Оксид хрома (III) – Cr_2O_3 — классический антиферромагнетик, характеризующийся высокой температурой Нееля (307 К), при переходе к сверхтонким слоям способен приобретать ферримагнитные свойства. Эксперименты последних лет по его легированию продемонстрировали перспективы использования оксида хрома и как широкозонного полупроводника p-типа проводимости, относящегося к группе TCO (transparent conductive oxides) материалов. Основной преградой для практического использования Cr_2O_3 исследователи называют отсутствие метода получения высококачественных эпитаксиальных слоев. [1]

Нашей лабораторией была разработана собственная технология роста слоев оксида хрома, родственных ему полупроводниковых оксидов и их твердых растворов на сапфировых подложках методом ультразвуковой паровой химической эпитаксии (Mist-CVD) [1,2]. В данной работе в реакторе mist-CVD эпитаксии были выращены пленки, состоящие из ромбоэдрических островков Cr_2O_3 (рис. 1a, состав подтверждён методом энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, Cr — 35.2 %, O – 64.8 %). Возникновение островковой структуры обусловлено тем, что не обеспечивалось ламинарное течение газа над подложкой. Ранее были получены качественный слой α-Cr_2O_3 толщиной порядка 1 μm [2], и слой с повторной эпитаксией. Было проведено исследование кривых намагничивания выращенных пленок (рис. 1b и 1c). Выявлено, что пленки α-Cr2O3 с островковой структурой по намагниченности ведут себя как ферро- или ферримагнетики. Возможно, эти значения объясняются наличием вакансий и механических напряжений внутри кристаллитов. Полученные значения остаточной намагниченности для сплошных слоев более чем на порядок меньше, чем для островкового образца. С другой стороны, магнитные характеристики сплошных слоев строго не соответствует антиферромагнитному состоянию α-Cr2O3, что может объясняться влиянием малых размеров кристаллитов в слое.

Таким образом, разработанная технология роста α-Cr2O3 методом mist-CVD позволила объективно сравнить магнитные свойства эпитаксиальных слоев α-Cr2O3 различной толщины.

*[1] V.I. Nikolaev et al., J. Alloys Compd., **994**, 174687 (2024).*
*[2] V.I. Nikolaev et al., Tech. Phys.Lett., **49**, 81 (2023).*

Тонкая структура в распределении по энергии электронов, эмитированных из p-GaAs(Cs,O): расчет

Казанцев Д.М.[1,2], Бакин В.В.[1], Рожков С.А.[1,2], Шайблер Г.Э.[1,2], Альперович В.Л.[1,2], Голяшов В.А.[1,2], Терещенко О.Е.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

Известно, что изгиб зон вносит существенный вклад в формирование состояния с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС) на поверхности сильнолегированного p-GaAs с субнанометровыми слоями цезия и кислорода [1]. Благодаря высокому квантовому выходу фотоэмиссии, ОЭС-фотокатоды на основе p-GaAs(Cs,O) широко используются в фотоэлектронных приборах, однако микроскопические механизмы переноса электронов через область изгиба зон, рассеяния, захвата на локализованные состояния и эмиссии в вакуум до сих пор поняты недостаточно и остаются предметом дискуссий. В ряде работ в измеренных распределениях электронов по нормальной к поверхности компоненте кинетической энергии, на фоне пьедестала с шириной, равной величине ОЭС, наблюдалась тонкая структура в виде пиков, обусловленных, предположительно, эмиссией электронов со дна зоны проводимости в объеме p-GaAs [2] или из состояний двумерных подзон размерного квантования в области изгиба зон [3,4], а также эмиссией из этих состояний с испусканием оптических фононов в области изгиба зон или при пересечении электроном поверхности. В данной работе проведён расчёт энергетических распределений электронов, эмитированных из p-GaAs(Cs,O), с целью выяснения механизмов формирования тонкой структуры.

В расчете предполагалось, что основной механизм термализации электронов состоит в испускании и поглощении продольных оптических фононов. Формулы для вероятностей этих процессов были взяты из [6] и адаптированы для произвольных волновых функций начального и конечного состояний, в том числе, для перехода на состояния в двумерных подзонах. Волновые функции электрона получены численным решением уравнения Шрёдингера в потенциале, включающем поверхностный изгиб зон в полупроводнике и потенциал сил заряда-изображения в вакууме. Функции распределения электронов по энергии в двумерных подзонах получены численным решением стационарного уравнения Больцмана. Прозрачность границы раздела полупроводник-вакуум для электронов рассчитывалась в приближении эффективных масс. Активирующий Cs-O слой представлен в виде туннельно-прозрачного барьера. Рассмотрено влияние упругого рассеяния электронов в Cs-O слое на распределение по продольной энергии для изотропного рассеяния электронов по азимутальному углу θ и для вероятности рассеяния $\sim \cos\theta$. Распределения эмитированных электронов по продольной энергии, рассчитанные в модели эмиссии из состояний на дне зоны проводимости и в модели эмиссии из состояний двумерных подзон, сопоставлены с имеющимися экспериментальными данными [2-4]. Сопоставление эксперимента с расчетом показывает, что основной пик соответствует в эмиссии электронов со дна зоны проводимости в объеме полупроводника, а дополнительные слабые пики являются его фононными репликами.

[1] Р.Л. Белл, Эмиттеры с отрицательным электронным сродством, Энергия, Москва (1978).
[2] В.В. Бакин и др., Тезисы докладов Российской конференции и школы молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоэлектроники «Фотоника 2023», Новосибирск, 76 (2023).
*[3] Д.А. Орлов и др., Письма в ЖЭТФ, **71**, 220 (2000).*
*[4] O.E. Tereshchenko et al., Phys. Rev. Lett., **7**, 16154 (2017).*
[5] Б. Ридли, Квантовые процессы в полупроводниках, Мир, Москва (1986).

Влияние реконструкции (√3×√3)-Sn на кинетику субмонослойного эпитаксиального роста на поверхности Si(111)

Петров А.С.[1,2], Рогило Д.И.[1,2], Щеглов Д.В.[1], Латышев А.В.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13.*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.*

Применения структур на основе твёрдых растворов Si–Ge–Sn в области оптоэлектроники определяет повышенный интерес к данным материалам [1]. Для формирования совершенных границ раздела в данной эпитаксиальной системе необходимо глубокое понимание фундаментальных атомных процессов, определяющих зарождение и рост твёрдых растворов и эпитаксиальных плёнок. В данной работе рассмотрена разница в начальных стадиях эпитаксиального роста на чистой поверхности Si(111)-(7×7) и на поверхности Si(111)-(√3×√3)-Sn, где слой Sn выступает в качестве сурфактанта.

Методами *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной и *ex situ* атомно-силовой микроскопии исследовано двумерно-островковое (2D) зарождение на начальных стадиях субмонослойного эпитаксиального роста Si и Ge на поверхности Si(111)-α-(√3×√3)-Sn при T = 600°C и на поверхности Si(111)-γ-(√3×√3)-Sn при T = 700°C [2]. Для роста на поверхности с реконструкцией α-(√3×√3)-Sn показано, что кремниевые 2D-островки, появляющиеся на широких террасах поверхности Si(111) в ходе осаждения Sn при T < 650°C [2,3], нивелируют эффект слоя Sn как сурфактанта и выступают в качестве центров стока и роста для осаждаемого материала. Установлено, что субмонослойная гомоэпитаксия на поверхности Si(111)-γ-(√3×√3)-Sn с широкими атомно-гладкими террасами характеризуется зарождением 2D островков Si с гладкими краями и формой близкой к округлым 2D островкам, зарождающимся на нереконструированной поверхности Si(111)-“1×1” при температурах более 830°C [4], тогда как эпитаксиальный рост на реконструированной поверхности Si(111)-(7×7) характеризуется зарождением треугольных 2D островков, огранённых в направлениях типа $[\bar{1}\bar{1}2]$ [4,5]. Для 2D островков Si на поверхности Si(111)-γ-(√3×√3)-Sn измерены зависимости их концентрации в центральных областях террас и ширины зон обеднения вблизи атомных ступеней от скорости осаждения. На основе анализа полученных зависимостей сделано заключение, что наличие на поверхности Si(111) примесной реконструкции γ-(√3×√3)-Sn, выступающей в качестве сурфактантного слоя, не приводит к пассивации ни краёв атомных ступеней, ни краёв 2D островков, что, ввиду повышенной концентрации изломов на их краях и, следовательно, пренебрежимо малых энергетических барьерах на встраивание адатомов Si в них, приводит к установлению лимитированной исключительно поверхностной диффузией кинетики 2D-островкового зарождения и роста с размером критического зародыша ~ 20–100 атомов Si. Установлено, что сурфактантное покрытие Sn приводит к двукратному увеличению ширин зон обеднения вблизи ступеней и характерных расстояний между 2D островками в центре террас, что обеспечивается пониженными диффузионными барьерами и более высокой энергией формирования/диссоциации зародыша кремниевого 2D островка на поверхности Si(111)-γ-(√3×√3)-Sn, по сравнению с ростом на чистой поверхностью Si(111)-(7×7) при тех же температурах и скоростях осаждения [4,5].

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 19-72-30023) на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».

[1] S. Wirths et al., Prog. Cryst. Growth Charact. Mater, 62, 1–39, (2016).
[2] Petrov et al., Surf. Sci.,741, 122418 (2024).
[3] Petrov et al., Appl. Surf. Sci.,609, 155367 (2023).
[4] Rogilo et al., Surf. Sci., 667, 1 (2018).
[5] Petrov et al., J. Cryst. Growth.,531, 125347 (2020).

Исследования процессов адсорбции/десорбции металлов при росте гетероструктур (Al,Ga)N методом плазменно-активированной МПЭ

Нечаев Д.В., Семенов А.Н., Жмерик В.Н.

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

Гетероструктуры на основе соединений AlGaN, полученные с использованием плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии (ПА МПЭ) на подложках *c*-Al_2O_3, активно используются для изготовления оптоэлектронных приборов ультрафиолетового диапазона. Одной из критических проблем данной системы материалов является достижение атомно-гладкой морфологии поверхности и резких интерфейсов в гетероструктурах, что связано с низкой поверхностной подвижностью адатомов Al. При росте (Al,Ga)N гетероструктур с помощью ПА МПЭ для решения этой проблемы используются металл-обогащенные условий роста, обеспечивающие формирование Ме-адслоя (бислоя) с повышенной подвижностью адатомов [1].

В докладе анализируется кинетика адсорбции/десорбции атомов Ga и Al на поверхности эпитаксиальных слоев AlN/c-Al_2O_3 с атомно-гладкой поверхностью, выращенных с помощью ПА МПЭ. Атомы Ga осаждались при различных значениях скорости осаждения 0.03 – 1 МС/с и температуры подложки 650 – 730ºС. Сравниваются различные методы *in situ* диагностики избыточного металла на поверхности с использованием как стандартного метода дифракции отраженных быстрых электронов (ДОБЭ), так и предложенных нами для этой цели регистрации показаний инфракрасного (ИК) пирометра [1] и многолучевого оптического измерителя напряжений (МОИН). На Рис.1 представлены показания вышеперечисленных методов при осаждении атомов Ga с номинальной толщиной 65 МС. На всех графиках видны три стадии: (I) накопление на поверхности бислоя Ga, а также формирование Ga-нанокластеров, (II) десорбция избыточного Ga из кластеров, (III) десорбция бислоя Ga. Анализ последней стадии позволил определить температурную зависимость десорбции бислоя Ga. Аналогичные измерения были проведены для адатомов Al. Существенным преимуществом метода МОИН над стандартным методом ДОБЭ является непрерывная регистрация данных во время роста слоев с частотой вращения подложки до 30 Гц, что существенно повышает точность измерений по сравнению с методом ДОБЭ с относительно низкой частотой регистрации и необходимостью синхронизации измерений. Хотя метод пирометрии также характеризуется непрерывным характером измерений, но влияние засветки на показания пирометра затрудняет его применение для контроля роста.

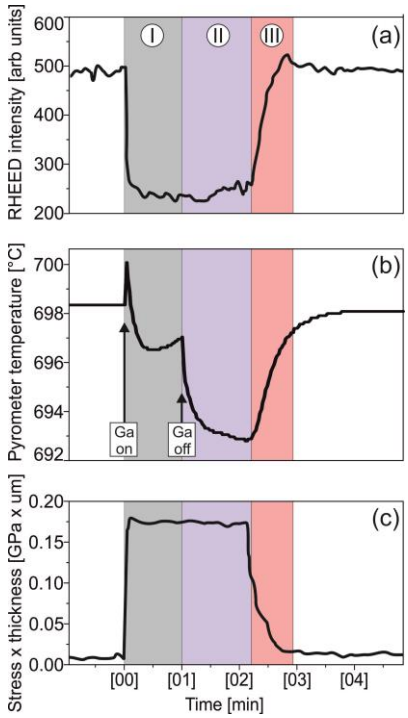


Рис.1. – Изменения показаний различных методов в процессе осаждения атомов Ga толщиной в 65 МС: (a) ДОБЭ, (b) ИК-пирометрии, и (c) МОИН.

Таким образом, в работе продемонстрировано эффективное применение МОИН для исследований характеристик десорбции металлов Ga и Al с поверхности слоев AlN и точного контроля концентрации избыточного металла на поверхности вращающейся подложки с эпитаксиальным слоем.

[1] V.N.Jmerik, D.V.Nechaev,S.V. Ivanov, Chapter 8 in Molecular Beam Epitaxy, Elsevier (2018).

Влияние резистивного отжига в условиях СВВ на морфологию и структуру поверхности 6H-SiC(0001)

Дураков Д.Е.[1,2], Петров А.С.[1,2], Рогило Д.И.[1,2], Макеева А.А.[1], Никифоров Д.Ф.[2], Курусь Н.Н.[1], Милехин А.Г.[1], Щеглов Д.В.[1], Латышев А.В.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13.*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2.*

Интерес к подложкам SiC обусловлен возможностью формирования графена путём сублимации атомов Si с поверхности SiC в ходе отжига. Одним из способов отжига подложек SiC является резистивный нагрев, заключающийся в пропускании электрического тока через подложку. Данный способ отжига отличается высокой скоростью изменения температуры и быстротой предростовой подготовки подложки.

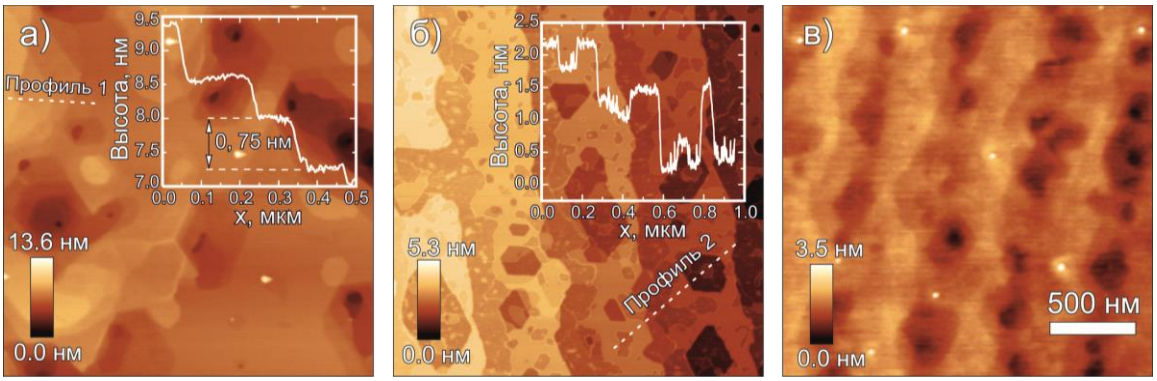


Рис.1. – АСМ-изображение поверхности образца SiC и её профиля после 5-ти минутного отжига: а) у первого контакта (1340°C); б) посередине образца (1360°C); в) у второго контакта (1400°C).

В данной работе были проведены эксперименты по высокотемпературному резистивному отжигу подложек 6H–N SiC(0001) (σ = 0.02–0.1 Ом/см) в условиях *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной микроскопии (СВВ ОЭМ). Температура образцов измерялась с помощью оптического пирометра, структурные переходы на поверхности регистрировались методом дифракции быстрых электронов (ДБЭ). Для *ex situ* анализа морфологии поверхности полученных в результате отжига пленок применялась атомно-силовая микроскопия (АСМ). Для определения стехиометрического состава поверхности плёнок измерялся спектр комбинационного рассеяния света (КРС) с помощью спектрометра (XploRa Plus, Horiba, λ = 532 нм).

Особенностью резистивного отжига на постоянном токе является наличие градиента температур вплоть до 70°C у исследуемых образцов. В диапазоне температур 1120–1200°C на изначально разупорядоченной поверхности SiC начинают появляться шероховатые террасы (RMS = 180 пм) с нерезкими границами атомных ступеней. При 1250°C поверхность становится вицинальной с неполным заполнением бислоями SiC узких террас шириной 500 нм, высота ступеней составляет половину постоянной решётки SiC в направлении (0001) и равняется 0.75 нм, что подтверждается измеренными АСМ-профилями (рис. 1а). Для получения атомно-гладких террас и резкими границами ступеней требуется отжиг длительностью 5 минут при 1300°C. При дальнейшем увеличении температуры резко возрастает темп сублимации кремния, в результате образуются ямки в виде многоугольников высотой 1–3 бислоя SiC (рис.1б), после чего формируются отдельные домены графена. Наличие графена на рис. 1в подтверждается появлением в спектре КРС 2D пика на частоте ~2700 см$^{-1}$.

Работа выполнена при поддержке госзадания (проект № FWGW–2021–0007) на оборудовании ЦКП «Наноструктуры».

Исследование особенностей процессов наноразмерной модификации подложек GaAs с различной ориентацией

Черненко Н.Е.[1], Лахина Е.А.[1], Шаров В.А.[2, 3], Мельниченко И.А.[4], Шандыба Н.А.[1], Балакирев С.В.[1], Крыжановская Н.В.[4], Солодовник М.С.[1]

[1]*ЮФУ, 347922, Таганрог, ул. Шевченко, 2*
[2]*СПбАУ, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, корп. 3А*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[4]*НИУ ВШЭ, 194100, Санкт-Петербург, ул. Кантемировская, 3, корп. 1А*

Развитие квантовых коммуникаций и вычислений требует создания эффективных источников одиночных и запутанных фотонов, основанных на эпитаксиальных гетероструктурах с одиночными квантовыми точками (КТ). Одним из наиболее многообещающих способов получения таких структур является предварительное формирование центров нуклеации КТ в виде наноразмерных углублений в заданных точках поверхности. Кроме позиционирования на поверхности данный подход также позволяет контролировать размеры и форму КТ, расширяя возможности управления их свойствами. Поэтому разработка методик наноразмерного структурирования поверхности подложки является актуальной задачей. В данной работе представлены результаты комплексных исследований влияния комбинации методов фокусированных ионных пучков (ФИП) и локального капельного травления (ЛКТ) на создание упорядоченных массивов наноразмерных углублений на подложках GaAs различной ориентации.

Результаты исследований показали существенное влияние как режимов ФИП-обработки (напряжение ионного пучка, дозы ионов и топологии), так и ориентации подложки на характеристики получаемых углублений. В случае GaAs (001) увеличение дозы ионов приводит к возрастанию размеров углублений и их однородности, в то время как увеличение напряжения пучка и расстояния между точками воздействия снижает однородность углублений, увеличивая их размеры. При этом, вне зависимости от режимов ЛКТ, углубления имеют форму четырехгранной пирамиды (рис. 1а). Однако, в случае ориентации (111) зависимости геометрических характеристик углублений от перечисленных параметров имеют сложный, немонотонный характер. В зависимости от расстояния между точками увеличение дозы может приводить как к уменьшению размеров углублений с повышением однородности, так и к их увеличению, что обусловлено процессами переосаждения на этапе ФИП-модификации. Влияние ускоряющего напряжения и расстояния между углублениями в целом аналогично предыдущему случаю. При этом, в зависимости от режимов ЛКТ, углубления могут иметь форму остроконечной или усеченной трехгранной пирамиды (рис. 1б). Показана возможность получения упорядоченных массивов углублений диаметром 56 – 381 нм и глубиной 33 – 211 нм для ориентаций (001) и, соответственно, 52 – 704 нм и 37 – 226 нм для ориентаций (111). Результаты исследований образцов методами рамановской спектроскопии показывают, что ЛКТ позволяет полностью восстановить кристаллическую структуру в области ФИП-модификации. Экспериментально продемонстрирована возможность получения регулярных массивов КТ In(Ga)As с использованием темплейтов, подготовленных в рамках предлагаемых подходов (рис. 1в).

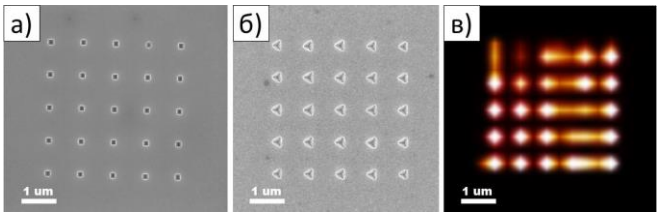


Рис.1. – РЭМ-изображения массивов наноразмерных углублений на поверхности GaAs с ориентацией (100) (а) и (111) (б). Карта интенсивности фотолюминесценции массива КТ (в).

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проекты №22-79-10251 и №23-79-10313) в Южном федеральном университете.

Блочная структура гомоэпитаксиального слоя β-Ga_2O_3/β-Ga_2O_3 (100)

Шарков М.Д.[1], Бойко М.Е.[1], Бутенко П.Н.[1], Бойко А.М.[1], Заричный А.А.[1], Крымов В.М.[1], Шапенков С.В.[1], Алмаев А.В.[2], Николаев В.И.[1]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021, СПб, Политехническая ул., 26*
[2]*НИ ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36*

Методом Чохральского был выращен кристалл бета-оксида галлия [1]. Выращенный кристалл был разделен по плоскостям спайности на ряд фрагментов, из числа которых были выделены образцы, ориентированные вдоль плоскости β-Ga_2O_3 (100), для дальнейших исследований.

Фазовый состав и степень кристаллического совершенства образцов были исследованы с помощью рентгеноструктурного анализа (РСА). Для каждого из изучаемых образцов были получены кривые дифракционного отражения (КДО) в окрестностях рефлексов β-Ga_2O_3 400, 600, 800, 12 0 0 в θ-2θ режиме, а также кривые ω-сканирования для рефлексов β-Ga_2O_3 200 и 400. Измерения РСА проводились на лабораторном приборе ДРОН-7 (ФТИ им. А. Ф. Иоффе) при Cu $K_{\alpha 1}$ излучении (1.5406 Å).

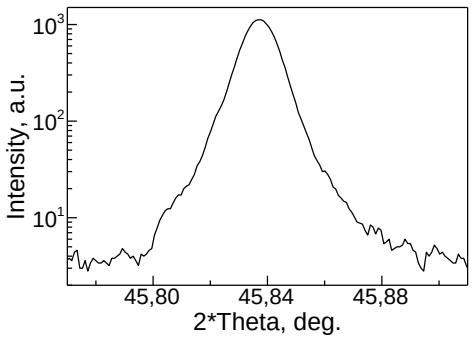


Рис.1. – КДО от образца β-Ga_2O_3/β-Ga_2O_3 (100), θ-2θ режим, рефлекс 600.

Также образцы исследовались методами растровой электронной микроскопии (РЭМ) и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Было определено, что среднеквадратичная шероховатость по 5 образцам составляет около 84 nm. Также оказалось, что поверхность образцов состоит из прямоугольных террас с продольными размерами примерно (100 x 25) μm, вытянутых в одном направлении; при этом высота террас составляет от 100 до 200 nm.

Положения рентгеновских рефлексов β-Ga_2O_3 400, 600, 800, 12 0 0 в среднем по набору образцов оказались примерно 30.05, 45.84, 62.52 и 102.20 deg, соответственно. Эти данные согласуются с аналогичными значениями 30.08, 45.82, 62.53 и 102.25 deg, взятыми в качестве справочных величин из карты ICDD № 00-041-1103.

Обработка рефлексов, измеренных в θ-2θ режиме, по методу Вильямсона-Холла [2] привела к оценке области когерентного рассеяния (ОКР) в направлении [100] около 900 nm и микродеформации примерно $1.1 \cdot 10^{-4}$.

Кривые ω-сканирования для рефлексов 200 и 400 не показали присутствия в образцах каких-либо фракций с отклонением пространственной ориентации от окружающего материала.

[1] P.N. Butenko, M.E. Boiko, L.I. Guzilova, V.M. Krymov, S.V. Shapenkov, M.D. Sharkov, V.N. Verbitskii, A.A. Zarichny, V.I. Nikolaev. J. Cryst. Growth, 630 (12), 127597 (2024).
[2] G.K. Williamson, W.H. Hall. Acta Metallurgica, 1 (1), 22–31 (1953).

Эпитаксиальные пленки оксида галлия на подложках (0001)Al_2O_3, полученные ВЧ-магнетронным распылением

Умаханов М.А., Исмаилов А.М.

ФГБОУ Дагестанский Государственный университет, 367000, Махачкала, М. Гаджиева, д. 43А.

Оксид галлия (Ga_2O_3) – сверхширокозонный полупроводник третьего поколения с шириной запрещенной зоны от 4.5 до 5.3 эВ, что соответствует области глубокого ультрафиолета (200-280 нм). Данный материал обладает высокой термической, радиационной и химической стабильностью, высокими значениями диэлектрической проницаемости (10.2-14.2), напряжения пробоя (8 МВт/см), коэффициента добротности Балига (FOM) (3400), благодаря чему он вызвал огромный исследовательский интерес для применения в солнечных элементах, люминофорах, полевых транзисторах, диодах с барьером Шоттки, высокотемпературных газовых сенсорах, солнечно-слепых фотодетекторах [1,2].

Получение эпитаксиальных (монокристаллических) пленок оксида галлия осуществляется физическими и химическими методами осаждения из газовой фазы, такими как: молекулярно-лучевая эпитаксия (MBE), гидридная эпитаксия из паровой фазы (HVPE), металлорганическое осаждение из паровой фазы (MOCVD), импульсное лазерное осаждение (PLD), атомно-слоевое осаждения (ALD) [3]. По нашим данным отсутствуют сообщения о получении эпитаксиальных пленок Ga_2O_3 методом магнетронного распыления. Из-за плохой проводимости керамической мишени оксида галлия, применяют высокочастотное (ВЧ) магнетронное распыление. Получены аморфные, поликристаллические пленки, а также пленки со смешанной ориентацией различных кристаллических фаз Ga_2O_3. Максимальная температура подложки ~900 °C, для улучшения кристалличности проводят постростовой высокотемпературный отжиг. Подложка располагается на расстоянии ~7-10 см от мишени (вне плазмы магнетронного разряда) [4,5].

В данной работе сообщается о получении эпитаксиальных пленок $(\bar{2}01)Ga_2O_3$ на подложках (0001)Al_2O_3 методом ВЧ-магнетронного распыления и исследовании их фотоэлектрических свойств. Ключевые особенности технологии: использование ленточного нагревателя из тантала и напыление пленки тантала с тыльной стороны подложки с целью достижения высокой температуры подложки (1200 °C); расположение подложки в области плазмы магнетронного разряда (на расстоянии 3-4 см от мишени). Структурное совершенство пленок оценивали рентгенографическим и электронографическим методом (рис.1.). Результаты исследований фотоэлектрических свойств полученных пленок Ga_2O_3 показывают, что они пригодны для изготовления солнечно-слепых фотодетекторов.

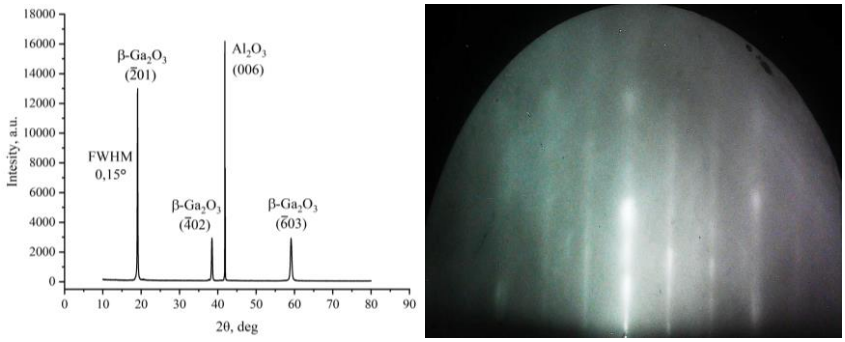


Рис.1. Рентгенограмма и электронограмма эпитаксиальной пленки $(\bar{2}01)Ga_2O_3$ на подложке (0001)Al_2O_3.

*[1] M. Higashiwaki, AAPPS Bulletin, **32:3**, 1-17 (2022).*
*[2] B. Li et al., Journal of Semiconductors, **44**, 061801 (2023).*
*[3] A. Waseem et al., Phys. Status Solidi A, **220**, 2200616 (2023).*
*[4] D. Pyngrope et al., Materials Science in Semiconductor Processing, **174**, 108243 (2024).*
*[5] A. Waseem et al., Journal of Solid State Science and Technology, **8 (7)**, 3064-3078 (2019).*

Формирование и свойства низкоплотных квантовых точек в системе GaInAlAs на структурированных подложках GaAs(001)

Солодовник М.С.[1], Черненко Н.Е.[1], Кириченко Д.В.[1], Махов И.С.[2], Мельниченко И.А.[2], Шандыба Н.А.[1], Крыжановская Н.В.[2], Балакирев С.В.[1]

[1]*ЮФУ, 347922, Таганрог, ул. Шевченко, 2*
[2]*НИУ ВШЭ, 194100, Санкт-Петербург, ул. Кантемировская, 3, корп. 1А*

Низкоплотные массивы квантовых точек (КТ) активно используются для создания микро- и наноразмерных источников оптического излучения, в т.ч. неклассического: источники одиночных и запутанных фотонов, низкопороговые лазеры и т.д. Среди существующих методов получения таких объектов весьма перспективным представляется предварительное структурирование ростовой поверхности путем целенаправленного создания углублений, выступающих в качестве центров предпочтительной нуклеации и роста самоорганизующихся наноструктур. В рамках данного подхода возможно также обеспечить как позиционирование наноструктур на подложке, так и получение КТ в ненапряженных системах. Однако, вопросы взаимного влияния морфологии поверхности и режимов эпитаксиального роста на процессы формирования КТ и их оптические свойства остаются малоизученными.

В данной работе представлены результаты исследований формирования КТ в системе GaInAlAs на подложках GaAs(001), структурированных с помощью капельного травления (LDE), модифицированного удаления окисла (Ox) и травления фокусированным ионным пучком (FIB), каждый из которых обеспечивает свой набор параметров массивов углублений на поверхности. Впервые экспериментально продемонстрировано, что кроме размеров и плотности углублений, критическое влияние на формирование когерентных КТ оказывает форма углубления. Обнаружено, что в ямках чашеобразной формы с очень низким аспектным отношением (менее 0.1), характерных для большинства режимов LDE, рост КТ протекает предположительно по полицентрическому механизму, приводящему к образованию неизлучающих структур. Увеличение аспектного отношения, как и переход к углублениям с огранкой позволяют обеспечить селективное формирование когерентных КТ в широком диапазоне условий в докритических для механизма Странского-Крастанова режимах – вплоть до эквивалентных толщин осаждения 0.25 МС (в зависимости от условий на поверхности). Экспериментально показана возможность увеличения длины волны излучения субкритических КТ до 1050–1100 нм при 5 К (рис. 1а) в сравнении с альтернативными методиками. При этом были установлены важная роль и сложный характер процессов сегрегации атомов In и поверхностного массопереноса адатомов металлов III группы на структурированных подложках, приводящий к отличным от гладких поверхностей эффектам. Кроме того, экспериментально продемонстрирована возможность получения упорядоченных массивов одиночных КТ In(Ga)As и Ga(Al)As и комплексных структур на их основе за счет диффузионного распада тройных растворов в углублениях пирамидальной формы, длина волны излучения которых определяется только составом и формой углубления (рис. 1б, 1в).

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект №FENW-2022-0034) и Российского научного фонда (проект №22-79-10251) в Южном федеральном университете, а также проекта "Зеркальные лаборатории" НИУ ВШЭ.

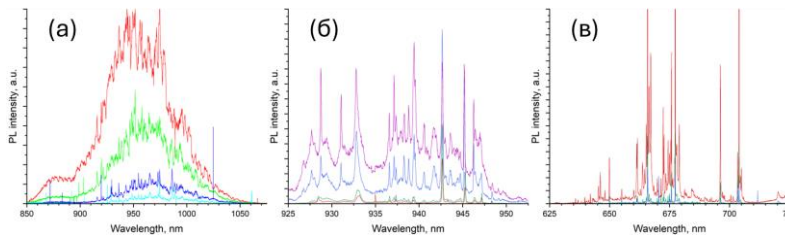


Рис.1. – Спектры фотолюминесценции (5К) массивов КТ: (а) In(Ga)As на Ox-структурированной; (б) In(Ga)As и (в) Ga(Al)As на FIB-структурированной поверхности GaAs(001)

Исследование влияния As- и Me-стабилизации на подвижность адатомов при капельной эпитаксии на подложках AlGaAs

Духан Д.Д., Балакирев С.В., Солодовник М.С.

ЮФУ, 347922, Таганрог, ул. Шевченко, 2

Перераспределение металлической компоненты в процессе капельной эпитаксии (КЭ) в значительной степени определяет размер, а следовательно, и свойства получаемых этим методом наноструктур, в т.ч. квантовых точек (КТ). Методы управления данным процессом и условия их реализации остаются предметом активного изучения, и, два из них, неочевидным образом оказывающие влияние на поверхностную подвижность (ПП) адатомов In/Ga на подложках AlGaAs переменного состава, были впервые исследованы в данной работе с использованием теории функционала плотности (DFT).

Содержание Al в подложке известным образом определяет поверхностную подвижность в процессе роста КТ методом Странского-Крастанова (С-К) – химическая активность Al приводит к образованию более сильных связей адатомов с подложкой, ограничивая их длину свободного пробега [1]. Наши эксперименты по КЭ обнаруживают обратную зависимость – чем больше Al, тем выше подвижность адатомов металла [2].

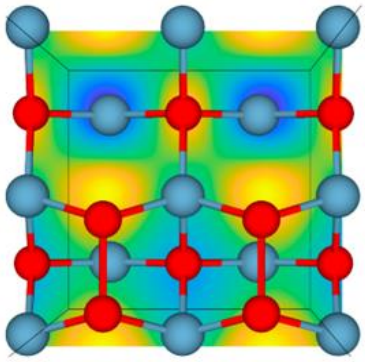


Рис.1. – Поверхность потенциальной энергии AlAs. Красные атомы — As, Синие — Al.

Вторым исследуемым фактором, определяющим распределение КТ при капельной эпитаксии, является тип терминирования ростовой поверхности. Эксперименты показывают, что переход от In- к Ga-терминированию в случае осаждения In приводит к увеличению поверхностной плотности капельных структур с 0.49 мкм$^{-2}$ до 53.4 мкм$^{-2}$ при 300 °C.

Результаты DFT-моделирования системы "адатом-поверхность" в различных конфигурациях показали корреляцию между образованием димеров в процессе реконструкции смачивающего слоя In или Ga с изменением зависимости поверхностной подвижности адатомов от Al в подложке с прямой на обратную в сравнении с As-терминированной поверхностью.

Сравнительный анализ систем со смачивающим слоем In и Ga показывает, что подвижность на поверхности определяется в первую очередь особенностями потенциального рельефа поверхности (Рис. 1). Минимальная энергия необходимая для перехода атома из одного стабильного состояния в другое оказывается втрое выше на поверхности Ga (0.51 эВ для смачивающего слоя Ga и 0.16 эВ для смачивающего слоя In), несмотря на то, что максимальная энергия адсорбции ($E_{адс}$) в стабильном положении на поверхности Ga меньше ($E_{адс}$ на Ga = 3.45 эВ, $E_{адс}$ на In = 4.28 эВ), что приводит к снижению поверхностной подвижности адатомов.

Мы предполагаем, что зависимость ПП от Al может быть следствием перераспределения электронной плотности в сторону образовавшихся на поверхности димеров. Данный процесс не происходит в случае С-К роста, т. к. там образование димеров подавляется As. В случае буферного слоя Ga, электронная плотность меняется таким образом, что образуется более сложный, как атомарно, так и энергетически, рельеф, который препятствует перераспределению материала после его адсорбции на подложке.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №22-79-10251) в Южном федеральном университете.

[1] Andrews A. M. et al., J Mater Sci: Mater Electron (2008) 19:714–719
[2] Balakirev S. V. et al., Nanotechnology 31 (2020) 485604

Оптическая диагностика гетероструктур InAs/GaSb (001)

Гордеева А.Б.[1], Зубкова М.В.[1, 2], Левин Р.В.[1], Маричев А.Е.[1], Пушный Б.В.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[2]*СПГЭТУ ЛЭТИ им. В.И. Ленина, 197022, Санкт-Петербург, Профессора Попова ул., 5*

В последнее время при создании приборов оптоэлектроники инфракрасного диапазона (ИК) часто используют структуры на основе InAs/Gasb. Проблемы, возникающие при работе с этими узкозонными материалами удается частично решить при использовании сверхрешеток (СР), способных работать при температурах выше 15 К в ИК диапазоне с длиной волны до 15 мкм. Однако, в этом случае качество структур сильно зависит от качества интерфейсов. Настоящая работа была выполнена в рамках разработки оптимальной технологии роста СР методом газофазной эпитаксии из метало-органических соединений (ГФЭМОС).

Предыдущее исследование [1] показало, что на интерфейсах СР происходит формирование твердых растворов InGaAsSb. Для получения дополнительной информации было проведено исследование таких структур с помощью методики анизотропного отражения (АО) света. Эта модуляционная методика регистрирует нормированную разность коэффициентов отражения света с взаимно-ортогональными линейными поляризациями при нормальном падении. Метод позволяет выделять слабые вклады от слоев с пониженной симметрией (поверхностей и интерфейсов) из общего оптического отклика. При проведении оптических исследований необходимо учитывать то, что оптический сигнал формируется в широкой приповерхностной области (20-70 нм для длин волн 300-600 нм). Таким образом, оптический отклик всегда является суперпозицией нескольких вкладов. Для разделения этих вкладов и получения более детальной информации о структуре, мы вырастили серию образцов, соответствующих разным этапам создания СР. В качестве подложек использовались p-10^{17} InAs(001) и n-10^{17} GaSb(001), заращенные эпитаксиальным слоем нелегированного материала толщиной 0.5 мкм InAs и GaSb соответственно. Были приготовлены следующие образцы: слой InAs выращенная на GaSb(001); слой GaSb на InAs(001); образцы с двумя парами чередующихся слоев GaSb и InAs, выращенных на подложке GaSb, поверхность первого образца оканчивалась слоем GaSb, а второго – InAs; СР с 10 чередующимися слоями, одна из которых оканчивалась InAs, а вторая GaSb. Толщина слоев во всех образцах составляла 4 нм. Измерения спектров АО проводились на воздухе в диапазоне 250-800 нм. В эксперименте измерялась только вещественная часть сигнала АО. Мнимая часть сигнала рассчитывалась методом Крамерс-Кронинг преобразования.

Сравнительный анализ спектров пленки InAs на GaSb, пленки GaSb на InAs и спектров подложек с использованием трехфазной модели, позволил выделить сигнал АО от интерфейса InAs/GaSb. Основная причина обнаруженной анизотропии интерфейса — электрическое поле вызванное изгибом зон на гетеропереходе. В обоих образцах поле направлено от GaSb к InAs, что соответствует зонной диаграмме гетероперехода. Изучение спектров АО с чередующимися слоями показывает размытие особенностей, связанных с оптическими переходами E_1-E_1+Δ_1, что может свидетельствовать о присутствие на интерфейсах твердых растворов InGaAsSb. Анализ спектров также показал присутствие одноосного напряжения в спектрах образцов с несколькими чередующимися слоями. Это напряжение максимально для двух пар слоев, в сверхрешетке оно пропадает.

Для уточнения полученных данных планируется провести дополнительное оптическое исследование с привлечением методики фотоотражения и спектроскопии анизотропного отражения в ИК области.

[1] Р.В. Левин и др., ЖТФ, 89, 1592 (2019) ЖТФS.

Исследование адсорбции молекул NH_3 и HCl на поверхности кремния (100)

Свинкин Н.А.[1], Кондратьев В.М.[1,2], Большаков А.Д.[1,2,3]

[1]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8*
[2]*МФТИ, Физтех, 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9*
[3]*СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9*

Данная работа посвящена получению новых данных об адсорбционных свойствах кремния в геометрии ННК для решения таких задач сенсорики, как диагностика здоровья человека [1]. Показано, что кремний без модификации может быть использован для селективного детектирования, как аммиака, так и соляной кислоты, при этом в процессе адсорбции молекул NH_3 и HCl происходят процессы перераспределения электронной плотности между адсорбатом и кремнием с изменением электрического сопротивления кремния в сторону уменьшения и увеличения, соответственно.

Для исследования процессов взаимодействия аммиака и соляной кислоты с поверхностью ННК Si было проведено моделирование адсорбции молекул NH_3 и HCl на поверхности кремния (100) с применением программного пакета ORCA 4.2.1 [2, 3] методом wB97X-D3/6-31G. Моделирование показало, что в результате адсорбции происходит диссоциация молекулы HCl на ионы H^+ и Cl^- с присоединением их к атомам соседних димеров на поверхности Si(100), либо к атомам одного димера с изменением его конфигурации на симметричную. Молекула аммиака при адсорбции сохраняет свою структуру. Анализ распределения электронной плотности по Малликену (MPA) показал, что при адсорбции молекула аммиака приобретает положительный заряд (+0.3 e), а гидрохлорид – отрицательный (-0.4 e).

На основе результатов моделирования было проведено экспериментальное исследование адсорбционных свойств ННК Si длиной 10 мкм по методике, описанной в [4]. В качестве отклика оценивалось изменение активного сопротивления сенсора на основе ННК в присутствии паров аммиака и гидрохлорида, полученных из водных растворов NH_3 и HCl с концентрациями в диапазоне от 0 до 1 ммоль/л, по отношению к сравнительной среде – парам воды. Измерения проводились при помощи импедансметра Z500P.

Результаты измерений оценивались следующим образом:

$$\Delta R = \frac{R_{media} - R_{H_2O}}{R_{H_2O}} \cdot 100\ \% \qquad (1),$$

где R_{media} – сопротивление образца в присутствии аналита, R_{H2O} – в парах воды.

По результатам измерений ΔR достигало 133% и -63% в присутствии паров HCl и NH_3 соответственно. В предположении, что основным источником изменения сопротивления является перенос носителей заряда – электронов – от молекул адсорбата или к ним, экспериментальные данные согласуются с результатами моделирования.

*[1] Y. Xu et al., Sensors, **19**, 2908 (2019).*
*[2] F. Neese, Wiley Interdiscip. Rev.: Comput. Mol. Sci., **2**, 73 (2012).*
*[3] F. Neese, Wiley Interdiscip. Rev.: Comput. Mol. Sci., **8**, 73 (2017).*
*[4] V. M. Kondratev et al., J. Phys. Conf. Ser., **2015**, 012068 (2021).*

Напыление сверхтонких пленок золота методом импульсной лазерной абляции при комнатной температуре

Колосовский Д.А.[1], Залялов Т.М.[2], Пономарев С.А.[2], Шухов Ю.Г.[1], Морозов А.А.[1], Старинский С.В.[1]

[1]*ИТ СО РАН им. С.С. Кутателадзе, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 1*
[2]*ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13*

Сверхтонкие пленки золота, толщиной менее 10 нм, активно используются в гибких прозрачных электродах для оптоэлектронных приборов, тонкопленочных солнечных элементах, дисплеях и сенсорных экранах, фотодетекторах и светодиодах [1]. Выращивание сплошных и сверхтонких пленок золота на различных подложках, таких как кварц, оксид кремния, нитрид кремния, графен и т.д., как известно, затруднено из-за плохого смачивания золотом этих подложек, что приводит к формированию трехмерных островков на начальных этапах роста пленки. Формирование металлической пленки происходит по следующему механизму: зарождение островков, рост островков, слияние островков, перколяция и заполнение каналов с образованием сплошной тонкой пленки. Для снижения порога перколяции сверхтонких пленок золота обычно используют адгезионные или затравочные слои [1], а также охлаждение подложки до криогенных температур [2]. Однако, использование адгезионных слоев приводит к увеличению оптических потерь и несовместимостью с требованиями оптоэлектронных устройств, а охлаждение подложки до криогенной температуры является сложной технологической задачей. В данной работе предлагается использовать метод импульсной лазерной абляции (ИЛА) для напыления сверхтонких пленок золота.

Напыление пленок осуществлялось в вакуумной камере в атмосфере кислорода при давлении 10 Па с помощью твердотельного импульсного Nd:YAG лазера с длиной волны (λ) 532 нм. Анализ морфологии поверхности пленок проводился методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) на микроскопе Bruker Multimode 8 и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) на микроскопе JEOL JSM 6700F. Измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) пленок проводилось на зондовой станции, оснащенной параметрическим анализатором полупроводниковых приборов Keithley 4200-SCS Semiconductor с модулем измерения сверхмалых токов 4210-SMU. Анализ оптических свойств пленок осуществлялся на спектрографе СФ-2000.

Результаты измерения ВАХ показали, что с уменьшением толщины пленок золота с 7,4 нм до 3,9 нм сопротивление растет с 50 Ом до 370 Ом, что говорит о хорошей электропроводности пленок. Увеличение электрического сопротивления с уменьшением толщины связано с перколяцией пленок, что подтверждается спектрами пропускания пленок. Анализ морфологии поверхности показал, что среднеквадратичная шероховатость поверхности не превышает 0.7 нм, что советует 2-3 монослоям. Параметр сплошности пленок, отношение площади поверхности, занимаемой пленкой, к площади подложки, варьируется от 1 до 0,9 для пленок толщиной 10 – 5 нм, в то время как в литературе такой параметр достигается лишь при охлаждении подложки до температуры 153 К [2].

В работе показано, что методом ИЛА можно напылять проводящие сверхтонкие пленки золота, толщиной менее 5 нм, на подложки кремния и кварца без использования адгезионных слоев и/или охлаждения подложки до криогенных температур.

[1] D.I. Yakubovsky et al., Adv. Mat. Int. ***6****, 1900196 (2019).*
[2] R. Lemasters et al., ACS Photonics ***6****, 2600-2606 (2019).*

Новая методика определения вероятности выхода фотоэлектронов из полупроводников в вакуум

Рожков С.А.[1,2], Бакин В.В.[1], Шайблер Г.Э.[1,2,3]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3]*НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К.Маркса, 20*

Фотоэмиттеры на основе полупроводников с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС) широко применяются в практических и научных приложениях. В рамках трехступенчатой модели фотоэмиссии [1] для квантовой эффективности фотокатода (QE) справедливо выражение: QE = $P_{abs}\,P_{trans}\,P_{esc}$, где P_{abs}-вероятность поглощения фотона, P_{trans}-вероятность сбора фотоэлектрона эмитирующей поверхностью и P_{esc}-вероятность выхода в вакуум. Традиционный метод определения P_{esc} заключается в измерении спектра QE и расчете P_{abs} и P_{trans}, для чего нужны значения параметров фотокатода: коэффициентов поглощения и отражения света, длины диффузии фотоэлектронов и скоростей рекомбинации электронов на границах активного слоя фотокатода. Однако на практике значения многих параметров неизвестны, и добиться удовлетворительного согласия теории и эксперимента затруднительно [2,3]. В данной работе предложен метод независимого определения P_{esc}.

Метод основан на явлении фото-ЭДС: поток фотоэлектронов на поверхности делится на две части: первая часть с вероятностью P_{esc} выходит в вакуум, а вторая часть с вероятностью (1 - P_{esc}) захватывается на поверхность и уменьшает изгиб зон, что приводит к падению QE [4]. В зависимости от полярности и величины внешнего электрического поля, может произойти возврат эмитированных фотоэлектронов в полупроводник, их захват на поверхность и дополнительное уменьшение изгиба зон и QE. Зная зависимость QE от интенсивности света и величину дополнительного уменьшения QE в запирающем поле, можно определить вероятность выхода P_{esc}. Прямое измерение тока фотоэмиссии и QE в запирающем поле невозможно, поэтому необходимо измерение кинетики восстановления тока фотоэмиссии после смены запирающего электрического поля на тянущее поле. Поскольку скорость релаксации фото-ЭДС увеличивается с ростом температуры, предпочтительно проведение измерений при низких температурах. На рисунке 1 представлена кинетика тока фотоэмиссии при T = 90 K из p-GaN(Cs) фотокатода в вакуум при освещении светом, вызывающим межзонные переходы в GaN, и при переключении между тянущими и запирающими электрическими полями. Как видно из рисунка, приложение запирающего поля приводит к дополнительному уменьшению фототока. Используя зависимость QE p-GaN(Cs) фотокатода от температуры и интенсивности света [4], было получено, что для данного фотокатода P_{esc} = 0.6 ± 0.1 при T = 300 K.

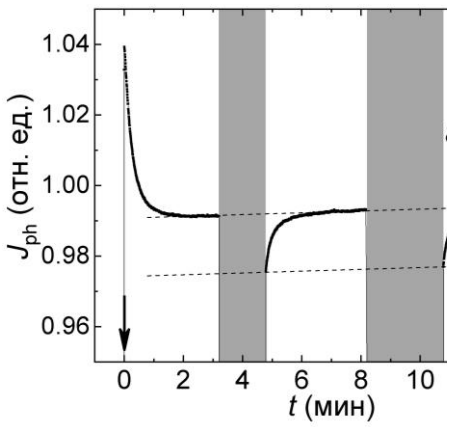


Рис.1. – Кинетика тока фотоэмиссии в вакуум из p-GaN(Cs) фотока-

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда 23-72-30003.

[1] R.L. Bell, Negative Electron Affinity Devices, Clarendon Press, Oxford (1973).
[2] W. Liu et al., J. Appl. Phys., 122, 035703 (2017).
[3] S. Uchiyama et al., Appl. Phys. Lett., 86, 103511 (2005).
[4] S.A. Rozhkov et al., J. Phys.: Conf. Ser., 1199, 012031 (2019).

Вклад поверхностных состояний в резистивные эффекты, наблюдаемые в тонких эпитаксиальных сегнетоэлектрических пленках титаната бария

Левичев М.В.[1], Андреева Н.В.[1], Вилков О.Ю.[2], Петухов А.Е.[3]

[1]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 603950, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5*
[1]*Научный парк СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Ботаническая ул., 17*
[1]*СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская набережная, 7–9*

Туннельно-прозрачные эпитаксиальные $BaTiO_3$ (BTO) плёнки используются в сегнетоэлектрических туннельных переходах (СТП), в которых асимметричное распределение электростатического потенциала приводит к изменению высоты барьера для разных направлений поляризации, управляя туннельным электросопротивлением. Состояние поляризации в СЭ-плёнке должна обуславливать наличие всего двух резистивных состояний в СТП, однако, в ряде работ [1] были экспериментально продемонстрированы промежуточные состояния.

Возникновение этих состояний может быть обусловлено явлениями, связанными с релаксацией и реконструкцией поверхности BTO-плёнки. С целью проверки данной гипотезы проведено исследование корреляции локальных СЭ и резистивных свойств в тонких эпитаксиальных BTO-плёнках в составе композиций $SrTiO_3/La_{0.7}Sr_{0.3}MnO_4$/BTO (3 нм) с использованием методик сканирующей туннельной микроскопии/спектроскопии в сверхвысоком вакууме с применением режима ионного травления. Экспериментально продемонстрировано изменение величины поверхностного заряда при переориентации СЭ-поляризации, а также его влияние на локальные резистивные свойства BTO-плёнки.

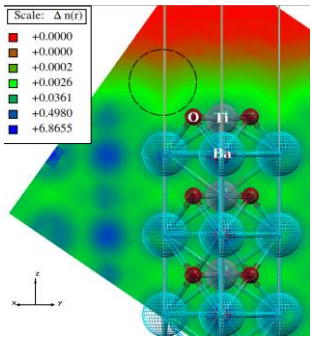


Рис.1 – Распределение электронной плотности в структуре с TiO_2-терминацией.

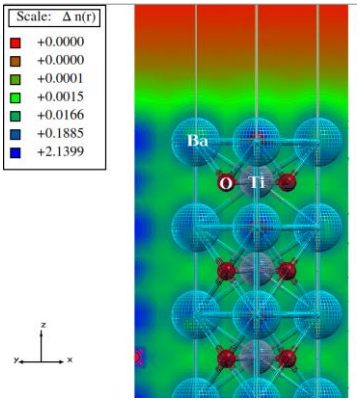


Рис.2 – Распределение электронной плотности в структуре с BaO-терминацией

В рамках теории функционала плотности проведены расчёты тонких BTO-плёнок тетрагональной фазы с различной терминацией поверхности. Анализ структурной релаксации позволил выделить объёмную и приповерхностную области. Результаты расчётов показали, что плёнки с разной терминацией обладают различной поверхностной электронной плотностью: в структуре с TiO2-терминацией (рис. 1) присутствуют минимумы потенциала, которые могут являться поверхностными ловушками для носителей заряда; минимумы не наблюдаются для структуры BaO-терминации (рис. 2). Кроме того, для TiO_2-терминации образуется приповерхностный «карман», в котором концентрация электронов примерно на 10^6 выше, чем в объёмной области.

Изменение концентрации электронов в приповерхностной области BTO-плёнки может оказывать влияние на особенности экранирования СЭ-поляризации, позволяя менять высоту образованного плёнкой туннельного барьера, тем самым управляя её локальными резистивными свойствами и приводя к появлению промежуточных резистивных состояний.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда в рамках проекта № 21-79-20073.

[1] Yamada H., Garcia V. Fusil S., Boyn S. et al., Giant electroresistance of super-tetragonal $BiFeO_3$-based ferroelectric tunnel junctions. ACS Nano, 7, 5385–5390 (2013).

Влияние ориентации подложки на гомоэпитаксиальный рост слоев β-Ga_2O_3

Бутенко П.Н.[1], Печников А.И.[1], Бойко М.Е.[1], Гузилова Л.И.[1], Крымов В.М.[1], Шапенков С.В.[1], Шарков М.Д.[1], Сошников И.П.[2], Заричный А.А.[1], Николаев В.И.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[2]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, Хлопина ул., 8*

Оксид галлия (Ga_2O_3) является перспективным сверхширокозонным полупроводником (Eg ~ 4.9 эВ), который уже сейчас применяется для разработок устройств силовой электроники [1]. Единственная термически стабильная фаза (β-Ga_2O_3), имеющая моноклинную структуру, в отличии от остальных модификаций, может быть получена кристаллизацией из собственного расплава. Такие объемные кристаллы используются в качестве подложек, в том числе для гомоэпитаксии.

В работе представлены результаты роста методом хлоридной газофазной эпитаксии (HVPE) гомоэптаксиальных слоёв на монокристаллических подложках β-Ga_2O_3 ориентаций (100), ($\bar{2}01$) и (010). Сведения о слоях, выращенных на плоскостях (100) и ($\bar{2}01$) публикуются впервые.

Поверхность гомоэпитаксиального слоя β-Ga_2O_3, осажденного на подложку с ориентацией (100), которая является плоскостью спайности (рис. 1a), содержит неоднородности в форме прямоугольников (отмечены желтыми цветом). Источником этих объектов являются доменные границы, которые разделяют соседние блоки, расположенные на разных высотах в плоскости (100) [2]. Данная особенность рельефа на начальных стадиях роста частично наследуется гомоэпитаксиальным слоем, что является причиной повышенной шероховатости. Скорость роста, рассчитанная на основании анализа скола полученной структуры, составляет около 0,5 мкм/ч. Столь низкая скорость роста, фиксируемая при эпитаксии на плоскости (100), связана с низкой энергией адгезии. Это вызвано крайне высокой скоростью сопутствующего испарения атомов, поступающих на (100) в процессе роста [3]. Можно предположить, что в данном случае рост эпитаксиального слоя начинается преимущественно на участках латеральной плоскости прямоугольных неоднородностей. Этому способствуют фрагменты плоскости (001), нормально расположенные и прилегающие к плоскости (100). Как известно, плоскость (001) имеет самую высокую способность к эпитаксиальному росту среди всех ориентаций моноклинного Ga_2O_3 [4].

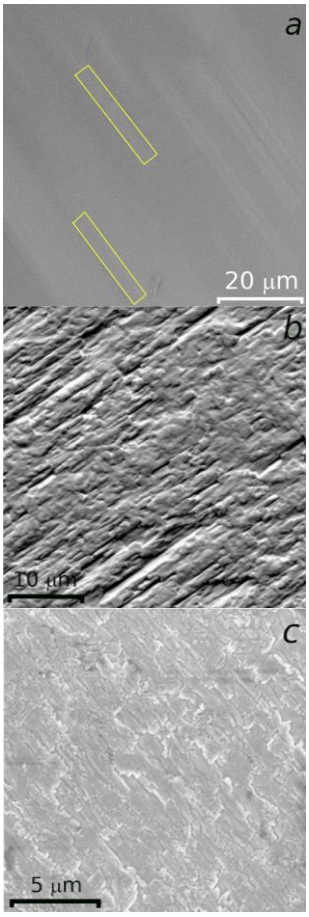


Рис.1 – Изображения поверхности гомоэпитаксиальных слоев β-Ga_2O_3, выращенных на подложках с ориентацией (100) (a), ($\bar{2}01$) (b) и (010) (c).

Рисунок 1b, c демонстрирует рельеф поверхностей слоёв, полученных при гомоэпитаксиальном росте на плоскостях ($\bar{2}01$) и (010) соответственно. Ранее подобная лоскутообразная сонаправленная структура наблюдалась лишь при гомоэпитаксиальном HVPE росте на плоскости (010) β-Ga_2O_3 [5]. Оценка скоростей роста на плоскостях ($\bar{2}01$) и (010) дает значения порядка 10 мкм/ч и 1,5 мкм/ч соответственно, что во втором случае имеет хорошее совпадение с уже известными на сегодня данными [4].

Исследования выполнены при поддержке Российского научного фонда (проект 23-29-10196).

*[1] Y. Qin et al., Jpn. J. Appl. Phys., **62,** SF0801 (2023).*
*[2] P.N. Butenko et al., J. Crystal Growth, **630,** 127597 (2024).*
*[3] K. Sasaki et al., Appl. Phys. Express, **5**, 035502 (2012).*
*[4] K. Goto et al., Appl. Phys. Lett., **120**, 102102 (2022).*
*[5] J.H. Leach et al., APL Mater., **7**, 022504 (2019).*

Трибоэлектрическая генерация при трении высоколегированного алмазного зонда о поверхность кремния

Алексеев П.А.[1], Сахно Д.Д.[1], Дунаевский М.С.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26*

При трении полупроводниковых материалов с электрическим контактом во внешней цепи протекает ток. Данное явление называется трибоэлектрической генерацией и было обнаружено и исследовано для различных пар полупроводник – металлический электрод и полупроводник – полупроводник [1,2]. При этом в отличие от диэлектрических трибоэлектрических генераторов, в полупроводниковых генераторах направление тока постоянно и плотность тока достигает 10^7 А/м^2. Несмотря на активные исследования, механизм возникновения трибоэлектрического тока до сих пор остаётся дискуссионным. Кроме того, для практического применения необходимо максимизировать выходную мощность, а также установить скорость деградации поверхности полупроводника при трении.

Установлено, что на величину трибоэлектрического тока и на его направление влияет множество факторов (уровень и тип легирования, рельеф поверхности, работа выхода, толщина поверхностного оксида, ориентация поверхности, материал подвижного контакта, реальная площадь контакта, внешнее освещение, и др.) [1,2]. Недостаточный контроль данных факторов затрудняет интерпретацию экспериментальных результатов. Так, например, атомно-силовая микроскопия для исследования трибоэлектрической генерации является мощным и распространённым инструментом. Однако в большинстве работ происходит дополнительная паразитная засветка полупроводника встроенным в микроскоп лазером (что может приводить к возникновению фототока), при этом факт засветки игнорируется.

Целью данной работы было исследование трибоэлектрической генерации при трении высоколегированных алмазных зондов о поверхность кремния. Исследовалось направление и величина трибоэлектрического тока в зависимости от типа легирования зонда, типа и уровня легирования кремния, ориентации поверхности кремния, внешнего освещения. Важно отметить, что используемый при исследованиях атомно-силовой микроскоп (Ntegra AURA, NT-MDT), позволял отключать встроенный лазер и проводить исследования в условиях полной темноты. Алмазные зонды, легированные бором и азотом, были выбраны вследствие их разной работы выхода и высокой износостойкости.

Комплексные исследования позволили установить, что направление трибоэлектрического тока определяется разностью работ выхода зонда и поверхности. При этом изменение типа легирования зонда или ориентации поверхности кремния может приводить к изменению полярности трибоэлектрического тока вследствие изменения работы выхода. Генерация трибоэлектрического тока происходила за счет туннелирования неравновесных носителей заряда, возникающих вследствие разрушения химических связей при трении [3]. В условиях освещения наблюдалось увеличение трибоэлектрического тока, а также возникновение фототока за счет разделения носителей заряда в области пространственного заряда. При этом направление фототока в зависимости от типа зонда и поверхности может как совпадать, так и быть противоположным трибоэлектрическому току. Важно отметить, что наблюдения, проведённые в условиях освещения, совпадают с известными литературными данными для таких же материалов.

Таким образом, установлен механизм трибоэлектрической генерации. Показано, что при генерации происходит модификация структуры поверхности. Показано, что при прямом туннелировании из зонда в высоколегированный кремний, величина трибоэлектрического тока вырастает на три порядка.

*[1] R. Yang, et al., Nano Energy, **83**, 105849 (2021).*
*[2] Z. Zhang, et al. Advanced Science, **11**, 2305460 (2024).*
*[3] П.А. Алексеев и др., ФТП, **9**, 725 (2023).*

Оптимизация процесса травления фоторезиста для метода двойного паттернирования

Тихонова Е.Д.[1,2]

[1]*АО «Научно-исследовательский институт молекулярной электроники», 124460, Москва, Зеленоград, ул. Академика Валиева, 6/1*
[2]*Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9*

В последние годы в России активно развивается импортозамещение оборудования и материалов для производства интегральных схем. Фоторезист является ключевым, неотъемлемым материалом в производственном технологическом маршруте, в связи с чем актуальным является исследование и оптимизация операции травления фоторезистивного материала и антиотражающего покрытия, а также разработка оптимальных условий процесса травления желаемых структур [1].

В качестве исследуемого объекта мы взяли структуры линий затвора с размерами 100 нм. Фотолитография проводилась на сканере ASML, работающем на длине волны 193 нм с разрешением 90 нм, в процессе были задействованы 300-мм кремниевые пластины. Травление было произведено на разработанном Российской компанией АО «НИИТМ» кластере ТМ-300. Была поставлена задача достичь: требуемый профиль линий, скорость травления и равномерность травления по пластине.

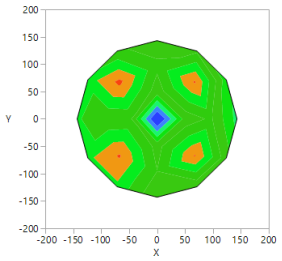


Рис.1. – Карта скорости травления фото-

В качестве коррекционного метода улучшения разрешающей способности фотолитографического процесса использовалось двойное паттернирование LELE [2]. Поскольку данная технология требует проведения двух этапов фотолитографии и травления, необходимо было тщательно контролировать критический размер получившихся линий на каждом из этапов, в связи с чем было решено добавить нововведения в технологический маршрут: была уменьшена толщина слоя антиотражающего покрытия с 82 нм до 32 нм и добавлена стадия плазменной обработки в HBr/O_2 с последующим отжигом для сглаживания шероховатостей по ширине фоторезиста.

Таблица 1 – Параметры травления фоторезистора в реакторе

Мощность ИСП, Вт	Температура подложки, °С	Давление, Па	Расход O_2, л/час	Расход N_2, л/час	Высота подъема стола, мм	Время травления, с	Скорость травления, Å/мин	Неравномерность (3б), %,
3000	280	360	270	27	80	20	22593	9,86

На следующем этапе были подобраны нужные параметры травления фоторезиста, учитывающие особенности конструкции реактора, как показано в таблице сверху. Получившиеся линии размером ~100 нм имеют хорошую однородность (<3б), которая оказалась даже выше, чем после экспонирования, что дает нам повод предполагать, что интеграция такого подхода способна улучшить технологический процесс фотолитографического процесса.

[1] Красников Г.Я. Возможности микроэлектронных технологий с топологическими размерами менее 5 нм // Наноиндустрия. 2020. Т. 13. № S5-1(102). С.13-19.
[2] Тихонова Е.Д. Моделирование профиля фоторезиста в процессе самосовмещенного двойного паттернирования с учетом коррекции проблемы горячих точек / Е. Д. Тихонова // Наноиндустрия. – 2021. – Т. 14, № S7(107). – С. 786-787.

ДВУМЕРНЫЕ И ОДНОМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ, ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ, СВЕРХРЕШЕТКИ

Псевдоспиновый ферромагнетизм в режиме квантового эффекта Холла

Щепетильников А.В.[1], Андреева С.А.[2,1], Николаев Г.А.[1,3], Хисамеева А.Р.[1], Кукушкин И.В.[1]

[1]ИФТТ РАН им. Осипьяна, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия
[2]Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", 101000 Москва, Россия
[3]Московский физико-технический институт, Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московская обл., 141701, Россия

Низкотемпературная физика многокомпонентных электронных систем чрезвычайно богата на красивые физические явления и характеризуется целым набором уникальных основных состояний и нетривиальным спектром различных зарядовых и спиновых возбуждений. Общепринятый подход к описанию сложного поведения таких структур подразумевает введение дополнительной внутренней степени свободы электрона, которая во многом схожа со спином и поэтому часто по аналогии называется псевдоспином. Псевдоспин естественным образом возникает в многодолинных системах, где он "маркирует" вырожденные электронные долины, при этом механическое напряжение – внутреннее или внешнее – обычно снимает это вырождение и вызывает конечное энергетическое расщепление между долинами, т.е. ненулевую энергию "Зеемана" между состояниями псевдоспина "вверх" и "вниз". Тесная аналогия между спиновыми и псевдоспиновыми степенями свободы предполагает существование таких явлений, как псевдоспиновый ферромагнетизм, который возникает в режиме квантового эффекта Холла и стабилизируется за счёт электрон-электронного взаимодействия, а также соответствующих фазовых переходов, связанных в случае многодолинной электронной системы с макроскопическим перераспределением электронов между долинами.

Одной из наиболее перспективных материальных систем для изучения псевдоспиновой степени свободы в режиме квантового эффекта Холла является широкая AlAs квантовая яма, выращенная в направлении [001]. Из-за встроенного механического напряжения в такой структуре нижайшими по энергии оказываются две эквивалентные плоскостные долины, расположенные в X точках зоны Бриллюэна. Большая циклотронная масса в этом материале (почти 0.5 от массы свободного электрона) обеспечивает доминирование энергии электрон-электронного взаимодействия над характерным расщеплением между уровнями Ландау и, как следствие, приводит к существенной роли различных многочастичных эффектов в режиме квантового эффекта Холла.

Мы исследовали псевдоспиновую степень свободы в AlAs квантовой яме при помощи электронного спинового резонанса. Благодаря анизотропии электронного g-фактора в AlAs, при определенной ориентации плоскостной компоненты магнитного поля мы смогли независимо наблюдать спиновые резонансы электронов, заселяющих каждую из электронных долин. Анализ амплитуды этих резонансов позволил непосредственно оценить не только их заселенность, но и спиновое состояние электронов в них. С применением данного экспериментального подхода, мы смогли обнаружить и детально изучить ряд ферромагнитных фазовых переходов, возникающих вблизи целочисленных факторов заполнения системы в наклонных магнитных полях и при приложении внешнего механического напряжения, а также явно продемонстрировать что часть из них имеет спиновую, а часть – псевдоспиновую природу.

Экспериментальные исследования выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-72-10097-П).

Переход металл-изолятор в параллельном магнитном поле и эффекты межэлектронного взаимодействия в двумерной bэлектронной системе

Шашкин А.А.

ИФТТ РАН,142432, Черноголовка, Московская обл.

Установлено существование перехода металл-изолятор в бесспиновой двухдолинной двумерной электронной системе в ультрачистых квантовых ямах SiGe/Si/SiGe в спин-поляризующих магнитных полях, что находится в контрасте с результатами на кремниевых образцах с более сильным беспорядком, где поляризующее магнитное поле вызывает полное подавление металлического температурного поведения сопротивления. Низкотемпературное падение сопротивления на металлической стороне перехода может быть описано теорией, но наблюдаемое уменьшение температуры максимума сопротивления при поляризации электронных спинов не может быть объяснено в рамках существующих теорий. Обнаружено, что при уменьшении электронной плотности в ультрачистых квантовых ямах SiGe/Si/SiGe эффективная масса на уровне Ферми монотонно растет, а усредненная по энергии масса насыщается при низких плотностях. Качественно различное поведение масс указывает на вызванное взаимодействием уплощение одночастичного спектра на уровне Ферми. Масса на уровне Ферми не зависит от степени спиновой поляризации, что противоречит теории. Наблюдены двухпороговые вольт-амперные характеристики и пик широкополосного токового шума между двумя пороговыми напряжениями в изолирующем состоянии при низких плотностях в двумерной электронной системе в ультрачистых гетероструктурах SiGe/Si/SiGe. Результаты могут быть описаны феноменологической теорией коллективного депиннинга упругих структур, что свидетельствует о формировании электронного твердого тела в этой электронной системе.

Лазеры с оптической накачкой среднего ИК диапазона на гетероструктурах HgCdTe с квантовыми ямами

Румянцев В.В.[1], Мажукина К.А.[1,2], Уточкин В.В.[1], Разова А.А.[1], Дубинов А.А.[1,2], Шенгуров Д.В.[1], Михайлов Н.Н.[3], Дворецкий С.А. [3], Гавриленко В.И.[1,2], Морозов С.В.[1,2]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*
[3]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090, Новосибирск*

В последнее годы квантовые ямы (КЯ) HgCdTe рассматриваются как перспективный материал для создания длинноволновых источников когерентного излучения (диапазон длин волн $\lambda > 20$ мкм) [1]. Квазирелятивистский энергетический спектр в квантовых ямах HgCdTe препятствует оже-рекомбинации, за счет чего уже продемонстрировано стимулированное излучение (СИ) на межзонных переходах вплоть до 31 мкм [2, 3], т.е. за пределами спектрального диапазона, доступного для существующих квантово-каскадных лазеров (ККЛ). Высокое качество квантовых ям и низкая фоновая концентрация носителей в КЯ на основе HgCdTe являются дополнительными предпосылками для создания длинноволновых источников излучения, превосходящих по характеристикам инжекционные лазеры на халькогенидах свинца-олова, которые в настоящий момент перекрывают недоступную для ККЛ область длин волн 28–50 мкм.

В настоящей работе за счет подавления разогрева носителей и оптимизации дизайнов диэлектрических волноводов в структурах на основе HgCdTe пороговую плотность мощности накачки удалось снизить до значений ~ 1 Вт/см^2 и добиться генерации в квазинепрерывном режиме при 8÷20 К на длинах волн от 14 до 24 мкм. При таком уровне возбуждения оказывается существенным вклад механизма рекомбинации Шокли-Рида-Холла, что подтверждается измерениями времен жизни носителей по кинетике фотопроводимости [4]. Кроме того, понижение порога генерации оказывается возможным только при возбуждении носителей с энергией ниже пороговой энергии оже-рекомбинации (E_{th}), что указывает на значительную роль «горячих» оже-процессов [3, 4]. Приводятся самосогласованные оценки эффективной температуры носителей и темпов оже-рекомбинации в условиях стационарного возбуждения. Показано, что повышение E_{th} (в КЯ с меньшим содержанием кадмия) приводит как к повышению максимальной температуры генерации T_{max} (в лучших структурах T_{max} ~ 110 К) и снижению разогрева носителей даже при накачке квантами с относительно высокой энергией ~ 600 мэВ [5].

На базе исследованных структур методом ионного травления были сформированы дисковые микрорезонаторы, в которых удалось наблюдать лазерную генерацию с характерной шириной линий 0.2 см$^{-1}$ (0.025 мэВ). Пороги генерации в таких микрорезонаторах позволяют осуществлять их оптическую накачку компактными квантово-каскадными лазерами среднего ИК-диапазона.

Работа поддержана грантом РНФ №22-12-00310.

[1] G. Alymov et al., ACS Photonics. 7(1), 98-104 (2020).
[2] S. Morozov et al., ACS Photonics. 8(12), 3526-3535 (2021).
[3] V. V. Rumyantsev et al., Applied Physics Letters. 121(18), 182103 (2022).
[4] V.V. Rumyantsev et al., Applied Physics Letters. 124(16),161111 (2024).
[5] K.A. Mazhukina et al., JETP Letters. 118(5), 309-314 (2023).

Гетероструктуры AlGaN/GaN: фундаментальные оптические свойства и польза для приложений

Соловьев В.В., Кайсин Б.Д., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2

Помимо обширных и в буквальном смысле ярких применений в оптоэлектронике, материальная пара AlGaN/GaN заняла крайне важную нишу в области СВЧ-электроники и силовой электроники. Полевые транзисторы на основе двумерного электронного канала в гетеропереходах AlGaN/GaN рутинно используются на практике, но ключевой вопрос о происхождении электронов остается до сих пор открытым и широко обсуждаемым. Также не до конца ясны факторы, ограничивающие характеристики электронной подвижности, — одного из основных параметров для фундаментальных исследований.

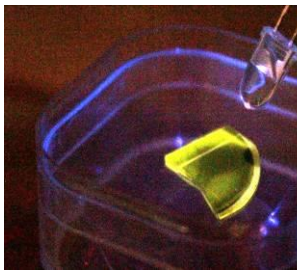


Рис.1. – Фото подавления «желтой люминесценции» материала

В докладе освещаются экспериментальные данные о свойствах низкотемпературной фотолюминесценции из гетеропереходов AlGaN/GaN, выращенных как на ультрасовершенных подложках истинно-объемного GaN методом молекулярно-пучковой эпитаксии, так и на рутинно используемых на практике сапфировых подложках методом МОС-гидридной эпитаксии.

Удивительным образом, несмотря на драматическое отличие ширин линий фотолюминесценции из объема GaN для этих двух реализаций, качество спектров рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденным дырками оказывается вполне сравнимым как по ширинам линий, так и по проявлениям эффектов квантующего магнитного поля. Производятся сравнения транспортных свойств структур, и влияние на них условий фотовозбуждения.

Обсуждается вопрос о происхождении двумерных электронов в гетероструктурах, а также природа «желтой люминесценции» в объеме GaN, — выдающегося симптома одного из дефектов материала, также до сих пор дискутируемого на протяжении уже несколько десятилетий.

Влияние легирования на спектр оптических фононов и электрон-фононное рассеяние в GaAs квантовых ямах

Алешкин В.Я.[1,2], Дубинов А.А.[1,2]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*

Рассеяние электронов на оптических фононах является одним из основных механизмов релаксации энергии электрона в полупроводниках. Оно играет важную роль в работе многих полупроводниковых приборов, в том числе приборов, в которых используются квантовые ямы (КЯ). В качестве примера таких приборов можно привести инжекционные лазеры с квантовыми ямами, квантово-каскадные лазеры (ККЛ), детекторы излучения на квантовых ямах. Особенно важны эти процессы в ККЛ, в которых населенности рабочих уровней часто определяются рассеянием электронов на оптических фононах.

В КЯ свойства оптических фононов отличаются от свойств фононов в объемных полупроводниках. На это обстоятельство было впервые указано в работе [1], в которой изучались оптические фононы в слое полярного полупроводника с изотропной диэлектрической проницаемостью. Известно [2], что оптические фононы в КЯ можно разделить на две группы: объемоподобные и поверхностные. У объемоподобных оптических фононов колебания решетки сосредоточены внутри КЯ и отсутствуют вне её. У поверхностных оптических фононов колебания решетки сосредоточены около границ КЯ. При рассмотрении рассеяния электронов на оптических фононах в КЯ обычно пренебрегают влиянием электронного газа в КЯ на спектр оптических фононов и вероятность рассеяния. Физическая причина такого влияния состоит в том, что как оптические колебания решетки, так и колебания электронной плотности создают электрическое поле. Это поле влияет как на колебания решетки, так и на колебания электронной плотности. К настоящему времени имеются две работы, где это влияние учитывалось: при рассмотрении рассеяния электронов в монослойном MoS_2 [3] и при рассмотрении рассеяния электронов в узкозонных КЯ HgTe [4].

В настоящей работе теоретически изучено влияние двумерного электронного газа на спектр оптических фононов и на рассеяние электронов на оптических фононах в GaAs квантовых ямах. В качестве примера проведены расчеты спектров оптических фононов, темпов внутриподзонного и межподзонного электронного рассеяния с участием оптических фононов в 10 нм GaAs квантовых ямах, окруженных $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ барьерами, при двух температурах 77 и 300 К. Показано, что частота внутриподзонного электронного рассеяния немонотонно изменяется с увеличением концентрации электронов. Найдены скорости релаксации волнового вектора и энергии электрона для рассеяния в первой и второй подзонах размерного квантования. Показано, что с увеличением концентрации электронов в квантовой яме частота межподзонного рассеяния уменьшается.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (проект № 23-19-00436).

*[1] F. Fuchs and K. L. Kliewer., Phys. Rev., **140**, A2076 (1965).*
*[2] K. Huang and B. Zhu, Phys. Rev. B. **38**, 13377 (1988).*
*[3] A. Hauber and S. Fahy., Phys. Rev. B., **95**, 045210 (2017).*
*[4] V.Ya.Aleshkin, O.L.Domnina and M.S.Zholudev., Phys. Rev. B., **109**, 075307 (2024)*

Оптический спектр экситонного бифононного резонанса

Кудинов А.В. [1], Борисов Е.В.[2], Шимко А.А. [2], Китаев Ю.Э. [1], Траллеро-Гинер К.[3], Гупалов С.В.[1,4]

[1]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, РЦ «Оптические и лазерные методы исследования вещества»*
3Department of Theoretical Physics, Havana University, Havana 10400, Cuba
4Department of Physics, Jackson State University, Jackson, Mississippi 39217, USA

В ряде работ в спектрах комбинационного рассеяния для объемных полупроводниковых кристаллов наблюдались узкие акустические сателлиты LO-повторения падающей монохроматической волны [1,2]. По условиям возбуждения спектров и наблюдению выраженной дисперсии акустических сателлитов было выяснено, что механизм рассеяния обусловлен поляритонами. В нашей недавней статье [3] в квантовых ямах CdTe в районе основного $1s\ 1e1hh$ экситонного состояния впервые наблюдался оптический спектр, состоящий из пятерки узких линий: центральной LO-реплики и четырех ее симметрично расположенных сателлитов. Общая ширина спектра составляла ~1 meV при ширине каждой из линий ~0.1 meV (рис.1). Очевидно, здесь невозможен упомянутый выше механизм, так как невозможны поляритонные состояния. Резонансное поведение также отличается от случая объемных кристаллов: резонанс узкий (в пределах экситонного контура), а стоксов сдвиг всех компонент оптического спектра фиксированный. Нами показано, что в квантовой яме структура оптического спектра рассеяния формируется процессом с тремя резонансными знаменателями с вовлечением 2s $1e1hh$ экситонного состояния:

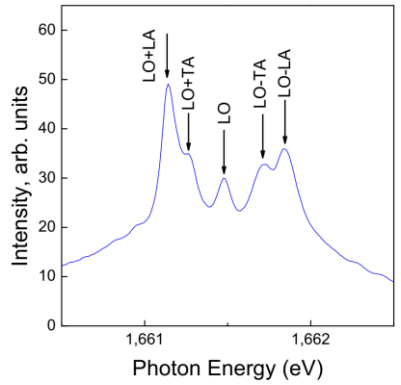


Рис.1. – Оптический спектр экситонного бифононного резонанса вблизи максимума линии основного состояния (1s 1e1hh) экситона в квантовой яме 60 Å CdTe. T=8 K.

$$\mathrm{M}^{S}_{\vec{q}_\perp,q_z,Q_z} = \frac{\langle 0|\hat{V}|1s\rangle\langle 1s|\hat{M}^{LO}_{\vec{Q}}|2s,\vec{K}\rangle\langle 2s,\vec{K}|\hat{M}^{SA}_{\vec{q}}|2s\rangle\langle 2s|\hat{V}|0\rangle}{(\hbar\omega_i - E_{2s} + i\Gamma)(\hbar\omega_i \mp \hbar c_S q - E_{2s}(\vec{K}) + i\Gamma)(\hbar\omega_s - E_{1s} + i\Gamma)} \qquad (1)$$

Этот процесс приводит, за счет сохранения импульса в плоскости, к узким акустическим сателлитам LO±LA, LO±TA центрального LO-пика рассеяния. Сам центральный пик формируется другим процессом: упругим рассеянием $2s \to 1s, \vec{K}$ с последующим испусканием LO фонона [4].

[1] Y. Oka, M. Cardona. Resonance Raman scattering of excitonic polaritons by LO and acoustic phonons in ZnTe. Solid State Commun. 30, 447 (1979).
[2] E.S. Koteles, G. Winterling. Resonant scattering of exciton polaritons by LO and acoustic phonons. Phys. Rev. B 20, 628 (1979).
[3] A.V. Koudinov, E.V. Borisov, A.A. Shimko, Yu.E. Kitaev, C. Trallero-Giner, T. Wojtowicz, G. Karczewski, S.V. Goupalov. Ultranarrow lines in Raman spectra of quantum wells due to effective acoustic phonon selection by in-plane wave vector. Phys. Rev. B 105, L121301 (2022).
[4] D.R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, G. Landwehr, and E.L. Ivchenko. Double 2s-1s resonance in LO-phonon-assisted secondary emission of quantum-well structures. Phys. Rev. B 52,5773 (1995).

Влияние беспорядка на оптические свойства резонансных брэгговских структур на основе III-N

Иванов А.А.[1], Чалдышев В.В.[1], Заварин Е.Е.[1], Сахаров А.В.[1], Лундин В.В.[1], Цацульников А.Ф.[2]

[1]*ФТИ им.А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*НТЦ Микроэлектроники РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Резонансные брэгговские структуры (РБС), в которых конструктивная интерференция реализуется в системе квазидвумерных экситонов на их резонансной частоте, позволяет значительно усилить взаимодействие света с веществом [1]. Коэффициент отражения света от РБС из N квантовых ям (КЯ):

$$R_N(\omega) = \frac{(N\Gamma_0)^2}{(\omega_0-\omega)^2+(\Gamma+N\Gamma_0)^2}$$

где Γ и Γ_0 – нерадиационное и радиационное затухание экситона, соответственно; N – число КЯ; ω_0 – резонансная частота; ω – частота падающей световой волны.

Концепция идеальной РБС предполагает строгую периодичность КЯ и идентичность экситонных состояний в них. В реальности неизбежно присутствует пространственный беспорядок и неоднородное уширение экситонных резонансов.

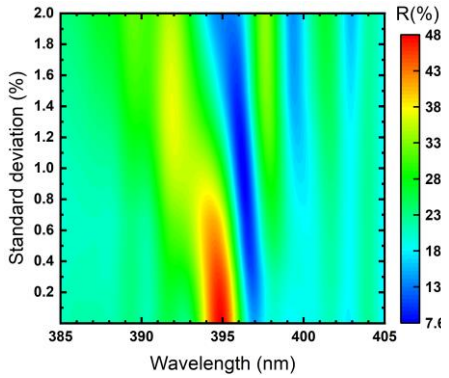


Рис.1. – Спектры отражения света от РБС из 100 КЯ InGaN/GaN при различном отклонении от строгой периодичности.

В данной работе определены ограничения на проектирование и практическую реализацию РБС с КЯ III-N, вызванные влиянием пространственного и энергетического беспорядка. Мы провели экспериментальные исследования РБС на основе InGaN/GaN и GaN/AlGaN с различным числом периодов и построили модель, количественно описывающую их оптические свойства. Большая энергия связи и сила осциллятора экситонов в КЯ на основе III-N позволяют наблюдать резонансный экситонный отклик от РБС при комнатной температуре [2].

На рис. 1 приведены расчетные спектры оптического отражения при наличии пространственного беспорядка в модели, экспериментально верифицированной для РБС из 100 КЯ InGaN/GaN [3]. Видно, что для резонансного оптического отражения от РБС с большим числом КЯ существует *критическая величина* пространственного беспорядка S_{cr}. При беспорядке существенно меньше S_{cr} параметры резонансного отражения изменяются относительно слабо. При $S > S_{cr}$ отражение света становится многомодовым и значительно ослабленным. Величина S_{cr} *обратно пропорциональна* числу периодов РБС N. В результате этого усиление резонансных оптических свойств РБС, определяемых величиной ($N\,\Gamma_0$), путем безграничного увеличения числа КЯ оказывается невозможным.

Мы проанализировали возможности увеличения параметра Γ_0 в РБС на основе системы материалов III-N [4]. Одним из наиболее важных факторов, понижающих Γ_0 в КЯ InGaN являются флуктуации состава. Это явление значительно уменьшено в случае КЯ GaN с барьерами AlGaN. Для РБС с КЯ GaN/AlGaN мы *экспериментально получили рекордно высокие значения* параметра $\Gamma_0 = 0.4$ мэВ.

*[1] Е.Л. Ивченко и др. ФТТ, **36**, 2118 (1994).*
*[2] V.V. Chaldyshev et al., Appl. Phys. Lett., **99**, 251103 (2011).*
*[3] A.A. Ivanov et al., Appl. Phys. Lett., **121**, 041101 (2022).*
*[4] A.A. Ivanov et al., Appl. Phys. Lett., **123**, 121106 (2023).*

Магнетофононные резонансы в структурах с квантовой ямой GaAs и барьерами из сверхрешеток AlAs/GaAs<δ-Si>

Дричко И.Л.[1], Смирнов И.Ю.[1], Сафончик М.О.[1], Шахов М.А.[1], Бакаров А.К.[2], Быков А.А.[2]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева,13*

Объектами исследования были 2 структуры с квантовыми ямами (КЯ) *n*-GaAs и барьерами из короткопериодных сверхрешеток AlAs/GaAs. В 1-ом образце ширина ямы — 26 нм, с двумя зонами пространственного квантования (6.2 + 1.9)×10^{11} см$^{-2}$, общая концентрация 8.1×10^{11} см$^{-2}$ и второй образец с широкой ямой 46 нм с такой же концентрацией и двумя энергетическими подзонами. Подвижность в образах была ~10^6 см^2/Всек. В обоих образцах в импульсном магнитном поле до 30 Тл длительностью 12 мсек при *T*~ (77-240) К наблюдались осцилляции сопротивления. Максимальная амплитуда осцилляций была при *T*~150 К. Положение осцилляций в магнитном поле соответствует условию: $N\hbar\omega_c=\hbar\omega_0$, где ω_c-циклотронная частота, ω_0=293 см$^{-1}$ – частота LO оптического фонона, ($\hbar\omega_0$ =36.5 меВ), *N*-номер осцилляции. Это означает, что наблюдаются магнетофононные осцилляции, обусловленные резонансным взаимодействием электронов с оптическими фононами. Если амплитуды 4-х последних осцилляций уменьшаются в зависимости от роста магнитного поля, как exp(-$\gamma\omega_0/\omega_c$), где ω_0 — частота оптфонона, ω_c — циклотронная частота, γ=1.1 из эксперимента для *T*=150 К, то осцилляция с *N*=1 (*B*=22 Тл) очень мала по амплитуде, что, повидимому, связано с преобладанием неупругого рассеяния носителей над упругим [1] в исследуемой области температур в этой структуре.

В этих же образцах, но в диапазоне температур от 10 до 25 К и стационарном магнитном поле до 2 Тл, также наблюдаются осцилляции магнетосопротивления, периодичные по обратному магнитному полю. Если положение осцилляций при магнетофононном резонансе на оптических фононах в магнитном поле не зависит от концентрации носителей заряда, то при новом типе осцилляций это положение определяется фермиевским волновым вектором k_F. Это позволяет считать [2], что осцилляции этого типа обусловлены переходами электрона с одного уровня Ландау на другой с изменением импульса на Δk_x~$2k_F$, т.е. качественно их можно объяснить резонансным поглощением и испусканием акустических фононов (PIRO). Условие, определяющее положение осцилляций в магнитном поле в этом эффекте $2k_F u=j\omega_c$, где $u=\omega/q$ – скорость распространения акустических волн, *j*-целое число.

Очень интересная картина магнетофононных осцилляций на акустических фононах наблюдается на образцах с двумя заполненными зонами пространственного квантования. Дело в том, в этом случае (в тех же магнитных полях $E_F/\hbar\omega$>>1 и при тех же температурах) наблюдается развитая картина межподзонных осцилляций (MISO). Магнетофононные осцилляции на акустических фононах интерферируют с осцилляциями MISO. Анализ положения этих осцилляций по магнитному полю дает возможность оценить скорость этих акустических волн, которая оказалась *u*=(4.6-5.9) ×10^5 см/сек, а анализ температурных зависимостей амплитуд осцилляций дает возможность определять зависимости от температуры квантового времени релаксации и, соответственно, механизмов проводимости.

Совместный анализ магнетофононных осцилляций на акустических и оптических фононах расширяет методические возможности исследования механизмов рассеяния в двумерных электронных системах.

*[1] Leadley D.R. et al, Phys.Rev.Lett., **73**, 589 (1994).*
*[2] Dmitriev et al,. Rev. Mod. Phys., **84**, 1709 (2012).*

Магнетосопротивление смеси безмассовых и массивных фермионов в квантовом пределе

Ковалёв В.М.[1], Парафило А.Г.[2], Савенко И.Г.[3,4], Энтин М.В.[1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Institute for Basic Science, Daejeon 34126, South Korea*
[3]*Guangdong Technion—Israel Institute of Technology, 241 Daxue Road, Shantou 515063, China*
[4]*Technion – Israel Institute of Technology, 32000, Haifa, Israel*

В работе [1] А.А. Абрикосовым было предсказано линейное магнетосопротивление трехмерного бесщелевого материала (вейлевского полуметалла) в квантовом пределе, когда циклотронная частота дираковских частиц значительно превышает температуру и обратное время рассеяния на примесях. Аналогичный подход был недавно применён к описанию двумерных систем [2]. Современные наноструктуры на основе HgTe квантовых ям позволяют экспериментально реализовать различные виды энергетического спектра двумерных носителей заряда, включая дираковский спектр и спектр двумерного полуметалла [3]. Та или иная реализация энергетического спектра зависит от толщины квантовой ямы.

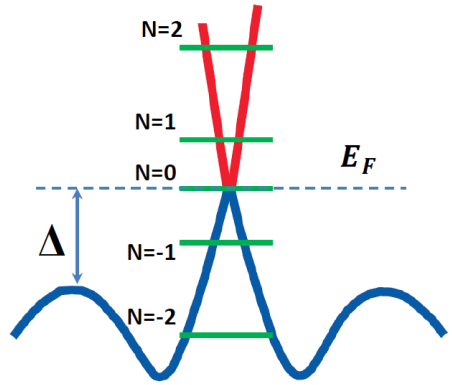


Рис.1. – Энергетический спектр фермионной системы, содержащей дираковские и тяжелые фермионы. Индекс N нумерует уровни Ландау дираковских частиц, E_F - положение уровня Ферми системы.

Цель настоящего доклада заключается в обсуждении магнетосопротивления двумерной дираковской системы, реализуемой в HgTe квантовых ямах со спектром, изображённым на Рис.1. Специфической особенностью такого спектра является наличие боковых долин тяжёлых дырок, дополнительно к дираковским квазичастицам. Вследствие больших значений эффективных масс дырок и большой фермиевской скорости дираковских частиц в системе возможно существование промежуточного режима по магнитному полю, когда дираковские частицы сильно заквантованы магнитным полем, в то время как тяжелые дырки боковых долин остаются полностью в классическом режиме, т.к. их циклотронная частота может быть значительно меньше температуры и времени рассеяния дырок на примесях. В результате, если уровень Ферми системы совпадает с нулевым уровнем Ландау дираковских частиц, сопротивление системы может определяться как процессами рассеяния дираковских частиц на примесных центрах, так и на малоподвижных (вследствие большой массы) дырках боковых долин.

Выполнен расчет уширения уровней Ландау, обусловленного обоими указанными процессами рассеяния и вычислено магнетосопротивление, определяемое дираковскими носителями заряда нулевого уровня Ландау. В докладе планируется обсудить поведение продольной проводимости системы от магнитного поля в различных режимах дырочной подсистемы: при вырожденной Δ>T>0 или больцмановской 0>Δ,| Δ |>T статистике; баллистическом $T\tau$ >1 (τ - время релаксации импульса дырок на примесном потенциале) или диффузионном $T\tau$ <1 режимах движения дырок.

[1] A. A. Abrikosov, Quantum magnetoresistance, Phys. Rev. B 58, 2788 (1998).
[2] A. Kazantsev, et.al., On the origin of Abrikosov's quantum linear magnetoresistance, arXiv:2208.06273
[3] З. Д. Квон и др., Фото- и термоэлектрические явления в двумерных топологических изоляторах и полуметаллах на основе HgTe квантовых ям, Письма в ЖЭТФ, т.112, в. 3, с.174 (2020)

Генерация второй гармоники за счёт пространственной структуры излучения

Гуняга А.А.[1], Дурнев М.В.[1], Тарасенко С.А.[1]

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

Нелинейные транспортные и оптические эффекты в двумерных электронных системах находятся в центре внимания современных исследований в физике конденсированного состояния. Среди них особый фундаментальный и прикладной интерес представляет эффект генерации второй гармоники. Этот эффект возникает в структурах без центра пространственной инверсии и широко применяется для исследований кристаллической симметрии, структурных неоднородностей, упаковки и закрученности двумерных кристаллических слоёв и гетероструктур на их основе [1].

Основные механизмы генерации второй гармоники, которые изучаются на данный момент, связаны с отсутствием центра инверсии в двумерных кристаллах, волновым вектором фотонов при наклонном падении света или геометрией образца – например, наличием края [2, 3]. В настоящей работе показано, что генерация второй гармоники возможна и в изотропной двумерной среде при условии, что пространственно неоднородным является само излучение. С точки зрения симметрии такой эффект аналогичен эффекту генерации постоянного электрического тока неоднородным полем структурированного излучения [4].

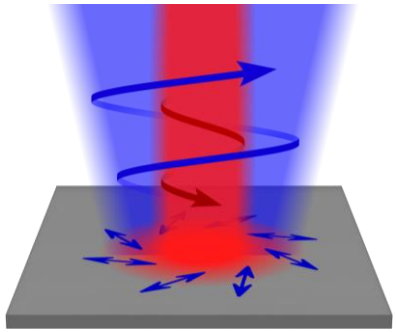


Рис.1. – Генерация второй гармоники за счёт пространственно неоднородной структуры излучения. Неоднородное электромагнитное поле закрученного пучка возбуждает электрический ток, осциллирующий на удвоенной частоте. Он, в свою очередь, излучает закрученную электромагнитную волну на удвоенной частоте.

В работе исследован эффект генерации второй гармоники, индуцированный пространственной структурой падающего излучения. Показано, что структурированное излучение с неоднородной в плоскости двумерного электронного газа интенсивностью, поляризацией или фазой приводит к генерации локальных электрических токов на удвоенной частоте. Эти токи, в свою очередь, создают вторичные волны на удвоенной частоте, см. рис. 1. Построена кинетическая теория этого эффекта для падающего поля терагерцового спектрального диапазона с произвольным пространственным профилем, и получено общее аналитическое выражение для плотности тока. В качестве примера рассмотрена генерация второй гармоники полем закрученных фотонов, переносящих орбитальный угловой момент. Показано, что вторичное излучение также является закрученным и характеризуется удвоенным угловым моментом.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00211).

*[1] L. Zhou et al., Nonlinear optical characterization of 2D materials, Nanomaterials **10**, 2263 (2020).*

*[2] M. M. Glazov and S. D. Ganichev, High frequency electric field induced nonlinear effects in graphene, Physics Reports **535**, 101 (2014).*

*[3] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, Second harmonic generation at the edge of a two-dimensional electron gas, Phys. Rev. B, **106**, 125426 (2022).*

*[4] A.A. Gunyaga, M.V. Durnev, S.A. Tarasenko, Photocurrents induced by structured light, Phys. Rev. B, **108**, 115402 (2023).*

Латеральное экранирование плазмонов зарядами изображения в многозатворных 2D электронных системах

Волков В.А.[1]

[1]*ИРЭ им. В.А Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая 11-7*

Плазмоны в двумерных (2D) электронных системах имеют весьма необычные физические свойства и перспективны для применений. Они исследуются уже более полувека, но тематика приносит все новые сюрпризы. Недавно было теоретически предсказано и экспериментально обнаружено существование в микроволновом диапазоне частот качественно новой ветви плазменных колебаний [1], [2] («околозатворные» плазмоны). Эти моды возникают в частично экранированных затвором 2D электронных системах. Так, в работе [1] разработана их теория в рамках классического подхода в системе с металлическим затвором в форме полосы бесконечной длины, но конечной ширины. Напряжение на затвор не подавалось, поэтому концентрация 2D электронов была однородной по всей плоскости, а плазменные колебания 2D электронов под и вблизи затвора сопровождались согласованными колебаниями зарядов изображения на затворе. Спектр околозатворных плазмонов был найден в [1] аналитически с помощью решения довольно сложного интегрального уравнения (для плотности электронов затвора) и лишь в коротковолновом пределе. Необычностью описания такой моды можно, видимо, объяснить тот удивительный факт, что эта мода была пропущена в литературе.

В настоящей работе в рамках классического подхода выведено дифференциальное уравнение типа стационарного уравнения Шредингера для эффективной волновой функции плазмона, которая является комбинацией электрического потенциала электронов, электронной плотности на затворе и потенциала зарядов изображения. Это уравнение в коротковолновом пределе решается элементарно, а результаты совпадают с полученными в [1]. Далее мы отказались от упомянутого коротковолнового приближения, что позволило учесть латеральную часть экранирования межэлектронного взаимодействия зарядами изображения, но привело к появлению нелокального вклада в потенциальную энергию плазмона. Таким образом, вклад зарядов изображения учтен точно.

Рассмотрена система, содержащая пару затворов в форме одинаковых параллельных металлических полос. Проблема формально аналогична квантовомеханической задаче об энергетическом спектре электрона в потенциале двух прямоугольных квантовых ям с учетом взаимодействия между ними. Решения вышеуказанного уравнения разделяются по четности и имеют довольно простой вид в пределе узких затворов. Показано, что плазмоны, заряды которых локализованы под разными затворами (а поля и токи вне затворов), могут взаимодействовать как напрямую (кулоновское взаимодействие типа затвор-затвор), так и косвенным образом, через посредника, роль которого играет 2D электронный газ. Рассмотрен плазмонный аналог квантовой интерференции этих механизмов. Аналитически найден спектр околозатворных плазмонов в вышеуказанных условиях.

Автор благодарен А.А. Заболотных за полезные обсуждения. Работа выполнена в рамках госзадания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

[1] A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov "Interaction of gated and ungated plasmons in two-dimensional electron systems", Phys. Rev. ***B 99****, 165304 (2019).*

[2] V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.M. Zarezin, I.V. Andreev, S.I. Gubarev, I.V. Kukushkin "Two-dimensional plasmon induced by metal proximity", Phys. Rev. ***B 99****, 241406 (2019).*

Усиление е-е взаимодействия в подвешенном ДЭГ

Похабов Д.А.[1,2], Егоров Д.А.[1,2], Погосов А.Г.[1,2],
Жданов Е.Ю.[1,2], Сарыпов Д.И.[1,2], Шевырин А.А.[1], Бакаров А.К.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Подвешенные полупроводниковые структуры с двумерным электронным газом (ДЭГ), которые можно создать путем селективного травления жертвенного слоя, расположенного между структурой и подложкой, интересны не только наличием механических степеней свободы, но и усилением электрон-электронного (е-е) взаимодействия. Усиление е-е взаимодействия возникает из-за удаления части среды из-под структуры, в результате чего заметно уменьшается эффективная диэлектрическая проницаемость. Несмотря на наличие теоретических предсказаний этого усиления [1], наблюдались лишь некоторые его косвенные экспериментальные подтверждения [2, 3], в то время как прямых экспериментов, направленных на количественное сравнение е-е взаимодействия в подвешенных и неподвешенных структурах, до сих пор не было. Количественной характеристикой взаимодействия электронов в ДЭГ является длина е-е рассеяния l_{ee}. Прямым методом определения l_{ee} является поперечная магнитная фокусировка [4]. Данный метод состоит в анализе температурных зависимостей амплитуды резонансных баллистических пиков, наблюдающихся в измерениях нелокального магнетосопротивления.

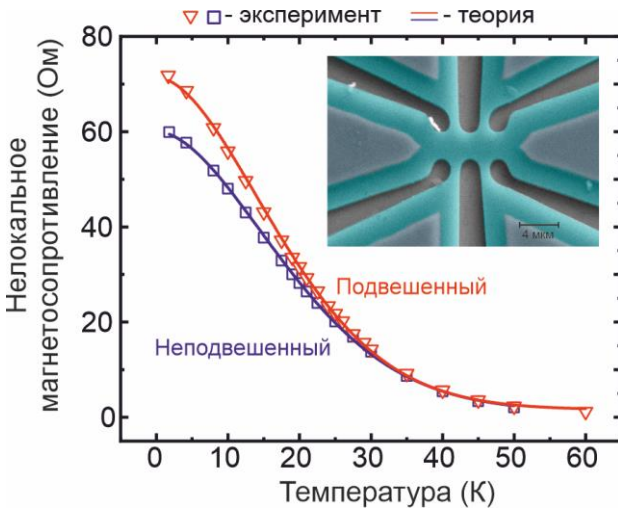


Рис.1. – Температурная зависимость амплитуды пика нелокального магнетосопротивления в неподвешенном и подвешенном образце. СЭМ-изображение подвешенного холловского микромостика.

В настоящей работе экспериментально изучены серии магнетополевых зависимостей нелокального сопротивления в холловских микромостиках (см. вставку к рис. 1), созданных на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с ДЭГ, измеренные в широком температурном диапазоне. Обнаружены резонансные баллистические пики нелокального магнетосопротивления, соответствующие условию магнитной фокусировки. Амплитуда резонансных пиков экспоненциально подавляется с ростом температуры, $\exp\left(-\alpha\, l/l_{ee}\right)$, где l — длина траектории, α — геометрический фактор. Проведён анализ температурного подавления амплитуды фокусировочных пиков (рис. 1) в рамках модели [5], который позволил определить температурные зависимости l_{ee} в подвешенном и неподвешенном ДЭГ. Сравнение результатов в подвешенных и неподвешенных структурах указывает на заметное уменьшение эффективной диэлектрической проницаемости в результате подвешивания, примерно в 1.5 раза.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 22-12-00343).

*[1] Pogosov A. G., et al., J. of Phys.: Cond. Matter **34**, 263001 (2022).*
*[2] Zhdanov E. Yu., et al., Semiconductors **51**, 8 (2017).*
*[3] Shevyrin A. A., et al., Appl. Phys. Lett. **104**, 203102 (2014).*
*[4] Gupta, A., et al., Nat. Commun. **12**, 5048 (2021).*
*[5] Giuliani G., et al., Physical Review B **26**, 4421 (1982).*

Температурная зависимость вязкости электронов в сверхбаллистических GaAs точечных контактах

Погосов А.Г.[1,2], Сарыпов Д.И.[1,2], Похабов Д.А.[1,2], Жданов Е.Ю.[1,2], Шевырин А.А.[1], Бакаров А.К.[1,2], Шкляев А.А.[1,2]

[1]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

Электрон-электронное (е-е) взаимодействие оказывает существенное влияние на электронный транспорт в мезоскопических полупроводниковых системах. Однако, будучи сложным, оно описывается либо комплексными приближенными моделями, либо численными расчётами, не дающими той наглядности, которая необходима для более успешного анализа и инжиниринга этих эффектов. Такую наглядность даёт гидродинамическое описание, основанное на аналогии между электрическим током и течением вязкой жидкости [1]. Для полноты такого описания необходимо подробно изучить связь гидродинамических величин с параметрами, характеризуюшими явления переноса. Так пример, вязкость электронов ν традиционно считается пропорциональной времени е-е рассеяния τ_{ee} [1], которое в случае двумерных систем зависит от температуры, как $1/\tau_{ee} \propto T^2 \ln T$ [2]. Однако последнее соотношение применимо лишь при низких температурах ($kT \ll E_F$), тогда как при умеренных температурах зависимости $\nu(T)$ и $\tau_{ee}(T)$, вообще говоря, могут отличаться. На данный момент температурная зависимость электронной вязкости недостаточно изучена экспериментально.

В настоящей работе приводятся результаты измерений вязкости ДЭГ в GaAs в широком диапазоне температур, выходящем за границы применимости теоретических предсказаний. Из температурной зависимости сопротивления GaAs точечных контактов (ТК) различной ширины извлечён сверхбаллистический кондактанс, пропорциональный квадрату ширины ТК и растущий с температурой [3]. Вязкость, обратно пропорциональная найденному сверхбаллистическому кондактансу, изменяется как $1/T^2$ при низких температурах $kT \ll E_F$) и $1/T$ при умеренных температурах (рис. 1). Низкотемпературная зависимость ν согласуется с теорией, предсказывающей, что $\nu \propto \tau_{ee} \propto 1/T^2$ [2], в то время как расхождение с теорией при более высоких температурах может быть связано с температурным размытием фермиевского распределения. Определено, что в подвешенных образцах, т. е. образцах, отделённых от подложки, температурная зависимость вязкости имеет тот же характер, однако величина вязкости меньше примерно в 1,4 раза, чем в неподвешенных, из-за усиления е-е взаимодействия.

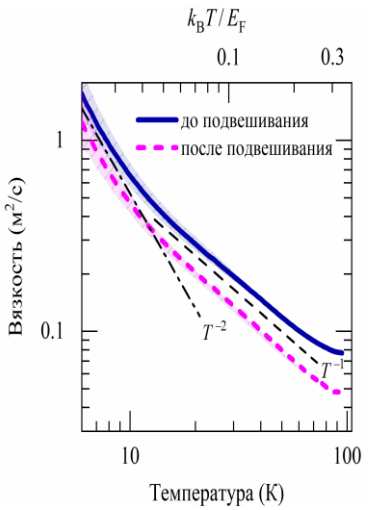


Рис. 1 Температурная зависимость вязкости электронов

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант №22-12-00343).

[1] Gurzhi, R. N., Sov. Phys. Usp. ***11****, 255 (1968).*
[2] Giuliani, G. F. & Quinn, J. J., Phys. Rev. B ***26****, 4421–4428 (1982).*
[3] Guo, H. et al., Proc. Natl. Acad. Sci. USA ***114****, 3068–3073 (2017).*

Плазмонные моды со смешанной четностью в прямоугольной двумерной электронной системе

Попов В.В., Полищук О.В., Машинский К.В., Фатеев Д.В.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38

Из общих соображений понятно, что плазменные колебания в двумерной электронной системе (2МЭС), полностью ограниченной в плоскости 2МЭС, должны иметь более богатый спектр мод по сравнению как с неограниченной, так и с ограниченной только в одном направлении 2МЭС. В работе [1] экспериментально и теоретически (с использованием численного моделирования и приближенного подхода) были исследованы основные плазмонные моды в квадратной 2МЭС.

В данной работе теоретически исследовано возбуждение различных плазмонных мод в прямоугольной 2МЭС нормально падающей линейно поляризованной терагерцевой (ТГц) электромагнитной волной в зависимости от аспектного соотношения длин сторон прямоугольника [2]. Такая общая постановка задачи позволяет проследить физический механизм возникновения и особенности дополнительных плазмонных мод в полностью ограниченной 2МЭС, а также причины исчезновения этих мод в случае предельного перехода к одномерно ограниченной полоске 2МЭС. Для определенности, рассмотрен прямоугольник из графена, расположенный на плоской границе раздела двух сред с разными диэлектрическими проницаемостями. Задача решена в строгой самосогласованной электродинамической постановке методом интегрального уравнения, разработанным авторами.

Показано, что при поляризации электрического поля падающей волны вдоль одной из сторон (для определенности более короткой) графенового прямоугольника каждая простая дипольная плазмонная мода (с дипольным моментом, направленным по внешнему электрическому полю) порождает целое семейство гибридных плазмонных мод со смешанной четностью. Распределения колеблющихся зарядов в гибридных модах имеют нечетное число узлов вдоль направления электрического поля падающей волны (также, как и в простых дипольных плазмонных модах) и четное число узлов в перпендикулярном направлении. Четные плазменные колебания в гибридных модах сами по себе оптически неактивны и возбуждаются только как ведомые колебания, подчиненные ведущим дипольным плазменным колебаниям, непосредственно возбуждаемым внешней электромагнитной волной. Гибридные моды становятся вырожденными с соответствующей материнской дипольной плазмонной модой при возрастании аспектного соотношения графенового прямоугольника (рис. 1).

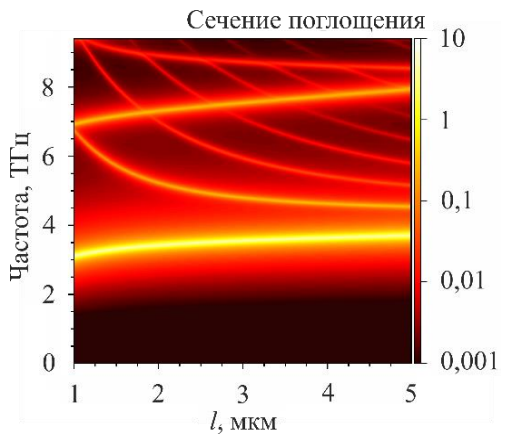


Рис.1. – Спектр сечения ТГц поглощения в графеновом прямоугольнике с длиной стороны w = 1 мкм вдоль направления поляризации электрического поля падающей волны в зависимости от длины другой стороны прямоугольника l. Восходящие по частоте дисперсионные кривые соответствуют простым дипольным плазмонным модам, а нисходящие по частоте кривые – гибридным плазмонным модам. Сечение поглощения нормировано на геометрическую площадь графенового прямоугольника.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 22-19-00611.

*[1] A. M. Zarezin et al., Phys. Rev. B, **107**, 075414 (2023).*
*[2] K. V. Mashinsky, V. V. Popov, D. V. Fateev, Scientific Reports, **14**, 7546 (2024).*

Особенности мезоскопических флуктуаций кондактанса двумерного полуметалла в HgTe квантовой яме

Квон З.Д.[1,2], Курмачев Д.А.[1,2], Худайбердиев Д.А.,[1] Михайлов Н.Н.[1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Универсальные флуктуации кондактанса (УФК) являются одними из самых ярких и фундаментальных явлений, отражающих квантовую природу электрона при его движении в поле случайного потенциала. Именно с их открытием связано рождение мезоскопики. Одно из самых замечательных свойств этих флуктуаций — близость их средней амплитуды в режиме слабой локализации к кванту проводимости ($<\Delta G^2>^{1/2} \approx e^2/h$) для образца с длиной $L < L_T$. При конечной температуре $<\Delta G^2>^{1/2} \approx (e^2/h)\, L_T/L$, где $L_T = (D\hbar/T)^{1/2}$ — длина температурной когерентности (D — коэффициент диффузии). В подавляющем большинстве ситуаций $L_T = (0.1 \div 1)$ мкм при $T \leq 1$ К, и соответствующим образом УФК всегда наблюдаются в проводниках субмикронного размера. В данной работе приводятся результаты детального экспериментального исследования мезоскопических флуктуаций кондактанса (МФК) сильно разупорядоченного двумерного полуметалла в режиме слабой локализации при изменении характерного размера проводников от нескольких (до 3 мкм) до сотен микрон (до 250 мкм). Экспериментальные образцы представляли собой полевые холловские транзисторы, изготовленные на основе HgTe квантовых ям толщиной 14 нм с ориентацией (013) и снабженные металлическими Ti/Au затворами.

Наиболее интересные результаты работы можно сформулировать следующим образом.

1. Поведение МФК в сильно разбалансированном ($P_s/N_s > 10^2$, P_s и N_s — концентрации дырок и электронов) двумерном полуметалле принципиальным образом зависит от степени беспорядка, экспериментальным критерием которого является величина удельного сопротивления (ρ_{xx}) в точке зарядовой нейтральности ($P_s = N_s$) при T = 4.2 К.

2. Установлено, что в образцах со слабым беспорядком ($\rho_{xx} \leq h/e^2$) МФК ведут себя подобно классическим УФК: при $T \approx 0.1$ К они имеют заметную амплитуду ($<\Delta G^2>^{1/2} \approx e^2/h$) только в образцах субмикронного размера, причем как при изменении затворного напряжения, так и магнитного поля, а их зависимость от температуры и размера проводника хорошо описывается классической формулой $<\Delta G^2>^{1/2} \approx (e^2/h)\, L_T/L$.

3. Радикальное изменение в характере МФК возникает при переходе к образцам с сильным беспорядком ($\rho_{xx} >> h/e^2$). Во-первых, они имеют заметную амплитуды уже в образцах макроскопического размера (до 250 мкм). Во-вторых, при приложении магнитного поля амплитуда МФК сначала растет почти на порядок, достигая аномально высоких значений средней величины ($<\Delta G^2>^{1/2} \approx 10\, e^2/h$) в магнитном поле около 0.1 Т, а при дальнейшем увеличении поля начинает резко падать, и в поле выше 0.5 Т МФК исчезают. В-третьих, в диапазоне температур 1К÷0.25К наблюдается аномальный экспоненциально сильный рост амплитуды МФК, который только при T < 0.2 К сменяется слабым степенным ростом, характерным для обычных УФК.

Перечисленные выше результаты позволяют сделать предположение, что радикальное изменение характера МФК в двумерном полуметалле при переходе от слабого к сильному беспорядку свидетельствует об индуцированном беспорядком возникновении коллективного состояния, в котором интерференционный транспорт осуществляется сеткой одномерных электронных проводников в матрице двумерной дырочной жидкости.

Гибридные 2D/3D гетероструктуры с монослойными квантовыми ямами GaN/AlN для ультрафиолетовой оптоэлектроники

Жмерик В.Н.[1], Нечаев Д.В.[1], Семенов А.Н.[1], Европейцев Е.А.[1], Шубина Т.В.[1], Яговкина М.А.[1], Алексеев П.А.[1], Сахно Д.[1], Кулагина М.М.[1], Березина Д.С.[1], Колесникова Д.М.[1], Задиранов Ю.М.[1], Трошков С.И.[1], Елисеев И.А.[1], Давыдов В.Ю.[1], Кириленко Д.А.[1], Козловский В.И.[2], Зверев М.М.[2], Гамов Н.А.[2], Ванг Т.[3], Ванг Х.[3], Аббас А.С.[4], Торопов А.А.[1]

[1]ФТИ им.А.Ф. Иоффе, Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург, Россия
[2]Физический институт им. П. Н. Лебедева, Ленинский просп., 53, 119991, Москва, Россия
[3]Государственная лаборатория мезоскопической физики и научный центр наноптоэлектроники, Пекинский университета, Пекин 100871, Китай
[4]Центр науки и технологий имени короля Абдулы Азиза (KACST), King Abdullah Rd, Al Raed, Эр-Рияд 12354, Саудовская Аравия

Для полупроводниковой оптоэлектроники актуальной задачей является развитие высокоэффективных, компактных и экологически безопасных эмиттеров ультрафиолетового излучения (УФ) в С-поддиапазоне (с длиной волны λ<280 нм), которые востребованы для развития средств оптической дезинфекции, спектроскопии и помехозащищенной непрямой связи. Широкозонные соединения в системе (Al,Ga)N с шириной запрещенной зоны, варьируемой вплоть до 6.1 эВ, являются ключевым материалом для развития этого направления.

В докладе анализируются механизмы эпитаксиального роста с помощью плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии (ПА МПЭ) гетероструктур с множественными квантовыми ямами (КЯ) 2D-GaN/AlN с номинальными дробными толщинами в докритическом диапазоне от 0.75 до 2 МС с числом периодов до 400 и общей толщине до 2 мкм. На основании исследований поверхности и внутренней морфологии этих структур анализировались условия ПА МПЭ необходимые для подавления в них сегрегационных эффектов, формирования резких интерфейсов и атомно-гладкой поверхности. При изучении оптических свойств гетероструктур основное внимание уделялось выявлению экситонной природы люминесценции в диапазоне λ = 228 – 270 нм на основе измерений спектров фотолюминесценции (ФЛ) с временным разрешением в широком температурном диапазоне и анализа в рамках двухуровневой модели с яркими и темными экситонами. На основе этих гетероструктур демонстрируются УФС-излучатели с электронно-лучевой накачкой с максимальными значениями пиковой оптической мощности 71 и 32 Вт при λ = 267 и 238 нм соответственно.

Далее будут описаны гетероструктуры с одиночными монослойными КЯ 2D-GaN/AlN в наноколоннах (НК) AlN, сформированных с использованием двух подходов. В первом (*top-down*) подходе упорядоченные НК AlN с минимальным диаметром ~50 нм формировались с использованием стандартных фотолитографических масок и двухстадийного травления планарных слоев AlN/*c*-Al_2O_3 с одиночными КЯ 2D-GaN, включая реактивное плазменное травление и последующее анизотропное жидкостное травление в растворе КОН. Измерения спектров микро-ФЛ показали, что с уменьшением диаметра НК происходит переход от спектров с широким пиком в диапазоне λ = 235 – 245 нм к спектрам с набором узких линий в этом же диапазоне с полушириной одиночных пиков менее 3 мэВ. Во втором (*bottom-up*) подходе был развит новый для ПА МПЭ метод формирования упорядоченных массивов нанопризм и микростержней AlN диаметром от ~400 нм до 2 мкм с использованием металл-модулированной эпитаксии на микропрофилированных подложках *c*-сапфира. Методами просвечивающей электронной микроскопии и рамановской спектроскопии мы демонстрируем формирование бездефектных и ненапряженных нанопризм и микростержней AlN с атомно-гладкой верхней поверхностью. Более того, введение монослойных 2D-GaN КЯ в эти AlN нанопризмы и микростержни позволило наблюдать в них ФЛ и катодолюминесценцию в УФС-диапазоне λ = 240 – 280 нм.

Лазерная генерация в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в среднем инфракрасном диапазоне

Разова А.А.[1,2], Уточкин В.В.[1], Фадеев М.А.[1], Мажукина К.А.[1], Янцер А.А.[1], Румянцев В.В.[1], Дубинов А.А.[1,2], Алешкин В.Я.[1,2], Михайлов Н.Н.[3], Дворецкий С.А.[3], Шенгуров Д.В.[1], Морозова Е.Е.[1], Гусев Н.С.[1], Морозов С.В.[1,2], Гавриленко В.Я.[1,2]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*
[3]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13*

Одним из перспективных материалов для создания лазеров в среднем инфракрасном диапазоне являются гетероструктуры с узкими квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe, в которых за счет квазигиперболического закона дисперсии носителей происходит заметное подавление безызлучательных оже-процессов и увеличение их пороговой энергии по сравнению с объемными пленками. Ранее в структурах с КЯ на основе HgCdTe было получено стимулированное излучение (СИ) в диапазоне длин волн от 2 до 31 мкм, при этом максимальная температура наблюдения СИ T_{max} изменялась от 300 К при 2.5 мкм к 10 К при 31 мкм.

В работе мы демонстрируем лазерное излучение (ЛИ) при оптической накачке в гетероструктурах с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe в окне прозрачности атмосферы 3-5 мкм и 7-9 мкм, а также в диапазоне длин волн 22-25 мкм, что в настоящее время является рекордной длиной волны ЛИ для данных структур. С помощью методов лазерной или взрывной литографии и ионного травления были сформированы полосковые, микродисковые и кольцевые резонаторы. Травление осуществлялось ионами аргона. В качестве маски использовались фоторезист и металлические маски (Al или Cr/V/Ni).

На рис.1 представлен спектр ЛИ одного из исследуемых микродисков, диаметром 50 мкм, при максимальной рабочей температуре. На спектре видны моды шепчущей галереи (МШГ), межмодовое расстояние которых хорошо согласуется с теоретическими данными. Также МШГ наблюдались и в других исследуемых дисковых, а также кольцевых микрорезонаторах, основной межзонный переход которых был рассчитан на 3-5 мкм и 22-25 мкм. В полосковых резонаторах были получены моды Фабри-Перо на длине волны 7-9 мкм. Максимальная температура ЛИ в диапазоне 3-5 мкм составляла 230 К, при длине волны 7 мкм – 120 К, а для структур, рассчитанных на генерацию при 22-25 мкм – 65 К. Во всех меза-структурах наблюдалось уменьшение максимальной рабочей температуры в среднем на 30-40 К по сравнению с T_{max} исходных непроцессированных структур, что, по-видимому, связано с увеличением потерь на зеркалах, которые отсутствуют в исходной структуре, с увеличением вероятности поверхностной рекомбинации и процессами ионного травления. Также уменьшение рабочей температуры микролазеров структур с КЯ на основе HgCdTe наблюдалось при увеличении глубины травления. При этом происходило увеличение пороговой мощности накачки до десятков кВт/см^2, однако интегральная пороговая мощность, например, для 50 мкм микродиска соответствовала порядка 1 Вт, достижимой для коммерческих полупроводниковых диодных лазеров.

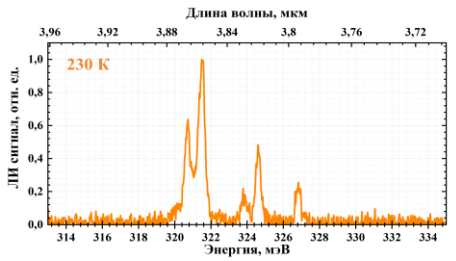


Рис.1. – Спектр ЛИ 50 мкм микродиска на основе структуры с HgCdTe КЯ при 230 К.

Таким образом, предложенные методы фотолитографии и ионного травления подходят для изготовления микролазеров на основе КЯ HgCdTe и существенно не ухудшают их свойства, а дальнейшие усовершенствования технологии и режимов накачки открывают перспективы для работы как при комнатной температуре, так и при длинах волн всего среднего инфракрасного диапазона.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00310.

Полупроводник NbS_3 с волнами зарядовой плотности в свете исследований на синхротроне

Покровский В.Я., Зыбцев С.Г

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

Предполагается сделать обзор свойств моноклинной фазы NbS_3 (NbS_3-II) в свете полученных недавно рентгеноструктурных данных. В NbS_3-II наблюдается три фазовых перехода с образованием волн зарядовой плотности (ВЗП) – при T_{P0}=460 K (ВЗП-0), T_{P1}=360 K (ВЗП-1) и T_{P2}=150 K (ВЗП-2) [1]. Искажения решётки, вызванные ВЗП-1 ($\mathbf{q}_1$=(0.5 0.3 0)) и ВЗП-0 ($\mathbf{q}_0$=(0.5 0.35 0)), наблюдались ранее методами просвечивающей электронной и сканирующей туннельной микроскопии. Если исчезновение ВЗП-1 выше T_{P1} подтверждено дифракционными данными [2], температура T_{P0} до сих пор была известна только из транспортных измерений. Переход при T_{P2} наблюдается только в низкоомных образцах (ρ(300 K) $\lesssim 10^{-1}$ Ωcm) [3], причём искажения решётки, связанные с ВЗП-2, до сих пор не обнаружены.

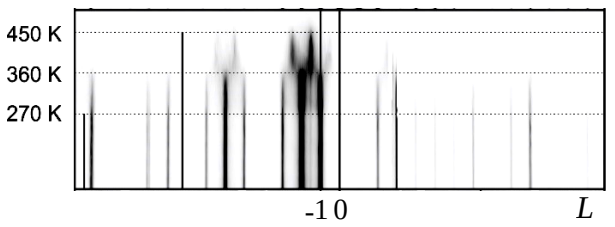


Рис.1. – Температурная карта распределения интенсивностей сверхструктурных рефлексов в диапазоне температур 90–500K на дифрактограммах вдоль вектора c обратной решетки при h=1.5 и k=1.35. Видны полосы, соответствующие сателлитным рефлексам* $\mathbf{q}_0$ *и* $\mathbf{q}_0'$.

Недавние рентгеноструктурные исследования NbS_3 на синхротроне ID28 (Гренобль) в диапазоне 90 K<T<500 K подтвердили и дополнили полученные ранее результаты структурных и транспортных исследований. Так, наблюдались искажения с векторами $\mathbf{q}_0$ и $\mathbf{q}_1$, подтверждена температура T_{P0} исчезновения ВЗП-0. Также наблюдались температурные зависимости **b***-компонент векторов $\mathbf{q}_0$ и $\mathbf{q}_1$ (q_0 и q_1); оказалось, что $q_1 + 2q_0$ =const=1, хотя ВЗП-1 не является 2-й гармоникой ВЗП-0. Это указывает на взаимосвязь ВЗП-0 и ВЗП-1.

Вместе с тем, многие результаты оказались неожиданными. Так, обнаружен ряд неизвестных ранее искажений решётки. Кроме того, выяснилось, что искажение с компонентой 0.35**b*** при комнатной температуре и выше T_{P1} связано с двумя разными ВЗП: ВЗП-0 существует лишь при T<360 K, а в области 360 K<T<450 K, то есть между T_{P1} и T_{P0}, наблюдается другая ВЗП с $\mathbf{q}_0'$=(0.5 0.35 0.5). Это видно из рис. 1, на котором показано сечение дифракционной картины вдоль **c*** в области $\mathbf{q}_0$ и $\mathbf{q}_0'$. Заметим, что T_{P1} – особая температура и для ВЗП-0, что также подтверждает взаимосвязь ВЗП-0 и ВЗП-1.

Другой новый результат – обнаружение особой точки, T=270 K. Выше 270 K рефлексы $\mathbf{q}_0$ и $\mathbf{q}_1'=2\mathbf{q}_0$ становятся диффузными, а $\mathbf{q}_2=2\mathbf{q}_1$ – исчезает.

Наиболее неожиданным результатом стало наблюдение диффузных рефлексов, соответствующих *уменьшению* параметра *c* решётки *выше* T_{P2}=150 K. Наблюдаемые искажения можно рассматривать как флуктуационное появление фазы I, имеющей параметр *c* примерно в 4 раза меньше, что позволяет взглянуть на T_{P2} как на точку, выше которой флуктуации подавляют проводимость ВЗП. Предположение подтверждается и дополняется данными ЯМР [4], согласно которым ниже 150 K происходит вымерзание одной из фононных мод.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ 22-12-00319.

[1] S.G. Zybtsev et al., J. Alloys Compd. 854, 157098 (2021).
[2] Z. Z. Wang et al., Phys. Rev. B 40, 11589 (1989).
[3] S.G. Zybtsev et al., Phys. Rev. B 95, 035110 (2017)
[4] А.С. Семакин и др, Письма в ЖЭТФ 119, 432 (2024)

Плазмоны в латерально ограниченных анизотропных и сильно экранированных двумерных электронных системах

Загороднев И.В.[1], Родионов Д.А.[1,2]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11 корп. 7*
[2]*МФТИ, 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9*

В последнее время растет интерес к анизотропным двумерным (2D) электронным системам и к плазменным колебаниям в них. В частности, обсуждается уникальная возможность управления направлением распространения плазмонов в 2D электронных системах с анизотропной проводимостью [1], например, в квантовых ямах на основе напряженного Al(Ga)As, которые, с одной стороны, обладают высокой подвижностью при низких («гелиевых») температурах, а с другой стороны, анизотропия в них легко контролируема и очень чувствительна к внутриплоскостной деформации квантовой ямы [2].

В данной работе, являющейся продолжением публикаций [3-4], рассмотрены плазменные колебания, возникающие в латерально ограниченных анизотропных двумерных электронных системах на примере двух геометрий – полоса и диск – в том числе в ситуации, когда важны эффекты электромагнитного запаздывания. Предполагается, что рядом с 2D системой находится металлический идеально проводящий электрод (затвор). В пределе, когда электрод расположен на расстоянии много меньших характерной длины волны плазменных колебаний, возможно точное решение, как в диске, так и в полосе (в рамках приближения локальной ёмкости). Интересно, например, что в таком случае затухание плазменных резонансов в таких системах обычно меньше, чем темп релаксации носителей, т.е. обратное время рассеяния. Однако, в теории в этом предельном случае отсутствует радиационное затухание, которое может быть важно в системах с высокой подвижностью носителей заряда, например, в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при низких температурах. Радиационное затухание может быть учтено, например, в рамках теории возмущений.

Работа выполнена за счет гранта РНФ 24-72-10114.

*[1] S. Ahn, S. Das Sarma, Phys. Rev. B **103**, L041303 (2021).*
*[2] A.R. Khisameeva, V.M. Muravev, I.V. Kukushkin et al., Appl. Phys. Lett. **117**, 093102 (2020).*
*[3] Д.А. Родионов, И.В. Загороднев, Письма в ЖЭТФ **118**, 90 (2023).*
*[4] I.V. Zagorodnev, A.A. Zabolotnykh, D.A. Rodionov, V.A. Volkov, Nanomaterials **13**, 975 (2023).*

Сдвиговые бернштейновские моды в двумерной электронной жидкости

Афанасьев А.Н., Алексеев П.С., Грешнов А.А., Семина М.А.

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

Бернштейновские моды (БМ) [1] формируются в замагниченной плазме в результате взаимодействия длинноволновых коллективных возбуждений и циклотронных гармоник при волновых векторах, сравнимых с обратным циклотронным радиусом $qR_c \sim 1$. Для вырожденной электронной плазмы в твердых телах БМ обычно ассоциируются с магнитоплазмонами [2].

В данной работе [3] изучена эволюция спектра коллективных мод двумерной электронной жидкости в классически сильном перпендикулярном магнитном поле с увеличением силы квазичастичного взаимодействия Ландау. На основе решения кинетического уравнения Ландау-Силина показано, что при существенной перенормировке массы квазичастиц m^* в результате взаимодействия сдвигового магнитозвука [4] с квазичастичными возбуждениями при $\omega = n\omega_c$ (где $\omega_c = eH/m^*c$) появляются БМ нового типа, контролируемые вязкоупругими свойствами электронной жидкости. Благодаря инверсии второй и основной гармоник циклотронного резонанса на пороге возникновения сдвигового звука ($m^* \geq 2m_0$, где m_0 — эффективная масса электронов проводимости), спектр волн в сильнокоррелированной электронной жидкости состоит из двух независимых серий БМ, см. Рис. 1а, которые характеризуются ортогональными поляризациями плотности тока в волне. Верхняя серия традиционных БМ, которые связаны с магнитоплазмонами, характеризуется осцилляциями продольного тока (степень линейной поляризации тока $P_{\text{cur}} = -1$ на Рис.1а), а нижняя серия сдвиговых БМ — поперечного ($P_{\text{cur}} = 1$). Проведенный расчет карты функции энергетических потерь $\text{Im}[-\varepsilon_{xx}^{-1}(\omega, \mathbf{q})]$, см. Рис. 1б, пики которой в плоскости (ω,q) отвечают дисперсии и уширению продольных коллективных мод, показывает, что сдвиговые БМ хорошо определены и их можно детектировать в экспериментах по спектроскопии характеристических потерь энергии электронами.

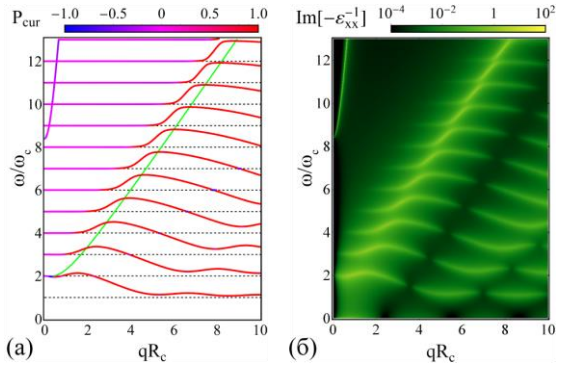


Рис.1. – Спектр БМ (а) и его визуализация посредством функции энергетических потерь (б) в экранированной двумерной электронной жидкости с сильным дипольным взаимодействием Ландау ($m^* = 8.4m_0$). Зеленая кривая на панели (а) отвечает дисперсии сдвигового магнитозвука.

Чувствительность спектра БМ к силе квазичастичного взаимодействия может быть использована для оценки анизотропной части функции Ландау двумерной электронной жидкости при различных r_s и магнитных полях в экспериментах по нестационарному магнетотранспорту или с помощью спектроскопии характеристических потерь.

А.Н. Афанасьев и П.С. Алексеев благодарят за поддержку Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (№ 23-1-2-25-1).

*[1] I. B. Bernstein, Phys. Rev., **109**, 10 (1958).*
*[2] K. W. Chiu, J. J. Quinn, Phys. Rev. B, **9**, 4724 (1974).*
*[3] A. N. Afanasiev, P. S. Alekseev, A. A. Greshnov, M. A. Semina, Phys. Rev. B, **108**, 235124 (2023).*
*[4] P. S. Alekseev, A. P. Alekseeva, Phys. Rev. Lett., **123**, 236801 (2019).*

Долинные и спиновые расщепления в нанопроволоках из халькогенидов свинца

Авдеев И.Д., Нестоклон М.О.

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

Нанопроволоки из халькогенидов свинца (PbX, X=S,Se,Te) являются перспективными кандидатами для физической реализации майорановских фермионов [1]. Большая статическая диэлектрическая проницаемость в них значительно снижает влияние заряженных дефектов на их электронные и транспортные свойства. Однако, многодолинная зонная структура PbX существенно затрудняет теоретическое описание нанопроволок так как приводит к анизотропному и долинному расщеплениям тонкой структуры электронных и дырочных уровней. Учет анизотропии массы в долинах возможен в рамках kp теории [2], долинные расщепления чувствительны к форме поверхности и требуют атомистических расчетов [3, 4]. Кроме того, при отсутствии центра инверсии сильное спин-орбитальное взаимодействие на атомах свинца может приводить к гигантским (сотни мэВ·Å) линейным по волновому вектору спиновым расщеплениям [3] подзон размерного квантования вблизи точки экстремума.

В работе рассмотрены ограненные тригональные и гексагональные (см. Рисунок) нанопроволоки из PbS и PbSe с осью вдоль [111] и точечной симметрией D_3 (без центра инверсии). С использованием процедуры распутывания долин [5, 6] нами получена явная параметризация долинных и линейных по k спиновых расщеплений и построена феноменологическая модель тонкой структуры основных уровней электронов и дырок вблизи точки экстремума одномерной зоны Бриллюэна. Установлено, что спиновые расщепления возникают за счет линейных по k вкладов в гамильтониан междолинного смешивания и описываются пятью вещественными параметрами в каждой из зон. Внутридолинными линейными по k вкладами можно пренебречь. Результаты расчетов показывают, что линейные по k вклады значительно менее чувствительны к форме поверхности нанопроволоки чем остальные слагаемые в гамильтониане междолинного смешивания.

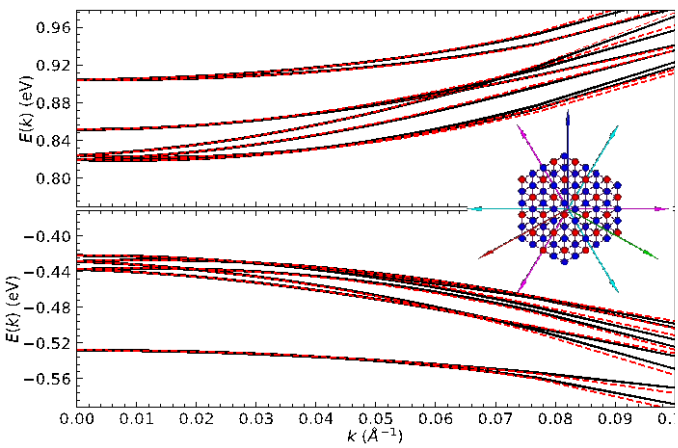


Рис.1. – дисперсия электронов и дырок вблизи точки экстремума в гексагональной нанопроволоке из PbS без центра инверсии, изображенной на вставке.

На Рисунке показан пример расчета дисперсии электронов и дырок вблизи точки экстремума k=0 для гексагональной нанопроволоки из PbS без центра инверсии с осью вдоль [111]. Черными сплошными линиями показан расчет методом сильной связи, красными пунктирными линиями — расчет в рамках феноменологической модели без учета внутридолинных линейных по k вкладов в гамильтониан.

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

[1] W. Song et al, Phys. Rev. B 108, 045426 (2023),
[2] A.C. Bartnik, Al. L. Efros, W.-K. Koh, C. B. Murray, F.W. Wise, Phys. Rev. B 82, 195313 (2010),
[3] I.D. Avdeev, A.N. Poddubny, S.V. Goupalov, M.O. Nestoklon, Phys. Rev. B 96, 085310 (2017),
[4] I.D. Avdeev, Phys. Rev. B 99, 195303 (2019),
[5] I.D. Avdeev, M.O. Nestoklon, JETP, Vol. 166, No 8 (2024),
[6] I.D. Avdeev, M.O. Nestoklon, https://arxiv.org/abs/2405.07064.

Эффект Керра, индуцированный обменным взаимодействием электронов, разделенных потенциальным барьером в двойных квантовых ямах

Калевич В.К.[1], Кавокин К.В.[2], Афанасьев М.М.[1], Грибакин Б.Ф.[2], Кусраев Ю.Г.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург*
[2]*Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург*

В туннельно-связанных квантовых ямах разной ширины мы недавно обнаружили [1], что спиновый эффект Керра, возникающий в режиме накачка-зондирование при импульсной (1.5 ps) оптической накачке экситона в узкой яме, включает динамику намагниченности электронов в широкой яме, хотя электронный уровень в широкой яме на 55 meV ниже электронного уровня в узкой яме (подробное описание исследованной структуры приведено в [2]). При этом спектральная зависимость начальной амплитуды осцилляций эффекта Керра, возникающих в магнитном поле в геометрии Фойгта, имеет ярко выраженный резонансный характер в области экситона в узкой яме (Рис. 1, кружки). Анализ полученных результатов позволил сделать вывод, что наблюдавшийся эффект вызван обменным взаимодействием спин-поляризованных электронов в широкой яме с экситонами в узкой яме.

В данной работе мы представляем теоретическую модель эффекта Керра, которая включает обменное взаимодействие электронов в соседних ямах. Значения интегралов перекрытия квадратов волновых функций электрона и дырки с узкой ямой P_e = 0.71 и P_h = 0.73 получены путем численного расчета энергетической структуры двойной ямы; расщепление электронного уровня в магнитном поле 0.54 T за счет *s-d* обменного взаимодействия с ионами марганца в узкой яме Δ_{Mn} = 0.7 meV рассчитано с использованием известных параметров полумагнитных полупроводников [3]; радиационное и нерадиационное уширения экситонной линии в узкой яме Γ_0 = 125 μeV и Γ = 5 meV определены путем измерения магнито-оптического эффекта Керра в магнитной яме в продольном переменном магнитном поле. Модельный расчет (сплошная кривая на Рис. 1) качественно верно описывает экспериментальную кривую при энергии экситона в узкой яме 1.6525 eV и его расщеплении в результате обменного взаимодействия со спин-поляризованными электронами в широкой яме $\delta = n\langle S\rangle\Delta \approx 11$ μeV, где n – двумерная плотность электронов, а $\langle S\rangle$ – их средний спин. Такому расщеплению соответствует константа обменного взаимодействия $\Delta \approx 2 \cdot 10^{-15}\,\mathrm{eV}\cdot\mathrm{cm}^2$.

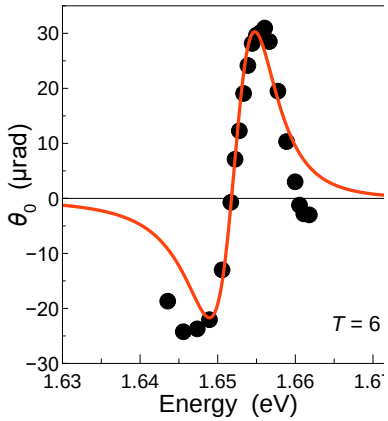


Рис.1. – Спектральная зависимость спинового эффекта Керра в квантовой яме $Cd_{0.98}Mn_{0.02}Te$ (8 nm), отделенной от более широкой ямы CdTe (20nm) туннельно-прозрачным барьером $Cd_{0.88}Mg_{0.12}Te$ (1.6 nm). Заполненные кружки – эксперимент, сплошная кривая – расчет.

Авторы благодарны G. Karczewski за предоставление образца.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 23-12-00205.

*[1] М.М. Дегоев et al., Физика твердого тела **65** (1), 83 (2023).*
*[2] E. Kirstein et al., Phys. Rev. B, **101**, 035301 (2020).*
[3] Introduction to the physics of diluted magnetic semiconductors, eds. J. Kossut, J.A. Gaj, (Springer, 2010).

Прямое зондирование корреляционной энергии на $\nu = 1/3$ через измерение энергии спин-зарядового возбуждения.

Бережной П.С.[1, 2], Ваньков А.Б.[1, 2], Кореев[1] А.С., Кукушкин[1,2] И.В.

[1]*Институт физики твёрдого тела РАН*
[2]*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»*

Открытие в прошлом веке дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) [1, 2] навсегда изменило физику конденсированного состояния. Благодаря этому открытию мы знаем о существовании квазичастиц, называемых композитными фермионами, поведение которых полностью определяется кулоновской энергией.

Традиционно ДКЭХ изучается на гетероструктурах типа GaAs, отличающихся высокой подвижностью. Однако относительно недавно были созданы высококачественные образцы на основе гетероструктур ZnO/MgZnO [3]. Они отличаются от GaAs более высоким параметром $r_c \sim 10$. Это открывает просторы для изучения ДКЭХ в сильнокоррелированном режиме. При таком сильном взаимодействии уже нельзя считать смешивание уровней Ландау несущественным.

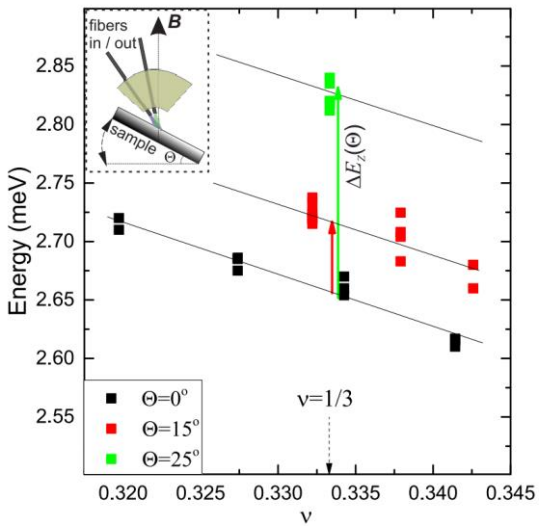


Рис.1. – Энергия спин зарядового возбуждения в зависимости от магнитного поля при разных углах наклона

Несмотря на годы изучения, до сих пор не понятно, как устроено основное состояние с учетом смешивания уровней Ландау даже в самых простых случаях. Чтобы ответить на этот вопрос мы изучаем, как разные энергетические параметры трансформируются в сильнокоррелированном режиме. В данной работе мы представляем прямые измерения впервые обнаруженной спин-зарядовой моды методом неупругого рассеяния света. Было установлено, что данное возбуждение можно использовать как зонд для корреляционной энергии. Так же в этой работе мы в широком диапазоне факторов заполнения $0.3 < \nu < 1.2$ измерили спиновую жесткость, путем измерения энергии спинового экситона. Полученные результаты интерпретированы в рамках соображений о «перенормировке» кулоновского взаимодействия.

[1] K. v. Klitzing et al, Progr. Theor. Phys. Rev. Lett. 45, 494 (1980).
[2] D. C. Tsui, H. L. Stormer, and A. C. Gossard, Two-Dimensional Magnetotransport in the Extreme Quantum Limit, Phys. Rev. Lett. 48, 1559 (1982).
[3] Falson, J., Kozuka, Y., Uchida, M. et al. MgZnO/ZnO heterostructures with electron mobility exceeding 1 × 10^6 cm^2/Vs. Sci Rep 6, 26598 (2016)

Влияние кулоновского взаимодействия на линейный фотогальванический эффект в полупроводниках

Будкин Г.В., Ивченко Е.Л.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 603950, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26

Под воздействием переменного электромагнитного поля в макроскопически однородных кристаллах или латерально однородных двумерных полупроводниковых структурах без центра пространственной инверсии могут возникать постоянные фототоки. Такие явления принято называть фотогальваническими эффектами. Мы представляем результаты теоретического исследования линейного фотогальванического эффекта (ЛФГЭ) при междузонных переходах с точным учетом кулоновского взаимодействия между фотовозбужденными электроном и дыркой.

Цель работы – в рамках единой модели зонной структуры полупроводника рассчитать баллистический и сдвиговый вклады в ЛФГЭ с учетом кулоновского взаимодействия и сопоставить их между собой. Первый вклад обусловлен асимметрией распределения фотоносителей заряда в пространстве импульсов, а второй возникает за счет смещения волновых пакетов блоховских электронов в реальном пространстве при квантовых переходах [1]. Важной особенностью ЛФГЭ является то, что при прямых оптических переходах баллистический ЛФГЭ не возникает, и требуется учет дополнительного рассеяния электронно-дырочной пары, например рассеяния электрона и дырки друг на друге (кулоновский вклад) или на колебаниях решетки (фононный вклад). Мы поставили перед собой задачу устранить имеющееся противоречие в оценках относительной роли баллистического и сдвигового фототоков, j_{bal} и j_{shift} соответственно, генерируемых при оптических переходах между валентной зоной и зоной проводимости. Согласно [2] и цитируемых там работ имеется неравенство $j_{\mathrm{bal}} \gg j_{\mathrm{shift}}$, так что сдвиговым междузонным фототоком можно пренебречь. Напротив, согласно [3] кулоновский баллистический ток по крайней мере на два порядка меньше сдвигового вклада.

Развитая нами теория ЛФГЭ использована для расчета фототоков, индуцированных линейно поляризованным излучением, в двух моделях, а именно: а) в объемном полупроводнике с тетраэдрической симметрией T_d для переходов между валентной зоной Γ_7 и зоной проводимости Γ_6 и б) в двумерной структуре на основе монослоев дихалькогенидов переходных металлов, таких как MoX_2 (X = Se, S, Te) и т.п. Показано, что учет кулоновского взаимодействия приводит к увеличению сдвигового фототока аналогично тому, как это имеет место для вероятности междузонного поглощения света (фактор Зоммерфельда). Сравнение j_{bal} с j_{shift} показывает, что кулоновский баллистический вклад существенно превосходит сдвиговый вклад. В области частот $\hbar\omega - E_g > E_{\mathrm{B}}$ оценка для отношения $j_{\mathrm{bal}}/j_{\mathrm{shift}}$ составляет $(\tau/\hbar)[E_{\mathrm{B}}(\hbar\omega - E_g)]^{1/2}$, где E_g – ширина запрещенной зоны, E_{B} – экситонный ридберг и τ – время релаксации по импульсу. Заметим, что в отличие от междузонного поглощения при межподзонных переходах в одной зоне сдвиговый и фононный баллистический фототоки, рассчитанные в одноэлектронном приближении, вносят определяющий вклад в ЛФГЭ.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00211)

*[1] В.И. Белиничер, Е.Л. Ивченко, Б.И. Стурман, ЖЭТФ **56**, 359 (1982).*
*[2] Б.И. Стурман, УФН **190**, 441 (2020).*
*[3] Zhenbang Dai, A.M. Rappe, Chem. Phys. Rev. **4**, 011303 (2023).*

Фототоки, индуцированные структурированным светом

Гуняга А.А., Дурнев М.В., **Тарасенко С.А.**

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

Представлены результаты теоретического исследования эффекта генерации направленных электрических токов структурированным светом – электромагнитной волной с пространственно неоднородными параметрами. Примером структурированного света являются векторные оптические пучки, составленные из плоских волн с различной поляризацией, или закрученные оптические пучки, несущие орбитальный угловой момент. В отличие от традиционных фотоэлектрических явлений в неоднородных полупроводниках, например *p-n* переходах, или фотогальванических эффектов в средах без центра инверсии, изучаемые токи возникают ~~и~~ в изотропных средах и обусловлены пространственной неоднородностью самого электромагнитного поля [1,2].

В докладе обсуждается физика взаимодействия пространственно неоднородного электромагнитного поля с двумерными полупроводниковыми структурами. Обсуждаются механизмы генерации фототоков структурированным светом в различных спектральных диапазонах, соответствующих внутризонным и межзонным оптическим переходам. Показано, что фототоки могут быть вызваны как градиентом интенсивности излучения в плоскости электронного газа, так и градиентами поляризационных параметров Стокса и градиентом фазы электромагнитного поля.

В области внутризонных переходов, которая соответствует микроволновому и терагерцовому спектральным диапазонам, эффект связан с нелокальностью отклика двумерного электронного газа на высокочастотное поле. В рамках кинетического подхода Больцмана разработана микроскопическая теория нелокального нелинейного транспорта электронов, получены аналитические выражения для различных вкладов в фототок [2]. Показано, что фототок, связанный с неоднородностью интенсивности излучения, обусловлен фототермоэлектрическим эффектом. Фототок, связанный с градиентами параметров Стокса, возникает, например, на границе доменов, облучаемых светом с различной поляризацией, но одинаковой интенсивностью. Интегральный ток, возникающий на границе доменов, возбуждаемых циркулярно-поляризованным излучением с противоположной спиральностью, направлен вдоль границы доменов и не зависит ни от структуры границы, ни от подвижности электронного газа в высокочастотном пределе. Это позволяет интерпретировать фототок как киральный краевой ток между фотоиндуцированными топологическими фазами с противоположными числами Флоке-Черна. Фототок, обусловленный неоднородностью фазы электромагнитного поля, является обобщением эффекта фотонного увлечения для плоской волны.

Развитая теория применена также для изучения фототоков, индуцированных закрученными оптическими пучками. Возникающие фототоки имеют как радиальную, так и азимутальную (вихревую) составляющие, которые контролируются поляризацией пучка и угловым моментом фотонов.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 22-12-00211.

[1] S. Z. Ji, W. Liu, S. Krylyuk et al., Photocurrent detection of the orbital angular momentum of light, Science 368, 763 (2020).

[2] A.A. Gunyaga, M.V. Durnev, and S.A. Tarasenko, Photocurrents induced by structured light, Phys. Rev. B 108, 115402 (2023).

Проявление анизотропии интерфейса в квантовых ямах CdTe

Л.В. Котова, В.П. Кочерешко

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

В работе представлено экспериментальное исследование спектров фотолюминесценции (ФЛ) и поляризации отражения от структур с квантовыми ямами с симметричными и асимметричными барьерами. В структуре с асимметричными барьерами обнаружено явление двулучепреломления, вызванное пониженной симметрией интерфейса в гетероструктуре. Пониженная симметрия интерфейса проявлялась в диэлектрическом отклике структур типа-I вблизи экситонных резонансов.

Исследовались структуры на основе $CdTe/Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te$ с одиночными квантовыми ямами шириной 8 нм, выращенные методом МПЭ в направлении [001]. Был изготовлен набор таких структур с симметричными и асимметричными барьерами. В первом случае квантовая яма была окружена симметричными барьерами с составом 10% Zn с обоих сторон, а во втором случае один из барьеров был такой же, как в симметричной структуре, а другой барьер — на основе $Cd_{0.4}Mg_{0.6}Te$. Высота этих барьеров отличалась более чем в два раза. Оба типа структур, с симметричными и асимметричными барьерами, были выращены на подложках $Cd_{(1-x)}Zn_xTe$ с составом x=4% и x=20%. Для буферного слоя в обоих случаях использовался $Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te$ толщиной 1000 нм. Использование структур с большим составом Zn в подложке позволяло регистрировать не только спектры ФЛ и отражения, но и спектры пропускания.

В структурах с симметричными барьерами в спектрах отражения обнаружены экситонные резонансы, не проявляющиеся в спектрах ФЛ. Эту особенность можно объяснить трудностью заселения некоторых состояний при нерезонансном оптическом возбуждении. В структуре с асимметричными барьерами в области экситонного резонанса обнаружено явление двулучепреломления света (см. Рис. 1), обусловленное пониженной симметрией интерфейсов. Этот эффект наблюдался в основном на состояниях легких экситонов, что связано с тем, что волновые функции легких дырок находятся в непосредственном контакте с интерфейсами, тогда как квантование тяжелых дырок полностью определяется кулоновским полем электрона.

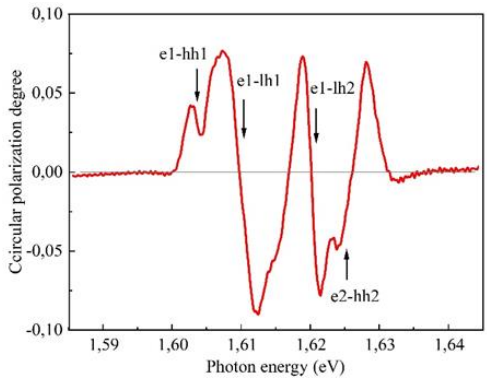


Рис.1. – Степень циркулярной поляризации света, отраженного от структуры с асимметричными барьерами при нормальном падении.

Такая анизотропия затухания экситонного излучения обусловлена смешением состояний легких и тяжелых дырок, обусловленным низкой симметрией одного интерфейса (C_{2v}) по сравнению с симметрией всей квантовой ямы (D_{2d}). Анизотропия интерфейсов возникает из-за ориентации химических связей в структурах на основе цинковой обманки. В структурах типа-II электрон и дырка находятся в разных слоях. В этом случае экситон локализуется непосредственно на самом интерфейсе, а анизотропия интерфейса проявляется в локальных свойствах структуры. В нашем случае анизотропия интерфейсов проявляется в анизотропии диэлектрического отклика, то есть в макроскопической характеристике структуры.

Явление двойного лучепреломления связано с атомным строением интерфейсов в гетероструктурах на основе полупроводников со структурой цинковой обманки, в которых ковалентные химические связи между атомами ориентированы в направлениях [110] и [1-10]. Это приводит к выделенному направлению на индивидуальном интерфейсе. Тот факт, что интерфейс бесконечно малой толщины может определять оптические свойства всей макроскопической структуры, весьма удивителен [1].

[1] L. V. Kotova et al., Phys. Rev. B. 107, 235302 (2023).

ИК фурье-спектроскопия наногетероструктур на основе GeSiSn/Si для устройств фотоники

Фирсов Д.Д.[1], Коляда Д.В.[1], Чуманов И.В.[1], Скворцов И.В.[2], Уткин Д.Е.[2], Кириенко В.В.[2], Машанов В.И.[2], Тимофеев В.А.[2], Комков О.С.[1]

[1]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 5 лит. ф*
[2]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 13*

Полупроводниковые твёрдые растворы элементов IV группы GeSiSn представляют большой интерес для получения гетероструктур, обладающих совместимостью с кремниевой технологией. С повышением доли олова возможно получение прямозонных материалов, что открывает перспективы создания на их основе излучающих и фотоприёмных устройств ближнего и среднего ИК диапазона [1].

Данная работа посвящена исследованию оптических свойств наногетероструктур GeSiSn/Si методами ИК фурье-спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и фотоотражения (ФО), обеспечивающими высокую чувствительность при изучении узкозонных полупроводниковых структур [2]. Исследуемые структуры, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии, включают как объёмные эпитаксиальные слои твёрдых растворов GeSn и GeSiSn на кремниевой подложке, так и наногетероструктуры с множественными квантовыми ямами (МКЯ) GeSiSn/Si. На основе данных МКЯ созданы наноструктуры с фотонными кристаллами, представляющие собой прототипы излучающих и фотоприёмных устройств с повышенной эффективностью [3].

Анализ спектров ИК фотоотражения эпитаксиальных гетероструктур позволил определить энергии прямых межзонных переходов для твёрдых растворов GeSn и GeSiSn различного состава, составившие от 0.56 эВ до 0.77 эВ. Экспериментально наблюдалось расщепление сигнала ФО на переходы с участием тяжёлых и лёгких дырок, величина которого изменяется с температурой, что позволяет оценить влияние механических напряжений на параметры зонной структуры слоёв GeSiSn.

В спектрах ФЛ МКЯ GeSiSn/Si наблюдались сигналы, соответствующие переходам с участием дырок, локализованных в слоях GeSiSn, и электронов в Si барьерах. Показано, что интенсивность ФЛ данных МКЯ многократно повышается в результате отжига структур, приводящего также к существенному снижению люминесценции вакансионных дефектов. Посредством варьирования состава и ширины МКЯ продемонстрировано изменение положения пика ФЛ в диапазоне от 0.55 до 0.95 эВ (1.3-2.2 мкм).

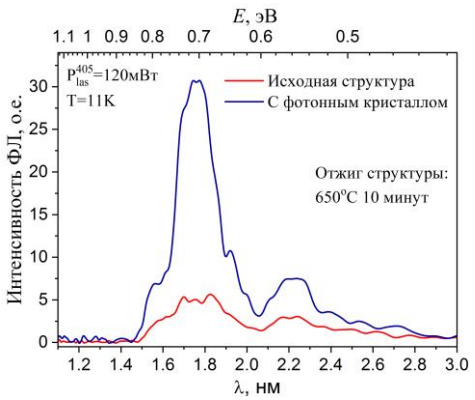


Рис.1. – Усиление ФЛ МКЯ GeSiSn/Si фотонной наноструктурой.

Для наноструктур с фотонными кристаллами в виде массивов периодических отверстий, сформированными поверх МКЯ GeSiSn/Si, продемонстрировано повышение интенсивности люминесценции на длине волны 1.8 мкм почти на порядок (рис. 1). Использование подобных фотонных кристаллов для фотодиодных структур позволило также добиться многократного повышения фототока [3]. Таким образом, полученные результаты открывают возможности создания на основе наногетероструктур с МКЯ GeSiSn/Si устройств ИК фотоники с повышенной эффективностью

Работа была выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда №20-79-10092.

*[1] Grützmacher D. et al., Appl. Phys. A, **129**, 235 (2023).*
*[2] Firsov D.D. et al, JOSA B, **40**, 381 (2023)*
*[3] Timofeev V.A. et al, Materials Today Physics, **33**, 101052 (2023).*

Модель низкотемпературного транспорта в двумерных системах и коррекция критерия кристаллизации Вигнера

Черемисин М.В.

Физико-Технический Институт им. А.Ф.Иоффе, С-Петербург, 194021, ул.Политехническая 26

В [1] найдено, что условие перехода [2] электронного(дырочного) двумерного газа в кристалл Вигнера содержит ошибку и дает завышенные в π раз критическую концентрацию двумерных носителей и температуру перехода. Используя результат работы [3] для порогового значения отношения кулоновской энергии к кинетической r_s = 37+/-5 нами показано [1], что упорядоченное состояние Вигнера не было достигнуто для реальных двумерных систем [4] с затвором.

В рамках модели ферми газа был предложен подход [1], позволяющий объяснить изменение поведения сопротивления двумерных систем от металлического к изоляционному [4]. С учетом поправки Пельтье-Зеебека полное измеряемое сопротивление двумерного газа имеет универсальный вид $\rho = \rho_o(1+\alpha^2/L)$, где L — число Лоренца. Омическое сопротивление ρ_0 и термоэдс α зависят от температуры и энергии Ферми μ, которая, в свою очередь, определяется приложенным напряжением на затворе двумерной структуры. Доказательство универсальности полученного результата представлено на рис.1. На вкладке выделена серия экспериментальных кривых [4], каждая из которых при заданном значении приложенного напряжения (т.е. энергии Ферми) имеет максимум при определенной температуре T_{max} и, таким образом, может быть перестроена в виде зависимости ρT_{max} от T/T_{max}. Представленные подобным образом экспериментальные зависимости ложатся[1] на универсальную кривую, являющуюся результатом предложенной нами модели. Также, в [1] проведено исследование сильно разряженного двумерного газа и получено активационного вида выражение $\rho^{-1} \sim T^3 exp(-|\mu|/kT)$ для обратной величины измеряемого сопротивления. Проведено сравнение с имеющимися экспериментальными данными.

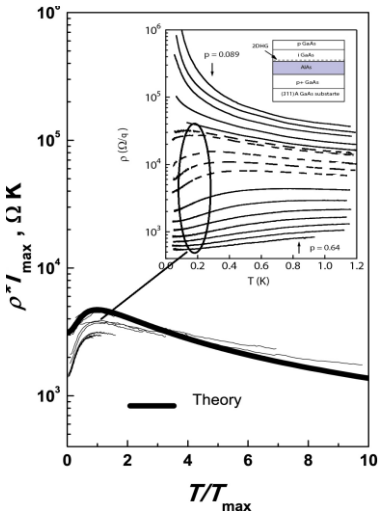


Рис.1. Зависимость ρT_{max} от T/T_{max}.для серии экспериментальных[4] зависимостей $\rho(T)$, имеющих максимум (вкладка)

*[1] M.V.Cheremisin, Physica E, **27**, 151 (2005); Sol. State Comm.,**253**, 46 (2017).*
*[2] P.M.Platzman, H.Fukuyama, Phys. Rev. B **10**, 3150 (1974).*
*[3] B. Tanatar, D.M.Ceperley, Phys. Rev. B **39**, 5005 (1989).*
*[4] Y.Hanein et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 1288 (1998).*

Исследование токовых и адмиттансных характеристик nB(SL)n- структур на основе HgCdTe

Войцеховский А.В.[1], Дзядух С.М.[1], Горн Д.И.[1], **Дворецкий С.А.**[1,2], Михайлов Н.Н.[1,2], Сидоров Г.Ю.[1,2], Якушев М.В.[2], Средин В.Г.[3]

[1]*Томский государственный университет. Томск. Россия*
[2]*Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова. Новосибирск. Россия*
[3]*Военная Академия РВСН им. Петра Великого*

Решение задачи формирования эффективного барьера в структурах nBn на основе МЛЭ КРТ для основных носителей заряда в зоне проводимости при одновременном устранении энергетического барьера для неосновных носителей в валентной зоне позволит создать ИК- фотоприемник действующий в средней и дальней областях окна прозрачности атмосферы с высокой квантовой эффективностью и чувствительностью без глубокого охлаждения [1, 2].

Исследованные образцы изготавливались на основе эпитаксиальных пленок КРТ выращенных на подложках GaAs в Новосибирске в Институте физики полупроводников СО РАН. В процессе роста пленки проводилось контролируемое изменение состава, в результате чего была создана структура содержащая: поглощающий слой толщиной 3.4 мкм и содержанием X_{CdTe}=0.32; барьерную область со сверхрешеткой состоящей из 15 ям толщиной 1.6 нм, и 16 барьеров толщиной 3 нм с содержанием X_{CdTe}=0.5; контактный слой толщиной 0.5 мкм содержанием X_{CdTe}=0.30. В результате последующих технологических операций на основе пленки формировались два типа структур: непосредственно nBn- структуры и МДП-структуры на основе пленки nBn (MInBn). Пассивация всех структур проводилась нанесением пленки Al_2O_3 методом атомного слоевого осаждения, которая для структур MInBn имела еще и функциональное значение. С целью применения методики выделения из общей плотности тока объемной компоненты и компоненты тока связанной с поверхности утечкой отдельно стоящие nBn- структуры изготавливались различных диаметров [3]. Контакты к структурам создавались напылением индия.

Исследования темновых токов для структур nBn и адмиттанса для структур MInBn проводились в широком диапазоне температур. На рисунке 1 приведены температурные зависимости плотности тока для структуры диаметром 0.3 мм полученные в диапазоне от 150 К до 300 К. Видно, что в исследованном температурном диапазоне плотность темнового тока при данных смещениях снижается более чем на 5 порядков.

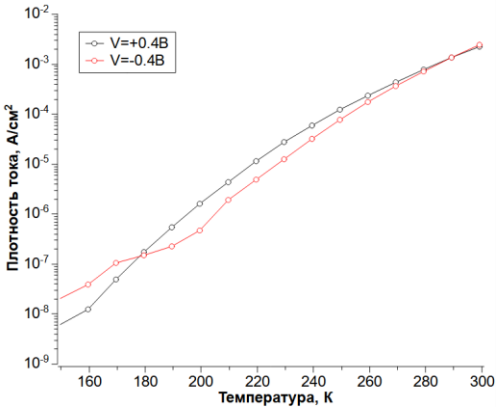


Рисунок 1 — Зависимость плотности тока от температуры при V = ±0.4 В

Проведен анализ зависимостей компонент объемного тока и тока поверхностной утечки от напряжения и температуры. Сделан вывод об условиях, в которых вклад поверхностной компоненты в общую плотность тока снижается. Из температурных измерений адмиттанса определены концентрации носителей заряда. Проанализировано влияние подсветки на элементы эквивалентной схемы MInBn- структуры.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-62-10021

[1] Maimon S., G.W. Wicks // Appl. Phys. Lett. 89, 151109 (2006).
[2] Akhavan N.D., et al. // IEEE Trans. Electron. Dev. 63 (2016)
[3] Voitsekhovskii A.V., et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 53, 055107 (2020)

Темновой плазмон в частично экранированном двумерном газе геометрии диска

Черемисин М.В.

ФТИ им А.Ф.Иоффе РАН, 124021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Темновой плазмон (ТП) в двумерном газе геометрии диска обладает нулевым угловым моментом и, как результат, слабо сопряжен с внешним электромагнитным полем и трудно наблюдаем. В [1] нами исследован спектр ТП в двумерном диске (вкладка к рис.1) радиуса R при наличии затвора переменного радиуса r и заданной толщины h подзатворного слоя диэлектрика с проницаемостью ε. Показано, что с 5-процентной точностью [1,2] расчет ТП мод с радиальным индексами m=2,3.. сводится к решению системы телеграфных уравнений [3] в цилиндрической геометрии с учетом распределенных емкости и индуктивности двумерного газа. Стандартные граничные условия отсутствия радиального тока на окружности двумерного газа и непрерывности тока(напряжения) по границе затворного пятна приводят к нетривиальному трансцендентному уравнению, решение которого изображено на рис.1. Ожидаемо, при увеличении радиуса пятна затвора безразмерная частота Ω каждой из ТП мод с радиальным индексом m=2,3.. уменьшается от первоначального значения $\alpha_m^{1/2}$ (α_m суть нули функции Бесселя $J_1(\alpha_m)=0$) для неэкранированного диска (стрелки на рис.1) и далее, следует зависимости $\Omega \sim \alpha_m/\kappa\nu$ при сильной экранировке(тонкие пунктирные линии на рис.1). Неожиданным оказались переходы между модами с близкими радиальными индексами (полки на сплошных кривых на рис.1). Переходы обусловлены резкой границей областей двумерного газа с экранировкой и без таковой под пятном затвора. Найдены [1] условия переходов между модами определяемые пересечением асимптот, изображенных тонкими и прерывистыми линиями на рис. 1.

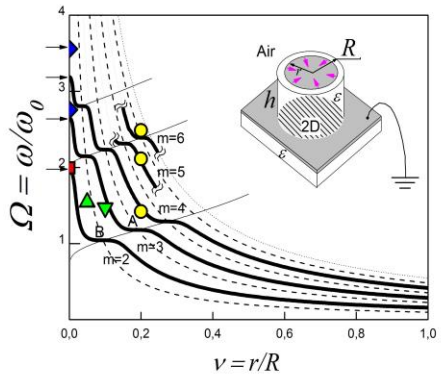


Рис.1 – Безразмерная частота ТП мод m=2..6 от приведенного радиуса затвора для параметра экранировки $\kappa=(R/2h)^{1/}=18$ системы GaAs/AlGaAs: $\varepsilon=12.8$. Стрелками обозначены ТП моды для неэкранированного газа. Цветные символы- эксперимент [4-6].

Предложенный [1] нами подход позволяет идентифицировать моды, ассоциируемые с темновым плазмоном. Как пример, цветными символами на рис.1 изображены частоты ТП, обнаруженные [4-6] в двумерных системах на основе GaAs/AlGaAs различной геометрии, концентрации носителей.

[1] M.V.Cheremisin, Physica B: Cond. Mat., 669, 415292 (2023).
[2] M.V.Cheremisin, Arxiv.org/abs/2311.10120, (2023).
[3] G.C. Dyer and G.R. Aizin, Phys. Rev. B 86, 235316 (2012).
[4] V.M. Muravev et al, Phys. Rev. B 96, 045421 (2017).
[5] A.A. Zagitova et al, JETP Lett. 108, 446 (2018).
[6] A.M. Zarezin et al, Phys. Rev. B 107, 075414 (2023).

Разность потенциалов неэквивалентных контактов в отсутствии тока через образец в режиме квантового эффекта Холла

Неверов В.Н.[1], Гудина С.В.[1], С.Д. Попов[1], Туруткин К.В.[1], Васильевский И.С.[2], Виниченко А.Н.[2]

[1]1Институт физики металлов УрО РАН, 620990 Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18
[2]Национальный исследовательский ядерный университет "МИФИ", 115409 Москва, Каширское шоссе, 31

Целочисленный квантовый эффект Холла (КЭХ) может быть интерпретирован на основе модели краевых состояний [1]. Экспериментальный образец с двумерным электронным газом (ДЭГ) имеет границу, задаваемую литографическим краем или краем области под затвором.

Исследовалась полупроводниковая гетероструктура с квантовой ямой InAlAs/InGaAs/InAlAs и метаморфным буфером $In_xAl_{1-x}As$, выращенная методом молекулярно-лучевой эпитаксии на установке RIBER Compact 21 (МИФИ).

Образцы имели форму двойного холловского мостика, изготовленные контакты несколько отличались друг от друга. Измерения сопротивления проводились в магнитных полях, перпендикулярных плоскости ДЭГ, B = (0 -13)T, при температурах 4.2K и 1.8K (ИФМ УрО РАН).

Обнаруженный нами эффект состоит в том, что в магнитных полях, близких к середине плато КЭХ, в отсутствии внешнего тока через образец экспериментально наблюдались пики напряжения на потенциальных контактах в образце с геометрией холловского мостика (Рис.1) [2]. Возникновение таких напряжений в двумерных системах в районе плато КЭХ наблюдалось ранее другими исследователями, но данные по ним не были опубликованы [3].

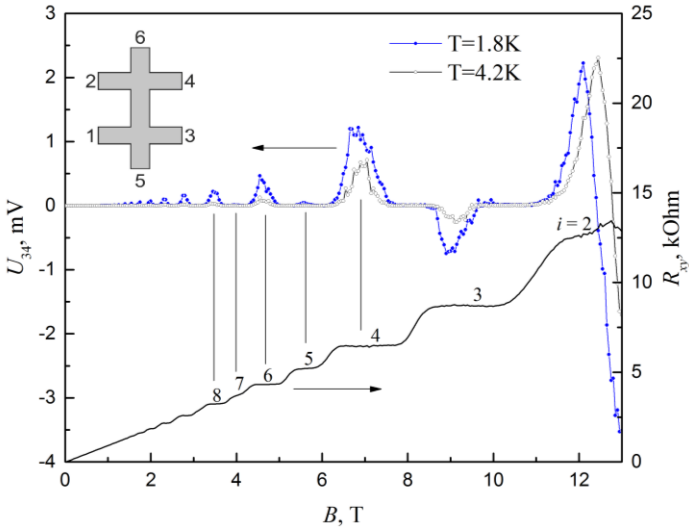


Рис.1. – Зависимости напряжения на потенциальных контактах 3-4 от магнитного поля (в отсутствии внешнего тока) при T=4.2K и 1.8K. Внизу приведено холловское сопротивление R_{xy} при T=4.2K (измерительный ток 1мкА*). Цифрами указаны номера плато КЭХ.*

В двумерной системе в магнитном поле в области плато КЭХ возникает равновесный (иногда его называют диамагнитный) краевой ток, который охватывает область двумерного электронного газа [1] и существует как в присутствии внешнего тока через образец, так и без него.

Мы считаем, что наличие пиков в области плато КЭХ связано с различной геометрией протекания краевых токов в области потенциальных контактов. Предложена классическая модель возникновения напряжения, при этом величина электрических потенциалов будет изменяться пропорционально квадрату равновесного краевого тока (аналог силы Ампера для проводников с током) [2].

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Электрон», № 122021000039-4)

[1] R. J. Haug, Semicond. Sci. Technol. ***8****, 131 (1993)*
[2] S.V. Gudina, V.N. Neverov et al., Physics of Metals and Metallography ***125****, 137 (2024)*
[3] В.А. Кульбачинский, неопубликованые данные; Неверов, неопубликованые данные.

Перпендикулярная магнитная анизотропия в магнитных структурах, включающих слои MoS_2

Куркина И.И.[1], Винокуров П.В.[1], Давыденко А.В.[2], Черноусов Н.Н.[2], Турпак А.А.[2], Алексеев А.А.[1]

[1]*СВФУ, 677000, Якутск, ул. Белинского, 58*
[2]*ДВФУ, 690922, Приморский край, г. Владивосток, о. Русский, п. Аякс, 10*

2D-дихалькогениды переходных металлов привлекли большое внимание исследователей в области спинтроники благодаря своим интересным спин-зависимым свойствам. Перспективны компактные и энергоэффективные устройства записи информации, управляемые с помощью передачи углового момента от кристаллической решетки слоя тяжелого металла локализованным электронам магнитного слоя посредством электронов проводимости (spin-orbit torque или SOT-эффект). Происходит постоянный поиск структур и материалов, в которых одновременно присутствует сильная перпендикулярная магнитная анизотропия (ПМА) и высокая SOT-эффективность. В данной работе показано, что магнитные структуры тяжелый металл/ферромагнетик переходного металла, включающие слои MoS_2, демонстрируют наличие ПМА и доменной структуры, различимой в оптический микроскоп. Эта работа открывает новые возможности для интеграции 2D-материалов в перспективные устройства спинтроники.

Пленки MoS_2 были выращены методом химического осаждения из паровой фазы (CVD). Толщина пленок MoS2 была неоднородной. Последующее осаждение структур тяжелый металл(ТМ) 1 / ферромагнетик / ТМ2 происходило двумя методами: молекулярно-лучевой эпитаксией и магнетронным распылением. В качестве ферромагнетика во всех структурах выступал Co, в качестве тяжелого металла: Pd, Pt, W.

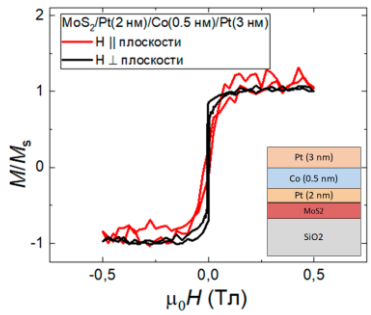


Рис.1. – Петли магнитного гистерезиса в магнитных полях, ориентированных параллельно (красная) и перпендикулярно (черная) плоскости образца $Si/SiO_2/MoS_2/Pt/Co/Pt$. На вставке схема структуры.

В полученных структурах были измерены петли магнитного гистерезиса, их типичное изображение представлено на рис.1 для структуры $Si/SiO_2/MoS_2/Pt(2нм)/Co(0,5нм)/Pt(3нм)$. В образцах данной структуры при перемагничивании удалось зафиксировать зарождение доменов и смещение доменных границ, которые распространяются с учетом особенностей макрорельефа пленки MoS_2, закрепляясь или огибая толстые кластеры.

Таким образом была успешно продемонстрирована возможность получения магнитных структур типа MoS_2/ТМ1/Co/ТМ2, обладающих ПМА и доменной структурой, различимой в оптический микроскоп.

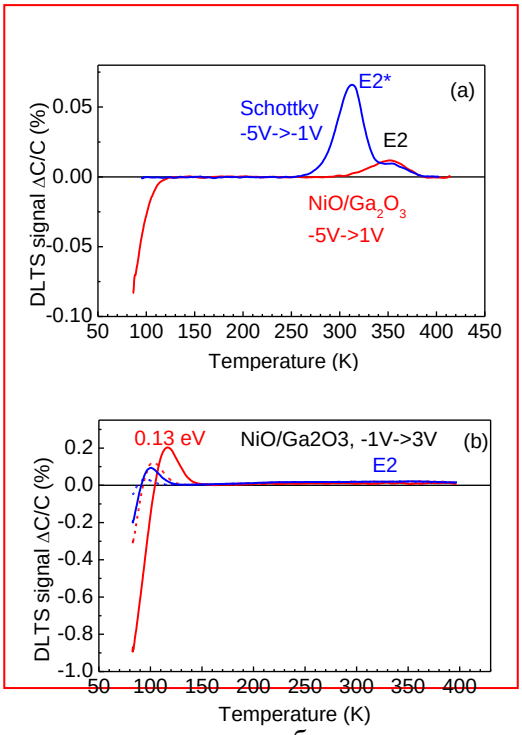
Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-79-00065, https://rscf.ru/project/23-79-00065/. В исследовании использовалось оборудование Центра коллективного пользования Дальневосточного федерального университета (ЦКП ДВФУ).

Глубокие центры в гетеропереходе NiO/β-Ga_2O_3: сравнение с диодом Шоттки

Кочкова А.И.[1], Поляков А.Я.[1], Якимов Е.Б.[1,2], Саранин Д.С.[1], Черных А.В.[1], Васильев А.А.[1], Гостищев П.А.[1], Алексанян Л.А.[1], Матрос Н.Р.[1], Щемеров И.В.[1], Пиртон С.Дж.[3]

[1]*НИТУ МИСИС, 1190049, Москва, Ленинский пр-кт, д. 4, стр.1*
[2]*ИПТМ РАН, 142432, г. Черноголовка, Московская область, ул. Академика Осипьяна, д. 6*
[2]*Университет Флориды, Гейнсвилл, Флорида 32611*

Исследование гетеропереходов NiO/β-Ga_2O_3 вызывает большой интерес, так как такой переход может быть использован при создании силовых выпрямителей, способных работать в диапазоне напряжений нескольких кВ []. В данной работе будут доложены результаты изготовления гетероперехода p-NiO/n-Ga_2O_3, где осаждение пленки NiO на подложку β-Ga_2O_3 ориентации (001) было проведено методом ионно-лучевого распыления. Результаты измерений ВАХ, ВФХ, частотных характеристик емкости, адмиттанс спектров (АС), спектров релаксационной спектроскопии глубоких уровней (РСГУ), тока, индуцированного электронным пучком, для такого гетероперехода сравниваются с результатами, полученными на Ni диодах Шоттки, изготовленных на той же структуре β-Ga_2O_3, n HVPE / n^+ EGF.



В гетеропереходе NiO/β-Ga_2O_3, в отличие от диода Шоттки, в спектрах АС наблюдается наличие набора выраженных ступеней/пиков с энергией активации 0,17 эВ, и другого набора ступеней/пиков при более низких температурах. В диодах Шоттки таких центров не наблюдалось. В спектрах РСГУ, снятых на диоде Шоттки, были пики, относящиеся к часто встречающимся в таких структурах глубоким центрам E2* и E2 (рис. 1а). В спектре РСГУ NiO/β-Ga_2O_3, сигнал от центра E2* был сильно подавлен, что коррелирует с большей диффузионной длиной носителей заряда в таких структурах по сравнению с диодами шоттки (370 нм и 240 нм, соответственно). Также в гетероструктуре при низких температурах вблизи сингала от мелких электронных ловушек наблюдается сигнал, подобный дырочному центру (рис. 1) [2]. В докладе будет обсуждаться возможная природа процессов, приводящих к наблюдаемым особенностям в спектрах АС: сильное вымораживание дырок в p-NiO, роль интерфейсных ловушек, различие с спектрах РСГУ двух типов структур. Также будут доложены результаты облучения протонами энергией 1 МэВ.

Исследования в НИТУ «МИСИС» были выполнены за счет средств гранта Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2022-1113.

*[1] J. Zhang et al., Nature Communications, **13**, 3900 (2022).*
[2] A.Y. Polyakov et al., APL Materials, 6, 096102 (2018).

Двойная квантовая яма *p*-HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле

Якунин М.В.[1], Алешкин В.Я.[2], Неверов В.Н.[1], Попов М.Р.[1], Михайлов Н.Н.[3], Дворецкий С.А.[3]

[1]*ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*
[2]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[3]*ИФП СО РАН, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

Двойная квантовая яма (ДКЯ) – удобный объект для исследований эффектов туннельной связи в многослойных системах. В частности, это актуально для ИК-приемников в системе HgTe/CdHgTe. Эффективным инструментом таких исследований является магнитосопротивление (МС) в магнитном поле, параллельном слоям, особенно в тех случаях, когда картина уровней Ландау в перпендикулярном поле значительно размыта, и осцилляции МС выражены слабо либо вообще отсутствуют. Параллельное поле $B_{\|} = B_y$ приводит (i) к диамагнитному сдвигу подзон размерного квантования по энергии и (ii) к их сдвигу по волновому вектору k_x, также – к спиновым расщеплениям. В одиночных слоях сдвиг по энергии приводит к диамагнитным осцилляциям МС, но это проявляется при весьма высоких концентрациях носителей тока для заполнения нескольких подзон. Сдвиг по k в одиночных слоях экспериментально не проявляется, но в ДКЯ в традиционных гетеросистемах (например, в *n*-GaAs/AlGaAs), наоборот, особенно важен из-за взаимного сдвига энергетических спектров составляющих слоев.

В работе представлены результаты исследований МС в параллельном поле ДКЯ *p*-HgTe/CdHgTe [1] для трех вариантов ширины КЯ HgTe, d_w = 6.5, 4.5 и 8.5 нм, т.е. вблизи критической ширины (когда в одиночном слое реализуется дираковская линейная дисперсия), а также – меньше её и больше. Разделяющий барьер у всех одинаковый – 3 нм, нелегированные, *p*-типа, технологически стремились сделать симметричными. В ДКЯ с 4.5 нм (с нормальным расположением зон) наблюдались минимум и максимум МС в соответствии с традиционной схемой прохождения краев туннельной щели через уровень Ферми E_F при взаимном смещении спектров слов по k_x. Но в двух других вариантах, с дираковским и инверсным спектрами, решающими оказались диамагнитные сдвиги по энергии, поскольку подзоны противоположной кривизны смещаются в противоположных направлениях. В ДКЯ с d_w = 6.5 нм наблюдался максимум МС, соответствующий прохождению через E_F двигающейся вниз седловой точки зоны проводимости. В ДКЯ с d_w = 8.5 нм наблюдался многократный рост МС с последующим спадом из-за сложных и немонотонных смещений экстремумов подзон (рис. 1).

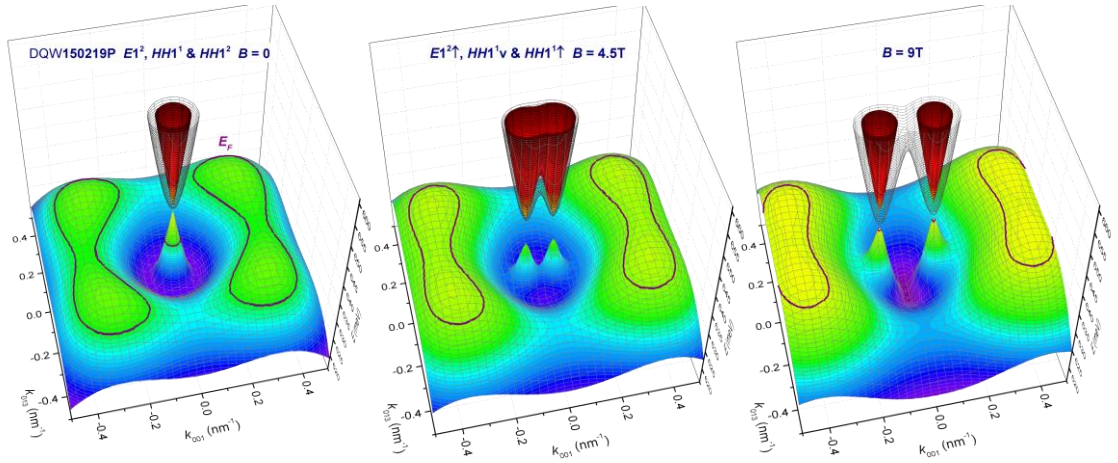


Рис.1. – Эволюция спектра с полем $B_{\|}$ = 0, 4.5, 9 Тл для ДКЯ с d_w = 8.5 нм. Изображен контур E_F.

[1] М.В. Якунин и др., Письма в ЖЭТФ, 118, 896 (2023).

Исследование и измерение напряжений в ртутьсодержащих гетероструктурах на основе HgCdTe

Ступак М.Ф.[1], **Дворецкий С.А.[2]**, Михайлов Н.Н.[2], Макаров С.Н.[1], Елесин А.Г.[1]

[1]*КТИ НП СО РАН, Новосибирск, 630058, Русская, 41*
[2]*ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Акад. Лаврентьева, 13*

Проведено измерение регистрации сигнала ГВГ в нелинейном кристалле от приповерхностных слоев гетероструктуры (013)HgTe/HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs с помощью нуль метода «на отражение» [1] при вращении образца на 360 градусов. Для слоев HgTe и HgCdTe (рис. 1) наблюдаются 2 узких максимума сигнала ГВГ, имеющих несимметричную форму (вставка к рис.1). Наблюдаемые особенности максимумов и их различие по форме соответствуют ориентации образца в исследуемой области, при которой в отраженном излучении появляется составляющая поляризации, перпендикулярная к поляризации падающего лазерного излучения. Сигналы ГВГ в максимумах соответствует слабой анизотропии кристаллической структуры приповерхностного слоя HgTe или HgCdTe, обусловленной слабой деформацией. Причина наблюдаемой узкой направленности сигнала ГВГ обусловлена узкой угловой зависимостью фазового синхронизма. Полученная зависимость ГВГ при повороте образца на 360 ^{0} воспроизводится при последующих аналогичных измерениях. Для слоев HgTe толщиной более 5 нм наблюдается отсутствие сигналов ГВГ, что свидетельствует о практически полной релаксации напряжений.

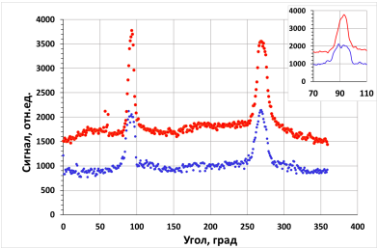


Рис.1. – Сигнал ГВГ от приповерхностного слоя HgCdTe. На вставке: тонкая структура сигнала ГВГ.

На основе проведенных расчетов [1,2] определена величина механических напряжений в приповерхностных слоях HgTe и HgCdTe, обусловленных несоответствием параметров решеток при температуре роста 180 ^{0}C. Расчет механических напряжений показал значение (-20.5±2.0) МПа для варизонного слоя HgCdTe состава 0,47 молярных долей CdTe структуры (013)HgCdTe/CdTe/ZnTe/GaAs, что соответствует напряжениям сжатия и значению приложенной силы в 1.6×10^{-3} Н. Для слоя HgTe толщиной 5 нм в структуре (013)HgTe/$Hg_{0.7}Cd_{0.3}Te$/CdTe/ZnTe/GaAs механические напряжения составляют + 123.5 МПа, что соответствует напряжению растяжения и значению приложенной силы в 9.6×10^{-3} Н. При увеличении толщины слоев HgTe до 80-90 нм и далее до 1300 нм наблюдается релаксация напряжений, с уменьшением остаточных напряжений.

Совокупность полученной информации позволяет утверждать, что причиной возникновения сигнала ГВГ в нуль-методе являются остаточные деформации. Нуль-метод «на отражение» позволяет проводить измерения слабых механических напряжений в локальных областях малых объемов и является эффективным инструментом исследования их характеристик и поведения.

Работа поддержана в рамках государственного задания Минобрнауки России № FWGW-2022-0002 и АААА-А20-120102190007-5

[1] M. Stupak et.al., J.Appl.Phys., 134, 185102 (2023).
[2] С.А. Дворецкий и др., ФТТ, 66, 206 (2024).

Туннельные гетероструктуры для лазеров и приёмников на основе HgCdTe

Жолудев М.С.[1,2], Литовченко О.М.[1,2], Морозов С.В.[1,2]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*

Гетероструктуры на основе твёрдых растворов кадмий-ртуть-теллур (КРТ), в которых ширину запрещённой зоны можно менять в пределах от 0 до 1.6 эВ, представляют интерес для создания приёмников и источников среднего ИК диапазона. Главной проблемой для создания лазерных диодов с токовой накачкой остаётся вопрос p-легирования структур на основе CdHgTe [1]. Действительно, p-n переход играет важнейшую роль в создании инверсии населённостей, поскольку обеспечивает приток носителей заряда обоих знаков (электронов и дырок) и их локализацию в активной области. В данной работе предлагается альтернативный подход к решению этих задач.

Используя эффект резонансного туннелирования через барьер с квантовой ямой внутри него, можно создать слои, которые будут прозрачны для электронов, но непрозрачны для дырок с низкой кинетической энергией и наоборот. Подобные структуры могут применяться, в частности, для ограничения дрейфа основных носителей в приёмниках с целью повышения их чувствительности. Они обладают лучшими транспортными характеристиками, чем предложенные в работе [2] для тех же целей сплошные барьеры, и проще в изготовлении, чем рассматриваемые в работе [3] сверхрешётки. В инжекционных лазерах на основе CdHgTe слои с селективным туннелированием можно использовать для локализации носителей в активной области.

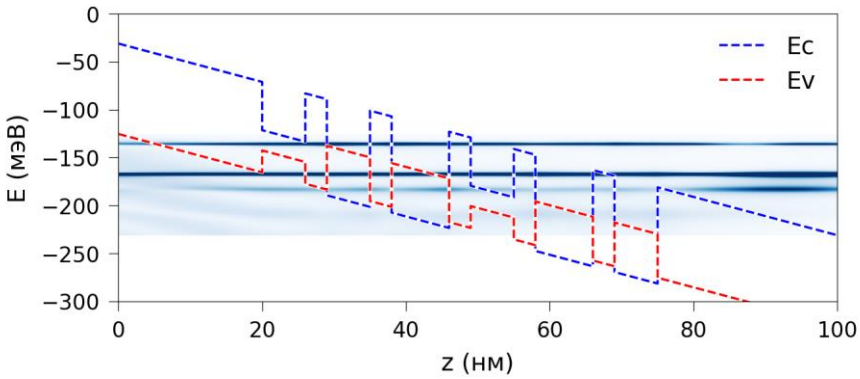


Рис.1. – Распределение плотности вероятности для электронов в гетероструктуре с межзонным квантовым туннелем. Расчёты проведены методом матрицы рассеяния.

Уровни энергии в квантовых ямах HgCdTe/CdHgTe могут располагаться в любом месте внутри запрещённой зоны барьеров в зависимости от ширины и состава ямы. Используя это свойство данного материала можно создать структуры, в которых при приложении внешнего напряжения, перпендикулярно плоскости гетеослоёв, уровни размерного квантования выстраиваются в цепочку, образуя межзонный квантовый туннель (рис. 1). В такой системе электроны могут беспрепятственно переходить из валентной зоны в зону проводимости, а образовавшиеся таким образом дырки будут инжектироваться в активную область.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10111.

[1] W. Lei et al., Appl. Phys. Rev. ***2****, 041303 (2015).*
[2] M. Kopytko et al., Opto-Electron. Rev. ***23****(2), 143 (2015).*
[3] N. D. Akhavan et al., IEEE Trans. Electron Dev. ***63****(12), 4811 (2016).*

Плазменные солитоны в экранированной двумерной электронной системе

Заболотных А.А.[1], Рубан В.П.[2]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7*
[2]*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Черноголовка, просп. Академика Семенова, 1А*

Работа посвящена теоретическому исследованию плазменных солитонов — нелинейных уединенных волн, сохраняющих свой профиль при распространении — в двумерной (2D) электронной системе, помещенной между двух металлических электродов (затворов).

Плазменные солитоны в такой 2D электронной системе впервые были аналитически изучены в работе [1]. В этой работе для описания плазменных волн уравнение Пуассона, связывающее потенциал и плотность заряда плазменной волны, разлагалось в Фурье-пространстве по параметру qd, где d — расстояние между 2D системой и затворами, а q — пространственная Фурье-гармоника, при параметр qd считался малым. Данное разложение в конечном итоге приводило к уравнению Кортевега – де Вриза для плотности заряда плазменной волны, имеющего известные солитонные решения. Недостатком данного подхода является то, что из-за использования разложения по малому параметру qd он применим только для описания солитонов с масштабом неоднородности много большим d и амплитудой (по концентрации) много меньшей n_0 — равновесной электронной концентрации в 2D системе.

В данной работе для аналитического описания плазменных солитонов вместо разложения по qd используется подход, заключающийся в замене ядра в интегральной форме уравнения Пуассона на два варианта более простых модельных ядер, допускающих аналитическое решение задачи. Идея состоит в том, что эти два модельных ядра выбираются таким образом, чтобы значения точного ядра и, соответственно, точной дисперсии линейных плазменных волн лежали между значениями модельных ядер и дисперсий. В итоге, точная дисперсия плазменных волн оказывается «запертой» между двух модельных дисперсий. Поэтому, решив задачи в модельных подходах и сравнив результаты между собой, можно сделать, по крайней мере качественные, выводы о поведении солитонов в реальных 2D системах без сильных ограничений на величину пространственной неоднородности и амплитуды.

В первом модельном подходе уже было получено [2], что скорость солитонов в 2D системе с затворами лежит в интервале от v_p до $2v_p$, где v_p — скорость линейных плазмонов в длинноволновом пределе $qd \ll 1$, при этом амплитуда солитонов формально может принимать любые значения. Во втором модельном подходе найдено, что скорость солитонов принимает значения от v_p до примерно $1.3v_p$, при этом их амплитуда конечна и лежит в интервале от нуля до $1.14n_0$.

Выполнено численное моделирование динамики плазменных солитонов 2D системе, которое показало, что наибольшая скорость солитонов примерно равна значению $1.45v_p$ (амплитуда около $3.2n_0$), которое действительно лежит между значениями $1.3v_p$ и $2v_p$, найденными в модельных подходах, как и предполагалось из качественных рассуждений. Также в работе проведен численный анализ поведения солитонов в 2D системе с конечным значением времени релаксации электронов и вязкости.

А.А. Заболотных благодарит за финансовую поддержку Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант № 23-1-3-42-1).

[1] А. О. Говоров, В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ 70, 479 (1999).
[2] A. A. Zabolotnykh, Phys. Rev. B 105, L201403 (2022).

Магнитотранспортные явления в метаморфных гетероструктурах с квантовой ямой InGaAs

Сандаков Н.С.[1], Гудина С.В.[1], Неверов В.Н.[1], Боголюбский А.С.[1], Туруткин К.В.[1], Якунин М.В.[1], Васильевский И.С.[2], Виниченко А.Н. [2]

[1]*ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18*
[2]*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», 115409, Москва, Каширское шоссе, 31*

Проведены исследования осцилляций Шубникова-де Гааза (оШдГ), классического и квантового эффектов Холла (КЭХ) в метаморфных гетероструктурах $In_{0.9}Ga_{0.1}As/In_{0.81}Al_{0.19}As$ с односторонним δ-легированием Si через спейсер шириной 12 нм, ширина квантовой ямы InGaAs составляет 14 нм. Образцы имеют форму холловского мостика, измерения магнитосопротивления проводились на постоянном токе 3 мкА. В перпендикулярном магнитном поле до 9 Тл проведена серия измерений в широком температурном диапазоне T= (1.8-50) K, также измерения были проведены в наклонных магнитных полях при конечной температуре T=1.8 K. Холловские концентрация и подвижность при T=1.8 K составили соответственно $n_H = 6.8\times10^{11}$ см$^{-2}$, $\mu_H = 2\times10^5$ см^2/(В×с), что свидетельствует о высоком качестве выращенных гетероструктур.

В перпендикулярном магнитном поле отношения амплитуд оШдГ, взятых при различных температурах, дают возможность определить циклотронную эффективную массу m* в приближении независимости квантового времени жизни от температуры, в диапазоне магнитных полей, где можно пренебречь осцилляциями уровня Ферми (УФ). Согласно формуле Лифшица-Косевича [1], определенная таким образом $m^*=0.037m_0$, где m_0-масса свободного электрона. Из полнопрофильной подгонки оШдГ установлено, что уширение уровней Ландау (УЛ) Г имеет гауссов тип [2]; определено, что эффективный g-фактор электронов g⊥*|=10. Измерения в наклонных магнитных полях позволяют оценить анизотропию g-фактора |g||*/g⊥*|; полученная анизотропия составила |g||*/g⊥*|=0.6.

Поведение продольной проводимости в центре плато КЭХ связано с существованием щелей подвижности в квантующем магнитном поле. Когда УФ оказывается между УЛ, то проводимость системы обусловлена термической активацией электронов с УФ в узкую полосу разрешенных состояний шириной Г вблизи центра УЛ. Зависимость проводимости от температуры в таком случае может быть описана активационным уравнением Аррениуса [4]. Стоит отметить, что данное описание корректно только для целочисленных факторов заполнения и для малых номеров УЛ, иначе данный метод не даст достоверного значения энергии активации вследствие перекрытия плотностей состояний с соседних УЛ [5]. Для спиновых щелей обнаружена зависимость g* от фактора заполнения v, g*=10.7-14.3 для v=3-11. Для орбитальных щелей в четных v=4-10 наблюдается активационная зависимость как при низких температурах T<5 K, так и при высоких T>17 K, при этом определено, что энергия низкотемпературной активации линейно зависит от магнитного поля, для высокотемпературной наблюдается нелинейный рост энергии при росте магнитного поля, что связано с гауссовым типом уширения уровней и обменным усилением g*.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» Г.р. № 122021000039-4.

*[1] I. M. Lifshitz, A.M. Kosevich, JETP, **2**, 636 (1956),*
[2] Д.Шенберг, Магнитные осцилляции в металлах, Мир, Москва (1986),
*[4] A. Usher, et. al, Phys Rev B, **41**, 1129 (1990),*
*[5] М.Г. Гаврилов, И.В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ, **43**, 79 (1986).*

Интерфейсные состояния в структурах с квантовыми ямами ZnSe/BeTe в сильном магнитном поле

Белова Д.Д., Котова Л.В., Гуревич А.С., Кочерешко В.П.

Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, С. Петербург, Россия

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) структур с квантовыми ямами ZnSe/BeTe не имеющих общего атома на интерфейсах исследованы в магнитных полях до 40 Тл. Структуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs толщиной 0,5 мм с ориентацией [001] и состояли из десяти периодов, каждый из которых включает в себя слой ZnSe толщиной 20 нм и слой BeTe толщиной 10 нм Структуры ZnSe/BeTe относятся к гетероструктурам типа-II, в которых электроны и дырки квантуются в соседних слоях.

Слои ZnSe и BeTe не имеют общих ионов. В результате, геторограницы между этими слоями образуют другое химическое соединение: ZnTe или BeSe. В спектрах ФЛ наблюдались линии люминесценции, которые мы связываем с пространственно прямыми оптическими переходами в слоях ZnSe на энергии 2.8 эВ, непрямыми переходами из слоя BeTe в слой ZnSe на энергии 1,89 эВ и интерфейсной рекомбинацией на энергии 1,82 эВ электрона из слоя ZnSe с дыркой, локализованной в слое ZnTe на интерфейсе [1].

В магнитном поле все линии в спектрах ФЛ испытывали квадратичный по полю диамагнитный сдвиг в сторону больших энергий. Линии ФЛ непрямых переходов и интерфейсной рекомбинации смещались в сторону больших энергий с константой диамагнитного сдвига $d \approx 7$ мкэВ/Тл^2. Линия ФЛ прямого перехода также испытывала диамагнитный сдвиг с константой $d \approx 3.5$ мкэВ. Простая оценка по классической формуле позволяет оценить боровский радиус этих состояний:

$$d = \frac{e^2}{12\mu c^2} a_B^2 , \qquad (1)$$

здесь: μ приведенная масса рекомбинирующих носителей, a_B эффективный боровский радиус этого состояния.

Зная эффективные массы электрона и дырки, можем оценить величину боровского радиуса. Эффективная масса электрона в ZnSe $m_e = 0.15 m_0$ и дырки $m_h = 0.8 m_0$. Получаем, для прямого экситона боровский радиус составляет порядка 6 нм; а для непрямого порядка 8 нм.

Из величины зеемановского расщепления наблюдаемых линий прямого экситона можно оценить величину g-фактора: $g \approx 0.88$ что соответствует величине g-фактора экситона в объемном ZnSe. Действительно, размерное квантование слабо влияет на прямой экситон в данной гетероструктуре и поправки к g-фактору за счет квантования оказываются не существенными.

[1] А.С. Гуревич, В.П. Кочерешко, А.В. Платонов, Б.А. Зякин, А. Вааг, Г. Ландвер "Таммовские интерфейсные состояния в периодических гетероструктурах ZnSe/BeTe" Физика Твердого Тела Т47, вып.10, стр.1886-1893 (2005)

Плазменные колебания в двумерных электронных системах с массивом электродов

Никонов А.В.[1,2], Заболотных А.А.[1], Волков В.А.[1]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7*
[2]*НИУ «Высшая школа экономики», 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20*

Работа посвящена исследованию коллективных колебаний носителей заряда — плазменных волн или плазмонов — в двумерных (2D) электронных системах, вблизи которых расположен бесконечный или полубесконечный периодический массив металлических электродов («решетка» затворов) в форме полос. 2D система считается бесконечной и однородной, расстояние между системой и затворами считается малым по сравнению с шириной затворов W и расстоянием между соседними затворами b, см. рис. 1.

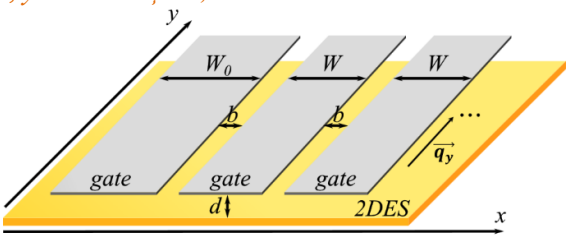


Рис. 1. –Схема 2D электронной системы с массивом затворов, обрывающимся затвором ширины W_0

В рамках классического подхода [1], изучены плазменные волны, распространяющиеся вдоль затворов и, соответственно, имеющие конечный волновой вектор q_y, как показано на рис. 1. Считалось, что волны в неэкранированной части 2D системы не возбуждаются, так как их частоты при том же значении q_y значительно выше, чем в экранированной части. Отметим, что в целом данная работа является обобщением работы [1], в которой были рассмотрены плазмоны в однородной 2D системе с *одиночным* затвором, на случай периодического массива затворов.

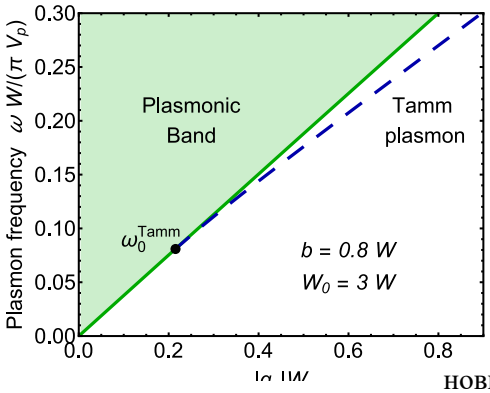


Рис. 2. –Спектр плазмонов в 2D системе с полубесконечной решёткой затворов.

В работе рассматриваются бесконечная решетка, а также полубесконечная решетка с «обрывом». В случае 2D системы с бесконечной решеткой получено, что для частот плазмонов возникает зонная структура, состоящая из чередующихся разрешенных и запрещенных зон. В случае полубесконечной решетки при ширине крайнего затвора W_0 отличной от W в запрещенных зонах возникают локализованные в поперечном направлении таммовские плазмонные моды. При $W_0 > W$ основная таммовская мода лежит по частоте ниже основной разрешенной зоны, см. рис. 2. Однако, основная таммовская мода имеет конечную щель в спектре, т.е. при конечном значении частоты ω_0^{Tamm} и волнового вектора происходит её касание разрешённой плазмонной зоны. В предельном случае $b \gg W$ и $W_0 \gg W$ щель ω_0^{Tamm} стремится к нулю, а сама мода становится околозатворной [1], локализованной на крайнем затворе. Частоты как плазмонов в разрешенной зоне, так и таммовских плазмонов лежат выше частоты плазмонов в полностью экранированной системе [2].

При $W_0 < W$ основная таммовская мода лежит по частоте выше основной разрешённой зоны и, соответственно, является высокочастотным возбуждением. Нижними по частоте возбуждениями в этом случае являются делокализованные плазмоны из основной разрешённой зоны.

А.А. Заболотных благодарит за финансовую поддержку Фонд развития теоретической физики и математики “БАЗИС” (грант № 23-1-3-42-1).

*[1] A. A. Zabolotnykh, V. A. Volkov, Phys. Rev. B **99**, 165304(2019)*
*[2] А.В. Чаплик, ЖЭТФ**62**, 726(1972)*

Сверхпериодические модуляции в сверхмногопериодных сверхрешетках GaAs/AlGaAs, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии

Горай Л.И.[1,2,3,4,5], Пирогов Е.В.[2], Соболев М.С.[2], Дашков А.С.[2], Борисов М.М.[6], Якунин С.Н.[6], Юнин П.А.[7], Буравлев А.Д.[1,3,4,5,8]

[1]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5*
[2]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова,194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3, А*
[3]*ИАП РАН, 198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 31-33, А*
[4]*Университет при МПА ЕврАзЭС, 199226, Санкт-Петербург, ул. Смолячкова, 14/1*
[5]*МФТИ, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9*
[6]*НИЦ «Курчатовский Институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, 1*
[7]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[8]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

Дифракционные исследования рефлектометрия и дифрактометрия) сверхмногопериодных (СМП) образцов сверхрешеток (СР) GaAs/AlGaAs различного состава (легированные и нелегированные), со 100–800 периодами и различными толщинами ям и барьеров, выращенных на установке молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) Riber™ 49, проводились на станции «Фаза» синхротронного источника «КИСИ-Курчатов», а также в лаборатории. Рефлектометрические измерения на СИ были выполнены в режиме высокого углового разрешения в диапазоне скользящих углов 0–10° при энергии пучка 4–12 кэВ с отклонениями по энергии не более 0.7% [1, 2].

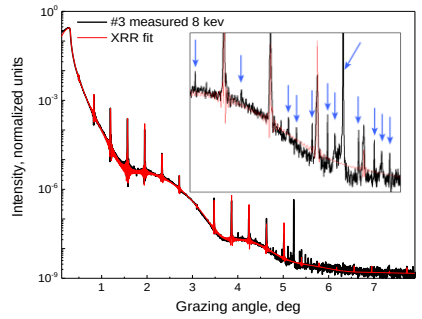


Рис.1. – Коэффициент отражения СР [GaAs(10нм)/$Al_{0.2}Ga_{0.8}As$(1.5нм)]×400.

На источнике СИ для большинства исследуемых СМП СР высокого качества были обнаружены «глитчи» — неосновные брэгговские пики рентгеновского отражения, которые затем наблюдались и на лабораторных дифрактометрах. Они становятся заметными при достаточно больших углах скольжения, начиная с ~1.5°–2°. Высокоточный фитинг с использованием метода глубокой рентгеновской рефлектометрии [3] показал, что эти пики соответствуют сверхпериодичности структуры с периодом порядка 3−5 периодов СР. Интенсивность данных пиков сравнима с интенсивностью брэгговских пиков, начиная с номера ~10 и выше, т. е. искажение структуры достаточно мало. Это соответствует осцилляциям толщин слоев и/или состава порядка нескольких процентов. Определение амплитуды и положений глитчей на высокоугловых дифрактограммах происходило аналогичным образом и подтвердило результаты обработки рефлектометрических данных.

При моделировании сверхпериода оказалось, что только модуляция слоя AlGaAs может дать наблюдаемый результат. Исследования показали, что дополнительная модуляция обусловлена постоянным вращением вокруг своей оси манипулятора, по радиусу которого располагается структуры, и не зависит от скорости открывания затвора источника. Для образца, расположенной в центре манипулятора, подобные малые возмущений видны только на больших углах скольжения (>4° – см. рис. 1). Они могут не проявляться на других энергиях СИ [4]. Разница в периодах и величинах дополнительных колебаний, скорее всего, обусловлена разницей времен роста слоев структур, что определяется изменением времени возврата подложки в исходную точку относительно открытия затвора источника Al.

[1] http://kcsni.nrcki.ru/pages/main/sync/beamlines/phaza/index.shtml.
*[2] L.I. Goray et al., Tech. Phys. Lett., **47**(10), 757 (2021).*
*[3] L.I. Goray et al., J. Phys. Appl. Phys., **53**(45), 455103 (2020).*
*[4] L.I. Goray et al., Mater. Scien. Semicon. Proc., **169**, 107875 (2024).*

Структурные и оптические свойства T2SL InAs/GaSb с компенсацией упругих напряжений, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.

Ерошенко Г.Н.[1], Кривобок В.С.[1,2], Ченцов С.И.[1], Минаев И. И.[1], Клековкин А. В.[1], Савин К. А.[1], Гончаров А.Е.[2], Муратов А.В.[1], **Дубовая А.Р.**[1,3],Свиридов Д.Е.[1], Николаев С.Н.[1].

[1]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр-т., 53*
[2]*ГНЦ РФ АО «НПО «Орион», 111538 Москва, ул. Косинская, д.9,*
[3]*Московский физико-технический институт, 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9*

Полупроводниковые приборы, изготовленные для среднего и дальнего ИК диапазона, на основе соединений A^3B^5 содержащих сурьму вызывают все больший интерес. Преимуществами группы материалов с постоянной решетки 6.1 Å являются прочные химические связи, высокая подвижность, стабильность и возможность подавления Оже-рекомбинации за счет непрямых переходов [1,2]. Примером таких структур являются сверхрешетки 2 типа InAs/GaSb с упруго напряженными слоями InAs. В данной работе обсуждается получение сверхрешеток InAs/GaSb с компенсацией упругих напряжений за счет внедрения интерфейсных слоев In(As)Sb, а также исследуются структурные и оптические свойства подобных систем.

Гетероструктуры с InAs/GaSb сверхрешетками, содержащие до 300 периодов, были выращены методом молекулярно–лучевой эпитаксии на установке Compact-21T фирмы Riber на подложках GaSb (100). Использовались как низколегированные с дырочной проводимостью, так и подложки, высоколегированные примесью теллура. Компенсация упругих напряжений, возникающая за счет большого рассогласования решеток (~0.6%) между слоями InAs и GaSb достигалась за счет внедрения промежуточных слоев InSb или InAsSb более подробно описана в работе [3]. Качество поверхности, структурное совершенство и параметры слоев полученных сверхрешеток InAs/GaSb были исследованы с помощью рентгеноструктурного анализа, а также зондовой и просвечивающей электронной микроскопии. Результаты данных исследований позволили оптимизировать дизайн сверхрешетки и параметры роста.

Электронный спектр сверхрешеток был исследован с помощью измерений спектров пропускания/отражения при температурах 77, 300К в сочетании с расчетами в рамках kp метода. Было установлено спектральное положение, по крайней мере, пяти основных переходов с участием электронных и дырочных минизон сверхрешетки и определено их положение по отношению ко дну зоны проводимости объемного InAs. Анализ полученных данных указывает на то, что используемая процедура формирования интерфейсов, в целом, позволяет получать сверхрешетки пригодные для создания детекторов дальнего ИК диапазона. В тоже время, при расчете квантового дизайна соответствующих материалов необходимо учитывать заметный низкочастотный сдвиг края фундаментального поглощения по сравнению с результатами стандартных расчетов в рамках kp метода. Данная особенность определяется, предположительно, непригодностью стандартных граничных условий Бастарда для точного моделирования материалов с интерфейсными слоями.

[1] Rogalski A., Martyniuk P., Kopytko M. InAs/GaSb type-II superlattice infrared detectors: Future prospect //Applied physics reviews. – 2017. – Т. 4. – №. 3.
[2] Grein C. H., Cruz H., Flatte M. E., Ehrenreich H. Theoretical performance of very long wavelength InAs/In x Ga1− x Sb superlattice based infrared detectors //Applied Physics Letters. – 1994. – Т. 65. – №. 20. – С. 2530-2532.
[3] Krivobok V. S. et al. Interface Design Development for Growing Short-Period InAs/GaSb Superlattices by Molecular-Beam Epitaxy //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2023. – Т. 50. – №. 9. – С. 396-402

Температурная зависимость структуры минизон короткопериодной сверхрешетки InAs/GaSb

Дубовая А.Р.[1,2], Кривобок В.С.[2,3], Ерошенко Г. Н.[2], Минаев И. И.[2], Клековкин А. В.[2], Савин К. А.[2], Гончаров А.Е.[3], Муратов А.В.[2], Николаев С.Н.[2]

[1]*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия*
[2]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*
[3]*ГНЦ РФ АО «НПО «ОРИОН», Москва, Россия*

Для фотодетекторов, работающих в MWIR и LWIR диапазонах, хорошо известным материалом, который является основным конкурентом систем на основе КРТ (HgCdTe) и квантовых ям, являются сверхрешетки второго типа (type-II superlattice T2SL). Общераспространенной парой материалов для реализации T2SL систем является InAs и GaSb, принадлежащих к семейству 6,1 Å. Проявленный интерес к подобным материалам объясняется возможностью подавления Оже-рекомбинации и межзонного туннелирования в фотодетекторах на T2SL, по сравнению с фотодетекторами на полупроводниковых квантовых ямах и HgCdTe.

Не смотря на востребованность T2SL гетероструктур, в первую очередь, для нужд фотосенсорики, в современной литературе практически не обсуждается перестройка одноэлектронного спектра сверхрешеток с температурой. При разработке квантового дизайна обычно опираются на расчеты в рамках kp метода не учитывающие температурную зависимость как ширин запрещенной зоны InAs, GaSb так и скачков потенциала на интерфейсах InAs/GaSb. В тоже время, соответствующие поправки могут приводить к заметным сдвигам края фундаментального поглощения сверхрешеток, определяющего длинноволновую границу чувствительности полупроводникового прибора и влияющую на его шумовые характеристики.

В данной работе на основе измерений спектров поглощения/отражения в среднем и дальнем ИК диапазонах исследована температурная перестройка минизон сверхрешетки InAs/GaSb с соотношением толщин InAs/GaSb равным 2 и периодом сверхрешетки 7.5 нм. Измерения проводились в диапазоне температур 77-300К с использованием Фурье-спектрографа Bruker IFS-125HR. Для роста структур использовалась молекулярно-пучковая эпитаксия на подложках GaSb(100) легированных теллуром. Чтобы исключить заметное влияние несвязанных носителей на оптические спектры сверхрешеток мы использовали подложки, компенсированные теллуром. Для стабилизации структуры использовались интерфейсные слои In(As)Sb [1]. Качество структур было подтверждено измерениями рентгеновских кривых качания и электронной микроскопией. Для моделирования электронного спектра сверхрешеток использовались расчеты в рамках метода огибающей волновой функции.

На основе сопоставления полученных экспериментальных данных с расчетами было установлено, что положение края фундаментального поглощения сверхрешетки слабо зависит от температуры. Данная особенность указывает на то, что разрыв зон между слоем GaSb и напряженным слоем InAs практически не чувствителен к температуре. В тоже время, минизоны, сформированные высоколежащими минизонами, демонстрируют заметный температурный сдвиг, приблизительно соответствующий изменениям ширины запрещенной зоны InAs с температурой, характеризующейся комплексной диэлектрической функцией, а также спецификой их минизонного энергетического спектра, в частности междузонными переходами.

[1] Krivobok V. S. et al. Interface Design Development for Growing Short-Period InAs/GaSb Superlattices by Molecular-Beam Epitaxy //Bulletin of the Lebedev Physics Institute. – 2023. – Т. 50. – №. 9. – С. 396-402.

Оптические фононы нанопроволок GaP со встроенной каплей Ga

Тараненко А.В.[1,2], Басалаева Л.С.[1], Фёдоров В.В.[3], Тумашев В.С.[1], Милёхин А.Г.[1]

[1]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева,13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*
[3]*СПбАУ им Ж.И. Алферова РАН, 197101, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8 к3*

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы или нанопроволоки (НП) обладают рядом исключительных свойств: высоким кристаллографическим совершенством, возможностью контроля структурных и оптических параметров, устойчивостью к механическим деформациям и др., перспективных для устройств наноэлектроники, нанофотоники и сенсорики. НП GaP представляют особый интерес благодаря близости постоянных кристаллических решеток Si и GaP, что делает эти структуры совместимыми с кремниевой технологией. Однако изучение оптических свойств одиночных НП ограничено из-за их малых размеров и, как следствие, малого оптического отклика. Спектроскопия гигантского комбинационного рассеяния света (ГКРС) позволяет значительно увеличить оптический ответ одиночной структуры при взаимодействии с плазмонной металлической структурой [1]. В качестве такой структуры может выступать наночастица Ga, участвующая в процессе роста НП GaP.

В данной работе изучены НП GaP диаметром 60 и 104 нм со встроенной каплей Ga, синтезированные на подложке Si (111) методом молекулярно-лучевой эпитаксии с помощью самокаталитического механизма пар-жидкость-кристалл. Структурные и оптические свойства НП GaP были изучены с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ) и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). Измерения проводились на экспериментальной установке HORIBA XploRa Plus, состоящей из КРС-спектрометра и модуля АСМ. Типичное АСМ изображение НП GaP с каплей Ga (левый край НП) представлено на Рис. 1а. В спектрах КРС НП GaP (Рис.1в) наблюдаются основные фононные моды: мода поперечного оптических (TO), продольных (LO) и поверхностных (SO) фононов. Обнаружено усиление интенсивности оптических фононных мод в области капли Ga относительно центра НП за счет явления локализованного поверхностного резонанса (фактор 5 и 10 для диаметра НП 60 и 104 нм). Карта микро-КРС НП GaP представлена на Рис. 1 б. Получены карты и спектры микро-КРС НП GaP при различных направлениях поляризации падающего и рассеянного света. Обсуждается влияние геометрии рассеяния на интенсивность основных фононных мод в спектрах КРС и ГКРС.

Исследование поддержано Российским Научным Фондом (грант №22-12-00302).

*[1] A.G. Milekhin et al., Physica E, **75**, 210 (2016).*

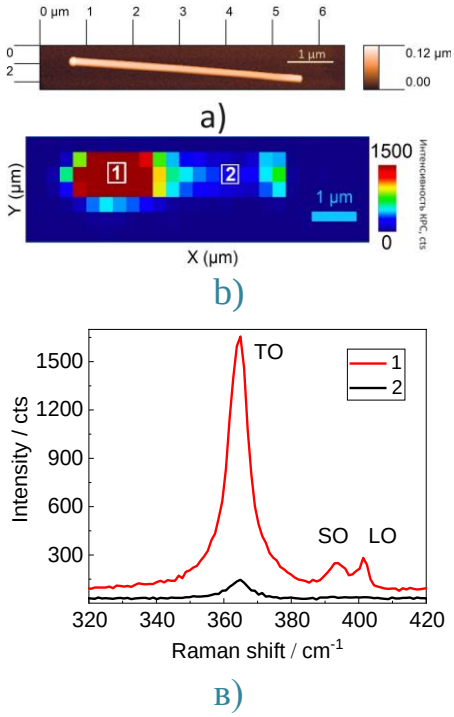


Рис.1. – а) АСМ изображение нанопроволоки GaP диаметром 104 нм. Диаметр галлиевой капли равен 130 нм; б) Карта микро-КРС нанопроволоки GaP диаметром 104 нм в области TO моды. в) Типичные спектры КРС нанопроволоки GaP вблизи (кривая 1) и вдали (кривая 2) от капли Ga.

Электрические и фотоэлектрические свойства пленки нанопластинок CdSe

Саитов Ш.Р.[1], Снигирев Г.О.[1], Смирнов А.М.[1], Манцевич В.Н.

[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1*

Изготовление квазидвумерных структур, нанопластин (НП) с помощью методов коллоидного синтеза позволяет получить большую концентрацию монодисперсных НП с заданными параметрами их структуры, что делает эти структуры интересными для создания фотодетекторов на их основе [1] или на основе композитных материалов, содержащих эти частицы [2]. При этом исследование процессов генерации, переноса и рекомбинации носителей заряда в кластерах НП остается актуальной задачей. В силу того, что НП при нанесении на поверхность вместо однородной пленки зачастую образуют кластеры размерами порядка 10 мкм, электроды для электрических измерений были выполнены из слоёв титана и золота по 40 нм каждый в виде встречно-штырьевой структуры с зазором 7 мкм. Для исследования были выбраны НП с гетероструктурой типа ядро-оболочка 3.5 монослоя CdSe в качестве ядра и 3 монослоя CdS с каждой стороны НП в качестве оболочки. Методика изготовления коллоидного раствора НП в хлороформе представлена в работе [3]. Раствор НП, покрытых олеиновой кислотой (ОК) в качестве лиганда, был нанесен на электроды и высушен при температуре 70 °C в среде аргона при атмосферном давлении. Толщина получившейся неоднородной пленки составила около 80 нм.

На рисунке 1 (левая панель) представлены спектральные зависимости фотопроводимости $\Delta\sigma_{ph}(h\nu)/N$, полученные при поданном напряжении $V = 1$ В, температуре $T = 296$ К и давлении ~3 Па до и после отжига образца. Отжиг проводился при $T = 420$ К и давлении 10^{-3} Па в течение 1 минуты. В результате отжига значение фотопроводимости выросло на 2.5 порядка величины на всём исследованном диапазоне энергий кванта $h\nu$ падающего излучения, при этом форма зависимости в области $h\nu > 1.8$ эВ изменилась незначительно.

Для исследования процессов переноса носителей заряда в образце была исследована температурная зависимость проводимости $\sigma(T)$ при наличии и в отсутствии освещения. При освещении энергия кванта $h\nu$ составляла 2.05 эВ, а интенсивность 10^{15} см$^{-2}$с$^{-1}$. При измерении представленных зависимостей сначала происходил нагрев (светло-серые точки) и охлаждение (пустые точки) при освещении, затем нагрев (черные точки) и охлаждение (темно-серые точки) в отсутствие света. Остаточная фотопроводимость наблюдается в области температур от 142 К до 235 К и при дальнейшем нагреве немонотонно спадает до величин меньших темновой проводимости. Зависимость $\sigma(T)$ темновой проводимости совпадает с представленной на рисунке темновой зависимостью, полученной при охлаждении.

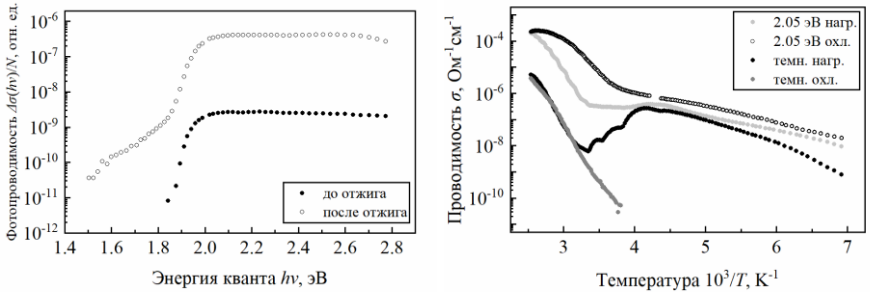


Рис.1. Левая панель: Спектральные зависимости фотопроводимости Δσph(hν), нормированные на число падающих квантов N, полученные до (заполненные точки) и после отжига (пустые точки). Правая панель: Рис.2. Температурные зависимости проводимости σ(T), полученные при освещении монохроматическим светом с энергией кванта 2.05 эВ и интенсивностью 1015 см-2с-1 (нагрев – светло-серые, охлаждение – белые точки) и темновая проводимость, полученная сразу после измерения σ(T) при наличии освещения.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 23-72-10008).

[1] Lhuillier E. et al. // Nano Lett. V. 14 (5). P. 2715–2719 (2014).
[2] Saitov S.R. et al. // Org. Electron. V. 112. P. 106693 (2023).
[3] Saidzhonov, et. al. // J. Lumin. 2019. V. 209. P. 170-178 (2019).

Фото- и электролюминесценция в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в среднем ИК диапазоне

Янцер А.А.[1,2], Румянцев В.В.[1], Окомельков А.В.[1], **Фадеев М.А.**[1], Уточкин В.В.[1], Разова А.А.[1,2], Мажукина К.А.[1,2], Михайлов Н.Н.[3], Дворецкий С.А.[3], Варавин В.С.[3], Гавриленко В.И.[1,2], Морозов С.В.[1,2]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*
[3]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13*

В настоящее время разработка полупроводниковых излучателей среднего инфракрасного диапазона (ИК) является одной из приоритетных задач прикладной физики. Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe обладают рядом свойств, обеспечивающих возможность разработки на их основе межзонных лазеров среднего ИК и ТГц диапазонов. Так, в КЯ можно значительно уменьшить вклад «пороговой» оже-рекомбинации за счёт подбора оптимальных параметров КЯ при заданной энергии межзонных переходов [1]. В работах [2-5] представлены результаты исследования стимулированного излучения при оптической накачке гетероструктур HgCdTe (КРТ) с КЯ на длинах волн от 2.5 до 31 мкм. Однако для разработки компактного прибора предпочтительна токовая накачка, которая затруднена получением материала КРТ p-типа, т.к. элементы I группы очень легко диффундируют за пределы области легирования в процессе роста и последующего отжига, а в работе с элементами V группы требуется дополнительный отжиг, из-за чего эти элементы встраиваются вместо Te, а не вместо Cd или Hg. В данной работе исследуется альтернативный метод токовой накачки: ударная ионизация в сильном электрическом поле для получения неравновесных вырожденных распределений, в которых возможно усиление на межзонных переходах без сформированного p-n перехода.

Структуры, исследуемые в этой работе, выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующих подложках GaAs (013) [3] с буферами ZnTe и CdTe. Активная область 3-х структур представляет собой КЯ HgCdTe в количестве 1, 5 и 15. Четвертая структура представляет собой объёмную плёнку HgCdTe с содержанием кадмия ~21%. Для осуществления токовой накачки на структуры сверху напылялись по два прямоугольных многослойных контакта Ti/Mo/Au с толщинами слоев 20/30/100 нм и щелью между ними 200 или 500 мкм. К контактам через индиевый припой припаивалась медная или серебряная проволока.

В ходе работы исследовались фото- и электролюминесценция 4-х образцов. Для каждого образца были записаны реперные спектры межзонной фотолюминесценции при различных температурах, затем на контакты подавался мощный импульсный сигнал для реализации межзонного пробоя за счёт ударной ионизации. В результате во всех четырех структурах удалось наблюдать сверхлинейную вольтамперную характеристику и сигнал электролюминесценции, при этом наблюдалось лишь спонтанное излучение. Как показывают проведённые оценки, для наблюдения лазерного эффекта, необходимо изменить дизайн структур, а также использовать большие величины напряжённости электрического поля и длительности импульсов возбуждения,

Работа поддержана грантом РНФ № 22-12-00310.

[1] М.А. Фадеев et al., Квантовая электроника 49.6, 556-558 (2019).
[2] M.A. Fadeev et al., Optical Engineering 60.8, 082006-082006 (2021).
[3] V. V. Utochkin et al., Laser Physics 31.1, 015801 (2020).
[4] S.V. Morozov et al., ACS photonics 8.12, 3526-3535 (2021).
[5] V. V. Rumyantsev et al. Applied Physics Letters 121.18 (2022).

Анализ оптического отклика полупроводниковых гетероструктур на основе квантовых ям методами квантовой теории поля

Захарченко М.В., Глинский Г.Ф.

СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт Петербург, ул. Проф. Попова, 5

Оптические свойства полупроводниковых гетероструктур активно исследуются в последние годы в связи с возможностью создания на их основе различных устройств оптической и квантовой электроники, таких как квантово-каскадные структуры, работающие в терагерцовом диапозоне, и поляритонные микрорезонаторы [1]. Развитие технологии молекулярно-пучковой эпитаксии в настоящее время позволяет получать структуры высокого качества, представляющие существенный интерес для экспериментальных исследований [2]. В спектрах отражения и поглощения света таких систем наблюдаются ярко выраженные резонансы, соответствующих энергиям экситонных возбуждений.

Теоретическое решение задачи об отражении света от структур с квантовыми ямами, как правило формулируется в виде простой полуаналитической модели [3, 4], в рамках которой оптический отклик определяется через функции Грина невзаимодействующих фотонов и экситонов. Такой метод позволяет качественно верно описывать экспериментально наблюдаемые спектры отражения электромагнитных волн. Однако для обеспечения удовлетворительного количественного соответствия с данной теорией зачастую приходится прибегать к подгонке параметров исследуемых квантовых ям [2].

В настоящей работе предлагается новый наиболее общий подход к анализу спектров отражения света от полупроводниковых гетероструктур. В основе развитого метода лежит функциональная формулировка квантовой теории поля [5, 6], в рамках которой удаётся получить точные уравнения, связывающие между собой функции Грина взаимодействующих фотонов и экситонов. Векторный потенциал полного электромагнитного поля A определяется через потенциал падающей на структуру электромагнитной волны A_0 следующим образом

$$A = A_0 + D_0 \Gamma_0 K \Gamma_0 A_0,$$
$$K = K_0 + K_0 \Gamma_0 D_0 \Gamma_0 K,$$

где D_0 и K_0 – функции Грина невзаимодействующих фотонов и механических экситонов, Γ_0 – вершинная функция, определяющая взаимодействие. Точная функция Грина экситонов K здесь, по существу, удовлетворяет уравнению Бете–Солпитера.

Решение данных уравнений осуществляется в рамках биортогонального формализма квантовой теории, который с успехом применялся при анализе резонансного туннелирования носителей заряда в системах с квантовыми барьерами [7]. Представленный математический подход отличается универсальностью и простотой с точки зрения вычислений. В простейшем случае задачи об оптическом отклике одиночной квантовой ямы посредством ряда упрощений решение сводится к известным аналитическим результатам [4]. Для анализа более сложных физических систем решение задачи без труда реализуется численно и обеспечивает лучшее согласие с результатами экспериментальных исследований, по сравнению с уже существующими методами расчёта спектров отражения. При этом не требуется прибегать к подгонке параметров анализируемых структур.

*[1] P. Yu. Shapochkin et al., Phys. Rev. B, **99**, 035431 (2019).*
*[2] P. Yu. Shapochkin et al., Phys. Rev. App., **12**, 034034 (2019).*
*[3] F. Tassone, F. Bassani, L. Andreani, Il Nuovo Cimento D, **12**, 1673 (1990).*
*[4] Е. Л. Ивченко, ФТТ, **33**, 2388 (1991).*
*[5] G. F. Glinskii, Z. G. Koinov, Teor. Mat. Fiz., **70**, 252 (1987).*
*[6] G. F. Glinskii, Z. G. Koinov, Phys. Stat. Sol., (b) **155**, 501 (1989).*
*[7] М. В. Захарченко, Г. Ф. Глинский, ЖТФ, **93**, 1396 (2022).*

Особенности квантования кондактанса многоканальных квантовых точечных контактов

Сарыпов Д.И. [1,2], Похабов Д.А.[1,2], Погосов А.Г.[1,2], Жданов Е.Ю.[1,2], Шевырин А.А.[1,2], Бакаров А.К.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

Квантовые точечные контакты (КТК) с боковыми затворами, отделенными от сужения КТК литографическими траншеями обладают широкими возможностями модификации ограничивающего потенциала. В отличие от КТК с металлическими затворами, КТК траншейного типа позволяют подавать на затворы как отрицательные, так и положительные потенциалы, в том числе прикладывать большие разности затворных напряжений. Возможность приложения заметных напряжений позволила выявить образование нескольких параллельных проводящих каналов с квантующимся кондактансом в одиночном сужении КТК [1].

В настоящей работе в КТК с боковыми затворами реализован и изучен режим многоканального электронного транспорта с независимым квантованием кондактанса отдельных каналов [2]. Моделирование кондактанса суммой квантующихся кондактансов позволило воспроизвести сложную экспериментальную картину зависимости кондактанса от суммы и разности затворных напряжений. Рассмотренная модель воспроизводит следующие экспериментально наблюдаемые особенности квантования кондактанса: отсутствие некоторых плато, прыжки кондактанса на $4e^2/h$ и на величины, не кратные $2e^2/h$, появление аномальных плато при значениях, не кратных $2e^2/h$, эволюция аномальных плато при изменении разности затворных напряжений и низкая видность некоторых плато (см. рис. 1) [3]. В работе рассматривается также микроскопический механизм многоканальности. Показано, что перераспределение электронов в КТК, обусловленное их кулоновским взаимодействием между собой, а также с заряженными донорами и X-долинными электронами, приводит к появлению многоканальности, наблюдаемой экспериментально. Результаты численного моделирования перераспределения электронов и их сравнение с экспериментальными измерениями кондактанса КТК траншейного типа демонстрируют формирование многоямного ограничивающего потенциала [4].

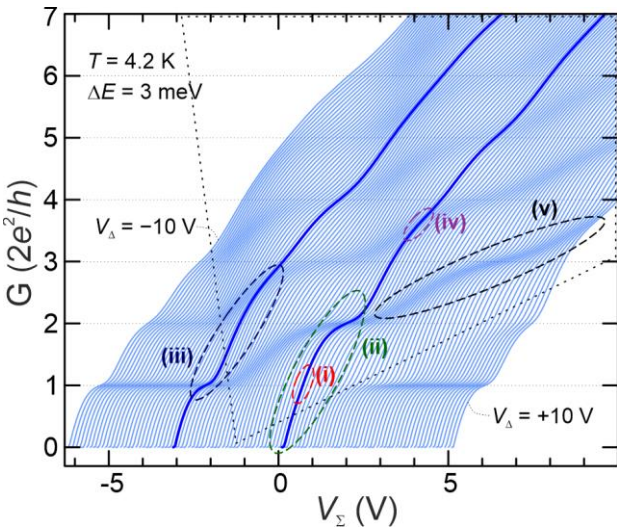


Рис.1. – Серия затворных характеристик кондактанса двухканального КТК при различных значениях разности затворных напряжений. Показаны примеры особенностей кондактанса: (i) отсутствие плато при значении, кратном $2e^2/h$, (ii) прыжок кондактанса на $4e^2/h$, (iii) прыжок кондактанса на величину, не кратную $2e^2/h$, (iv) аномальное плато при значении, не кратном $2e^2/h$, (v) плавное изменение кондактанса на плато от кривой к кривой.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 22-12-00343).

[1] D. A. Pokhabov, et al., Appl. Phys. Lett. 118, 012104 (2021).
[2] D. A. Pokhabov, et al., JETP Lett. 117, 299-305 (2023).
[3] D. A. Pokhabov, et al., JETP Lett., 119, 380–388 (2024).
[4] D. I. Sarypov, et al., JETP Lett., 116, 360-366 (2022).

Импеданс-спектроскопия high-k UTBB SOI структур с высокоомными TR-HR слоями для СВЧ ИС

Жилицкий В.Е.[1], Антонов В.А[1], **Попов В.П.[1]**, Мяконьких А.В.[2], Руденко К.В.[2]

[1]*ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*ФТИАН РАН им. К.А. Валиева, 117218, Москва, Нахимовский проспект, д.36 к.1*

Суб-28 нм нормы кремниевой КМОП-технологии позволяют достигать сверхвысоких (>400 ГГц) частот переключений МОП-транзисторов [1], и выпускать СВЧ интегральные схемы (ИС) на структурах кремний-на-изоляторе (КНИ или англ. SOI) с высокоомными подложками и микрометровыми слоями поликремния *TR-HR SOI*® [2]. Несмотря на успешное внедрение 300 мм *TR-HR SOI*® высокоомных пластин выращенного в магнитном поле кремния Чохральского (mCz Si), с меньшим содержанием примесного кислорода и меньшей стоимостью, чем у бестигельного кремния (FZ Si), необходимость формирования дополнительного высокоомного поликремниевого слоя ловушек под толстым (>100 нм) слоем встроенного изолятора (buried oxide – BOX) не только увеличивает стоимость, но и не позволяет создавать энергоэффективные СВЧ ИС на многозатворных FD MOS-транзисторах с полным обеднением и динамически регулируемым со стороны подложки пороговым напряжением транзисторов. Целью работы являлось сравнение электрофизических параметров, определяемых методом импеданс-спектроскопии на КНИ МОП структурах и CPW линиях в диапазоне частот 1-5000 кГц, с TR-HR слоями, сформированными имплантацией ионов CO^+ в подложке под областью расположения СВЧ элементов, на стандартных КНИ пластинах, на КНИ пластинах с BOX слоем с высокой диэлектрической проницаемостью (high-k BOX), а также на поверхность высокоомных подложек кремния вместо поликремния, наносимого CVD осаждением.

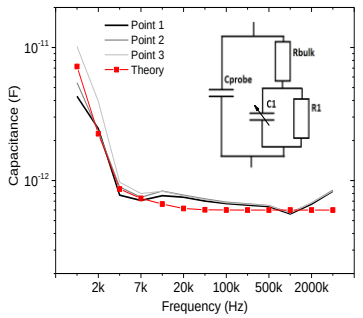


Рис.1. – Частотные зависимости емкости КНИ МДП конденсаторов с 35 нм SiO_2 и 12 нм HfO_2 слоями BOX

Формирование TR-HR слоев непосредственно в подложке имплантацией ионов CO^+ обеспечивает снижение проходной емкости C_p и увеличение эффективного сопротивления подложки ρ_{eff}, сравнимое с TR-HR SOI® является эффективным благодаря возможности локализации участков с радиочастотными элементами, интегрированными с КМОП-транзисторами ИС [3]. Электрофизические свойства мезаструктур на TR-HR SOI структурах определялись методом импеданс-спектроскопии в зависимости от частоты ω и напряжения смещения V. Данные C-V (V, ω) и G-V (V, ω) демонстрируют минимальную емкость из-за образования 2 мкм области пространственного заряда (SCR) за TR слоем при 30с быстрых термообработках (БТО) до T ≤ 900°C и неизменной толщине SCR после БТО с T ≥ 1000°C (Рис.1). Как видно из рисунка, КНИ структуры, изготовленные на низкоомных Si подложках с TR-HR слоями, демонстрируют свойства, подобные *TR-HR SOI*® структурам на высокоомном кремнии с поликремниевым подслоем, что допускает их применение в MW и mmWave СВЧ диапазонах. При этом недостатками CVD TR-HR слоев поликремния являются меньшая термостабильность и паразитный примесный фон. В предложенной идее создания TR-HR слоев за счет разнополярно заряженных широкозонных по отношению к кремнию и диэлектрику BOX нанокристаллов SiC и аморфных преципитатов SiO_2 формируются перекрывающиеся SCR с минимальным содержанием подвижных носителей заряда при оптимальной концентрации включений.

[1] H.C. Lin et al., IEEE EDL 43, 1017 (2022).
[2] M. Rack, J.-P. Raskin. ECS Trans. 92, 79 (2019).
[3] V.P. Popov et al., Materials Today Communications 28, 10249 (2021).

Роль рассеяния на малые углы в подавлении нелокального сопротивления в методе магнитной фокусировки

Егоров Д.А.[1,2], Похабов Д.А.[1,2], Погосов А.Г.[1,2], Жданов Е.Ю.[1,2], Сарыпов Д.И.[1,2], Шевырин А.А.[1], Бакаров А.К[1,2].

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

Электрон-электронное (е-е) взаимодействие может существенно влиять на электронный транспорт в мезоскопических структурах, когда длина е-е рассеяния становится сравнимой с какими-либо характерными размерами системы. С одной стороны, е-е взаимодействие практически не влияет на обычные измерения сопротивления, так как оно сохраняет общий импульс электронной системы. С другой стороны, вклад отдельных баллистических траекторий в кондактанс оказывается чувствительным к нему. Экспериментально вклад отдельных траекторий может быть зарегистрирован в измерениях пиков нелокального магнетосопротивления в эффекте магнитной фокусировки. В достаточно чистых баллистических системах, в которых длина рассеяния на примесях достаточно большая, е-е рассеяние становится основным механизмом, разрушающим такие фокусировочные пики. И поскольку е-е рассеяние чувствительно к температуре [1], измерения температурного подавления фокусировочных пиков нелокального магнетосопротивления являются удобным способом изучения е-е взаимодействия. Амплитуда пиков нелокального магнетосопротивления подавляется по закону $\exp\left(-\alpha\frac{l}{l_{ee}}\right)$ [2], где α — геометрический фактор, l — длина резонансной траектории, l_{ee} — длина е-е рассеяния.

В настоящей работе мы экспериментально изучаем температурное подавление фокусировочных пиков (рис. 1), наблюдаемых в измерениях нелокального сопротивления в холловских микромостиках, созданных на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом, варьируя расстояние между инжектирующим и детектирующим контактами, тем самым изменяя длину резонансной баллистической траектории. Анализ температурных зависимостей амплитуды резонансного пика нелокального сопротивления для траекторий с разными длинами, позволяет определить геометрический фактор α и его зависимость от длины траектории и ширины инжектирующих и детектирующих контактов. Мы показываем, что фактор α позволяет учесть эффект рассеяния на малые углы. Претерпевая рассеяние на малый угол, электрон по-прежнему имеет шанс оказаться в детектирующем контакте. Вероятность такого исхода зависит от углового размера детектирующего контакта, определяемого отношением ширины контакта к длине траектории. Анализ экспериментальных данных подтверждает справедливость этих рассуждений. Было показано, что α линейно растёт с увеличением длины траектории. Полученные результаты позволяют существенно уточнить модель, описывающую подавление фокусировочных пиков.

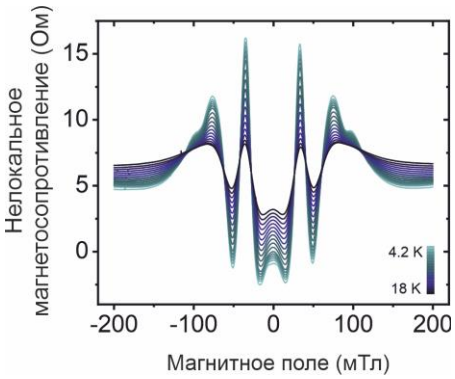


Рис.1. – Магнетополевая зависимость нелокального сопротивления, измеренная в холловском микромостике на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs при различных температурах.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 22-12-00343).

*[1] Giuliani G., et al., Phys. Rev. B **26**, 4421 (1982).*
*[2] Spector J., et al., Surface Science **228**, 283 (1990).*

Селективное формирование высокоплотных массивов вертикальных ННК GaAs с помощью локальной ФИП-обработки подложек Si(111)

Шандыба Н.А.[1], Еременко М.М.[1], Шаров В.А.[2, 3], Махов И.С.[4], Черненко Н.Е.[1], Кириченко Д.В.[1], Балакирев С.В.[1], Крыжановская Н.В.[4], Солодовник М.С.[1]

[1]*ЮФУ, 347922, Таганрог, ул. Шевченко, 2*
[2]*СПбАУ, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, корп. 3А*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[4]*НИУ ВШЭ, 194100, Санкт-Петербург, ул. Кантемировская, 3, корп. 1А*

На сегодняшний день нитевидные нанокристаллы (ННК) A3B5 являются многообещающими кандидатами для создания перспективных приборов в области фотоники и оптоэлектроники. Однако, создание устройств на их основе требует разработки технологий, позволяющих эффективно управлять различными свойствами и характеристиками ННК. Для этого в качестве альтернативы существующим литографическим методикам все чаще рассматривается подход, основанный на локальной предростовой обработке подложек фокусированным ионным пучком (ФИП) Ga с последующим ростом ННК. В данной работе мы представляем результаты комплексных экспериментальных исследований, направленных на оценку степени влияния различных параметров ионно-лучевой обработки Si(111), отжига и роста на характеристики формируемых ННК GaAs.

Мы впервые показали, что основное влияние на ключевые характеристики и процессы формирования ННК в области ФИП-обработки оказывает доза ионов. Изменение дозы в диапазоне 0.05 – 52 пКл/мкм^2 позволяет управлять плотностью и вертикальностью ННК в массиве в широких пределах: от полного подавления роста в области ультранизких доз до стимулированного формирования высокоплотных (до 40 мкм$^{-2}$) массивов ННК с выходом вертикальных до 100% (Рис.1). При этом длина и диаметр ННК могут также варьироваться в диапазонах от 0.9 ± 0.2 мкм до 6 ± 0.6 мкм и от 26 ± 2 нм до 95 ± 14 нм, соответственно. Впервые показано, что ускоряющее напряжение ионного пучка (10 – 30 кВ), а также длительность предростового отжига (1 и 2 часа) играют второстепенную роль и практически не оказывают влияния на параметры ННК и характер их зависимости от дозы. В то же время, увеличение температуры отжига с 600 до 750°C позволяет расширить диапазон условий, при которых формируются массивы со 100% выходом вертикальных ННК, а также практически полностью устранить вклад вюрцитной фазы в кристаллическую структуру ННК в массиве. Оптимизация режимов ФИП-обработки и увеличение температуры роста с 680 до 750°C обеспечивают селективное формирование высокоплотных (50 мкм$^{-2}$) массивов ННК GaAs со 100% долей вертикально ориентированных ННК со структурой сфалерита, а также минимизировать количество дефектов кристаллической структуры, что подтверждается результатами исследований методами спектроскопии фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света. Из анализа полученных данных были предложены механизмы, лежащие в основе такого управления различными свойствами и характеристиками ННК, которые основаны на химическом взаимодействии диффундирующих внедренных ионов к поверхности на этапе отжига с атомами естественного оксида Si(111) и образованием на низких дозах – маскирующего слоя, в области средних доз – массива нанопор и в области высоких – массива капель Ga.

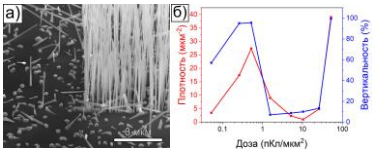


Рис.1. – РЭМ изображение селективно сформированного массива ННК GaAs (а). Зависимость плотности и вертикальности от дозы ионов (б).

Исследование выполнено при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (грант №FENW-2022-0034) в Южном федеральном университете.

Структурные и оптические свойства твердых растворов $InAs_{1-x}Sb_x$ для средневолновых и длинноволновых инфракрасных фотодетекторов

Кривобок В. С.[1,2], Пашкеев Д. А.[1], Клековкин А. В.[1], **Минаев И. И.**[1], Савин К. А.[1], Ерошенко Г. Н.[1], Гончаров А. Е.[1,2], Николаев С. Н.[1]

[1]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53*
[2]*АО "НПО "Орион", 143090, Московская область, г.о. Краснознаменск, ул. Октябрьская, 7*

В последние годы детекторы на основе сверхрешеток InAs/GaSb рассматриваются как альтернатива детекторам на основе HgCdTe (КРТ), работающим в средневолновом и длинноволновом инфракрасном диапазоне (5–12 мкм). Но, несмотря на целый ряд преимуществ данной системы по сравнению с КРТ детекторами, дефекты в слоях GaSb, возникающие в процессе роста, приводят к более высокому темновому току, что значительно ограничивает производительность детекторов [1,2].

Альтернативой для сверхрешеток InAs/GaSb являются твердые растворы $InAs_{1-x}Sb_x$, не содержащие Ga. Эти растворы обладают способностью изменения ширины запрещенной зоны в зависимости от состава [3]. Кроме того, они характеризуются высокой подвижностью как электронов, так и дырок, высокой механической прочностью, химической стабильностью и относительно низкой стоимостью. Именно благодаря этим свойствам твердые растворы $InAs_{1-x}Sb_x$ являются наиболее перспективным материалом для создания средне- и длинноволнововых инфракрасных фотодетекторов с барьерно диодной архитектурой. [4,5].

В рамках данной работы были проведены эксперименты по выращиванию твердых растворов $InAs_{1-x}Sb_x$ с различным содержанием сурьмы методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Все образцы были выращены на подложках GaSb (100), причём для получения твердых растворов с высоким содержанием сурьмы использовался ступенчатый метаморфоный буферный слой. В ходе экспериментов изменялись температура роста, соотношение потоков Sb и As, а также соотношение потоков материалов III и V групп, что позволило оценить влияние этих параметров на структурные и оптические свойства выращенных слоев $InAs_{1-x}Sb_x$.

Для характеризации выращенных гетероструктур использовались методы рентгеновская дифрактометрии, комбинационного рассеяния света, атомно-силовой микроскопии и низкотемпературной фотолюминесценции. Было установлено, что более высокие температуры роста способствуют сегрегации сурьмы и её дальнейшей десорбции с поверхности, что ведет к обеднению Sb слоя $InAs_{1-x}Sb_x$. Изменение соотношения материалов III и V групп не оказывает значительного влияния на состав выращенных слоев $InAs_{1-x}Sb_x$, однако существенно влияет на морфологию поверхности. Спектры низкотемпературной фотолюминесценции твердых растворов характеризуются высокой интенсивностью линии рекомбинационного излучения в области края фундаментального поглощения, а анализ формы этой линии указывает на преобладание собственного излучения, что позволяет определить значение ширины запрещенной зоны.

Совместный анализ экспериментальных данных показал, что полученные гетероэпитаксиальные структуры обладают хорошим структурным качеством и высокой однородностью, что позволило на их основе получить структуру с барьерно-диодной архитектурой для дальнйших исследований.

*[1] Satpati B. et al., Journal of Crystal Growth, **301**, 889 (2007).*
*[2] Klin O. et al., Journal of Crystal Growth, **425**, 54 (2015).*
*[3] Murawski K. et al. Progress in Natural Science: Materials International, **29**, 472 (2019).*
*[4] Kim J. D. et al., Applied physics letters, **68**, 99 (1996).*
*[5] Dixit V. K. et al., Journal of applied physics, **96**, 4989 (2004).*

Особенности формирования низкоразмерных структур на основе InN/InGaN методом ПА МПЭ.

Калинников М.А., Лобанов Д. Н., Андреев Б. А., Кудрявцев К. Е., Юнин П. А., Скороходов Е. В., Новиков А. В., Красильник З. Ф.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

В настоящее время гетероструктуры на основе нитрида галлия (GaN) с квантовыми ямами (КЯ) InGaN (с содержанием In 5-25%) являются основным материалом для источников света видимого диапазона. Однако, высокая внешняя квантовая эффективность достигается лишь в сине-зелёной области спектра. Продвижение в красную область спектра приводит к падению квантовой эффективности на порядок, что связано с необходимостью повышать содержание In в КЯ InGaN, приводящей к ряду проблем: возрастанию плотности дислокаций, фазовому распаду InGaN, усилению квантово размерного эффекта Штарка, необходимости снижения температуры эпитаксиального роста из-за низких температур разложения InN (~ 500 C) [1]. В результате выше указанных проблем лазерное излучение в ближней ИК области было продемонстрировано только на структурах с нитевидными нанокристаллами типа ”точка в нанопроволоке“ (InN/InGaN) на длинах волн до 1.3 мкм с квантовой эффективностью менее 0.1% [2]. Переход к формированию структур с нитевидным нанокристаллами позволяет в значительной степени снизить проблемы с рассогласованием решёток и дефектностью получаемых структур. Существенными недостатками данного типа структур по сравнению с планарными являются сложность формирования лазерных структур и низкая выходная мощность излучения. Недавно коллективом авторов настоящей работы было впервые продемонстрировано стимулированное излучение (СИ) от планарных структур с InGaN слоями с содержанием In ≥ 75% в ИК диапазоне длин волн 0.9-1.9 мкм при температурах до ~200 K [3]. В настоящей работе будут представлены результаты исследования роста гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками (КТ) InN/InGaN. Структуры были сформированы методом молекулярно-пучковой эпитаксией с плазменной активацией азота. При формировании структур с КЯ InN/InGaN варьировалась толщина КЯ (1-5 нм), высота барьера, определяемая содержанием Ga в InGaN (15-30 %). Также использовалось два подхода: рост в металлобогащённых условиях, приводящий к низкой шероховатости поверхности и формированию «классических» планарных КЯ; рост в азотобогащённых условиях, при которых шероховатость поверхности составляет несколько нм, однако, структуры с объёмными слоями InGaN слоями, полученными в таких условиях, демонстрировали существенно лучшие оптические свойства по сравнению с металлобогащённым ростом. Структуры с КТ InN/InGaN формировались в азотобогащённых условиях, содержание Ga барьере InGaN составляло ~ 30 %, количество осаждённого InN варьировалось от 0.8 до 2 нм. В докладе будут продемонстрированы результаты рентгенодифракционного анализа, исследований методами сканирующей электронной микроскопии и фотолюминесценции. Для структур с КЯ InN/InGaN будут представлены теоретического расчёта зонной структуры и оптимизации дизайна для усиления излучательной рекомбинации при комнатной температуре. Результаты расчётов будут сопоставлены с экспериментальными результатами.

Работа выполнена при поддержке *при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 24-22-00320).*

[1] F. M. Roccaforte, Nitride Semiconductor Technology Power Electronics and Optoelectronic Devices, John Wiley & Sons, (2020).
[2] P. Bhattacharya et al., Proc. SPIE, 10553,1055302 (2018).
[3] D.N. Lobanov et al., Appl. Phys. Lett., 118, 151902 (2021).

Трионы в анизотропном ван-дер-ваальсовом магнетике CrSBr

Семина М.А.[1], Глазов М.М.[1]

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

Особый интерес среди экстремально-двумерных полупроводников привлекают в последнее время ван-дер-ваальсовы структуры, содержащие несколько мономолекулярных слоев. Недавно список таких систем пополнился магнитным полупроводником CrSBr, в котором внутри слоя реализуется ферромагнитное упорядочение спинов, а между слоями имеется антиферромагнитный порядок [1]. Интересной особенностью CrSBr является сильная анизотропия эффективных масс носителей заряда в плоскости слоя: для электронов отношение масс вдоль кристаллических осей составляет примерно 50, а для дырок – 6.3 [2]. Таким образом, отношение приведенных масс для экситона вдоль главных кристаллических осей составляет в CrSBr около 20.

Оптический отклик бислоев CrSBr определяется экситонами, которые, как показывает предварительный анализ, могут быть описаны в рамках модели Ванье – Мотта. При наличии легирования формируются заряженные экситоны – трионы [3]. В работе представлены результаты теоретического исследования экситонов и трионов в двухслойных структурах с сильно анизотропной эффективной массой. Для описания взаимодействия между носителями заряда использовались как кулоновский потенциал, так и потенциал, самосогласованно учитывающий диэлектрическую экранировку [4,5]. Расчеты выполнялись как вариационным методом, так и прямой численной диагонализацией гамильтониана, ср. с [5].

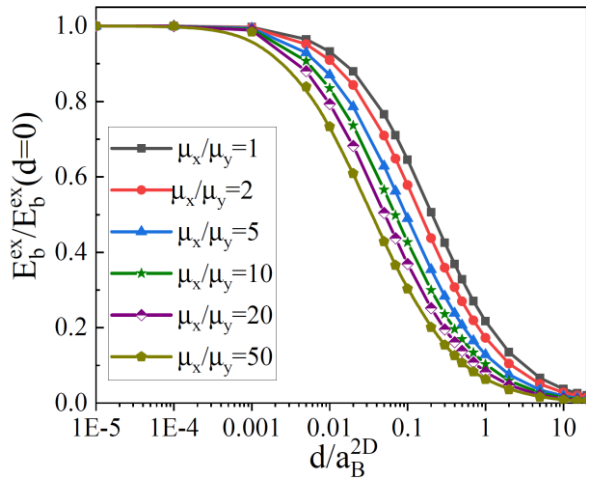


Рис.1. – Зависимости отношения энергии связи непрямого триона к энергии прямого триона от межслоевого расстояния, нормированного на двумерный боровский радиус, при различных отношениях приведенных масс μ_x и μ_y вдоль главных кристаллических осей.

При разных параметрах анизотропии эффективной массы получены зависимости энергий связи пространственно-непрямых экситонов и трионов от межслоевого расстояния. Получены асимптотики для энергии связи и степени анизотропии волновой функции для прямого экситона. С увеличением анизотропии эффективных масс энергии связи пространственно-непрямых экситонов и трионов становятся более резкими функциями межслоевого расстояния.

Показано, что, хотя квазиодномерная модель достаточно хорошо подходит для описания зависимости энергии связи экситонов от межслоевого расстояния в случае сильной анизотропии эффективной массы, в случае трионов она дает нереалистично быстрое спадание энергии связи с ростом расстояния между слоями. Для двуслойной структуры с параметрами CrSBr рассчитаны зависимости энергий связи пространственно-непрямых экситонов и трионов от межслоевого расстояния

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

*[1] N. P. Wilson, K. Lee, J. Cenker, et. al., Nat. Mater.**20**, 1657 (2021).*
*[2] J. Klein, B. Pingault, M. Florian, et. al., ACS Nano 2023, **17**, 6, 5316 (2023).*
[3] Farsane Tabataba-Vakili, et al., arXiv:2312.11041 (2023), Nature Communs., in press.
*[4] N. A. Asriyan, I. L. Kurbakov, A. K. Fedorov, and Y. E. Lozovik, Phys. Rev. B **99**, 085108(2019).*
[5] М.А. Семина, ФТТ 61, 2234 (2019).

Теория температурных поправок к кондактансу подвешенной квантовой проволоки

Л.С. Брагинский[1,2], М.В. Энтин[1]

[1]*ИФП СОРАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский госуниверситет, 630090, Новосибирск, Пирогова, 2*

Эксперименты [1] показывают, что кондактанс подвешенной квантовой проволоки существенно (линейно) зависит от температуры. В настоящем докладе это явление исследуется в предположении об усилении межэлектронного взаимодействия. Известно, что в квантовой системе, оторванной от полупроводника, кулоновское взаимодействие электронов значительно усиливается по сравнению таким же взаимодействием в объеме. Причина состоит в отсутствии диэлектрического экранирования кулоновского взаимодействия. В полупроводнике электроны взаимодействуют как $1/\varepsilon r$, где ε-диэлектрическая проницаемость среды, тогда как в пустом пространстве -как $1/r$. При этом $\varepsilon \gg 1$, т.е. взаимодействие в пустом пространстве (или подвешенной квантовой проволоке) может быть значительно сильнее, чем в объеме полупроводника. С другой стороны, на поверхности Ферми межэлектронное взаимодействие квазичастиц отсутствует, усиливаясь в температурном слое kT.

Изучаемая модель представляет собой два электронных озера, связанные линейной квантовой проволокой. В озерах e-e взаимодействие отсутствует, а в проволоке — присутствует. Электроны в каждом из озер квазиравновесны, тогда как их уровни Ферми отличаются на приложенную к контакту разность потенциалов eV. Развита диаграммная техника, позволяющая найти ток через квантовую проволоку. Показано, что при низкой температуре кондактанс G имеет температурную поправку $\propto T^2$. Увеличение же температуры выше $kT = \hbar v_F/L$, где L — длина проволоки, зависимость $G(T)$ переходит в линейную.

[1] Daniil I. Sarypov, Dmitriy A. Pokhabov, Arthur G. Pogosov, Evgeny Yu. Zhdanov, Andrey A. Shevyrin, Askhat K. Bakarov, Alexander A. Shklyaev. Temperature Dependence of Electron Viscosity in Superballistic GaAs Point Contacts. arXiv:2405.09097.

Нелинейное экранирование зарядов в периодически легированном графене

Барышников К.А.[1], Герт А.В.[1], Васильев Ю.Б.[1], Дмитриев А.П.[1]

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

Экранирование кулоновского потенциала точечного заряда, находящегося в двумерной (2D) системе, имеет степенной характер падения с расстоянием вдоль плоскости системы, что принципиально отличается от трехмерного (3D) случая с обычным экспоненциальным законом уменьшения кулоновского потенциала [1–3]. Это связано с тем, что выходящие из плоскости системы линии электрического поля приводят к дальнодействию поля на распределение заряда. В материалах с квадратичным спектром электронов эффективная длина экранирования в 2D системе, регулирующая степенной закон падения потенциала вдали от заряда, определяется материальными параметрами системы [4] (вводится эффективный боровский радиус). Однако роль такой эффективной длины экранирования в 2D системах отличается от роли длины экранирования в 3D случае. Так, например, в двумерных полупроводниковых n+ – n0 – n+ структурах при поднесении металла к одной из поверхностей 2D структуры может наблюдаться затопление электронами низколегированных областей с почти полным выравниванием концентраций свободных электронов в низко (n0) и высоколегированных (n+) областях [5], что невозможно реализовать в 3D гетеропереходах из-за конечных размеров области объемного заряда.

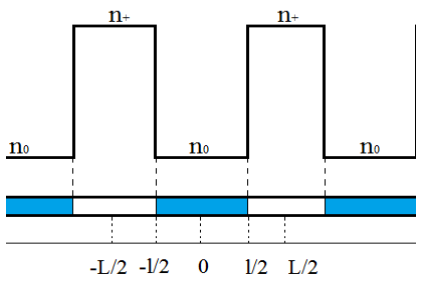


Рис.1. – схема периодического легирования листа графена полосами большого и малого количества доноров (отображено меандром концентрации доноров), взгляд сбоку.

В графене и других материалах с линейным энергетическим спектром свободных электронов степенной закон уменьшения экранированного потенциала также имеет место, но эффективная длина экранирования в этом случае зависит от уровня легирования листа графена [6]. В данной работе произведен самосогласованный расчет электронного потенциала и неоднородной концентрации электронов в периодически легированном полосками доноров листе графена (см. схему на Рис. 1) с учетом всех эффектов дальнего 2D-экранирования и влияния линейного спектра. Показано, что из-за линейности спектра такая задача приводит к существенно нелинейному интегро-дифференциальному уравнению. Предложен метод численного решения этого уравнения и проанализированы критические условия для существования такого решения. Подобные нелинейные проблемы возникают в широком диапазоне легированных структур с использованием 2D-материалов с линейным спектром.

Работа поддержана грантом РНФ 22-12-00211.

*[1] Л.В. Келдыш, Письма в ЖЭТФ, **29**, 716 (1965).*
*[2] Н.С. Рытова, Вестник Московского университета, **3**, 30 (1967).*
*[3] F. Stern, Phys. Rev. Lett., **18**(14), 546 (1967).*
*[4] А.Я. Шик, ФТП, **29**(8), 1346 (1995).*
*[5] A. Dmitriev, M. Shur, Physica status solidi (B), **250**(2), 318 (2013).*
*[6] M.I. Katsnelson, Phys. Rev. B, **74**(20), 201401 (2006).*
*[7] Г.Ю. Васильева и др., ФТП, **52**(8), 949 (2018).*

Уникальное поведение магнитодисперсии фундаментального краевого магнитоплазмона в сильно экранированном прямоугольном двумерном электронном газе

Родионов Д.А.[1,2], Загороднев И.В.[1]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, корп. 7*
[2]*МФТИ, 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, 9*

Исследование свойств плазменных колебаний (плазмонов) в двумерных электронных системах является актуальной задачей, находящей отклик в прикладных сферах. Так в недавней экспериментальной работе [1] изучались плазменные колебания в системе в форме квадрата, в частности, зависимость их частоты от внешнего магнитного поля (магнитодисперсия). Было обнаружено «расталкивание» магнитодисперсий плазменных мод, которое не наблюдается, к примеру, в дисках.

В нашей теоретической работе исследуются свойства собственных магнитоплазменных колебаний в прямоугольном двумерном электронном газе, расположенном вблизи идеально проводящей металлической пластины (затвора) и помещенном в постоянное однородное магнитное поле, вектор индукции которого перпендикулярен плоскости электронного газа. Задача решалась в пределе сильной экранировки, т.е. рассматривался случай малости расстояния между электронным газом и металлом по сравнению с размерами прямоугольника и длинами волн изучаемых плазменных колебаний.

Как и в работе [1], в магнитодисперсии плазменных колебаний наблюдается «расталкивание». Кроме этого, частоты всех плазменных мод в сильных магнитных полях стремятся к нулю, включая фундаментальную. Это отличается от известного поведения магнитодисперсии фундаментальной моды, являющейся краевым магнитоплазмоном, в других геометриях таких как диск, полоса или полуплоскость [2,3], где частота принимает ненулевое асимптотическое значение. В частном случае квадратной геометрии, получены аналитические аппроксимации магнитодисперсий трёх нижайших по частоте плазменных мод. Установлено, что в сильных магнитных полях частоты всех мод обратно пропорциональны циклотронной частоте. В случае квадратной геометрии найдены аналитические аппроксимации частоты нижайших плазменных мод, в том числе в области больших магнитных полей.

Вместе с этим показано, что динамика магнитоплазменных колебаний в латерально ограниченных двумерных электронных системах описывается схожими уравнениями для динамики волн на мелкой воде в бассейне той же геометрии, подверженной воздействию силы Кориолиса. Таким образом все свойства плазменных колебаний могут быть перенесены на гидродинамические волны, называемые в этом случае ротационно-гравитационными. Аналогом циклотронной частоты выступает частота Кориолиса.

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН. Родионов Д.А. благодарит Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 21-1-5-133-1).

*[1] A.M. Zarezin, D. Mylnikov, A.S. Petrov, D. Svintsov, P.A. Gusikhin, I.V. Kukushkin, V.M. Muravev, Phys. Rev. B **107**, 075414 (2023).*
*[2] I.V. Zagorodnev, A.A. Zabolotnykh, D.A. Rodionov, V.A. Volkov, Nanomaterials **13**, 975 (2023).*
*[3] V.A. Volkov, S.A. Mikhailov, Sov. Phys. JETP **67**, 1639 (1988).*

Интерфейсные электронные состояния на стыке цепочек атомов

Понкратова Д.В.[1,2], Загороднев И.В.[1]

[1]*ИРЭ РАН, 603087, Москва, ул. Моховая, д.11к7*
[2]*НИУ ВШЭ, 101000, Москва, ул. Мясницкая, д. 20*

Для аналитического описания собственных поверхностных, а также интерфейсных электронных состояний, как правило, используют какую-то одну теоретическую модель, например, модель сильной связи или метод эффективной массы Кона-Латтинжера (kp-метод). При этом результаты различных моделей редко сравнивают между собой. В данной работе на примере простейшей (одномерной) модели гетероперехода предпринята попытка сравнить результаты, получаемые в модели сильной связи и в kp-методе, установить их пределы применимости.

Был рассмотрен гетеропереход между двумя конечными или полубесконечными (одномерными) цепочками атомов в однозонном приближении с заданной энергией на узле (α_r и α_l в правой и левой цепочке соответственно) и интегралами перекрытия (β_r и β_l в правой и левой цепочке соответственно). В модели сильной связи спектр всех электронных состояний для полубесконечных цепочек можно найти полностью аналитически, рис.1 верхняя панель. При этом в определенной области параметров по интегралам перекрытия возникают интерфейсные состояния, волновые функции которых локализованы на гетеропереходе и показаны на нижних трех графиках на рис.1.

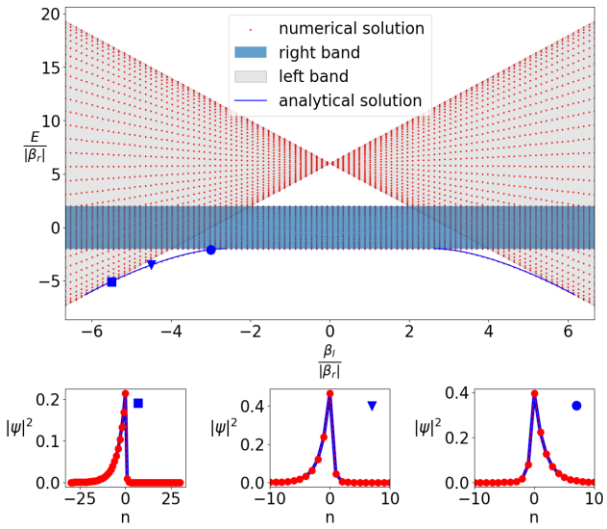


Рис.1. — Энергетический спектр цепочек, локализованное состояние и его волновые функции в однозонном приближении, n – номер атома в цепочке. В численных вычислениях полное число атомов N = 200, $\frac{\alpha_r}{\beta_r} = 0$, $\frac{\alpha_l}{\beta_r} = 6$.

Энергия локализованного состояния имеет вид:

$$E = -\frac{\Delta(\alpha_l\beta_r^{\,2} - \alpha_r\,\beta_l^{\,2}) + (\beta_l^{\,2} - \beta_r^{\,2})^2}{\Delta(\beta_l^{\,2} - \beta_r^{\,2})}, \Delta = \alpha_l - \alpha_r. \quad (1)$$

Интерфейсное состояние существует при следующих значениях параметров:

$$|\beta_l| \in \left(\sqrt{\beta_r^{\,2} + |\Delta\beta_r|}, \sqrt{\frac{2\beta_r^{\,2} + \Delta^2 + \sqrt{\Delta^2(\Delta^2 + 4\beta_r^{\,2})}}{2}}\right). \quad (2)$$

Показано, что данные состояния могут быть описаны в рамках феноменологического подхода для описания локализованных состояний с энергией вблизи доньев зон в kp-методе [1]. Качественно применимость результатов выходит за рамки ожидаемой области применимости kp-метода, т.е. плавности волновых функций на атомном масштабе, хотя количественное совпадение наблюдается именно в этой ожидаемой области. Мы также рассмотрели двухзонное приближение и показали, что при наличии инверсии зон помимо состояний типа Волкова-Панкратова могут возникать резонансные состояния.

Работа выполнена в рамках РНФ 24-72-10015.

[1] В.А. Волков, В.В. Еналдиев, И.В.Загороднев "Электронные поверхностные состояния в полупроводниках и полуметаллах". Физматкнига (2018).

Экспериментальное исследование колебательных свойств In_2Se_3

Талыфлы А.Ф., Х.В. Алигулиева, Мамедзаде Н.Ф., Сулейманов М.Н.

СГУ, AZ5008, 43-й квартал, ул. Баку,1, Сумгаит, Азербайджан

Представлены результаты исследования колебательных свойств полупроводникового соединения In_2Se_3: теоретически с использованием теории возмущений функционала плотности (ТФВП) и экспериментально с использованием рамановской спектроскопии. Сравнение рамановских измерений и расчетов позволило идентифицировать четыре рамановские активные моды, обнаруженные при динамике решетки 91,28, 104,5, 182,68 и 193,6 см$^{-1}$[1]. Определение фононных мод проводилось с учетом точечной группы симметрии. Результаты определения фононных мод подтвердили симметрию R3m фазы α- In_2Se_3. Результаты также сравнивались с имеющимися в литературе экспериментальными данными, полученными методом рамановской спектроскопии. Рассчитанные частоты и симметрии фононных мод в центре зоны Бриллион хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Полупроводниковое соединение In_2Se_3 привлекает внимание как материал для фотоэлектрических солнечных элементов, ионных батарей, фотодетекторов, устройств фазовой памяти произвольного доступа и термоэлектрических материалов. Объемные кристаллы In_2Se_3 характеризуются различными модификациями кристаллической структуры, не очень однородны и не имеют зеркальной поверхности. Выращивание этих кристаллов пока мало изучено из-за технологических трудностей [2]. В этом исследовании с использованием DFPT и рамановской спектроскопии были экспериментально исследованы структура динамики решетки, электронные, оптические и динамические свойства ромбоэдрического полупроводникового соединения α- In_2Se_3, а свойства теоретических исследований колебаний, спектров инфракрасного отражения (ИК), которые играют важную роль. роль в интерпретации спектров комбинационного рассеяния света и выяснении кристаллических структур практически не существовала. Спектры комбинационного рассеяния α- In_2Se_3 исследованы экспериментально, однако четких выводов о пространственной симметрии α-фазы и теоретических расчетов для интерпретации экспериментальных данных сделано не было. Теоретически колебательное состояние изучалось только для центра зоны Бриллюэна (ЗБ).

Примитивная решетка симметрии α- In_2Se_3 R3m состоит из пяти атомов, поэтому фононный спектр состоит из 15 нормальных фононов. Теоретико-групповой анализ приводит к следующему разложению фононной моды: Г= 5A1 + 5E, акустических мод $\Gamma_{acoustic}$ = A1 + E и оптических мод Γ_{optic} = 4A1 + 4E [3]. Симметрии фононных мод E двукратно вырождены. Все оптические моды активны как при инфракрасном отражении, так и при комбинационном рассеянии света, являются полярными модами и, следовательно, демонстрируют продольно-поперечное оптическое расщепление (LO-TO).

В данной работе проведено экспериментальное и теоретическое исследование колебательных свойств α- In_2Se_3 с использованием совмещенных измерений комбинационного рассеяния света и расчетов динамики решетки ab initio. Сравнение результатов комбинационного рассеяния света с расчетами из первых принципов, а также теоретико-групповой анализ позволили определить фононные моды α- In_2Se_3. Наше исследование подтвердило, что симметрия R3m фазы α- In_2Se_3 является подходящей пространственной группой.

[1] З.А.Джахангирли, Э.М. Годжаев, А.Ф. Гарибли, Т.О.Байрамова, Физика твердого тела, ***64,*** *7, 843 (2022)*

[2] Н.А.Абдуллаев, Н.Т.Мамедов, Е.В.Чулков и др., Письма в ЖЭТФ, ***115****, 12, 801, (2022).*

[3] T.Murakami, Y.Nambu, H. Kageyama, et al., Phys. Rev. B.,. ***100.*** *19. 195103, (2019)*

Теория вигнеровской жидкости (ВЖ) в подзатворном диэлектрике флеш-памяти

Махмудиан Мехрдад М.[1,2], Махмудиан М.М.[1,2], Энтин М.В.[1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

Обычно под вигнеровским кристаллом (ВК) понимается система отталкивающихся электронов. Флеш-память базируется на зарядке диэлектрика большим количеством захваченных электронов. При этом диэлектрик перестает быть электрически нейтральным. Собственно, захваченный заряд и определяет изменение проводимости канала, которое считывается как состояние «0» или «1» элемента памяти. Отталкивание электронов лимитирует зарядку элемента флеш-памяти. В отличие от ВК, электроны захватываются на ловушки в диэлектрике, число которых обычно на два порядка больше числа электронов. При этом у электронов имеется большая свобода размещения, которая позволяет им минимизировать кулоновскую энергию (однако, не полностью). В такой ситуации ВК становится неупорядоченным, скорее напоминая сильно-коррелированную жидкость.

Целью настоящего доклада является изучение свойств такой вигнеровской жидкости и их влияние на параметры флеш-памяти. Для исследования используется компьютерное моделирование вместе с аналитическими вычислениями.

Изучено плавление ВК с переходом в ВЖ. Вводится эффективная температура, заменяющая влияние разупорядочения ловушек и описывается плавление кристалла с помощью этой аналогии. Другой причиной разупорядоченности является конечность системы.

Изучена термодинамика системы, исследованы корреляционные функции электронов. Получены критические значения концентраций электронов и ловушек, при которых происходит плавление ВК.

Полученные результаты используются для анализа экспериментов по зарядке флеш-памяти.

Теория сил Казимира между двумя квантовыми пленками

Махмудиан М.М.[1], Энтин М.В.[2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 603090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

Известно, что между любыми средами действует сила Казимира [1-2], обусловленная квантовыми флуктуациями электромагнитного поля. Считается, что она обусловлена флуктуациями поля на атомных расстояниях. На самом деле, такие взаимодействия могут быть значительно усилены в системе с подвижными электронами.

В настоящем докладе в качестве примера рассмотрена сила взаимодействия между двумя одинаковыми параллельными размерно-квантованными пленками, размещенными на расстоянии d, обусловленная электромагнитными флуктуациями.

Рассматриваются 2 квантовых слоя, разделенных расстоянием d, которое больше ширины слоя. Равновесные флуктуации электронной плотности вдоль слоев приводят к уменьшению энергии взаимодействия по сравнению с однородно заряженным слоем, что приводит к возникновению силы притяжения во втором порядке в теории возмущений.

Показано, что в случае однозонного заполнения давление Казимира имеет вид

$$P = \frac{\pi - 2}{(2\pi)^3} \frac{me^4}{\hbar^2 \varepsilon^2} \begin{cases} \dfrac{1}{d^3} & \text{при } \kappa d \ll 1, \\ \dfrac{3}{d^5 \kappa^2} & \text{при } \kappa d \gg 1. \end{cases} \tag{1}$$

Здесь m -масса электронов, ε -диэлектрическая проницаемость окружающей среды, $\kappa = 2me^2 / \hbar^2 \varepsilon$ обратный радиус двумерного экранирования.

Сила Казимира между двумя диэлектриками обусловлена флуктуациями поля на атомных расстояниях. Без учета запаздывания сила Казимира между тонкими диэлектрическими пленками ведет себя как $1/d^5$. Найденная здесь сила при $\kappa d \ll 1$ уменьшается с расстоянием медленнее, чем обычная сила Казимира между двумя диэлектриками, поэтому заведомо становится доминирующей на больших расстояниях. Оказывается, что даже небольшое количество подвижных электронов создает силу, превышающую вклад внутренних оболочек. С другой стороны, взаимодействие (1) оказывается сильнее, чем взаимодействие двух металлов из-за более слабого экранирования электрического поля. Крайне простое выражение (1) не зависит от концентрации электронов и позволяет измерять фундаментальные параметры квантовой пленки.

[1] H.B.C. Casimir, D. Podler, Phys. Rev., 73, 360 (1948).
[2] И.Е. Дзялошинский, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский, УФН, 73, 381 (1961).

Магнитный пробой в сверхрешетках с одномерной и двумерной модуляцией: расчеты в подходе Ландауэра-Бьюттикера

Ткаченко О.А.[1], **Ткаченко В.А.[1,2]**, Бакшеев Д.Г.[2], Сушков О.Р.[3]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3]*University of New South Wales (UNSW), Sydney, 2052, Australia*

В физике металлов хорошо известны осцилляции магнитного пробоя. Осцилляции той же природы наблюдались в сопротивлении сверхрешеток в полупроводниковом двумерном электронном газе (ДЭГ). Эффекты магнитного пробоя обсуждались в связи с недавним экспериментом с треугольной решеткой антиточек в мезоскопической системе на основе затворно-индуцированного ДЭГ [1,2]. В Фурье-спектре нелокального сопротивления $R_{xx}(1/B)$ помимо фундаментальных частот и частоты f_c (осцилляций соизмеримости циклотронного диаметра и периода сверхрешетки) были обнаружены дробные частоты $f_c/2$ и $3f_c/2$ [1]. Эти измерения стимулировали поиск эффектов магнитного пробоя в рамках квантово-механических расчетов и одночастичного подхода Ландауэра-Бьюттикера для случаев одномерной и двумерных модуляций потенциала в ДЭГ. Периодическая модуляция потенциала задавалась на квадратной площадке (размером 40-50 периодов), к углам которой подходят четыре квазиодномерных канала с однородным потенциалом. Такая система позволяет вычислять четырех-терминальные сопротивления R_{xy}, R_{yx}, R_{xx}, R_{yy}. Рассматривались решетки с периодом 40-80 нм и варьируемой модуляцией потенциала, которая бралась малой по сравнению с энергией Ферми. К периодическому потенциалу добавлялся беспорядок, который определялся заданием случайных чисел в каждом сайте дискретной сетки. Беспорядок подавляет интерференционный шум, обусловленный конечным размером решеток. Расчеты выполнялись с помощью программы KWANT [3], которая позволяет вычислять плотность состояний DoS и коэффициенты прохождения в многотерминальной системе. Сопротивления определялись через коэффициенты прохождения по формулам Ландауэра-Бьюттикера. Для заданной энергии электронов (концентрации ДЭГ) вычислялись магнитополевые зависимости $R_{xx}(1/B)$ и DoS(1/B), которые демонстрируют осцилляции в некотором диапазоне по обратному магнитному полю. Частоты осцилляций определялись в результате Фурье-анализа. Согласно теории, фундаментальные частоты магнитного пробоя определяются площадями замкнутых онсагеровских траекторий в импульсном пространстве, которые заметают электроны под действием периодической модуляции и перпендикулярного магнитного поля. Наш расчет показывает, что в Фурье спектре DoS(1/B) присутствуют только пики, отвечающие ожидаемым фундаментальным частотам или их комбинациям. В то же время в спектре $R_{xx}(1/B)$ есть дополнительные пики, отвечающие разностям фундаментальных частот, которым нельзя приписать физически осмысленную замкнутую траекторию. Оказалось, что уже для одномерной модуляции при ее достаточной амплитуде в Фурье-спектре сопротивления $R_{xx}(1/B)$ присутствуют частоты fc, fc/2, 3fc/2, которых нет в спектре DoS(1/B). Для двумерной модуляции помимо фундаментальных частот и их комбинаций, в спектре $R_{xx}(1/B)$ обнаружена зонная частота, определяемая площадью элементарной ячейки зоны Бриллюэна. Обилие пиков, отвечающих частотам магнитного пробоя, их интерференция при столкновениях и зависимость выраженности Фурье-спектра от амплитуды модуляции, осложняют построение полной карты частот с изменением концентрации.

Работа поддержана грантом РНФ № 19-72-30023. Для расчетов использован доступ к ресурсам Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

[1] D.Q.Wang et al., Nano Letters, 23, 1705 (2023).
[2] Z.E.Krix et al., arXiv:2404.04592. (2024).
[3] C.W.Groth et al., New J. Phys. 16, 063065 (2014).

Поляронная масса носителей в планарных структурах, содержащих слои с различной степенью ионности

Маслов А.Ю.[1], Прошина О.В.[1]

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

В последние годы началось широкое исследование гетероструктур, в которых используются слои из материалов с различной степенью ионности, например, дихалькогениды переходных металлов [1]. В таких структурах возникает ряд новых эффектов, обусловленных переносом фононной поляризации между слоями. Нами было показано [2], что в квантовой яме с барьерами из ионных материалов может возникать сильное взаимодействие заряженных частиц с полярными оптическими фононами. При этом степень ионности материала квантовой ямы заметной роли не играет.

В настоящей работе исследована противоположная ситуация, когда квантовая яма состоит из ионного материала, а барьеры изготовлены из ковалентных или слабо ионных соединений. Показано, что в таких структурах возникает эффект подавления электрон-фононного взаимодействия внутри ямы. При этом эффективный параметр взаимодействия $\alpha_{eff}=\alpha_0 f$ оказывается меньше собственного параметра материала α_0 за счет ослабляющего множителя f. Рассчитана величина множителя f в зависимости от высоты барьеров и ширины квантовой ямы. Показано, что для различных неионных барьеров при одном и том же составе квантовой ямы на основе ионного материала, можно получить значительные изменения в величине электрон-фононного взаимодействия. Это дает дополнительные возможности для исследования собственных физических свойств тонких слоев ионных материалов.

Рассмотренный эффект приводит к появлению зависимости эффективной массы носителей от ширины квантовой ямы. Особенно сильная зависимость ожидается для соединений, для которых собственный параметр электрон-фононного взаимодействия α_0 превышает единицу. В этом случае выражение для эффективной массы m_{pol} может быть представлено в следующем виде:

$$m_{pol} = m_{\max} f^4 \quad \text{при} \quad \alpha_{eff} > 1 \qquad (1)$$

Здесь $m_{\max}$ соответствует значению эффективной массы в квантовой яме с бесконечно высокими барьерами. Значительные изменения массы обусловлены сильной зависимостью множителя f от ширины ямы. Получено, что эффективная масса носителей в возбужденных состояниях должна быть меньше, чем в основном, что обусловлено общими свойствами волновых функций в яме конечной глубины и не зависит от конкретной формы квантовой ямы. Экспериментальное обнаружение такого эффекта может служить дополнительным способом проверки предложенной континуальной модели, в которой ширина квантовой ямы рассматривалась как непрерывный параметр. Однако все сделанные нами приближения позволяют применить полученные результаты и к предельно узким квантовым ямам, состоящим из одного или нескольких монослоев ионного соединения. В том числе, следует ожидать, что в рассмотренных структурах при использовании в качестве квантовой ямы слоев дихалькогенидов переходных металлов должна наблюдаться зависимость эффективной массы носителей от числа слоев. Для количественного описания данного эффекта, возможно, потребуется более аккуратное описание формы и параметров квантовой ямы, а также возможных изменений зонной структуры многослойных материалов, но качественные закономерности должны сохраниться.

*[1] X. Hu et al. Coordination Chemistry Reviews, **499**, 215504 (2024).*
*[2] А.Ю. Маслов, О.В. Прошина. ФТП, **56**, 101 (2022).*

Перенос возбуждения через широкий барьер в системе квантовых ям GaAs/AlGaAs различной ширины

Философов Н.Г.[1], Агекян В.Ф.[1], Вербин С.Ю.[1], Резницкий А.Н.[2], Серов А.Ю.[1], Штром И.В.[1, 3, 4], Илькив И.В[3, 4], Резник Р.Р.[1], Цырлин Г.Э.[1, 3, 4]

[1]*СПбГУ, 199034 Санкт-Петербург, Россия*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 194021 Россия*
[3]*СНИАУ им. Ж.И. Алфёрова РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия*
[4]*ИАП РАН, 198095 Санкт-Петербург, Россия*

Многие свойства многослойных гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) определяются степенью связанности электронных состояний соседних КЯ, которая зависит от параметров КЯ и барьеров. В настоящей работе исследованы возможности оптической спектроскопии для характеризации связанности КЯ, разделенных широкими барьерами.

В интервале температур T = 5–300 K исследована фотолюминесценция (ФЛ) эпитаксиальной гетероструктуры GaAs/$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$, содержащей три КЯ GaAs/AlGaAs QW32, QW16 и QW8 шириной 32, 16, и 8 монослоев GaAs (1 МС = 0.283 нм), которые разделены барьерами $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ в 14 нм. Заканчивается выращенная структура 50 нм барьерным слоем AlGaAs и тонким пассивирующим слоем GaAs.

При T = 5 K в спектре ФЛ при надбарьерном возбуждении наблюдаются три полосы, соответствующие рекомбинации экситонов в КЯ. При 5 K полосы ФЛ КЯ имеют сопоставимую интенсивность. С ростом температуры интегральная интенсивность люминесценции каждой КЯ изменяется нетривиальным образом (рис. 1). В работе обсуждается модель термостимулированного взаимодействия КЯ разделенных широкими барьерами [1, 2].

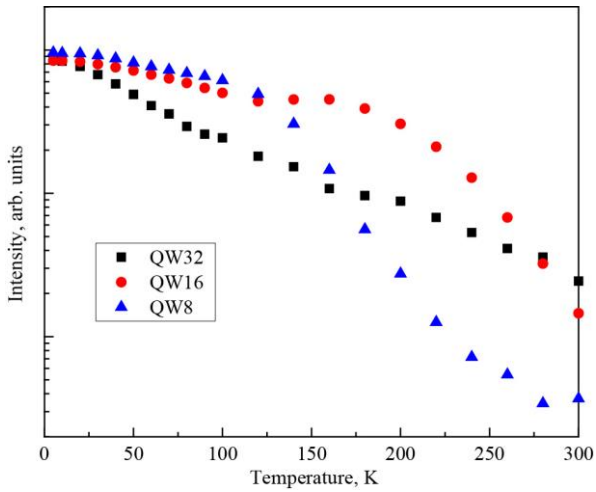


Рис. 1. — Температурная зависимость интегральной интенсивности люминесценции трех КЯ.

Модель предполагает, что с ростом температуры перераспределение интенсивности ФЛ между КЯ, обусловлено переносом возбуждения между соседними КЯ. Наиболее отчетливо такое перераспределение интенсивности наблюдается для пары QW8–QW16, что проявляется в быстром уменьшении интегральной интенсивности излучения $I_{QW8}(T)$ с одновременным замедлением температурного гашения излучения $I_{QW16}(T)$. При этом интенсивность излучения пары КЯ QW8–QW16 удается описать в рамках предложенной модели. Мы показали, что в этом случае парциальная зависимость интенсивности излучения из более узкой КЯ, связанная с переносом возбуждения в соседнюю более широкую КЯ, имеет активационный характер.

Работа выполнена при поддержке гранта СПбГУ № 95440344 (В.Ф. Агекян, А.Ю. Серов, В.И. Штром)

[1] А.Н. Резницкий, А.А. Клочихин, М.В. Еременко, ФТП, ***48****, 345 (2014).*
[2] Н.Г. Философов, Г.В. Будкин, В.Ф. Агекян, G. Karczewski, А.Ю. Серов, С.Ю. Вербин, И.В. Штром, А.Н. Резницкий, ФТП, ***57****, с. 555 (2023).*

Влияние растяжения на фазовый переход в TaS_2

Тюменцев М.М.[1], Федотов Н.И.[1], Мартовицкий В.П.[2], Зайцев-Зотов С.В.[1]

[1]*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11, стр. 7*
[2]*ФИАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, д.53*

Стрейнтроника является новой и перспективной областью физики конденсированного состояния, в которой управление электронными свойствами материалов осуществляется с помощью 1D или 2D деформации и часто приводит к возникновению новых электронных свойств. Так, предсказан переход ВЗП в полосатую фазу, вызванный двуосным изотропным растяжением 1H-$NbSe_2$ [1].

В слоистом квазидвумерном материале 1T-TaS_2 при повышении температуры T происходит переход из фазы с почти соизмеримой ВЗП в фазу с несоизмеримой ВЗП при T = 350 K, причем ширина петли гистерезиса этого перехода тем меньше, чем тоньше образец [2]. Нами были выращены кристаллы TaS_2 методом газотранспортных реакций. Рентгеновский анализ показал, что кристаллы представляют собой не чистую 1T фазу, а 1T фазу, чередующуюся с ромбоэдрической фазой 6R. Подобная структура наделяет кристаллы такой же температурной зависимостью сопротивления, как у тонких (менее 6 нм) кристаллов 1T фазы в диапазоне температур от 50–400 K. При дальнейшем понижении температуры металлический вклад 6R фазы начинает преобладать. В данной работе было изучено влияние одноосной и двуосной деформации на фазовый переход при T = 350 K нашей фазы.

Образцы представляли собой кристаллы толщиной от 1 до 10 мкм, приклеенные эпоксидной смолой к кресту из полиимида, который растягивался с помощью устройства для двуосной деформации на шаговых двигателях [3]. Проведенные нами исследование образцов с помощью СТМ при T = 78 K показало наличие состояния с неупорядоченной почти соизмеримой ВЗП.

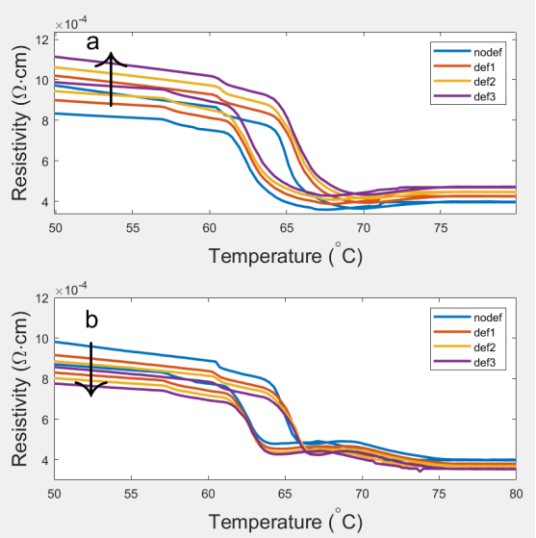


Рис.1. – Зависимость проводимости от температуры при различных одноосных растяжениях по оси растяжения (a), по оси, перпендикулярной оси растяжения (b). Стрелками показано направление изменения сопротивления по мере увеличения растяжения.

При растяжении образца наблюдается увеличение сопротивления вдоль оси растяжения и уменьшение сопротивления вдоль оси, перпендикулярной оси растяжения. Для изучения влияния растяжения на фазовый переход в TaS_2 была снята зависимость сопротивления от температуры при различных величинах деформации образца. На рис. 1 показаны типичные зависимости сопротивления от температуры для двух взаимно перпендикулярных направлений вблизи перехода. Зависимости воспроизводимы, не зависят от скорости развертки температуры и имеют гистерезисный характер. Обнаружено, что при растяжении образца вдоль одной из осей, ширина петли гистерезиса увеличивается, кроме того, средняя температура перехода также увеличивается. Эффекты достигают 1K и 0.4K соответственно. Обнаруженное поведение соответствует ожидаемому расширению петли гистерезиса с повышением степени упорядоченности ВПЗ при одноосной деформации.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №22-42-09018.

*[1] Fabrizio Cossu, Krisztián Palotás, Sagar Sarkaret, et.al., NPG Asia Materials, **12**, 24 (2020).*
*[2] Yasushi Ishiguro, Kirill Bogdanov, Naoko Kodama, et.al., J. Phys. Chem. C, **124**, 27176 (2020).*
[3] S.V. Zaitsev-Zotov, arXiv:2311.18336.

Электрон-электронное взаимодействие в структурах InGaAs/GaAs

Гудина С.В., Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Савельев А.П., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В.

ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург. С.Ковалевской, 18

Поскольку для двумерных электронных систем эффекты межчастичного взаимодействия будут сильными в режиме низкой концентрации носителей заряда, $r_s = 1/(a^*\sqrt{\pi n})$, где n — концентрация, a^* — эффективный боровский радиус, а концентрацией можно управлять, то наблюдается значительный интерес к изучению сильных кулоновских взаимодействий и их связи с фазовыми переходами и разрушением Ферми-жидкостных фаз на полупроводниковых гетероинтерфейсах с высокой подвижностью. Так, при обсуждении перехода металл-изолятор в 2D-системах с высоким r_s была поставлена под сомнение применимость обычного больцмановского переноса заряда в Ферми-жидкостном режиме и были предложены новые механизмы, такие как гидродинамический транспорт. Еще одним интересным эффектом электрон-электронного (е-е) взаимодействия является интерференционный эффект от рассеяния электронов на осцилляциях Фриделя, дающий линейное уменьшение сопротивления с ростом температуры, в последнее время широко изучаемый в системах на основе низкоразмерных модификаций углерода в качестве одного из механизмов, определяющих перенос заряда [1]. Изучение квазидвумерных систем дает инструмент для исследования неупругого электрон-электронного рассеяния как одного из вкладов в квантовое время жизни носителей заряда.

В полупроводниковых гетероструктурах InGaAs/GaAs с одиночными и двойными квантовыми ямами (КЯ) с низкой концентрацией ($n \cong 2\times10^{11}$ см$^{-1}$) в интервале температур, $T = (10\div70)$ К, обнаружен диэлектрический характер температурной зависимости проводимости, обусловленный существенным (на 20 – 40 %), линейным по T, ростом подвижности носителей заряда [2]. Мы полагаем, что такое поведение определяется интерференционным вкладом в проводимость от модифицированного беспорядком е-е взаимодействия в баллистическом режиме, $k_BT\tau/\hbar >>1$ (τ — время свободного пробега, $\hbar$ — постоянная Планка, k_B – постоянная Больцмана), связанного с когерентным рассеянием электронов на осцилляциях Фриделя [3].

Зависимости сопротивления от параллельного плоскости структуры магнитного поля в образцах *n*-InGaAs/GaAs с двойными сильно-связанными КЯ, измеренные при фиксированных температурах $1.8\leq T\leq50$ К, проанализированы в рамках подхода [4], что позволило получить зависимость квантового времени жизни от температуры $\tau_q(T)$,где увеличение $\tau_q(T)$ при $k_BT\tau/\hbar >>1$ связано со вкладом от е-е взаимодействия в баллистическом режиме [2, 3], $\Delta\tau_{ee}^{int}(T)$. Оставшаяся после вычитания $\Delta\tau_{ee}^{int}$ зависимость $\tau_q^0(T)$, содержащая вклады от различных механизмов уширения уровня, таких как упругое рассеяние на примесях и неупругое рассеяние электронов на электронах, хорошо описывается выражением [5], соответствующим пределу «грязного» металла $k_BT\tau/\hbar <<1$ с учетом динамически экранированного кулоновского взаимодействия.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон».

[1] Takumi Inaba et al., Nano Res., 15, 889 (2022).
*[2] Gudina S.V., et al., Phys.E, **113**. 14 (2019).*
*[3] Zala G., Narozhny B.N., Aleiner I.L., Phys. Rev. B, **64**, 214204 (2001).*
[4] Berk Y., Kamenev A., Palevski A., et al., *Phys. Rev. B, **51**, 2604 (1995).*
*[5] Fukuyama H. and Abrahams E., Phys. Rev. B, **27**, 5976 (1983).*

Рост GaAs нитевидных нанокристаллов с богатой Si каплей на вершине

Сибирев Н.В.[1], Илькив И.В.[1-3], Убыйвовк Е.В.[1], Штром И.В.[1-3], Сошников И.П.[4], Резник Р.Р.[2], Брюханова В.В.[2], Цырлин Г.Э.[1-3]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет 198504, Санкт-Петербург*
[2]*Алферовский университет 195220, Санкт-Петербург*
[3]*Институт аналитического приборостроения РАН 198095, Санкт-Петербург, Россия*
[4]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе 194021, Санкт-Петербург*

В работе обсуждается необычный рост нитевидных нанокристаллов (ННК) арсенида галлия (GaAs) с частицей катализатора богатой кремнием, смотри рисунок 1.

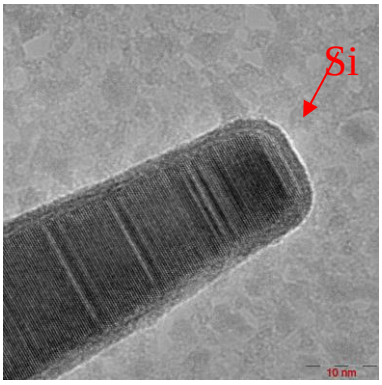


Рис.1. – ПЭМ изображение GaAs ННК легированного кремнием.

GaAs ННК перспективный материал для использования в приборах опто- и наноэлектроники [1,2]. Чаще всего их растят по механизму пар-жидкость-кристалл (ПЖК). Их практическое применение требует аккуратного и контролируемого легирования. Обычно проблему легирования решают, используя Ga в качестве катализатора, плохо растворимые в Ga элементы II и VI группы в качестве примесей.

В работе обсуждается рост GaAs ННК, когда инициатор роста и источника примеси свинец (Pb). Рост осуществлялся методом молекулярно-пучковой эпитаксии в сильно неравновесном режиме на кремниевой (Si) подложке. Сильная неравновесность роста достигалась низкой температурой подложки 350 °C, при такой температуре растворимость Si в жидком Ga, Pb или Pb-As менее 1%.

В сильно неравновесном режим встраивание примеси определяется кинетикой процесса [2,3]. Поэтому если в капле много Ga, то элементы группы углерода (кремний [2], олово [1], свинец) встраиваются на место мышьяка и являются акцепторами. В обратном случае, когда в капле много мышьяка элементы группы углерода встраиваются на место галлия и являются донорами.

Коэффициент встраивания Pb в GaAs относительно не большой 0.01-0.1 [3], это позволяет надеяться, что свинец может довольно долго сохраняться на вершине ННК и обеспечить устойчивый рост. В свинце хорошо растворяется, как Ga, так и As, поэтому меняя ростовые параметры можно переходить от роста с мышьяк обогащенной каплей, к галлий обогащенной капле и обратно. При относительно высоких температурах роста, выше 400 °C, результат в целом соответствовал ожидаемому.

Однако при низкой температуре роста 350 °C свойства ННК сильно отличались от ожидаемых. Весь ННК оказался сильно разбавлен кремнием так что видимо следует говорить не о легировании GaAs ННК Pb и Si, а о слабом растворе (2%) Si в GaAs. Свинец равномерно растворился внутри ННК. На вершине обнаружилась кремниевая шапочка, отчетливо видимая в просвечивающем электронном микроскопе (ПЭМ). Возможно несколько объяснений данного эффекта, рост ННК с твердым катализатором, травление кремниевой подложки свинцом с последующей диффузией на вершину.

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта СПбГУ № 95440344. Исследования элементного состава выполнены в МРЦ по направлению "Нанотехнологии" Научного парка СПбГУ.

[1] W. Metaferia et al., Nanotechnology 29, 285601 (2018).
[2] V. G. Dubrovskii et al. J. Phys. Chem. C 124, 17299 (2020).
[3] А. Чернов, Современная Кристаллография т 3 (Москва, 1980).

Люминесценция наноструктур с легированными квантовыми ямами при оптической и электрической накачке

Адамов Р.Б.[1], Мелентьев Г.А.[1], Подоскин А.А.[2], Слипченко С.О.[2], Седова И.В.[2], Сорокин С.В.[2], Фирсов Д.А.[1], Шалыгин В.А.[1]

[1]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Оптические переходы носителей заряда с участием примесных состояний в квантовых ямах позволяют создавать источники терагерцового (ТГц) излучения, востребованные в науке и технике. В данной работе исследованы спектры фотолюминесценции (ФЛ) в ТГц и ближнем ИК (БИК) диапазонах для *p–i–n* структур с компенсированными квантовыми ямами (КЯ) GaAs/AlGaAs шириной 7.7 нм, имеющими различные профили легирования донорами и акцепторами. Аналогичные исследования проведены также на референсных наноструктурах, не содержащих сильно легированных *p*- и *n*-слоев. Для исследований электролюминесценции (ЭЛ) из *p–i–n* структур изготавливались диоды (0.5×2 мм).

Спектры ТГц ФЛ референсных структур выявили эмиссию излучения в полосе энергий фотонов 6–22 мэВ, которую можно связать с переходами электронов из первой подзоны размерного квантования *e*1 на основные донорные уровни *D*1*s*, а также с внутрицентровыми переходами электронов $D2p_{xy}$–*D*1*s*. Показано что *структура B*, где компенсация доноров в КЯ проводилась путем акцепторного легирования барьеров, обеспечивает двукратный выигрыш в интенсивности ТГц излучения по сравнению со *структурой W*, где компенсация проводилась непосредственно в квантовых ямах. Исследование БИК ФЛ показало, что причиной этого является наличие в структуре W нежелательного канала рекомбинации неравновесных электронов *e*1–*hh*1 (здесь *hh*1 обозначает основную подзону тяжелых дырок). Интегральная интенсивность БИК ФЛ растет линейно с интенсивностью лазерной накачки (в диапазоне 1 – 10 Вт/см^2), в то время как зависимость интегральной интенсивности ТГц ФЛ имеет существенно сублинейный характер и демонстрирует тенденцию к насыщению. Теоретический анализ процессов рекомбинации неравновесных носителей заряда с помощью скоростных уравнений показал, что наблюдавшиеся закономерности можно объяснить наличием безызлучательных процессов примесной оже-рекомбинации с участием доноров.

Проведены исследования БИК ЭЛ в *p–i–n* диодах с компенсированными КЯ типа B и W. Проанализировано поведение линии спонтанной ЭЛ, обусловленной переходами *D*1*s*–*hh*1 (которые играют позитивную роль для эмиссии ТГц излучения на переходах *e*1–*D*1*s*). Во всех диодах при достаточно сильных токах возникала стимулированная БИК эмиссия на переходах *D*1*s*–*hh*1, что сопровождается увеличением эффективности опустошения уровней *D*1*s*, задействованных в процессах эмиссии ТГц фотонов. Установлено, что структура типа W обеспечивает при электрической накачке пятикратный выигрыш в интегральной интенсивности стимулированного БИК излучения на переходах *D*1*s*–*hh*1, по сравнению со структурой типа B. Таким образом, для разработки ТГц излучателей с электрической накачкой, работающих на переходах *e*1–*D*1*s* в условиях стимулированной БИК эмиссии на переходах *D*1*s*–*hh*1, целесообразно использовать структуры с компенсированными КЯ без пространственного разделения доноров и акцепторов.

Зарегистрировать ТГц ЭЛ с торцов *p–i–n* диодов не удалось. В качестве альтернативы предложено собирать ТГц излучение из диода через верхний полупрозрачный контакт (его площадь в 10^3 раз больше, чем у торца) и в качестве такого контакта использовать металлическую решетку.

Работа авторов Р.Б.А., Г.А.М. и В.А.Ш. поддержана РНФ (грант № 22-22-00103). Работа Д.А.Ф. поддержана Минобрнауки РФ (госзадание FSEG-2023-0016).

Моделирование влияние электрического поля на экситонные состоянии в квантовой яме

Чжэн Шимин[1], Храмцов Е. С.[1], Игнатьев И. В.[1]

[1]*СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Ульяновская ул., 1*

Влияние электрического поля на экситонные состояния широко используется для исследования фундаментальных свойств экситонов в различных гетероструктурах [1-3]. В данной работе проведено систематическое теоретическое исследование экситонных состояний в квантовых ямах (КЯ) GaAs/AlGaAs и эффектов, обусловленных приложением внешнего электрического поля. Теоретические результаты получены с помощью численного решения трехмерного уравнения Шредингера в КЯ в приближении цилиндрической симметрии задачи. Метод численного решения описан в работе [4].

Мы рассматриваем гетероструктуру с КЯ $GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ шириной L (L = 30 нм, 50 нм, 100 нм), имеющей прямоугольный профиль потенциала. Электрическое поле приложено вдоль оси роста гетероструктуры и варьируется в диапазоне от 0 до 6 кВ/см с шагом 0.5 кВ/см. Изучено поведение основного состояния экситона с тяжелой дыркой (Xhh1) и экситона с легкой дыркой (Xlh1). Результаты расчета показывают штарковский сдвиг экситонных всех состояний в красную область спектра, который достигает величины ΔE = -40 мэВ для состояния Xhh1 и -35 мэВ для состояния Xlh1 в КЯ L = 100 нм в поле F = 6 кВ/см. Выполнен расчет энергии связи E_b экситонов Xhh1 и Xlh1. Установлено, что E_b уменьшается с ростом поля, причем тем быстрее, чем шире КЯ. Для КЯ L = 100 нм E_b < 1 мэВ в поле F > 3 кВ/см.

Исследовано свето-экситонное взаимодействие (или радиационное уширение $\hbar\Gamma_0$) в электрических полях. Оно вычисляется, зная волновую функцию и пользуясь формулой из книги [1]. На рис. 1 приведен пример полевой зависимости $\hbar\Gamma_0$ для КЯ L=50 нм. Видно, что $\hbar\Gamma_0$ уменьшается практически до 0 в сильном электрическом поле из-за уменьшения перекрытия электронных и дырочных волновых функций в экситоне, как показано на вставке к Рис. 1. Для КЯ L=100 нм радиационное уширение экситонов падает быстрее, так что $\hbar\Gamma_0$ (Xhh1) близко к 0 уже в электрическом поле F=1 кВ/см.

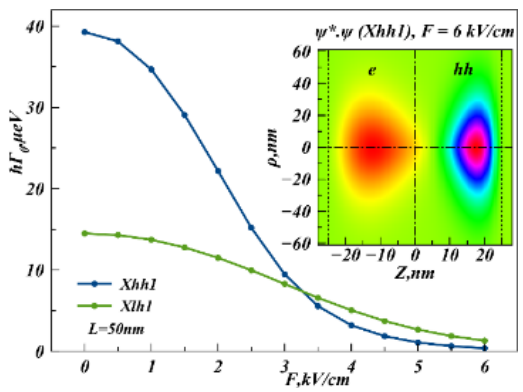


Рис.1. – Зависимость $\hbar\Gamma_0$ экситонных состояний Xhh1 и Xlh1 от электрического поля.

Вставка на Рис. 1 также иллюстрирует появление статического дипольного момента D экситона. В широкой КЯ (L = 100 нм) D достигает значения D ≈ -80 e*нм для Xhh1 экситона в поле F = 6 кВ/см. В больших полях электрон и дырка в экситонных состояниях Xhh1 и Xlh1 растягиваются к границам КЯ, и дипольный момент приближается к постоянному значению. Ещё один эффект — это сдвиг центра масс экситона в электрических полях. Причиной этого эффекта является различие эффективных масс. Положение центра масс сдвигается в направлении движения дырки. Для экситона Xhh1 сдвиг существенно больше, чем для экситона Xlh1.

Авторы благодарят проект РНФ № 19-72-20039. Чжэн Шимин благодарит China Scholarship Council.

[1] E. L. Ivchenko, Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures (Springer, Berlin, 2004).
[2] S. Tsintzos et al., Phys. Rev. Lett. 121, 037401 (2018).
[3] М.А. Чукеев и др., ФТП 57, 461 (2023); M. A. Chukeev et al., Phys. Rev. B (submitted).
[4] E. S. Khramtsov, P. A. Belov, P. S. Grigoryev et al., J. Appl. Phys., 36, 184301 (2016).

Генерация излучения при температуре 290K в гетероструктуре с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe на длине волны 3.55 мкм за счёт улучшения волновода и активной области

Фадеев М.А.[1], Янцер А.А.[1,2], Разова А.А.[1,2], Уточкин В.В.[1], Кудрявцев К.Е.[1], Румянцев В.В.[1,2], Дубинов А.А.[1,2], Алешкин В.Я.[1,2], Михайлов Н.Н.[3], Дворецкий С.А.[3], Морозов С.В.[1,2]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*
[3]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090, Новосибирск*

Разработка полупроводниковых лазеров среднего инфракрасного (ИК) диапазона для применений в спектроскопии, коммуникациях и др. является одной из приоритетных задач прикладной физики. В данной работе акцент сделан на диапазон 3 – 5 мкм, который является окном прозрачности атмосферы и содержит большое число линий поглощения следовых атмосферных газов. Концентрация этих газов в атмосфере может быть с высокой точностью измерена с помощью методики абсорпционной спектроскопии с перестраиваемым источником, что определяет интерес к созданию компактных перестраиваемых лазеров в диапазоне 3 5 мкм.

Лучшими характеристиками среди полупроводниковых источников среднего ИК диапазона на длинах волн более 5 мкм обладают квантово-каскадные лазеры (ККЛ) [1]. Однако, по мере уменьшения длины волны эффективность ККЛ снижается и в диапазоне 3 5 мкм основными источниками излучения являются диодные лазеры на основе гетероструктур I и II типа. Основным препятствием для разработки длинноволновых диодных лазеров является оже-рекомбинация, которая приводит к резкому росту порога лазерной генерации с температурой [2]. В гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе CdHgTe процессы, которые являются аналогом объёмной оже-рекомбинация, частично подавлены, и уже в первой работе по исследованию стимулированного излучения в таких структурах удалось достичь температуры генерации более 200 К.

В статье [3] были исследованы потери в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe с длиной волны излучения 3 4 мкм и было показано, что увеличение числа ям и оптимизация волновода могут позволить увеличить температуру генерации стимулированного излучения (СИ) при оптической накачке. В статье [4] было показано, что беспороговые процессы могут оказывать больший вклад в общую скорость рекомбинации, чем это ожидалось, и было сделано предположение, что использование структур с низким барьером в диапазоне 55-75% предпочтительно для достижения высоких температур генерации излучения за счет того, что максимум скорости беспороговых процессов смещается в область низких температур. Пользуясь выводами этих работ, была подобрана структура с большим количеством КЯ, в которой максимальная скорость беспороговой оже реукомбинации (определеннная по температурной зависимости интенсивности фотолюминесценции) достигается при температуре менее 50 К. За счет этой оптимизации удалось достичь стимулированного излучения при температуре 280 К. Дополнительное уменьшение порога и увеличение максимальной температуры генерации удалось получить за счет увеличения длины волны оптической накачки,, что позволило получить СИ на длине волны 3.55 мкм при температуре 290K.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10111.

1. *Y. Yao et al., Nat. Photonics 6, 432 (2012).*
2. *J. R. Meyer et al., IEEE J. Quantum Electron. 57, 1 (2021).*
3. *M. A. Fadeev et al., Nanomaterials 12, 1 (2022).*
4. *K. E. Kudryavtsev et al., Appl. Phys. Lett. 123, 1 (2023).*

Свойства многослойных наноструктур «субоксид кремния/олово», подвергнутых быстрому и статическому отжигу

А.В. Ершов[1], Д.А. Юшков[1], Н.В. Байдусь[1], А.И. Белов[1], А.В. Здоровейщев[1], Р.Н. Крюков[1]

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

Формирование многослойных наноструктур (МНС) SiO*x*/Sn является актуальным в силу имеющихся экспериментальных данных, что наличие олова в субоксиде повышает при отжиге кристаллизацию нанокристаллов кремния (НК Si), увеличивая интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) [1]. Комбинация быстрого термического отжига (БТО) и последующего статического отжига (СТО) также способствует росту интенсивности ФЛ [2]. В докладе представлены результаты изучения влияния БТО и СТО и пост-гидрогенизации на свойства многослойных структур a-SiO*x* /Sn (или SnO_2).

Образцы МНС получали поочередным осаждением слоев SiO*x* и Sn на подложку КДБ-20 (100) при температуре 120 ºС методом электронно-лучевого испарения в вакууме. Были получены структуры с толщиной SiO*x* – 20±1 нм, а толщина олова варьировалась в последовательности: 0, ~1, 1.5, 3, 5 нм для разных серий. Образцы МНС были отожжены в печи быстрого отжига при 900 ºС в течение 3 мин – и в трубчатой печи при 900–1100 ºС 60 мин (СТО). Были выполнены эксперименты по отжигу в молекулярном водороде при температуре 500 ºС в течение часа.

Полученные образцы исследовали методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), фотолюминесценции (ФЛ) и ИК-спектроскопии. Исследования методом РФЭС проводились на комплексе Multiprobe RM (Omicron Nanotechnology GmbH). Спектры Фурье ИК-пропускания снимались на спектрометре Varian 4100 Excalibur в диапазоне 400-1400 см$^{-1}$. Измерения спектров ФЛ при комнатной температуре в диапазоне 650-1000 нм проводились с помощью установки Nanometrics RPM PL Wafer Mapping System при возбуждении Nd:YAG-лазером.

Средний (эффективный) коэффициент стехиометрии в слоях субоксида кремния SiO*x* составил $x \approx 1.65$. Близкая величина $x \approx 1.72 \pm 0.05$ была найдена для эффективного коэффициента стехиометрии слоев субоксида кремния остальных МНС SiO*x*/Sn. Установлено, что отдельные пленки SiO*x* после отжига в трубчатой печи в статическом режиме при 1000-1100 ºС проявляют интенсивную ФЛ при комнатной температуре, в области длин волн 750-850 нм, связанную с излучательной рекомбинацией в нанокристаллах кремния, формируемых после СТО. Образование НК при такой термообработке подтвердилось из данных РФЭС и ИК спектроскопии. Быстрый термический отжиг, в комбинации с последующим статическим отжигом, в разы увеличивает интенсивность ФЛ пленок SiO*x*. Это связывается с усиленным зародышеобразованием при БТО и последующим ростом размеров нанокристаллов при продолжительном СТО. Гидрогенизация приводит к дополнительному росту интенсивности ФЛ образцов в ~2 раза за счет пассивации дефектов типа оборванной связи.

Обнаружено, что введение прослоек олова или его диоксида в структуру МНС для всех вариантов условий отжига приводит к снижению интенсивности ФЛ в указанной спектральной полосе.

В докладе обсуждаются возможные причины данного эффекта.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

[1] C. Ma, L. Bi, J.Y. Feng, J. Cryst. Growth. 305, 30-35 (2007).
[2] D. Hiller, S. Goetze, M. Zacharias, J. Appl. Phys. 109, 054308 (2011).

Особенности осцилляций магнитосопротивления в композитных квантовых ямах InAs/GaSb с инвертированным зонным спектром в квантующем магнитном поле

Михайлова М.П. [1], Иванов Э.В. [1], Парфеньев Р.В.[1], Калинина К.В.[1], **Семенихин П.В.**[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе, Санкт Петербург, Россия*

Исследованы магнитотранспортные свойства наногетероструктур на основе композитных квантовых ям AlSb/InAs/GaSb с полуметаллическим зонным спектром, выращенных методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках n-GaSb и n-InAs с различной концентрацией носителей заряда [1].

Экспериментальные результаты получены с помощью бесконтактной методики электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Измерения проводились в широком интервале температур (2.7-270 K) и квантующих магнитных полях до 1.4 T.

Для гетероструктуры с композитной квантовой ямой, выращенной на подложке n-GaSb: Te, была обнаружена необычная угловая зависимость амплитуды осцилляций Шубникова-де Гааза, отличная от функции H cosθ. Данной эффект является следствием объемной инверсионной симметрии – BIA и обусловлен поглощением микроволнового излучения объемными носителями в подложке n-GaSb.

В гетероструктурах AlSb/InAs/GaSb, выращенных на подложке n-InAs: Mn, в спектрах поглощения микроволнового излучения в зависимостьи от магнитного поля были зарегистрированы осцилляции Шубникова-де Гааза, для которых характерна угловая зависимость амплитуды с двумя наборами частот, что свидетельствовало о наличии вклада двумерных носителей в общую проводимость.

В двумерных структурах с композитной квантовой ямой InAs/GaSb, выращенных на нелегированных подложках n-InAs магнитофононные осцилляции магнитосопротивления двумерного электронного газа наблюдались в широком температурном диапазоне 2.7-270 K. Показано, что осцилляции обусловлены резонансным рассеянием двумерных электронов на акустических фононах – phonon induced resistance oscillations (PIRO) [2]. При этом амплитуда магнитофононных осцилляций магнитосопротивления достигает максимальных значений при температуре 120 K, а положение пиков PIRO зависит от уровня Ферми в области перекрытия зон материалов, образующих композитную квантовую яму.

Данная работа подтверждает возможность применения спектроскопии электронного парамагнитного резонанса для изучения спин-зависимых явлений в двумерных гетероструктурах с инвертированным зонным спектром [3].

[1] A. Hospodková, E. Hulicius, J. Pangrác, F. Dominec, M.P. Mikhailova, A.I. Veinger, I.V. Kochman. J. Cryst. Growth 464, 206 (2017).
[2] A.T. Hatke, M.A. Zudov, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. Lett. 102, 8, 086808 (2009).
[3] М.П. Михайлова, Э.В. Иванов, П.В. Семенихин, Р.В. Парфеньев, Физика твердого тела, 66, 323 (2024).

Осцилляции проводимости Шубникова — де Гааза в квазидвумерном проводнике с волнами зарядовой плотности $HoTe_3$

Воропаев Д.М.[1,2], Прудкогляд В.А.[3], Жувагин И.В.[3], Звягин И.[3], Морочо А.А.[4], Григорьев П.Д.[4,5], Тюменцев М.М.[1,6], Кон И.А.[1,6], Зайцев-Зотов С.В.[1,6], E. Pachoud[7], A. Hadj-Azzem[7], P.Monceau[7]

[1]*ИРЭ им В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая ул., 11, стр. 7*
[2]*МФТИ (НИУ), 141701, Московская обл, Долгопрудный, Институтский переулок, 9*
[3]*ФИ им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Ленинский проспект, 53*
[4]*НИТУ «МИСиС», 119049, Москва, Ленинский пр-кт, 4*
[5]*ИТФ им. Л.Д. Ландау, 142432, Московская обл., Черноголовка, пр-кт академика Семенова, 1А.*
[6]*ВШЭ (НИУ), 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20*
[7]*Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut NEEL, Grenoble, France*

Волны зарядовой плотности (ВЗП) возникают вследствие нарушения симметрии основных состояний в твердых телах. Переход в состояние с ВЗП сопровождается изменением практически всех электронных свойств из-за возникновения энергетической щели в плотности состояний, вызванной появлением периодического искажения кристаллической решетки и связанной с ним пространственной модуляции электронной плотности $\rho \propto cos(\boldsymbol{Q}_{CDW}\,\boldsymbol{r} + \varphi)$, где $\boldsymbol{Q}$ — волновой вектор ВЗП [1]. При этом на всей или части поверхности Ферми образуется энергетическая щель. К материалам с неполной диэлектризацией электронного спектра относится квазидвумерный теллурид $HoTe_3$, в котором наблюдается два перехода в состояние с ВЗП, один из них при температуре $T_{P1} = 283\,K$ с $\boldsymbol{Q}_{CDW1} = (0, 0;\ \sim 2\boldsymbol{c}^*/7)$, а другой при температуре $T_{P2} = 110\,K$ с $\boldsymbol{Q}_{CDW2} = (\sim 2\boldsymbol{a}^*/7; 0;\ 0)$, перпендикулярным $\boldsymbol{Q}_{CDW1}$. В настоящей работе представлены результаты исследования магнетосопротивления (МС) $HoTe_3$ в магнитных полях до 19 T.

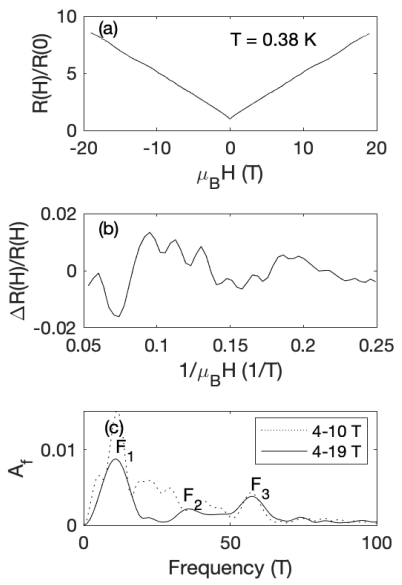


Рис.1. – Описание в тексте.

Магнетосопротивление $HoTe_3$ в области температур ниже 20 K оказалось близко к линейному. На рис. 1 показано МС при температуре 0.38 K (a), его осциллирующая часть (b) и спектры осцилляций при двух выборах диапазонов магнитных полей (c). Видно, что спектр осцилляций зависит от выбора диапазона магнитных полей — при его расширении в спектре появляются новые компоненты. Такое поведение соответствует магнитному пробою, наблюдавшемуся в ряде соединений RTe_3 (R = Tm, Tb, Er, Dy, Ho) в полях до 63 T [3]. Положения максимумов пиков осцилляций F_1, F_2 и F_3 в области совпадает с опубликованными ранее [3], а их ширина существенно меньше, чем в [3], что, по-видимому, связано с более высоким качеством кристаллов и более низкой температурой измерений.

Один из наиболее интересных вопросов — установление соответствия между карманами поверхности Ферми (ПФ) и частотами F_1, F_2 и F_3. Для решения этой задачи изучена перестройка ПФ в $HoTe_3$, вызванная первой и второй ВЗП. Получены оценки площади получающихся карманов ПФ и проведено их сравнение с измеренными частотами F_1, F_2 и F_3 квантовых осцилляций.

[1] P. Monceau, Advances in Phys., 61, 325 (2012).
[2] A.Sinchenko et al., Phys. Rev. B., 96, 245129 (2017).
[3] P. Walmsley et al., Phys. Rev. B., 102, 045150 (2020).

НУЛЬМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ (КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ, НАНОКРИСТАЛЛЫ, НАНОПЛАТЕЛЕТЫ)

Экситоны в непрямозонных квантовых точках: тонкая структура состояний и спиновая динамика

Шамирзаев Т.С.[1], Смирнов Д.С.[2], Некрасов С.В.[2], Кусраев Ю.Г.[2], Яковлев Д.Р.[2,3], Bayer M.[3]

[1]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*
[2] *ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[3]*Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany*

В отсутствие внешних воздействий спиновая подсистема немагнитных гетероструктур, находится в состоянии термодинамического равновесия, т.е. спиновая поляризация в отсутствует. Для изучения спиновой динамики спиновую подсистему необходимо вывести из состояния равновесия и это можно сделать либо традиционными методами — оптической ориентации или выстраивания и тепловой спиновой поляризации в магнитном поле, либо недавно предложенном нами методом динамической поляризации спинов электронов через сверхтонкое взаимодействие в слабом магнитном поле при не резонансом, не поляризованном оптическом возбуждении, которое напрямую не поляризует ни ядра, ни электроны.

В докладе будет представлен обзор современного состояния дел в области изучения спиновой динамики экситонов в непрямозонных квантовых точках (КТ). Особое внимание будет уделено обсуждению влияния на спиновую динамику Г-Х смешивания электронных состояний и сверхтонкого взаимодействия спина электрона с флуктуациями ядерных спинов в квантовых точках.

Будут продемонстрированы: (1) Влияние Г-Х смешивания электронных состояний на оптическую ориентацию и оптическое выстраивание в непрямозонных КТ; (2) эффект спиновой блокады в слабом продольном магнитном поле при квазирезонансном оптическом возбуждении, препятствующий поглощению циркулярно-поляризованного фотона в непрямозонной КТ, уже занятой темным спин-поляризованным экситоном; (3) Динамическая спиновая поляризация электронов в КТ через сверхтонкое взаимодействие в слабом магнитном поле при не резонансом, не поляризованном оптическом возбуждении, которое напрямую не поляризует ни ядра, ни электроны.

Работа поддержана РНФ (проект №22-12-00022).

Эффект Зеемана в валентной зоне полупроводниковых нанокристаллов: кубическая анизотропия и спин-орбитальное смешивание

Семина М.А.[1], Головатенко А.А.[1], Родина А.В.[1]

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

С момента своего открытия полупроводниковые нанокристаллы (НК) являются одними из самых исследуемых наноразмерных полупроводниковых объектов [1]. Анализ экспериментов по магнитооптике и спиновой динамике, а также контроль спиновых состояний локализованных носителей заряда, необходимый для применения НК в спинтронике и квантовых технологиях, требует знания g-факторов носителей заряда, анизотропии эффекта Зеемана и понимания физической природы перенормировки g-факторов по сравнению с их значениями в объемных материалах. Особый интерес представляет эффект Зеемана в валентной зоне из-за определяющей роли смешивания дырочных состояний и симметрии НК в формировании тонкой структуры и поляризации люминесценции.

Нами построена последовательная теория эффекта Зеемана для дырок, локализованных в НК на основе полупроводников II-VI и III-V таких как CdSe, GaAs и др. Ключевая особенность работы в применении шестизонной kp-модели, учитывающей как верхнюю четырехкратно вырожденную валентную подзону Γ_8, так и спин-орбитально отщепленную подзону Γ_7. Такой подход обнаруживает ряд новых качественных и количественных эффектов, отсутствующих в подходах, учитывающих лишь состояния симметрии Γ_8 (например, для 4-х зонной модели g-фактор не зависит от размеров НК, а только от его формы и типа потенциала) [2].

Показана существенная зависимость g-фактора дырки от диаметра сферического НК, особенно в случае, когда величина спин-орбитального расщепления валентной зоны сопоставима или меньшей энергии размерного квантования. Исследован g-фактор дырки в планарных нанокристаллах (наноплателетах) с конечными толщиной и размером в плоскости. Предсказана сильная и немотонотонная зависимость g-факторов дырок от латерального размера наноплателета. Разработан эффективный численный метод для расчета g-факторов дырки в НК кубической формы. Выполнен расчет зависимости компонент тензора g-факторов дырок от размера НК. Получена формула для g-фактора дырки из спин-отщепленной валентной подзоны в полупроводниках с отрицательной величиной спин-орбитального расщепления валентной зоны, таких как CuCl.

Построена теория эффекта Зеемана для дырки в кубически-симметричных структурах [3]. Выделено 3 «источника» кубической анизотропии: кубически-симметричный кристаллографический вклад в кинетическую энергию (гофрировка валентной зоны) и спиновый эффект Зеемана, а также кубическая форма НК. Из симметрийных соображений построен эффективный гамильтониан, описывающий эффект Зеемана для дырок, локализованных в кубически-симметричной структуре (точечные группы Td и Oh). Показано, что вклады от формы НК и от гофрировки валентной зоны сопоставимы между собой и с основным, «изотропным», вкладом. Развитые методы были применены к описанию эффекта Зеемана в НК на основе перовскитов, где аналогичные эффекты имеют место в зоне проводимости. На основе развитой теории дано количественное объяснение зависимости g-факторов электронов от размера НК CsPbX3 (X = I, Br, Cl) [4].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00300

*[1] Al. L. Efros and L. E. Brus, ACS Nano **15**, 6192 (2021).*
*[2] M. A. Semina, A. A. Golovatenko, and A. V. Rodina, Phys. Rev. B **104**, 205423 (2021).*
*[3] M. A. Semina, A. A. Golovatenko, and A. V. Rodina, Phys. Rev. B **108**, 235310 (2023).*
[4] M. O. Nestoklon, E. Kirstein, D. R. Yakovlev, et. al., Nano Lett.23 (17), 8218 (2023).

Управление оптическими и нелинейно-оптическими свойствами двумерных градиентных нанокристаллов $CdSe_{1-x}S_x$

Клименко Г.А.[1], Хасан А.А.[2], Якимов Б.П.[1], Саиджонов Б.М.[1], Васильев Р.Б.[1], В.Н. Манцевич[1], **Смирнов А.М.** [1,3]

[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, ул. Ленинские Горы 1-2*
[2]*НИУ ВШЭ, физический факультет, 101100, Москва, ул. Ст. Басманная, д. 21/4, стр.5*
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, Моховая 11-7

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию особенностей нелинейного поглощения и фотолюминесценции (ФЛ) в градиентных коллоидных нанопластинках $CdSe_{1-x}S_x$ [1], при стационарном возбуждении наносекундными лазерными импульсами, а также сравнению нелинейных свойств образцов различного химического состава и морфологии. Благодаря градиентному составу нанокристаллов $CdSe_{1-x}S_x$ компоненты CdS эффективно поглощают свет направляя генерируемые экситоны в компоненты CdSe, где они рекомбинируют (Рисунок 1).

По спектрам дифференциального пропускания градиентных коллоидных нанопластинок $CdSe_{1-x}S_x$ без оболочки (x = 0,34; 0,57; 0,68; 0,75) обнаружено просветление экситонных переходов 1hh-1e/1lh-1e/1so-1e в компоненте CdSe и 1hh-1e в компоненте CdS при заполнении фазового пространства экситонов. Обнаруженное изменение положения пиков по длине волны в зависимости от состава твердого раствора объяснено влиянием более широкозонной по сравнению с CdSe компоненты CdS, повышение вклада которой приводит к увеличению ширины запрещённой зоны градиентных нанопластинок.

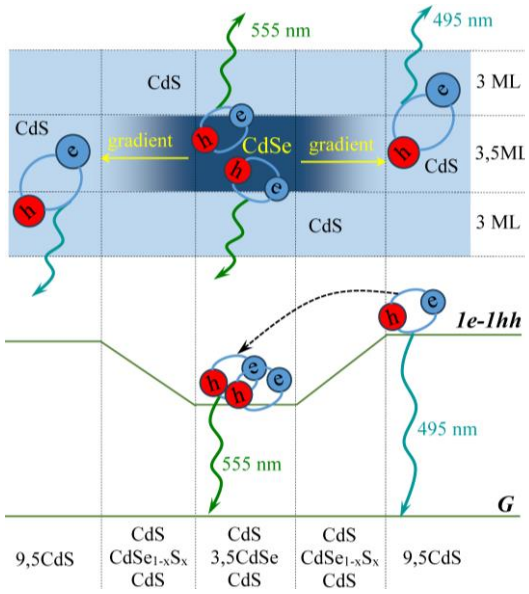


Рис.1. – Схематичное изображение гетероструктурной градиентной нанопластинки $CdSe_{1-x}S_x$/CdS и энергетическая диаграмма с изображением путей релаксации экситонов в доменах CdSe и CdS.

В спектрах ФЛ градиентных коллоидных нанопластинок $CdSe_{1-x}S_x$ без оболочки (x = 0,34; 0,57; 0,68; 0,75) обнаружен пик, соответствующий излучению свободных экситонов, и широкая полоса в длинноволновой области, соответствующая излучению локализованных на дефектах наноструктуры экситонов. Установлена зависимость отношения интенсивностей двух спектральных составляющих ФЛ от интенсивности возбуждения. Кроме этого, при увеличении доли серы в градиентных нанопластинках установлено снижение интенсивности ФЛ свободных экситонов и рост доли ФЛ локализованных экситонов, что указывает на связывание экситонов на дефектах в структуре. Увеличение мольной доли серы в твёрдом растворе приводит к формированию дефектов, провоцирующих в свою очередь рост безызлучательной рекомбинации. На основе данных ФЛ градиентных коллоидных нанопластинок $CdSe_{1-x}S_x$ без оболочки (x = 0,34; 0,57; 0,68; 0,75) и с оболочкой 3CdS (x = 0,68; 0,75) был определён характер образования дефектов в исследуемых образцах. Отмечено преимущественное присутствие дефектов на поверхности ядра нанопластинки, что обосновывалось практически полным подавлением ФЛ экситонов, локализованных на дефектах в гетероструктурных нанокристаллах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-10008, https://rscf.ru/project/23-72-10008/

*[1] B.M. Saidzhonov et al., ACS Photonics, **7**, 3188-3198 (2020).*

Подавление молекулярных состояний дираковских энионов в спектрах магнито-фотолюминесценции квантовых точек $InP/GaInP_2$

Минтаиров А.М.[1,2], Аксенов В.Ю., Лебедев Д.В. [1], Власов А.С.[1], Blundell S.[3]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт Петербург, ул. Политехническая 26*
[2]*EE Department, University of Notre Dame, 46556, IN, USA*
[3]*University Grenoble Alpes, CEA, CNRS, IRIG, SyMMES, F-38000 Grenoble, France*

Электроны в двумерных (2D) квантовых струкутрах с вигнеровской локализацией могут генерировать вихри квантов магнитного потока в нулевом магнитном поле с образованием композитных частиц – энионов имеющих дробный заряд, что может быть использовано для реализации помехозащищенных топологических квантовых вычислений [1-3]. Вихри генерируют магнитное поле (B_{DA}) и могут рассматриваться как изолированные магнитные полюса, что позволяет рассматривать энионы в таких струкутрах как магнито-электронные композиты, удовлетворяющие дираковскому условию квантования зарядов [4-6]. Такие дираковские энионы (ДЭ) наблюдались в спектрах магнитофотолюминесценции (магнито-ФЛ) квази 2D островков/квантовых точек (КТ) $InP/GaInP_2$ размером 70-150 нм с одним, пятью и семью электронами и радиусом Вигнера-Зейтца r_s~4, 2.5 и 1.5, соответсвенно [1-3]. В этих КТ ДЭ имеют B_{DA}=±(2–15) Тл и дробный заряд ν=1/9–5/2, которые детектировались с помощью измерений спектра Фока-Дарвина в спектрах ФЛ [3]. Для КТ с пятью электронами наблюдались молекулярные конфигурации и их перестройка при фотовозбуждении, соответствующая элементарным операциям топологических квантовых вычислений [2]. Исследование молекулярных конфигураций ДЭ (МК-ДЭ) в зависимости от числа электронов и размеров КТ крайне важно для практической реализации квантовых вентилей.

В настоящей работе мы исследовали формирование и перестройку МК-ДЭ во внешнем магнтитном поле (B_e =0–10 Тл) в спектрах ФЛ четырех-электронной КТ размером ~120 нм и r_s=3.4. Измерения проводились при «повышенной» температуре T=30 K (в отличие от T=5-10 K предыдущих измерений). В спектрах при B_e=0 Тл наблюдается один стоксовый пик (СП) соответствующий колебательной моде электронов в КТ с энергией $\hbar\omega_0$=3.5 мэВ и четыре антистоксова (АСП) пика с расщеплением ΔE_{sp}~2.5 мэВ и полушириной γ~1.5 мэВ, соответсвующих локализованным ДЭ ромбической МК-ДЭ с диагоналями 50 x 70 нм, B_{DA}=–3 Тл и ν=1/3. При B_e=4 Тл наблюдаются два АСП и увеличение ΔE_{sp} и γ почти в два раза, что соответствует формировании «лужной» конфигурации (ЛК-ДЭ) размером ~100 нм, в которой ДЭ с зарядом ν=2/3 остается только в p_x состоянии, что ранее наблюдалось для КТ с семью электронами [3]. При B_e >6 Тл наблюдается увеличение ΔE_{sp} до 7 мэВ и $\hbar\omega_0$ до 5 мэВ, что указывает на сжатие ЛК-ДЭ до 70 нм. Сжатие сопровождается формированием в p_x ДЭ с ν=1/2. Наши результаты демонстрируют новые возможности для контороля молекулярных состояний ДЭ.

[1] M. Mintairov et al, Nanomaterilas, 11, 493 (2021).
[2] M. Mintairov et al Sci. Rep. 11, 21440 (2021).
[3] M. Mintairov et al, Nanomaterilas, 12, 1016 (2022).
[4] P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. A133, 60(1931); Phys. Rev. 64, 7, 817 (1948).
[5] M. N. Saha, Indian J. Phys. 10,141 (1936).
[6] N. A. Wilson, Phys. Rev., 75, 309 (1949).

Стабилизация зарядового состояния одиночной квантовой точки при резонансном возбуждении

Галимов А. И., Рахлин М. В., Климко Г. В., Сорокин С. В., Седова И. В., Кулагина М.М., Задиранов Ю.М., Торопов А.А.

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

Полупроводниковые эпитаксиальные квантовые точки (КТ) рассматриваются как основа для развития оптических квантовых технологий благодаря способности генерировать «по требованию» неразличимые фотоны, которые могут быть демультиплексированы по нескольким параллельным каналам [1]. Одной из нерешенных проблем при этом является мерцание зарядового состояния КТ, снижающее яркость источника фотонов. Возможным решением является использование эффекта кулоновской блокады в микрорезонаторной p-n гетероструктуре с КТ [2], однако реализация этого метода исключительно сложна, т.к. предполагает изготовление высокодобротного микрорезонатора, включающего сильно легированную активную область с заметным поглощением света на свободных носителях на длине волны излучения КТ.

В настоящей работе представлен существенно более простой способ стабилизации зарядового состояния КТ, сводящийся к реализации оптимального профиля легирования микрорезонаторной гетероструктуры с InAs/GaAs КТ и GaAs/AlGaAs многослойными брэгговскими отражателями при росте методом молекулярно-пучковой эпитаксии, а также к оптимизации параметров резонансной когерентной накачки однофотонного излучения. Для исследований были изготовлены микрорезонаторные гетероструктуры с КТ, включающие слой GaAs:Si n-типа [3]. Наиболее вероятное зарядовое состояние в одиночных КТ определялось при измерении спектров и кинетики затухания излучения КТ, в том числе при приложении поперечного магнитного поля. Оказалось, что выбор определенных параметров слоя n-типа позволяет за счет компенсации фонового легирования p-типа других слоев гетероструктуры существенно (до 80-90%) увеличить вероятность реализации заданной зарядовой конфигурации: незаряженных, а также одно- или двухкратно заряженных КТ. Однако исследования статистики фотонных корреляций на большом временном интервале показали, что даже при строго резонансном когерентном возбуждении π-импульсом оптимизированной структуры полное подавление мерцания излучения, связанного с перезарядкой КТ, достигается только в результате тщательной оптимизации спектральной ширины и длительности накачивающих π-импульсов, что предполагает значительный вклад процессов “динамической” перезарядки, определяемых Оже-рекомбинацией. Представленный комплексный подход позволяет воспроизводимо изготавливать однофотонные источники с параметрами на уровне лучших мировых результатов.

Работа поддержана госкорпорацией «Росатом» в рамках Дорожной Карты Квантовые Вычисления (контракт №. 868-1.3-15/15-2021 от 5.10.2021 и контракт №. R2152 от 19.11.2021).

[1] M. Dryazgov, Yu. Biriukov, I. Dyakonov, K. Taratorin, A. Korneev, M. Rakhlin, A. Galimov, G. Klimko, S. Sorokin, M. Kulagina, Yu. Zadiranov, A. Toropov, F. Bergmann, S. Straupe, and S. Kulik, Optica Quantum 1, 14 (2023).

[2] N. Tomm, A. Javadi, N.O. Antoniadis, D. Najer, M.C. Löbl, A. R. Korsch, R. Schott, S.R. Valentin, A.D. Wieck, A. Ludwig, and R. J. Warburton, Nat. Nanotechnol. 16, 399 (2021).

[3] M. Rakhlin, A. Galimov, I. Dyakonov, N. Skryabin, G. Klimko, M. Kulagina, Y. Zadiranov, S. Sorokin, I. Sedova, Y. Guseva, D. Berezina, Y. Serov, N. Maleev, A. Kuzmenkov, S. Troshkov, K. Taratorin, A. Skalkin, S. Straupe, S. Kulik, T. Shubina, and A. Toropov, J. Lumin. 253, 119496 (2023).

Охлаждение ядерных спинов сильно локализованными электронами

Смирнов Д.С.[1], Кавокин К.В.[2]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[2]*СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Ульяновская ул., 1*

Исследования динамической спиновой поляризации ядер в полупроводниках продолжаются уже более полувека [1,2]. За это время было надёжно установлено, что состояние ядерной спиновой системы почти всегда является квазиравновесным и может описываться эффективной ядерной спиновой температурой. В частности, теоретическая модель Дьяконова-Переля [3] прекрасно описывает подавляющее большинство существующих экспериментов по динамическому охлаждению спинов ядер оптически ориентированными по спину электронами [4]. В частности, в слабых магнитных полях обратная спиновая температура ядер растет квадратично по полю и достигает максимума в полях порядка локального поля спин-спиновых взаимодействий ядер.

Эта модель предполагает короткое время взаимодействия (корреляции) электронного спина и спинов ядер τ_c, что хорошо оправдано для свободных электронов и электронов, прыгающих по донорам. Однако ряд современных экспериментов по измерению спиновой динамики локализованных электронов в продольном магнитном для структур с квантовыми точками и галогенидных перовскитов указывает на то, что это приближение может нарушаться. А именно, время корреляции может превосходить характерное время прецессии спина электрона в поле ядерных спиновых флуктуаций $T^*_{2,e}$. Поэтому необходимо обобщить классическую теорию на случай охлаждения ядерных спинов сильно локализованными электронами, что и сделано в данной работе.

Нами рассмотрена модель равновероятных прыжков электронов между одинаковыми центрами локализации, на каждом из которых учитывается конкуренция сверхтонкого, диполь-дипольного и Зеемановского взаимодействий электронов и ядер (рис. 1). Главным результатом является уширение магнитополевой зависимости обратной ядерной спиновой температуры при постоянной оптической накачке. Коэффициент уширения в пределе долгого времени корреляции ($\tau_c \gg T^*_{2,e}$) равен $\tau_c/(2\sqrt{3}T^*_{2,e})$ и ограничен лишь корнем из числа ядер в области локализации. Поэтому с ростом τ_c эффект уширения может достигать 2–3 порядков величины.

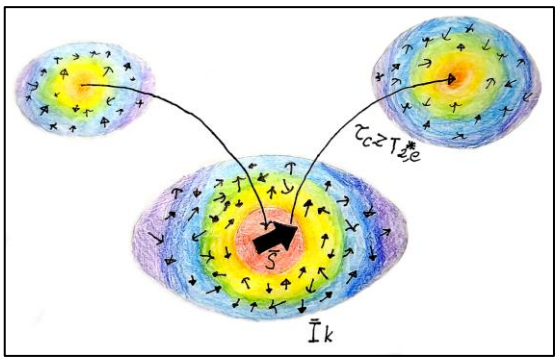


*Рис. 1. – Электронный спин **S** прыгает между центрами локализации с характерным временем τ_c и прецессирует с периодом~ $T^*_{2,e}$в поле случайно ориентированных охлаждённых ядерных спинов $\mathbf{I}_k$.*

Работа поддержана грантом РНФ № 23-12-00142.

*[1] G. Lampel, Phys. Rev. Lett. **20**, 491 (1968).*
*[2] А. И. Екимов и В. И. Сафаров, Письма в ЖЭТФ **15**, 257 (1972).*
*[3] М. И. Дьяконов и В. И. Перель, ЖЭТФ **65**, 362 (1974).*
[4] M. M. Glazov, Electron and Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures, Oxford University Press, Oxford, 2018.

Оптическое выстраивание и оптическая ориентация экситонов в наноплателетах CdSe/CdS при импульсном возбуждении

Смирнова О.О., Козырев Н.В., Некрасов С.В., Рагоза М.Д., Козлов И.И., Родина А.В., Кусраев Ю.Г.

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

Полупроводниковые коллоидные наноплателеты представляют большой интерес как с фундаментальной точки зрения, так и с практической – для приложений оптоэлектроники, биологии и спинтроники [1]. Ранее в ансамбле коллоидных наноплателетов CdSe/CdS нами впервые для таких объектов наблюдались «эффекты памяти»: оптическое выстраивание и оптическая ориентация экситонов при непрерывном резонансном возбуждении [2].

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию оптического выстраивания и оптической ориентации экситонов в ансамбле наноплателетов ядро/оболочка CdSe/CdS при импульсном возбуждении. В теоретической модели рассматриваются нижние по энергии уровни темного и светлого экситона, обменное расщепление между которыми составляет порядка 1 мэВ. Обе пары состояний описываются в терминах псевдоспина S=1/2. Ранее нами были исследованы стационарные магнитополевые зависимости эффектов в геометрии Фарадея и определены возможные диапазоны параметров: энергетических расщеплений, времен жизни и времен релаксации спина [2].

В данной работе получены теоретические зависимости поляризационных эффектов от времени, предполагающие биение линейной и циркулярной поляризации излучения. В экспериментальных зависимостях, измеренных при температуре 1.6 К в магнитном поле до 6 Тл в геометрии Фарадея, осцилляции не наблюдались. Их отсутствие может быть связано с коротким временем дефазировки в одиночном наноплателете или же с сильными флуктуациями энергетических расщеплений светлого экситона в ансамбле. В связи с этим в работе анализировались только времена, связанные с продольной спиновой релаксацией.

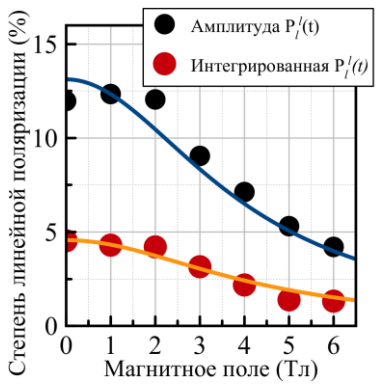


Рис.1. – Магнитополевые зависимости характеристик оптического выстраивания светлого экситона.

Кинетики оптического выстраивания, измеренные на 21 мэВ ниже энергии лазерного возбуждения на временах до 15 нс (после лазерного импульса), представляют собой сумму экспоненциально затухающей компоненты, отражающей спиновую релаксацию светлого экситона, и константы. Последняя соответствует сумме вкладов темного экситона и структурного фактора, связанного с наличием стоящих на подложке наноплателетов. Спиновое состояние светлого экситона определяет широкий контур в зависимости эффекта оптического выстраивания от магнитного поля. На Рис. 1 показана зависимость амплитуды затухающей компоненты и проинтегрированного по времени эффекта оптического выстраивания светлого экситона от магнитного поля. Согласованное теоретическое моделирование (сплошные линии на Рис. 1) позволяет однозначно определить набор экситонных параметров: время продольной спиновой релаксации светлого экситона 1.4 нс (порядка времени его жизни и не зависящее от величины магнитного поля), время жизни спина 0.75 нс, а также g-фактор светлого экситона 0.01 и его анизотропное расщепление в нулевом магнитном поле 2.3 мкэВ.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00300.

*[1] B.T. Diroll et al., Chem. Rev., **123**, 3543 (2023).*
*[2] O.O. Smirnova et al., Nanomaterials, **13**, 2402 (2023).*

Наногетероструктуры на основе узкозонных твердых растворов InAs-InSb

Моисеев К.Д., Романов В.В., Пархоменко Я.А., Дементьев П.А., Иванов Э.В, Яковлев Ю.П.

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

Создание оптоэлектронных устройств, работающих в окне атмосферной прозрачности 4.6-5.3 мкм длинноволновой части инфракрасного спектра, привлекают значительный интерес исследователей с точки зрения фундаментальной и прикладной физики. Данный спектральный диапазон содержит интенсивные полосы поглощения целого ряда азотосодержащих химических соединений, регистрация которых важна в процессе решения задач экологического мониторинга, медицинских приложений и газоанализа взрывоопасных веществ: закись азота N_2O (4.5 мкм), монооксид азота NO (5.3-5.4 мкм), диазосоединения RN_2 (4.5-4.7 мкм), циан $(CN)_2$ (4.7 мкм), органические азиды RN_3 (4.6-4.7 мкм), синильная кислота HCN (4.75 мкм) и др. [1].

Узкозонные наногетероструктуры, содержащие одиночный слой квантовых точек (КТ) InSb, помещенный в переход p-InAs/n-InAs, были получены с помощью комбинированной технологии эпитаксиального наращивания на основе метода газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. Особенности спектров электролюминесценции (ЭЛ) в зависимости от поверхностной плотности нанообъектов были изучены как при прямом, так и при обратном внешнем смещении. Излучение, которое отвечало рекомбинационным переходам с участием собственных состояний квантовых точек InSb, было зарегистрировано при низкой температуре. В спектрах ЭЛ наблюдалась полоса излучения в районе $h\nu_{QD}$ = 0.270 eV с полушириной порядка 60 meV при T = 77 K [2]. Была рассмотрена модель излучательных переходов с участием собственных состояний КТ в разъединенном гетеропереходе II типа InAs/InSb.

В гетероструктурах на основе соединений InSb-InAs можно использовать многокомпонентные матричные слои, близкие по параметру решетки с подложкой InAs, но обладающие разной шириной запрещенной зоны. Введение компенсационного матричного слоя позволяет контролировать внутренние упругие напряжения наногетероструктуры и управлять формой и размерами осаждаемых нанообъектов [3]. Предложена конструкция с асимметричными разрывами энергетических зон для барьерных слоев на гетерограницах активной области, содержащей нанообъекты. Асимметричность распределения энергии при формировании потенциальных барьеров для ограничения носителей заряда в узкозонной наногетероструктуре позволяет минимизировать потери при накачке электронов и дырок, инжектируемых во встречных направлениях внешним электрическом полем. Использование наноразмерных конструкций типа сверхрешеток, квантовых ям или квантовых точек в активной области узкозонных гетеструкур обеспечивает усиление локализации инжектируемых носителей заряда и улучшит квантовую эффективность и температурные характеристики оптоэлектронных приборов, создаваемых на их основе.

*[1] R.H. Pierson et al., E.St.C. Gantz. Analyt. Chem.. **28**, 1218 (1956).*
*[2] K.D. Moiseev et. al., Electronic, **12**, 609 (2023).*
*[3] В.В. Романов и др., ФТП, **50**, 927 (2016).*

Динамика оптического выстраивания темных экситонов в магнитном поле в наноплателетах CdSe/CdS

Некрасов С.В., Смирнова О.О., Козырев Н.В., Рагоза М.Д., Козлов И.И., Михайленко Н.О., Родина А.В., Кусраев Ю.Г.

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

Метод коллоидного синтеза представляет собой относительно простой способ получения наноструктур с заданными параметрами. В связи с перспективой широкого практического применения коллоидных нанокристаллов их оптические свойства изучались во многих работах, в то же время спиновые свойства экситонов и экситонных комплексов изучены слабо. Оптическая ориентация и выстраивание экситонов в наноплателетах CdSe/CdS наблюдались в работе [1], где показано, что степень оптической ориентации светлого экситона восстанавливается, а степень выстраивания подавляется в магнитном поле в несколько Тесла. В магнитополевых зависимостях наблюдался также узкий контур шириной менее 0.1 Тл, который, как мы показываем в настоящей работе, соответствует темному экситону.

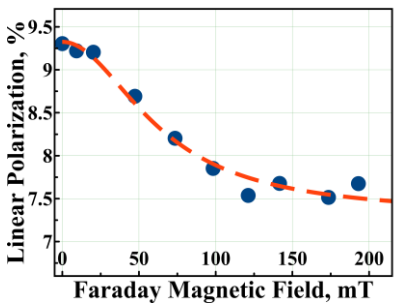


Рис.1. Магнитополевая зависимость линейной поляризации ФЛ. Круги – эксперимент, штриховая линия – теория.

В данной работе экспериментально и теоретически продемонстрирована возможность оптического выстраивания темных экситонов в коллоидных наноплателетах CdSe/CdS (размером 13.7*10.8*7.4 нм^3). При температуре 4.2 К сигнал фотолюминесценции (ФЛ) нанокристаллов состоит из вклада светлых экситонов, экспоненциально затухающего с характерным временем около 1 нс, и вклада темных экситонов со временем $\tau_F = 17$ нс. Сигнал оптического выстраивания изучался с разрешением по времени в магнитном поле в геометрии Фарадея. Оптическое выстраивание изотропно в плоскости подложки в силу хаотичного осаждения на нее нанокристаллов из раствора. На Рис.1 показана зависимость линейной поляризации от магнитного поля в условиях, когда ФЛ интегрировалась на временах, превышающих 20 нс после лазерного импульса. При таком выборе задержки светлые экситоны гарантированно не дают вклада в сигнал ФЛ. Степень линейной поляризации уменьшается с 9.25 до 7.2% в характерном магнитном поле 63.7 мТл, не зависящий от поля вклад соответствует структурной анизотропии. С учетом g фактора темного экситона ($g = 3.4 \pm 0.05$ [1]) ширина контура позволяет определить анизотропное обменное расщепление уровней темного экситона $\Omega_{FX} = 12.5$ мкэВ. Реализуется предел больших времен спиновой релаксации τ_F : $\Omega_{FX}\tau_F \gg 1$. Кинетики детектировались на 12.6 мэВ ниже энергии лазера. При детектировании на 21.4 мэВ ниже лазера ширина контура возрастает до значения 1 Тл, что необычно и может являться следствием дополнительной локализации темного экситона внутри наноплателета.

Предложен механизм смешивания состояний светлого и темного экситона, обеспечивающий излучательную рекомбинацию темного экситона и передачу спиновой поляризации (в том числе линейной) между светлым и темным экситоном. Статическая или динамическая деформация на гранях наноплателетов позволяет перевернуть спин электрона, волновая функция которого в рамках 8-зонной модели Кейна учитывает подмешивание состояний валентной зоны. Показано, что анизотропия деформации может привести к передаче линейных компонент псевдоспина, что позволяет объяснить наблюдаемое поведение оптического выстраивания темного экситона от магнитного поля.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00300.

*[1] O.O. Smirnova et al., Nanomaterials, **13**, 2402 (2023).*

Структурные, оптические и электрофизические свойства многослойных периодических структур с квантовыми точками GeSiSn

Тимофеев В.А.[1], **Скворцов И.В.**[1], Машанов В.И.[1], Никифоров А.И.[1], Блошкин А.А.[1], Кириенко В.В.[1], Чуманов И.В.[2], Коляда Д.В.[2], Фирсов Д.Д.[2], Комков О.С.[2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, д. 13*
[2]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, д. 5 лит. ф*

На сегодняшний день внимание исследователей нацелено на создание материала на основе элементов IV группы (Ge, Si, Sn) для решения проблемы интеграции на едином кремниевом кристалле всего комплекса устройств оптоэлектроники и современной микроэлектроники. Исследования материалов IV группы показывают, что все компоненты оптической интегральной схемы могут быть созданы на базе гетероструктур GeSiSn/Si, GeSiSn/Ge, совместимых с кремниевой технологией [1]. Создание наноструктур GeSiSn позволяет преодолеть ограничения, связанные с сегрегацией Sn, дефектностью и несоответствием параметров решеток [2]. Наименее изученными из вышеупомянутых наноструктур являются квантовые точки (КТ) GeSiSn.

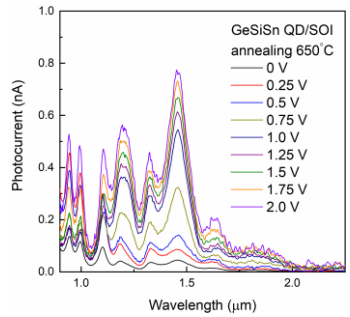


Рис.1. – Спектры фототока, снятые при различных смещениях, приложенных к структуре с КТ $Ge_{0.80}Si_{0.06}Sn_{0.14}$.

Работа посвящена исследованию структурных, оптических и электрофизических свойств многослойных периодических структур, включающих КТ GeSiSn с барьерными слоями Si. Многослойные периодические структуры с КТ GeSiSn были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На основе изображений сканирующей электронной микроскопии были определены средний размер основания и плотность КТ GeSiSn. Показано, что минимальный размер КТ достигает значения около 8 нм, тогда как их плотность составляет 3.8×10^{11} см$^{-2}$. От структур с КТ GeSiSn наблюдалась фотолюминесценция (ФЛ), соответствующая квантовым точкам GeSiSn, что подтверждалось серией экспериментов с травлением эпитаксиальных слоев. Расчеты показали, что наблюдаемые пики ФЛ связаны с оптическими переходами между подзоной Δ_4 в Si и уровнем тяжелых дырок в КТ GeSiSn. Энергия перехода сильно зависит от состава и размера КТ GeSiSn. Она изменяется от 0.632 эВ для КТ Ge до 0.766 эВ для КТ Ge0.84Si0.125Sn0.035. Положения экспериментальных пиков хорошо согласуются с теоретическими расчетами. Наблюдаемое расхождение в 15–20 мэВ может быть связано с влиянием диффузии Sn, влияющей как на средний размер, так и на состав КТ GeSiSn. На основе структур с КТ GeSiSn были изготовлены p-i-n фотодиоды. Измерения вольтамперных характеристик диодов продемонстрировали минимальную плотность темнового тока 0.63 мА/см^2 при обратном смещении 1 В. Полученные зависимости фототока (Рис. 1) позволили определить длинноволновую границу чувствительности для различных многослойных периодических структур с КТ GeSiSn. Установлено, что максимальное значение длинноволновой границы чувствительности составляет 2.65 мкм для КТ $Ge_{0.80}Si_{0.11}Sn_{0.09}$. Отжиг структур с КТ GeSiSn приводил как к уменьшению темнового тока, так и к уменьшению длины волны, соответствующей краю фундаментального поглощения.

Работа была выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда №20-79-10092.

[1] Moutanabbir O. et al., Appl. Phys. Lett., 118, 110502 (2021).
[2] Assali S. et al, Nano Lett., 17, 1538 (2017).

Локализация носителей заряда в самоорганизованных квантовых точках InGaAs

Косарев А.Н.[1], Черкашин Н.А.[2], **Чалдышев В.В.[1]**

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*CEMES-CNRS and Université de Toulouse, 29 Rue J. Marvig, 31055 Toulouse, France*

Глубина и характер локализации электронов и дырок являются главными параметрами квантовых точек (КТ), определяющими их электронные и оптические свойства и возможности их практического использования. Несмотря на значительную разницу ширин запрещенных зон материала, из которых формируется (самоорганизуются) КТ, и материала окружающего барьерного слоя, локализация носителей заряда в КТ часто оказывается слабой или вообще невозможной. Причиной этого являются механические деформации, наличие которых необходимо для процесса самоорганизации по механизму Странского-Крастанова. Распределение таких деформаций может быть экспериментально определено методами просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) [1]. Использование данных ПЭМ позволяет создавать количественно-точные модели электронной структуры КТ [2,3].

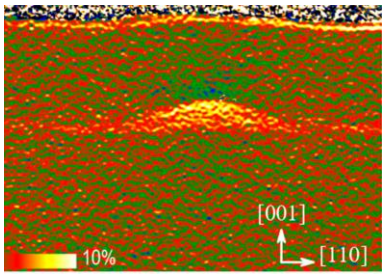


Рис.1. – Карта пространственного распределения деформаций ε_{zz} в области КТ InGaAs.

В данной работе мы изучили локализацию электронов и дырок в самоорганизованных пирамидальных КТ InGaAs в арсениде галлия. В основу расчетов легли данные ПЭМ, прецизионно описывающие реальную геометрию КТ и распределения в ней химических элементов [4].

На рис.1 представлена полученная экспериментально карта распределения компоненты ε_{zz} тензора деформаций внутри и в окрестности КТ InGaAs. Такая карта соответствует неоднородному распределению индия внутри КТ.

На основе данных ПЭМ нами построена модель, в рамках которой численно решалась задача теории упругости и определялся локализующий потенциал для электронов и дырок. Затем на той же сетке решалась задача квантовой механики. Мы получили количественное согласие расчетной энергии экситонов в КТ с экспериментальными данными об оптической эмиссии из ансамбля КТ InGaAs.

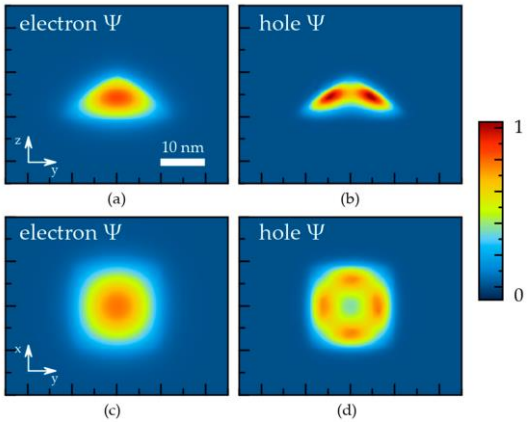


Рис.2. – Волновые функции основного состояния электронов и дырок в двух сечениях КТ InGaAs.

Вид волновой функции для локализованных в основном состоянии электронов и дырок представлен на рис.2. Видно, что волновая функция электронов имеет колоколообразную форму. Пространственное распределение волновой функции дырок имеет нетривиальный вид, обусловленный особенностями локализующего потенциала.

[1] *N. Cherkashin et al., Appl. Phys. Lett., 102, 173115 (2013).*
[2] *A.N. Kosarev and V.V. Chaldyshev, Appl. Phys. Lett.,* ***117****, 202103 (2020).*
[3] *A.N. Kosarev and V.V. Chaldyshev, Phys. Rev. Applied,* ***16****, 044046 (2021).*
[4] *A.N. Kosarev et al. Nanomaterials,* ***12****, 1967 (2022).*

Люминесцентные свойства нанокристаллов $Cd_xZn_{1-x}S$, синтезированных в матрице Ленгмюра-Блоджетт

Свит К.А.[1], Гуляев Д. В.[1], Журавлев К.С.[1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

Интерес к нанокристаллам (НК) $Cd_xZn_{1-x}S$ обусловлен тем, что их прямая запрещенная зона $Cd_xZn_{1-x}S$ может изменяться в широком диапазоне энергий от 2.4 эВ (CdS) до 3.4 эВ (ZnS) КТ, что позволяет перекрывать широкий спектральный диапазон от видимой области спектра до УФ [1,2]. В большинстве своем НК $Cd_xZn_{1-x}S$ демонстрируют широкую полосу ФЛ, обусловленную дефектами, положение которой в значительной степени зависит от технологии их синтеза. НК $Cd_xZn_{1-x}S$, синтезированные с помощью метода Ленгмюра-Блоджетт представляют значительный интерес ввиду отсутствия пассивации поверхности, что позволяет более детально отследить взаимосвязь структуры поверхности и люминесцентных свойств. Тем не менее, данные НК до сих пор не изучены.

В данной работе в диапазоне температура от 80 до 330 К исследованы люминесцентные свойства НК $Cd_xZn_{1-x}S$ составов x=0.5 и x==0.2, синтезированных с помощью методики Ленгмюра-Блоджетт в матрице бегеновой кислоты.

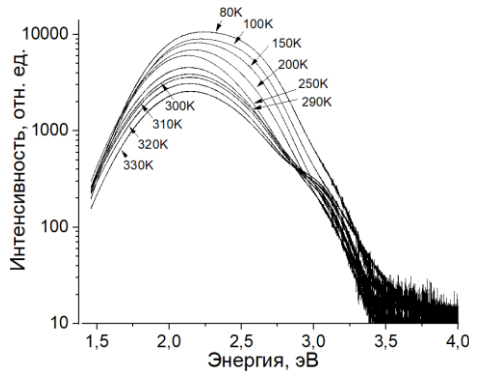


Рис.1. – Спектры ФЛ НК $Cd_{0,5}Zn_{0,5}S$, измеренные при различных температурах

В спектрах поглощения НК отчетливо наблюдаются пики, соответствующие поглощению на экситонных переходах. Энергия пиков составляет 3.45 и 3.9 эВ для НК $Cd_{0.5}Zn_{0.5}S$ и $Cd_{0.2}Zn_{0.8}S$, соответственно. В ходе работы были измерены спектры ФЛ НК $Cd_xZn_{1-x}S$ при различных температурах в диапазоне от 80 до 330 К. На рисунке 1., для примера, приведены спектры ФЛ НК $Cd_{0.5}Zn_{0.5}S$. Как видно из рисунка, в диапазоне температур от 80 до 290 К, в спектрах ФЛ можно отчетливо выделить лишь одну широкую полосу с энергией максимума около 2.1 эВ. Повышение температуры приводит к появлению более высокоэнергетичной полосы с энергией максимума около 3 эВ. Результаты, полученные для НК $Cd_{0.2}Zn_{08}S$, аналогичны описанным и отличаются лишь положения максимумов полос ФЛ – 2.3 эВ и 3.1 эВ для низкоэнергетичной и высокоэнергетичной полосы, соответственно.

Анализ полученных данных показал, что экспериментальные энергии экситонных переходов, полученные из спектров поглощения хорошо согласуются с расчетными значениями, что указывает на соответствие стехиометрии состава НК. Было установлено, что люминесценция в исследуемых НК полностью обусловлена рекомбинацией через глубокие уровни. В спектрах ФЛ можно выделить два пика: (i) низкоэнергетичную полосу, которая является доминирующей и значительно сдвигается при изменении состава НК и температуры; (ii) высокоэнергетичную полосу, положение которой слабо зависит от температуры и состава. Установлено, что низкоэнергетичная полоса ФЛ, связана с рекомбинацией через уровни, образованные оборванными связями атомов S на поверхности НК. Природа высокоэнергичной полосы остается под вопросом, возможно, она связана с наличием в запрещенной зоне НК уровней, образованных молекулами бегеновой кислоты на поверхности НК.

[1] J. Cizeron, M. P. Pileni, J. Phys. Chem. B, 101, 8887 (1997).
[2] M. A. Cotta, ACS Appl. Nano Mater., 3, 4920 (2020).

Двухфотонное поглощение света в перовскитных нанокристаллах в стеклянной матрице

Кузнецова М.С.[1], Батаев М.Н.[1], Колобкова Е.В.[2,3], Петров М.Ю.[1], Игнатьев И.В.[1]

[1]*СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская д.1*
[2]*ИТМО, 199034, Санкт-Петербург, Биржевая линия 14-16*
[3]*СПбГТИ(ТУ), 190013, Санкт-Петербург, Московский пр.24-26/49*

В неорганических перовскитных нанокристаллах (НК) проявляются сильные нелинейные оптические свойства, что наблюдается при многофотонном возбуждении фотолюминесценции (ФЛ) [1-3]. В данной работе мы демонстрируем проявление оптической нелинейности в перовскитных НК $CsPbBr_3$, выращенных в стеклянной матрице. Синтез НК описан ранее [4]. Образец с перовскитными НК $CsPbBr_3$ исследовался с помощью спектроскопии ФЛ и возбуждения ФЛ при возбуждении фотонами с энергиями значительно ниже экситонного резонанса.

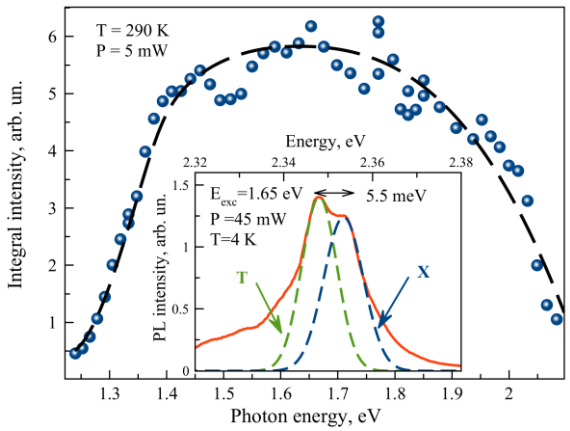


Рис.1. – Спектр возбуждения двухфотонной ФЛ НК CsPbBr3. Вставка: спектр ФЛ с экситонными и трионным пиками

На Рис. 1 для примера приведены результаты, полученные для НК CsPbBr3. Установлено, что интегральная интенсивность ФЛ нелинейно возрастает с увеличением мощности двухфотонного возбуждения и хорошо аппроксимируется степенной функцией, $I \sim P^{\alpha}$, где $\alpha > 1$. В частности, при возбуждении фотонами с энергией $E_{exc} = 1.55$ эВ, показатель степени $\alpha = 2.1$, т.е., механизм возбуждения преимущественно двухфотонный. Двухфотонное поглощение позволяет изучать спектр высокоэнергетичных экситонных и электронных состояний, перестраивая энергию фотонов возбуждения. Результаты измерений спектра возбуждения двухфотонной ФЛ НК CsPbBr3 представлены на Рис. 1. Как видно, интенсивность ФЛ увеличивается с ростом энергии фотонов возбуждения до некоторого значения за счет возбуждения сплошного спектра плотности состояний. Начиная со значения энергии фотонов 1.5 эВ, интенсивность ФЛ постоянна в пределах экспериментальной ошибки. При дальнейшем увеличении энергии фотонов, интенсивность ФЛ начинает падать. Этот эффект мы связываем с тем, что энергия двухфотонного возбуждения попадает в зону поглощения матрицы стекла. При этом фоторожденный электрон выбрасывается из НК и захватывается на флуктуациях потенциала стеклянной матрицы. Низкотемпературные измерения спектров ФЛ при двухфотонном возбуждении показали появление второй низкоэнергетичной полосы ФЛ (см. вставку на Рис. 1), которую мы связываем с образованием триона. Данное предположение хорошо согласуется с выводом о том, что электрон захватывается ловушкой в стекле, и, таким образом, нанокристаллы становятся положительно заряженными.

Авторы благодарят СПбГУ за финансовую поддержку в рамках гранта 122040800257-5.

[1] A. Manzi et al., Nature Commun. 9, 1518 (2018).
[2] I. D. Skurlov et al., Nanomaterials 12, 151 (2022).
[3] J. Chen et al., Mater. Horiz. 9, 2255 (2022).
[4] E. V. Kolobkova et al., J. Non-Cryst. Solids 563, 120811 (2021).

Термоэлектрическая эффективность пленок GaAs/InGaAs с квантовыми точками и яма-точками

Байдусь Н.В.[1], Балясников Д.М.[1], Дёмина П.Б.[1], Дорохин М.В.[1], Здоровейщев А.В.[1], Зубков С.Ю.[1], Ерофеева И.В.[1], Кузнецов Ю.М.[1]

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

Одним из важнейших направлений, по которым в последние годы был достигнут прогресс в области создания термоэлектриков, явилось применение неоднородных материалов. В работах [1, 2] появилось предложение использовать массивы квантовых точек (КТ) для термоэлектрических приложений. Квантовые точки обеспечивают повышение коэффициента Зеебека α за счёт термогенерации дополнительных носителей заряда. Однако для того, чтобы вносить заметный вклад в величину α необходимо получить высокую плотность массивов КТ. Поэтому мы решили дополнительно вырастить термоэлектрические структуры на основе квантовых ям-точек (КЯТ), которые были впервые описаны в работах [3,4].

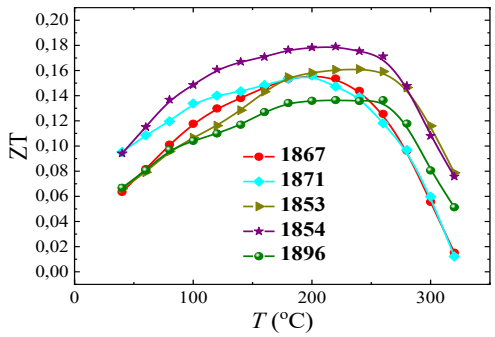


Рис.1. – Температурная зависимость термоэлектрической эффективности.

В настоящей работе изучались термоэлектрические свойства гетероструктуры, выращенных методом ГФЭ МОС, с КЯТ и КТ на основе GaAs/InGaAs. Данные структуры сравнивались с образцом не имеющем квантоворазмерных структур в своих слоях. Все образцы имели 10 периодов, каждый из которых состоял из слоя КТ или КЯТ на основе $In_xGa_{1-x}As$ и спейсера GaAs 50 нм, из которых 40 нм легированы углеродом до концентрации n ~ 10^{19} см$^{-3}$. Параметры образцов представлены в таблице 1.

Таблица 1 – Ростовые параметры структур с КТ и КЯТ

№	Содержание In, %	Тип наноразмерной структуры	Кол-во слоёв КЯТ (КТ)	Температура роста, °C
1853	40	КЯТ	10	550
1854	50	КЯТ	10	550
1867	50	КЯТ	10	550
1871	75	КТ	10	510
1896	0	-	0	550

На рисунке 1 приведено оценочное значение термоэлектрической эффективности *ZT* структур с квантовыми точками в сравнении с контрольной, которая оценивается как $ZT = \alpha^2\sigma T/\lambda$, где σ – электропроводность, λ – теплопроводность, *T* – средняя температура между горячей и холодной гранями образца. Величина *ZT* возрастает с ростом температуры и проходит максимальное значение при температурах около 200°C. Дальнейший высокотемпературный спад *ZT* связан с возникновением проводимости подложки и шунтированием плёнки. Наилучшие значения *ZT* = 0,18 и 0,16 при 200°C демонстрируют структуры 1854 и 1853 на основе КЯТ. Экспериментальный результат также показал, что *ZT* структур с КТ и КЯТ заметно превосходит таковую в структуре без квантовых точек.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках гос. задания (проект FSWR-2023-0037).

[1] Khitun A. et al., J. Appl. Phys., 88, 696 (2000).
[2] Harman T. et al., Science., 297, 2229, (2002).
[3] Mintairov S. A. et al., Nanotechnology, 26, 385202, (2015).
[4] Maximov M. V. et al., Appl. Sci., 10, 1038, (2020).

Оптическая спектроскопия эпитаксиальных нанокристаллов GaAs с нанометровым пространственным разрешением

Басалаева Л.С.[1], Емельянов Е.А.[1], Фёдоров В.В.[2], Дворецкая Л.Н.[2], Преображенский В.В.[1], Милёхин А.Г.[1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева,13*
[2]*СПбАУ им Ж.И. Алферова РАН, 197101, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8 к3*

Плазмон-усиленная оптическая спектроскопия с нанометровым пространственным разрешением, включая усиленные металлизированным зондом атомно-силового микроскопа (АСМ) комбинационное рассеяние света (КРС) и фотолюминесценция (ФЛ), является уникальным методом исследования оптических, структурных, химических, электронных свойств наноматериалов [1,2]. Данный метод совмещает высокое пространственное разрешение зондовой микроскопии и аналитические возможности КРС и ФЛ, что позволяет исследовать свойства одиночных нанокристаллов, изучение которых классическим методом КРС и ФЛ невозможно из-за ограничений, связанных с дифракционным пределом и малым оптическим откликом от одной наноструктуры. Метод основан на эффекте локального поверхностного плазмонного резонанса, возникающего вблизи острия металлизированного зонда и приводящего к значительному усилению оптического сигнала от исследуемого материала.

В данной работе исследовались одиночные нанокристаллы (НК) GaAs имеющие округлую и вытянутую форму, выращенные методом самокаталитического роста на подложках Si [3] и GaAs [4]. Исследования проводились на установке (Horiba Xplora Nano) — спектрометре КРС, совмещенном с АСМ. Измерения выполнялись в геометрии обратного рассеяния с использованием лазера с длиной 638 нм. Использовались стандартные кремниевые зонды (фирмы TipsNano) с золотым покрытием.

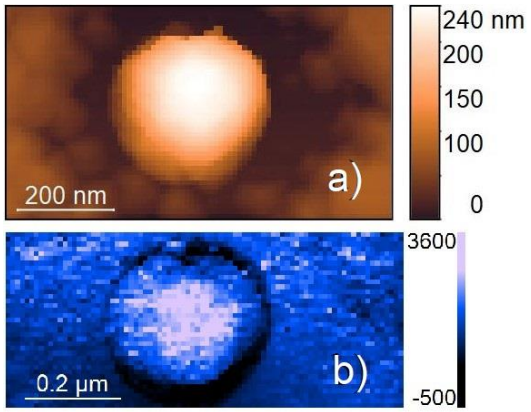


Рис.1. – а) АСМ изображение и б) Карта нано-ФЛ нанокристалла GaAs.

Для НК GaAs, выращенных на подложках Si, по интенсивности прямозонной ФЛ было выполнено картирование одиночного НК GaAs с пространственным разрешением ~20 нм, позволяющее определить корреляции его локальных оптических и структурных свойств (Рис.1). Для НК GaAs обоих типов были построены карты плазмона зонда (в диапазоне длин волн 600-700 нм), по изменению сигнала которого при взаимодействии с НК были визуализированы особенности НК с наноразрешением, продемонстрирован сдвиг плазмонной частоты зонда, обнаруженный в [5]. Для вытянутых НК наблюдалось локальное усиление моды КРС мышьяка на 225 см$^{-1}$, по интенсивности которой выполнено картирование и установлено локальное распределение кластеров мышьяка, присутствие которых на поверхности объясняется особенностями роста.

Исследование поддержано Российским Научным Фондом (грант №22-12-00302).

*[1] Y. Cao et al., Reviews in Physics, **8**, 100067 (2022).*
*[2] H. Lee et al., Nanophotonics, **9(10)**, 3089 (2020).*
*[3] G.A. Sapunov et al., Cryst. Growth Des., **20**, 300 (2020).*
*[4] Е.А. Емельянов и др., Письма в ЖТФ, **49**, 37 (2023).*
*[5] C-F.Wang et al., Cryst. Nano Lett., **23**, 9114 (2023).*

Фононные повторения в спектрах фотолюминесценции перовскитных нанокристаллов $CsPbI_3$

Батаев М.Н.[1], Панькин Д. В. [1], Смирнов М.Б. [1], Кузнецова М.С.[1], Игнатьев И. В.[1], Елисеев И.А.[2], Давыдов В.Ю.[2], Смирнов А.Н.[2], Колобкова Е.В.[3,4]

[1]*СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская д.1*
[2]*ФТИ им. А. Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[2]*ИТМО, 199034, Санкт-Петербург, Биржевая линия 14-16*
[3]*СПбГТИ(ТУ), 190013, Санкт-Петербург, Московский пр.24-26/49*

Перовскитные нанокристаллы (НК) $CsPbX_3$ демонстрируют богатые оптические свойства, которые во многом определяются структурными особенностями кристаллической решетки. Данные особенности, в том числе, проявляются в виде фононных повторений лазерной линии в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) НК. Фононные повторения вызваны взаимодействием с полярными фононами кристаллической решетки [1], которые активны в инфракрасном поглощении. В данной работе представлено экспериментальное и теоретическое исследование модового состава фононных повторений в спектрах ФЛ НК $CsPbI_3$, выращенных во фторфосфатной стеклянной матрице. Методика роста нанокристаллов была описана ранее [2].

При измерении спектров ФЛ было обнаружено, что рядом с лазерной линией возникает ряд узких пиков, которые мы связываем с фононными повторениями линии лазера. На Рис. 1 представлены два спектра ФЛ при возбуждении фотонами с энергией E_{exc} = 2.33 эВ и E_{exc} =1.712 эВ. Как можно видеть из Рис. 1, модовый состав спектра фононных повторений радикально отличается в зависимости от энергии возбуждения. При оптическом возбуждении фотонами с энергией E_{exc} = 2.33 эВ наблюдаются фононные повторения, соответствующие только частоте 120 см$^{-1}$. При резонансном возбуждении в полосу ФЛ (E_{exc} = 1.712 эВ) пики наиболее высокочастотных фононных повторений оказываются сдвинуты. Кроме того, появляются дополнительные фононные повторения в низкочастотной части спектра. В аналогичном исследовании спектра фононов для НК $CsPbBr_3$ [3] обнаружено, что подобное различие частот может быть обусловлено взаимодействием экситонов с фононами в основном или возбужденном состояниях кристаллической решетки.

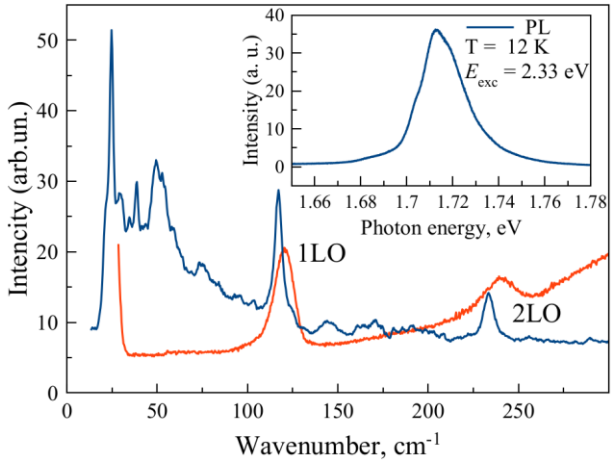


Рис.1. – Участки спектра ФЛ вблизи линии лазера при возбуждении фотонами с энергией E_{exc} = 2.33 эВ и 1.712 эВ, красная и синяя кривые соответственно. На вставке приведен участок спектра ФЛ (E_{exc} = 2.33 эВ), соответствующий основным оптическим переходам. T = 12 K.

Для интерпретации спектров фононных повторений было проведено теоретическое моделирование спектров инфракрасного поглощения. Расчет был проведен для трех кристаллических фаз перовскита $CsPbI_3$: для орторомбической, тетрагональной и кубической. Результаты расчетов позволили идентифицировать фононные состояния, наблюдаемые экспериментально.

Авторы благодарят СПбГУ за финансовую поддержку в рамках гранта 122040800257-5.

[1] C.M. Iaru et al. Nature Commun., 12 (1), 5844 (2021).
[2] E. V. Kolobkova et al., J. Non-Cryst. Solids 563, 120811 (2021).
[3] Физика и техника полупроводников, том 57, вып. 5, 313 (2023).

Спин-поляризованный электронный транспорт в коррелированных полупроводниковых наноструктурах

Фролов Д.А.[1], Манцевич В.Н.[1], Маслова Н.С.[1], Рожанский И.В.[2], Аверкиев Н.С.[2]

[1]*Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991 Москва, Россия*
[2]*Институт имени Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Россия*

В последние годы особое внимание уделяется изучению спин-поляризованного электронного транспорта в полупроводниковых структурах низкой размерности [1, 2]. Основные усилия в этой области связаны с контролируемым созданием и манипулированием спиновыми состояниями, а также их диагностикой. Особенностью структур пониженной размерности является значительное влияние межчастичного взаимодействия на оптические свойства и параметры электронного транспорта, что открывает возможности для управления спиновыми состояниями.

В данной работе предложена новая теоретическая концепция электрически управляемого одноэлектронного спинового фильтра (поляризатора), базирующегося на системе взаимодействующих квантовых точек или примесных атомов, при наличии сильного кулоновского и обменного взаимодействия. Теоретический анализ специфики электронного транспорта в исследуемой системе выполнен с использованием подхода, основанного на кинетических уравнениях для чисел заполнения и их корреляционных функций [3]. Проведено численное моделирование спин-поляризованных токов и спиновой поляризации для различных соотношений параметров системы (констант туннельной связи, величин обменного и кулоновского взаимодействий).

Результаты моделирования показали, что спиновую поляризацию туннельного тока через исследуемую систему можно эффективно контролировать двумя методами: за счет изменения величины напряжения, приложенного к туннельному контакту, и за счет варьирования туннельной связи между квантовыми точками с помощью внешнего затвора. Для минимальной реализации устройства необходимо три энергетических уровня, локализованных в туннельном контакте, один из которых заполнен электроном с определенной проекцией спина. При фиксированном спине на одном из энергетических уровней направление спиновой поляризации одноэлектронного тока, текущего через два последовательных уровня энергии, можно изменять. Природа эффекта состоит в следующем: обменное взаимодействие расщепляет один из уровней на два спиновых подуровня, что приводит к преобладанию резонансного перехода для электронов с одной проекцией спина и подавлению для электронов с противоположной проекцией. В зависимости от параметров системы энергетическая разница между подуровнями спина-вверх и спина-вниз может инвертироваться, что позволяет менять знак поляризации тока, проходящего через систему.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ, грант № 24-12-00020.

[1] D.D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth(Eds.), Semiconductor Spintronics and Quantum Computationin: Nanoscience and Technology, Springer, Berlin (2002).
[2] I. Zutic, J. Fabian, S. Das Sarma, Spintronics: Fundamentals and applications, Rev. Mod. Phys. 76, 323 (2004).
[3] N.S. Maslova, P.I. Arseyev, V.N. Mantsevich, Control of the non-stationary spin-polarized tunneling currents by applied bias changing. Solid State Communications, 248, 21–26 (2016)

Фазовые переходы нанокристаллов перовскитов $CsPb(Br_xI_{1-x})_3$, выделенных в матрице борогерманатного стекла

Бабкина А.Н., Харисова Р.Д., Зырянова К.С., Кузьменко Н.К., Никоноров Н.В.

Университет ИТМО, 199034, Санкт-Петербург, Биржевая лин., 4

Свинцово-галоидные перовскиты $CsPbX_3$ (X = Cl, Br, I) обладают уникальными оптическими свойствами, такими как прямозонные переходы, большие коэффициенты поглощения и излучения, узкие полосы люминесценции, устойчивость к дефектам, а также эти нанокристаллы позволяют получать излучение во всем видимом диапазоне путем изменения их размеров и смешения галогенов в составе [1]. Благодаря этому для них нашлось множество потенциальных применений: светодиоды [2], солнечные батареи, фотодетекторы, лазеры и др. Существуют и некоторые сложности в работе с нанокристаллами свинцово-галоидных перовскитов. Из-за их ионной природы оптические свойства перовскитов быстро деградируют под влиянием окружающей среды. Эту проблему на данный момент в целом успешно удалось преодолеть инкапсуляцией нанокристаллов перовскитов с использованием различных матриц: полимеров, мезопористых матриц и стекол [3]. Проблемой является и то, что структура кристаллов претерпевает несколько фазовых превращений при относительно невысоких температурах (30 – 330 °C) [4]. Долгое время считалось, что стеклообразные матрицы позволят «заморозить» структуру выделенных в них нанокристаллов и избежать резких температурных изменений оптических характеристик перовскитов. Это и было проверено экспериментально в данной работе.

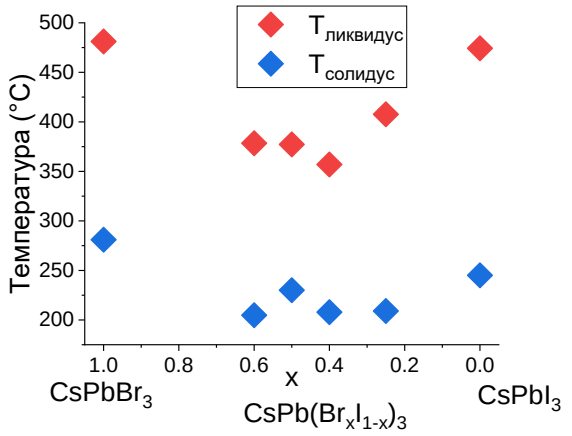


Рис.1. – Зависимость температур ликвидуса и солидуса от молярного соотношения брома и йода в нанокристаллах перовскита $CsPb(Br_xI_{1-x})_3$.

Нанокристаллы свинцово-галоидных перовскитов с общей формулой $CsPb(Br_xI_{1-x})_3$ были синтезированы методом объемной кристаллизации в матрице борогерманатного стекла. Фазовые переходы нанокристаллов были определены двумя способами: влиянием температуры на интенсивность поглощения в области первого экситонного максимума нанокристаллов и на интенсивность рефлексов, соответствующих нанокристаллам на рентгенограммах, полученных методом дифракции рентгеновских лучей. В обоих случаях температурная зависимость интенсивности поглощения и интенсивности рефлексов при нагревании и последующем охлаждении имеет форму гистерезиса, что достаточно характерно для наноразмерных объектов. Полученные таким образом данные позволили определить температуры ликвидуса нанокристаллов при нагревании материала и температуры солидуса при последующем охлаждении. Зависимость характеристических температур нанокристаллов свинцово-галоидных перовскитов в зависимости от соотношения в их составе галогенов приведена на рис. 1 и имеет вид характерный для твердых растворов.

Данная работа была выполнена при поддержке РНФ (проект № 24-72-10103).

*[1] M.M. Stylianakis et al., Materials, **12**, 859 (2019).*
*[2] W. Cao et al., Am. Chem. Soc., **29**, 5168 (2017).*
*[3] M.V. Kovalenko, L. Protesescu, M.I. Bodnarchuk, Science, **358**, 745 (2017).*
*[4] S. Hirotsu et al., Phys. Soc. Japan, **37**, 1393 (2013).*

О механизме усиления флюоресценции квантовых точек на основе фрагментов графена люминесценцией поверхностного поляритона нанокластеров ZnO

Истомин И.Е.[1], Чекулаев М.С.[1], Бабкина Л.А.[2], Ильина В.В.[3], Mahi Singh[4], Ястребов С.Г.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[2]*S&H Technology, 192241, Санкт-Петербург, Проспект Александровской фермы, 29/3*
[3]*Государственный институт кино и телевидения, 192102, Санкт-Петербург, ул. Бухарестская, 22*
[4]*Department of Physics and Astronomy, The University of Western Ontario, London N6A 3K7, Canada.*

Исследовалось влияние нанокластеров ZnO на оптические свойства фотоотвержденных слоев эпоксиакрилового олигомера (ЭПАО). Нанокристаллы оксида цинка со средним диаметром 20 нм добавлялись перед фотополимеризацией в слой ЭПАО с целью создания защитного покрытия, поглощающего свет ультрафиолетового диапазона. С помощью спектрофотометрии показано, что задача создания защитного покрытия тем самым решена. Обнаружено, что добавление нанокластеров оксида цинка приводит к заметной, по сравнению с недопированными ZnO образцами и контролем, содержащим наночастицы, интенсивной флюоресценции в голубой области спектра при ее возбуждении УФ источником.

Обнаружено, что нанокристаллы ZnO под воздействием возбуждающего излучения 165 нм люминесцируют в УФ диапазоне на длине волны экситона ZnO. Из-за особенности диэлектрической функции ZnO и эпоксиакрилового олигомера на этой же длине волны у невозбужденного образца наблюдается особенность поглощения, связанная с возбуждением поверхностного поляритона нанокластера оксида цинка. При этом ширина линии поглощения, связанного с этим эффектом, оказывается достаточно узкой, чтобы говорить означительной добротности резонатора на основе нанокластера оксида цинка. Благодаря эффекту Парсела, фотоны “запасаются” нанокластерами и переизлучаются на длине волны аннигиляции электрон-дырочной пары, связанной в экситон. Эти переизлученные фотоны поглощаются молекулярными структурами матрицы олигомера, инкапсулирующей нанокластер оксида цинка. В результате чего происходит ее разогрев и отжиг. В результате отжига молекулярные структуры трансформируются во фрагменты графеновых плоскостей с небольшим числом ароматических колец. При этом могут образовываться такие молекулы, как азулен и пирен, инкапсулированные в матрицу. Под влиянием фотонов, переизлученных кластером ZnO, происходит возбуждение электрон-дырочных пар молекул азулена и пирена, с последующим переизлучением в сине-зеленую область спектра.

Итак, наблюдается новый механизм усиления флуоресценции молекулярных структур мартицы эпоксиакрилового олигомера за счет усиления УФ излучения нанокластерами ZnO при возбуждении экситона и поверхностного поляритона в них.

Флюоресценция квантовых точек на основе фрагментов графена в лабораторных и межзвездных разновидностях аморфных аллотропных модификациях углерода

Истомин И.Е.[1], Чекулаев М.С.[1], Ястребов С.Г.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

В работе рассмотрены спектры оптической эмиссии квантовых точек, инкапсулированных в аморфный углерод, синтезированный в лабораторных условиях [1, 2]. Проводится сравнение со спектрами эмиссии гипотетической разновидности наноразмерных кластеров аморфного углерода, присутствующих в межзвездной среде [3] и короткими фрагментами графеновых плоскостей, таких как полициклические ароматические углеводороды [4]. Методами функционала плотности оптимизирована геометрия пирена и азулена, встроенных в алмазоподобное окружение. Выполнено сравнение с лабораторным экспериментом по флюоресценции пирена и азулена. Сравнение показывает, что спектр эмиссии простых полициклического ароматических углеводорода – азулена и пирена — похож на спектр квантовых точек, встроенный в матрицу аморфного углерода и межзвездной среды в области газопылевого объекта Красный Квадрат [3]. Модель инкапсулированных в алмазоподобную матрицу азулена и пирена с оборванными связями пассивированными водородом исследуется методом функционала плотности (GAUSSIAN 09). Оптимизируется геометрия и рассчитывается полная энергия инкапсулированных молекул. Делается вывод об их устойчивости.

Отмечается, что в исследуемых нанокластерах, углерод боковых сайтов, прилегающих к азулену или пирену, связанный с соседним атомом углерода молекулы азулена или пирена sp^3 связью, может быть более устойчив по сравнению с самими молекулами. Так как энергия диссоциации sp^3 связи углерод-углерод больше энергии диссоциации sp^2 связи углерод-углерод.

Ключевые слова: аморфный углерод, углеродные квантовые точки, полициклические ароматические углеводороды, аморфный углерод

[1] *Song, SY., Liu, KK., Cao, Q. et al. Ultraviolet phosphorescent carbon nanodots. Light Sci Appl 11, 146 (2022). https://doi.org/10.1038/s41377-022-00837-1*

[2] *Siddique, A.B., Pramanick, A.K., Chatterjee, S. et al. Amorphous Carbon Dots and their Remarkable Ability to Detect 2,4,6-Trinitrophenol. Sci Rep 8, 9770 (2018). https://doi.org/10.1038/s41598-018-28021-9*

[3] *U. P. Vijh, A.F. N. Witt1, K. D. Gordon Discovery of Blue Luminescence in the Red Rectangle: Possible Fluorescence from Neutral Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Molecules? APJ, 606 (1) L15 DOI 10.1086/421106*

[4] *Yi. Zhang, P. Liu, Yo. Li, R. Zhan, Zh. Huang, H. Lin, Study on fluorescence spectroscopy of PAHs with different molecular structures using laser-induced fluorescence (LIF) measurement and TD-DFT calculation, Spectrochim. Acta A, 224, 117450, (2020) https://doi.org/10.1016/j.saa.2019.117450.*

Неэкспоненциальная кинетика затухания люминесценции нанокристаллов и ее долговременное поведение

Бодунов Е.Н.[1], **Simões Gamboa A.L.**[2]

[1]*Кафедра «Физика», Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, 190031, Санкт-Петербург*
[2]*Университет ИТМО, 199034, Санкт-Петербург*

Измерение кинетики затухания люминесценции полупроводниковых нанокристаллов — квантовых точек, нанопроволок, нанопластин, наноколец — является важнейшим инструментом изучения фотодинамики возбужденных состояний этих материалов, поскольку кинетика затухания люминесценции содержит важную информацию о структуре электронных уровней в нанокристаллах, о механизмах взаимодействия нанокристаллов с акцепторами энергии электронного возбуждения и носителей заряда в нанокристаллах с ловушками. Анализ кинетики затухания люминесценции нанокристаллов может позволить идентифицировать вид и количество ловушек носителей заряда (электронов, дырок) или акцепторов энергии возбуждения (молекул, других нанокристаллов), расположенных на поверхности или вблизи нанокристаллов, а также оценить энергию ловушек, определить механизм переноса энергии электронного возбуждения с нанокристаллов на акцепторы [1-6].

Кинетика затухания люминесценции квантовых точек в большинстве случаев неэкспоненциальная и часто аппроксимируется суммой двух или трех экспонент. При этом подгоночными параметрами являются амплитуды и времена затухания экспонент. В настоящей работе анализируются экспериментальные условия, при которых такая аппроксимация имеет четкий физический смысл (дистанционный безызлучательный перенос энергии, контактное тушение люминесценции, обратимый захват носителей заряда ловушками), и показывается, как при этом должны соотноситься варьируемые параметры аппроксимации (амплитуды и времена затухания экспонент) [7].

Особое внимание обращено на долговременную кинетику затухания люминесценции квантовых точек, которая позволяет получить информацию о характере распределения ловушек носителей заряда по энергиям. Предлагается новая функция для аппроксимации полной кинетики затухания люминесценции квантовых точек, при получении которой предполагалось экспоненциальное распределении ловушек по энергиям; эта функция предсказывает степенное убывание кинетики люминесценции со временем. Отметим, что именно возврат носителей заряда с ловушек на квантовые точки, согласно [8], может быть причиной флуктуаций интенсивности люминесценции квантовых точек (мерцание) при постоянном оптическом возбуждении.

*[1] E.N. Bodunov, Yu.A. Antonov, A.L. Simões Gamboa, J. Chem. Phys., **146**, 114102 (2017).*
*[2] E.N. Bodunov and A.L. Simões Gamboa, Semiconductors, **52**, 587 (2018).*
*[3] E.N. Bodunov and A.L. Simões Gamboa, J. Phys. Chem. C, **123**, 25515 (2019).*
*[4] E.N. Bodunov and A.L. Simões Gamboa, Semiconductors, **53**, 2133 (2019).*
*[5] O. Stroyuk, A. Raevskaya, F. Spranger, N. Gaponik, D.R.T. Zahn, ChemPhysChem, **20**, 1640 (2019).*
*[6] J. Xiao, Y. Liu, V. Steinmetz, M. Caglar, J. Mc Hugh, T. Baikie, N. Gauriot, M. Nguyen, E. Ruggeri, Z. Andaji-Garmaroudi, S.D. Stranks, L. Legrand, T. Barisien, R.H. Friend, N.C. Greenham, A. Rao, R. Pandya, ACS Nano, **14**, 14740 (2020).*
*[7] E.N. Bodunov. Opt. Spectrosc., **131**, 96 (2023).*
*[8] P.H. Sher, J.M. Smith, P.A. Dalgarno, R.J. Warburton, X. Chen, P.J. Dobson, S.M. Daniels, N.L. Pickett, P. O'Brien, Appl. Phys. Lett., **92**, 101111 (2008).*

Особенности спектров остаточной фотопроводимости в гетероструктурах на основе CdHgTe

Сотничук М.К.[1], **Иконников А.В.[1]**, Хохлов Д.Р.[1], Михайлов Н.Н.[2], Дворецкий С.А.[2], Гавриленко В.И.[3]

[1]*Физический факультет МГУ, 119991, Москва, Ленинские горы, 1*
[2]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[3]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*

Эффект остаточной фотопроводимости (ОФП) — изменение проводимости под действием света и сохранении ее «нового» значения после выключения света — интересен, прежде всего, из-за своего возможного практического применения. С его помощью можно простым способом менять концентрацию носителей заряда, а в некоторых случаях (например, в двойных квантовых ямах (КЯ) HgTe/CdHgTe) и тип проводимости, причем *обратимым* образом [1]. В тоже время эффект далеко не всегда оказывается полной альтернативой традиционному электрическому затвору [2, 3], поэтому изучение и понимание «внутренних» механизмов, приводящих к ОФП является актуальной задачей.

В настоящей работе в диапазоне 0.6–3.1 эВ при T = 4.2 K и 77 K исследовались спектры ОФП гетероструктур Hg(Cd)Te/CdHgTe с одиночными КЯ. Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии, они обладали различными типами зонного спектра и различными типами проводимости.

В результате исследований показано наличие общих для *всех* структур спектральных особенностей, большая часть из которых так или иначе связана с наличием покровного слоя CdTe. Помимо особенностей 1 и 2, связанных с генерацией электрон-дырочных пар в покровном слое и переходами из спин-отщепленной зоны барьера CdHgTe в зону проводимости покровного слоя [1], в спектрах впервые наблюдалась особенность 3 — резкий рост проводимости в области 0.65–0.95 эВ для структур с темновой проводимостью *n*-типа (рис. 1). Положение этой особенности хорошо коррелирует с долей кадмия в барьерах CdHgTe, что позволяет предположить, что указная особенность связана с переходом с некого глубокого «примесного» уровня в покровном слое CdTe в зону проводимости барьерного слоя. Этот уровень находится на 300 мэВ выше потолка валентной зоны CdTe. Кроме этого в большинстве структур обнаружено осцилляторное поведение проводимости в диапазоне 0.8–1.5 эВ, предположительно связываемое с испусканием каскада оптических фононов.

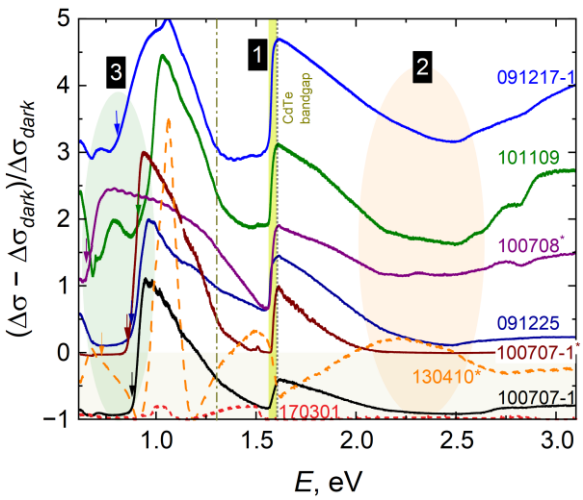


Рис.1. – Спектры относительного изменения проводимости КЯ Hg(Cd)Te при T = 4.2 K. Нулевой уровень означает совпадение проводимости с темновой, положительные значения соответствуют положительной ОФП, отрицательные — отрицательной. Уровень –1 означает отсутствие проводимости. Спектры структур с темновой проводимостью p-типа указаны штриховыми линиями. Цифрами с выворотной указаны основные спектральные особенности. Стрелки указывают положение особенности 3. Пунктирная линия соответствует ширине запрещенной зоны CdTe, штрихпунктирная — разнице энергий между зоной проводимости и глубоким уровнем в покровном слое CdTe.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 22-12-00298).

[1] I. Nikolaev et al., J. Appl. Phys. ***132****, 234301 (2022).*
[2] L. S. Bovkun et al., JETP Letters ***118****, 867 (2023).*
[3] M. Meyer et al., Phys. Rev. B ***109****, L121303 (2024).*

Квантово-размерный эффект в полупроводниковом полом шаре

Simões Gamboa A.L.[1], Бодунов Е.Н.[2], Федоров А.В.[1]

[1]*Университет ИТМО, 199034, Санкт-Петербург*
[2]*Кафедра «Физика», Петербургский государственный университет путей сообщения Императора Александра I, 190031, Санкт-Петербург*

На заре экспериментального открытия квантово-размерного эффекта [1-3] были различные сообщения об особенностях спектров поглощения и люминесценции низкоразмерных материалов, которые, однако, либо не давали исчерпывающего объяснения причине наблюдаемых явлений, либо не интерпретировали их как проявление этого эффекта (см. [4-8] и ссылки в них).

Например, Хенглейн [7, 8] заметил, что спектры поглощения коллоидных частиц сульфида кадмия и объемного кристалла сульфида кадмия различны, и интерпретировал это различие как результат недостаточной кристаллической структуры коллоидных частиц. Однако если мы обратим внимание на метод приготовления коллоидных частиц в работах [7, 8], то увидим, что Хенглейн имел дело не со сферической частицей сульфида кадмия, а со сферической оболочкой из сульфида кадмия вокруг ядра из диоксида кремния (архитектура полого шара). Учитывая боровский радиус экситона для сульфида кадмия и сообщаемый размер сферической оболочки, мы делаем вывод, что Хенглейн, скорее всего, наблюдал результат комбинации эффектов размера и формы. Это и послужило мотивацией настоящей работы.

Мы теоретически исследовали квантово-размерный эффект в полупроводниковом полом шаре в режиме сильного конфайнмента («квантовый полый шар»). На примере антимонида индия аналитически получены волновые функции носителей заряда в полом шаре и рассчитан их энергетический спектр. Также получено аналитическое выражение для внутризонных матричных элементов оператора импульса. Затем мы сравнили энергетические спектры, волновые функции и внутризонные матричные элементы оператора импульса для полого шара и для сферической квантовой точки [2, 9]. Следует отметить, что шар и полый шар топологически не эквивалентны.

Мы обнаружили [10], что (а) уровни размерного квантования электронов и дырок в квантовом полом шаре при угловом моменте $l = 0$ совпадают с уровнями размерного квантования в сферической квантовой точке, радиус которой равен толщине сферической оболочки в полом шаре, и (б) переход между топологически различными полупроводниковыми нанокристаллическими архитектурами шар и полый шар сопровождается резким изменением радиальных волновых функций носителей заряда, в то время как энергия основного состояния и внутризонные матричные элементы оператора импульса изменяются плавно.

*[1] A.I. Ekimov and A.A. Onushchenko, JETP Lett., **34**, 345 (1981).*
*[2] Al. L. Efros and A.L. Efros, Sov. Phys. Semicond., **16**, 772 (1982).*
*[3] R. Rossetti, S. Nakahara, L.E. Brus, J. Chem. Phys., **79**, 1086 (1983).*
*[4] C.R. Berry, Phys. Rev., **161**, 848 (1967).*
*[5] R. Katzschmann, A. Rehfeld, R. Kranold, phys. stat. sol. (a), **40**, K161 (1977).*
*[6] G.C. Papavassiliou, J. Solid State Chem., **40**, 330 (1981).*
*[7] A. Henglein, Ber. Bunsenges. Phys. Chem., **86**, 301 (1982).*
*[8] Z. Alfassi, D. Bahnemann, A. Henglein, J. Phys. Chem., **86**, 4656 (1982).*
*[9] A.V. Fedorov, A.V. Baranov, K. Inoue, Phys. Rev. B, **54**, 8627 (1996).*
[10] A.L. Simões Gamboa, E.N. Bodunov, A.V. Fedorov, 2024 International Conference Laser Optics (ICLO), 355 (2024). https://doi.org/10.1109/ICLO59702.2024.10624368

Влияние соотношения потоков As/Ga при заращивании квантовых точек InAs/GaAs на их оптические свойства

Балакирев С.В.[1], Кириченко Д.В.[1], Черненко Н.Е.[1], Шандыба Н.А.[1], Махов И.С.[2], Надточий А.М.[2], Крыжановская Н.В.[2], Жуков А.Е.[2], Солодовник М.С.[1]

[1]*Лаборатория эпитаксиальных технологий ИНЭП ЮФУ, 347922, Таганрог, ул. Шевченко, 2*
[2]*Международная лаборатория квантовой оптоэлектроники НИУ ВШЭ, 190008, Санкт-Петербург, ул. Союза Печатников, 16*

Важнейшую роль в технологии и оптических свойствах квантовых точек (КТ) InAs играют условия их заращивания слоем GaAs, в процессе которого происходит существенная трансформация материальной системы. При этом среди прочих технологических параметров влияние соотношения потоков V/III при заращивании КТ на их характеристики, как правило, остается без внимания.

В данной работе впервые демонстрируется значительное влияние соотношения потоков As/Ga при заращивании КТ InAs/GaAs на их оптические свойства при различных скоростях заращивания. Экспериментально установлено, что для каждой из скоростей заращивания V существует оптимальное соотношение потоков R, при котором достигается наибольшее значение длины волны излучения КТ, наиболее высокая интенсивность фотолюминесценции (ФЛ) и наименьшая дефектность, определяемая по отношению интенсивностей ФЛ при температурах измерения 300 и 77 К. При низких скоростях заращивания (0.05 и 0.25 монослоя (МС) в секунду) происходит значительный распад изначально сформированных островков InAs, приводящий к уменьшению их среднего размера и коротковолновому смещению линий излучения. Распад усиливается как при повышении, так и при снижении соотношения потоков As/Ga относительно оптимального, что приводит к дополнительному коротковолновому смещению спектров и снижению вклада излучения КТ относительно смачивающего слоя и GaAs (рис. 1а). Спектры ФЛ в широком диапазоне мощностей возбуждения демонстрируют, что после заращивания при V = 0.25 и R = 1 в системе формируется дискретный массив КТ различных групп малого размера, что объясняется их низкой поверхностной плотностью и различием в высоте, выраженной в монослоях.

При повышении скорости заращивания до 1 и 1.5 МС/с КТ подвергаются менее значительному распаду, сохраняют более крупные размеры и излучают на длине волны до 1140 нм при 77 К (рис. 1*б*) и до 1230 нм при 300 К (рис. 1*в*). С помощью зависимостей длины волны излучения КТ от соотношения потоков As/Ga при различных скоростях заращивания продемонстрирован предел длины волны, на которой излучают КТ, приближающиеся по размеру к пороговому значению, при котором происходит релаксация упругих напряжений в крупных островках InAs через образование дислокаций несоответствия (рис. 1*в*). Предлагается механизм распада КТ при их заращивании, различающегося в случае низкого (дефицит мышьяка) и высокого (избыток мышьяка) соотношения потоков As/Ga, а также в зависимости от скорости заращивания.

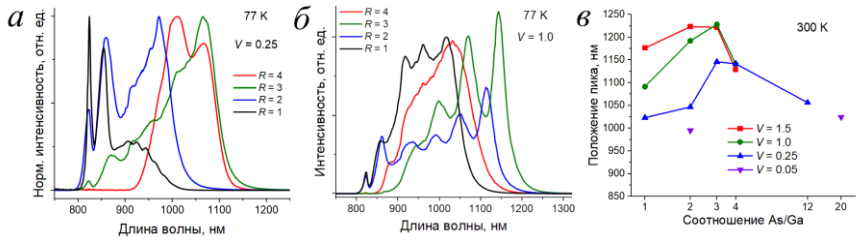


Рис.1. – Спектры ФЛ образцов с КТ, зарощенных при скоростях 0.25 (а) и 1.0 (б) МС/с, и зависимости длины волны излучения КТ от соотношения потоков As/Ga при заращивании (в).

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №22-79-10251), https://rscf.ru/en/project/22-79-10251/, в Южном федеральном университете, а также проекта "Зеркальные лаборатории" НИУ ВШЭ.

Зеемановское расщепление экситона в объеме, квантовых ямах и квантовых точках

Кочерешко В.П.[1], Котова Л.В[1], Шамирзаев Т.С.[2]

[1]*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт Петербург, Россия*
[2]*Институт Физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения РАН, 630090, Новосибирск, Россия*

В квантовых ямах и квантовых точках на основе кубических полупроводников теоретически и экспериментально исследована зависимость величины зеемановского расщепления экситона от энергии его размерного квантования. Получена универсальная формула для описания зависимости g-фактора экситона от его энергии в объеме, квантовой яме и квантовой точке. Поправка к g-фактору экситона:

$\Delta g \propto \dfrac{E_z}{E_0^{(x,y)} + \Delta_{LH}}$, здесь E_z энергия квантования экситона вдоль оси z, $E_0^{(x,y)}$ энергия квантования в плоскости (x,y), Δ_{LH} энергия расщепления легких и тяжелых дырок.

Обнаружено отличное согласие теоретической зависимости g-фактора экситона, с экспериментальной измеренной для широкого спектра полупроводниковых материалов и наноструктур без использования подгоночных параметров.

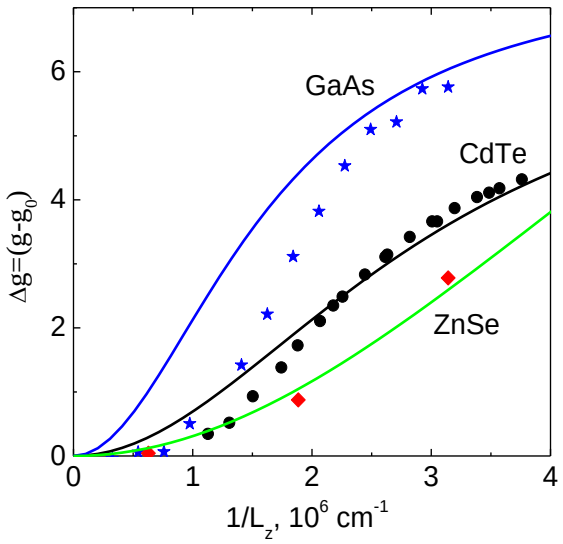


Рисунок 1. Зависимость поправки Δg к g-фактору экситона в квантовой яме от ширины ямы.

Полученная зависимость экситонного g-фактора использована для объяснения особенностей поляризованной люминесценции экситонов, индуцированной магнитным полем в ансамбле квантовых точек в геометрии Фарадея, Фогта и в наклонной геометрии.

В результате удалось объяснить «странное» поведение магнито-индуцированной поляризованной люминесценции экситонов в ансамбле квантовых точек, когда низко компонента в геометрии Фарадея имела меньшую интенсивность, чем высокоэнергетическая. В наклонном поле высокоэнергетическая компонента становилась белее интенсивной, чем низкоэнергетическая.

Расширенные дислокационные узлы как квантовые точки в GaN

Шапенков С.В.[1], Вывенко О.Ф.[1], Убыйвовк Е.В.[1]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9*

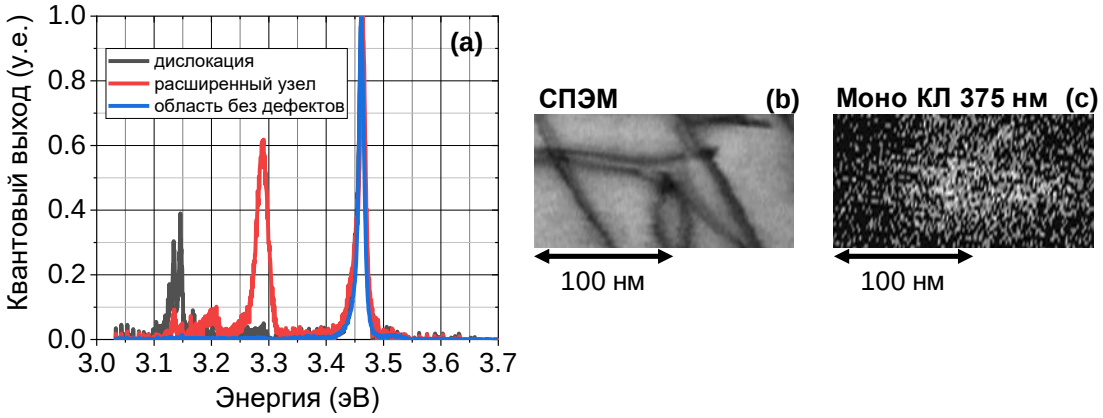


Рис.1. – Спектры СПЭМ КЛ от дислокационной линии (черный), расширенного узла (красный) и из области без дефектов (синий); параллельно записанные микрограмма в СПЭМ (b) и монохроматическая карта КЛ (c) на длине волны 375 нм (~3,31 эВ) вблизи расширенного узла дислокаций.

Исследования электронных свойств низкоразмерных структур (квантовых ям (КЯ), квантовых нитей (КН), квантовых точек (КТ)) интенсивно проводились и проводятся на образцах гетероструктур, полученных методами эпитаксиального выращивания, в которых получение атомарно гладких границ довольно затруднительно. С другой стороны, квантоворазмерные свойства характерны и для некоторых протяженных дефектов в ряде полупроводников. Интересным примером является гексагональный GaN, дефекты упаковки (ДУ) которого представляют собой сегменты кубической фазы GaN с меньшей шириной запрещенной зоны (3,27 эВ), чем у гексагональной (3,47 эВ). Они образуют КЯ толщиной около 1-2 нм с естественно идеально гладкими стенками и характерной для каждой толщины спектральной линией люминесценции (пик около 3,3 эВ) [1].

Кроме того, ДУ в этом материале входят в ядра расщепленных дислокаций в виде полосок шириной около 5 нм, которая меньше, чем диаметр свободного экситона в GaN (~ 6-8 нм), образуя тем самым квази-1D системы, характеризующиеся спектральным дуплетом люминесценции (3,1-3,2 эВ, рис. 1a) с чрезвычайно малой полушириной одной из компонент в 45 мэВ при 6К [2]. Наконец, в местах пересечения дислокаций образуются расширенные узлы расщепленных дислокаций (РУРД), включающие в себя участок ДУ неправильной треугольной формы с линейными размерами в пределах 10-35 нм. Они соответствуют образованию КТ, которые также проявляют собственную люминесцентную полосу (~ 3,3 эВ, рис. 1a). [2]

В данной работе представлены результаты подробного исследования структуры и люминесцентных свойств отдельных РУРД методом катодолюминесценции в просвечивающем электронном микроскопе (СПЭМ КЛ) (рис. 1b,c). Было установлено, что спектр люминесценции отдельного РУРД имеет тонкую дублетную структуру с расщеплением около 30 мэВ, а спектральное положение его компонент зависит от латерального размера узлов.

Полученные результаты требуют теоретической интерпретации при участии специалистов в области количественного расчета параметров квантовых низкоразмерных структур.

*[1] Lähnemann J. et al., J. Phys. D., **47**, 423001 (2014)*
*[2] Medvedev O. et al., J. Appl. Phys., **123**, 161427 (2018).*

Скорости и пороговые энергии процесса однофотонного рождения биэкситонов в нанокристаллах

Бурдов В.А., Фомичёв С.А.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

В работе рассматривается процесс биэкситонной фотогенерации в нанокристаллах на основе непрямозонных (Si) и прямозонных полупроводников. При этом подразумевается, что рождение биэкситона происходит в результате поглощения одного фотона двумя электронами, совершающими одновременный переход из двухвалентных состояний в два состояния зоны проводимости. Одновременность перехода отличает этот механизм, называемый прямой фотогенерацией биэкситонов [1], от механизма ударной ионизации [2], при котором два экситона возникают последовательно – один за другим. Целью работы является определение пороговой энергии ε_{th} и скорости процесса на пороге.

Расчеты, выполненные для нанокристаллов кремния, показали, что минимальная энергия фотона (пороговая энергия), при которой становится возможным одновременное рождение двух электронно-дырочных пар, совпадает с удвоенной шириной энергетической щели нанокристалла: $\varepsilon_{th} = 2\varepsilon_g$. Такой же результат был ранее получен и для объемного кремния [3]. В объемном кремнии, в случае одновременного перевода двух электронов из окрестности потолка валентной зоны в окрестность двух противоположно расположенных в k-пространстве минимумов энергии в зоне проводимости, не нарушается закон сохранения импульса, в отличие от одноэлектронного перехода вблизи порога. В нанокристаллах требование сохранения полного импульса при переходах вообще снимается, что заметно облегчает их реализацию. Скорость рождения биэкситона оказывается обратно пропорциональной шестой степени радиуса нанокристалла. При значениях радиуса, близких к одному нанометру, скорость достигает десятых долей обратных наносекунд, что сопоставимо с характерными скоростями одноэлектронных излучательных переходов в прямозонных полупроводниках.

В нанокристаллах на основе прямозонных полупроводников тетраэдрическая симметрия системы в совокупности с невырожденностью зоны проводимости запрещает прямое однофотонное рождение биэкситона с энергией, равной $2\varepsilon_g$, т.е. перевести два электрона из окрестности потолка валентной зоны в окрестность дна зоны проводимости (как это имеет место в случае одноэлектронного перехода) нельзя. Чтобы процесс стал возможен, два конечных электронных состояния в зоне проводимости должны располагаться в k-пространстве в окрестностях X- или L-точек, в зависимости от того – каким из них соответствует меньшая энергия в зоне проводимости. Соответственно, пороговая энергия в этом случае оказывается больше удвоенной ширины энергетической щели нанокристалла на величину разности энергий зон: $\varepsilon_{th} = 2\varepsilon_g + 2[\varepsilon(X_{1c}/L_{1c}) - \varepsilon(\Gamma_{1c})]$. Скорость пороговой биэкситонной генерации в этом случае близка к полученной для нанокристала кремния.

Было также рассмотрено влияние доноров на процесс фотогенерации биэкситонов. В нанокристаллах на основе прямозонных полупроводников введение донора слабо влияет на пороговую энергию и скорость генерации. В нанокристаллах кремния пороговая энергия уменьшается на величину химического сдвига, который для доноров достаточно велик – порядка десятых долей эВ [4]. Скорость генерации биэкситонов при этом возрастает.

Работа была поддержана грантом РНФ 23-22-00275.

*[1] I. Marri, S. Ossicini, Nanoscale **13**, 12119 (2021).*
*[2] V.I. Klimov, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **5**, 285 (2014).*
*[3] E. Cartier, M.V. Fischetti, E.A. Eklund, F.R. McFeely, Appl. Phys. Lett. **62**, 3339 (1993).*
*[4] Z. Zhou, M.L. Steigerwald, R.A. Friesner, L. Brus, M.S. Hybertsen, Phys. Rev. B **71**, 245308 (2005).*

Оптические свойства гетероструктур с квантовыми точками InAs в кремнии

Лендяшова В.В.[1,2], Илькив И.В.[1], Талалаев В.Г.[1], Шугабаев Т.[1,2], Резник Р.Р.[1], Цырлин Г.Э.[1,2]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9*
[2]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8к3*

Разработка оптических интегральных схем (ИС) является одним из важнейших направлений развития технологии, поскольку их использование позволяет существенно повысить производительность вычислительных систем и снизить их энергопотребление [1,2]. Наиболее перспективным подходом к их созданию является интеграция активных приборов фотоники на основе материалов A_3B_5 с традиционными микросхемами. Одним из актуальных с технологической точки зрения методов интеграции является монолитная интеграция путем прямого синтеза структур A_3B_5 на подложках кремния. Хорошо известно, что прямой рост планарных структур обычно сопровождается образованием дислокаций из-за несоответствия параметров кристаллических решеток и разных коэффициентов теплового расширения материалов. В свою очередь, квантовые точки, как известно, более устойчивы к дислокациям [3]. Поэтому синтез квантовых точек A_3B_5 на кремнии и создание гетероструктур на их основе представляют значительный научный и практический интерес. Настоящая работа посвящена синтезу квантовых точек InAs в кремниевой матрице методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) и исследованию оптических свойств таких гетероструктур.

Образцы были синтезированы методом МПЭ на установке МПЭ Riber 21 EB200. Перед ростом образцов подложки Si(100)4° подготавливались с помощью химической обработки с последующим отжигом при 950°C в установке МПЭ. После этого температуру подложки понижали до 600°C для выращивания буферного слоя Si толщиной 50 нм. Затем температуру подложки повторно понижали до 400°C и осуществлялся рост островков InAs с эквивалентной толщиной осажденного материала от 0.3 до 0.7 МС. Для формирования гетероструктур с внедренными в матрицу Si квантовыми точками InAs выращивался покровный слой толщиной 30 нм. Исследование оптических свойств полученных образцов осуществлялось методом низкотемпературной фотолюминесценции (ФЛ). Был получен отклик фотолюминесценции от субмонослойных квантовых точек InAs в матрице Si на 1.65 мкм и установлено, что применение двухстадийного способа заращивания InAs наноостровков кремнием позволяет увеличить кристаллическое качество гетероинтерфейса и интенсивность ФЛ. Сигнал фотолюминесценции от субмонослойных квантовых точек наблюдался при пониженных температурах вплоть до 120 K. Анализ температурной зависимости дал энергию активации электронов, удерживаемых в потенциальной яме квантовой точки, равную 25 мэВ. Измеренные температурная и мощностная зависимости указывают на большое сечение захвата фотонов возбуждения напрямую в InAs наноостровки без образования в них экситонов и последующую Оже-рекомбинацию с выбросом электронов в X-долину кремния, что приводит к гашению фотолюминесценции при комнатной температуре даже при высоком уровне накачки.

Работа была выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда в рамках проекта № 23-79-01117.

*[1] D. Thomson et al., J. Opt., **18**(7), 073003 (2016).*
*[2] X. Chen et al., Proceeding of the IEEE, **106**(12), 2101-2116 (2018).*
*[3] P. Dhingra et al., Appl. Phys. Lett., **117**(18), 181102 (2020).*

Рост GaAs нитевидных нанокристаллов с амфотерным катализатором

Штром И.В.[1,2], Сибирев Н.В.[1], Илькив И.В.[1,2], Убыйвовк Е.В.[1], Сошников И.П.[4], Резник Р.Р.[1,3], Микушев С.В.[1], Цырлин Г.Э.[1-3]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет 198504, Санкт-Петербург*
[2]*Институт аналитического приборостроения РАН 198095, Санкт-Петербург,*
[3]*Алферовский университет 195220, Санкт-Петербург*
[4]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе 194021, Санкт-Петербург*

В работе обсуждается рост нитевидных нанокристаллов (ННК) арсенида галлия (GaAs) с металлическим катализатором группы углерода: свинцом или оловом.

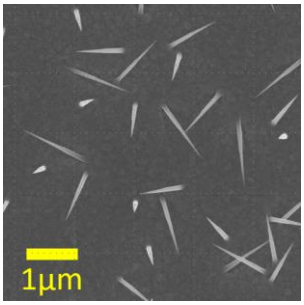


Рис.1. – РЭМ изображение GaAs ННК

Практическое применение ННК требует аккуратного и контролируемого легирования. Рост ННК обычно происходит в неравновесном режиме [1,2]. В этом случае состав ННК и встраивание амфотерных примесей в ННК определяется составом капли катализатора [1,2]. Чаще всего капля катализатора содержит много галлия (Ga) и мало мышьяка(As) [1,2]. Поэтому если в капле много Ga, то кремний (Si) [2] встраивается в GaAs на место As и является акцептором. Естественно ожидать, что если в капле будет много As, то Si будет встраиваться на место Ga и будет донором. Материалов, которые хорошо растворяют As и являются жидкими при типичных температурах роста GaAs ННК, не так и много. Некоторые из них ядовитые, например таллий. Поэтому для исследований роста ННК с мышьяк обогащённым катализатором были выбраны олово (Sn) и свинец (Pb). Sn чуть менее интересно в том смысле, что рост GaAs ННК с оловянным катализатором уже демонстрировался раннее [3]. К тому же коэффициент встраивания Pb в GaAs меньше Sn в GaAs. Можно ожидать, что рост GaAs ННК со Pb более устойчивый и примесь Pb в GaAs ННК будет меньше. Тем не менее оба элемента имеют общую особенность они могут хорошо растворять не только As, но и Ga, поэтому рост ННК может проходить, как с каплей богатой As, так и с каплей богатой Ga.

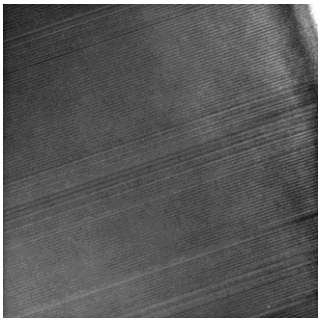


Рис.2. – ПЭМ изображение GaAs ННК

Рост GaAs ННК был проведен при разных температурах 350-420 °C с предварительным напылением методом молекулярно-лучевого напыления катализаторов Sn и Pb на кремниевые подложки. Чаще всего ННК имели форму иголок, что свидетельствуют о том, что рост ННК останавливается из-за расхода катализатора. На рисунке 1 представлено типичное изображение массива GaAs ННК полученное растровым электронным микроскопом Supra 25 Zeiss (РЭМ). ННК чаще всего имели кристаллическую фазу вюртцита с небольшим количество двойников. На рисунке 2 представлено типичное изображение, полученное просвечивающим электронным микроскопом Zeiss Libra 200FE (ПЭМ). Элементный анализ показал, что в большинстве случаев Pb или Sn были равномерны распределены по ННК.

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта СПбГУ № 95440344. Исследования элементного состава выполнены в МРЦ по направлению "Нанотехнологии" Научного парка СПбГУ.

[1] J. Johansson and M. Ghasemi, RAPID Commun. Phys. Rev. Mater. 1, 40401 (2017).
[2] V. G. Dubrovskii et al. J. Phys. Chem. C 124, 17299 (2020).
[3] R. Sun, et. al. *Nanotechnology 27, (2016).*

Оптическое выстраивание и ориентация экситонов в наклонном магнитном поле в непрямозонных квантовых точках (In,Al)As/AlAs

Цапанова Л.Г., Рагоза М.Д., Некрасов С.В., Михайленко Н.О., Кусраев Ю.Г.

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

Квантовые точки (КТ) представляют большой интерес в силу длинного времени жизни спина локализованных носителей. В частности в непрямозонных в k-пространстве КТ (In,Al)As, которые изучались в данной работе, время жизни экситона может достигать сотен микросекунд [1], при этом оптическая ориентация экситонного спина может сохраняться в течение времени жизни комплекса в силу малого обменного взаимодействия в непрямом экситоне [2].

В настоящей работе было проведено экспериментальное исследование влияния направления и величины магнитного поля на оптическую ориентацию и выстраивание экситонов. Изучаемый образец представлял собой КТ (In,Al)As, встроенные в матрицу AlAs, на подложке (001) GaAs, средние значения диаметра и высоты КТ составляют 15 нм и 4 нм, соответственно. В ходе эксперимента угол (ϑ) между направлением магнитного поля и луча лазера изменялся в диапазоне от 0 до 90 градусов.

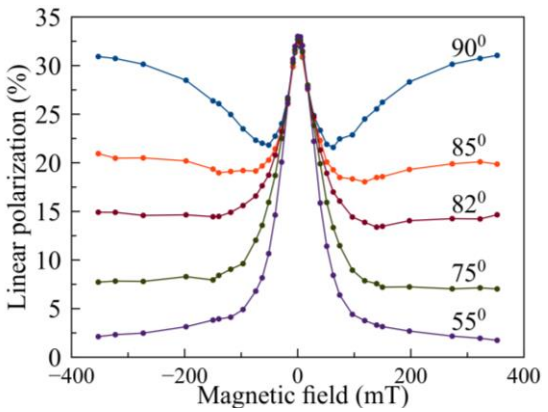


Рис.1. – Зависимость степени линейной поляризации фотолюминесценции от магнитного поля при различных углах (ϑ).

Была измерена зависимость степени линейной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) от величины магнитного поля при различных значениях угла ϑ (рис.1). В геометрии Фойгта (ϑ=90°) зависимость имеет необычный вид, она немонотонна и описывается двумя контурами Лоренца с полуширинами 25 мТ и 135 мТ. Узкий контур магнитополевой зависимости выстраивания экситона предположительно соответствует Ларморовской прецессии спина электрона, широкий – прецессии спина дырки. С отклонением угла от поперечной геометрии уже на 8° широкий контур восстановления поляризации пропадает (см. рис. 1) в связи со значительной анизотропией g-фактора тяжелой дырки в экситоне ($g_z \gg g_x$, где z – ось роста КТ), а узкий контур остается с уменьшением угла ϑ вплоть до геометрии Фарадея.

В результате измерения степени циркулярной поляризации ФЛ от магнитного поля при различных значениях угла были получены зависимости от угла ширины кривой и значения циркулярной поляризации в пределах больших магнитных полей. Данные параметры были описаны решением уравнения Блоха для частицы с анизотропным g-фактором [3] с учетом восстановления оптической ориентации в продольной компоненте магнитного поля. В результате было получено значение продольной и поперечной компонент g-фактора тяжелой дырки ($g_x = 0.17 \pm 0.03$, $g_z = 2.42 \pm 0.05$). Поведение циркулярной поляризации ФЛ нейтрального экситона в наклонном магнитном поле определяется преимущественно зеемановским расщеплением уровней тяжелой дырки.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ №22-12-00125.

*[1] Shamirzaev T.S. et al., JETP Lett., **77**, 389 (2003).*
*[2] J. Rautert et al., Phys. Rev. B,s **99**, 195411 (2019).*
*[3] Yu. G. Kusrayev et al., Phys. Rev. B, **76**, 153307 (2007).*

СПИН-ЗАВИСИМЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СПИНТРОНИКА, НАНОМАГНЕТИЗМ, КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Динамическая поляризация спинов носителей заряда в полупроводниках структурах пониженной размерности

Аверкиев Н.С[1]., Манцевич В.Н.[2,1], Рожанский И.В.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1*

Задача создания спиновой поляризации носителей заряда, как локализованных, так и свободных традиционно привлекательна как с фундаментальной, так и прикладной точек зрения [1]. Спин-орбитальное взаимодействие, которое обычно считается малым возмущением, в полупроводниках часто оказывается наиболее существенным, что позволяет изучать спиновую динамику относительно простыми способами. Прикладной интерес к проблеме обусловлен попытками создания устройств, в которых носителем информации будет спин. Современные эксперименты продемонстрировали возможность создания не только статической, но и динамической спиновой поляризации. В отличие от термодинамически равновесной ориентации спиновых моментов во внешнем магнитном поле, динамическая спиновая поляризация возможна и в отсутствие внешнего магнитного поля, что и вызывает значительный интерес с прикладной точки зрения [2].

В докладе предполагается дать обзор возникновения поляризации электронов или дырок в полупроводниковых структурах и объемных полупроводниках при туннелировании и рассеянии на примесях. В частности, будет рассмотрена нетривиальная кинетика спиновой поляризации в полупроводниковых гетероструктурах с резонансно-туннельной связью при наличии обменного расщепления и кулоновских корреляций [3]. Будет рассмотрен механизм создания динамической спиновой поляризации и циркулярно поляризованной фотолюминесценции в гибридных полупроводниковых гетероструктурах магнитный слой – квантовая яма. С прикладной точки зрения особый интерес представляет возможность управление циркулярной поляризацией фотолюминесценции в таких структурах, причем характерный временной масштаб при этом определяется скоростью туннелирования электронов, значительно превышающей скорость излучательной рекомбинации. Это создает возможность быстрого управления оптической поляризацией, используемой для передачи информации [4].

Будет показана роль кулоновских корреляций в динамической спиновой поляризации, которая является двоякой. С одной стороны, кулоновские корреляции замедляют кинетику, но с другой стороны, способствуют увеличению степени спиновой поляризации.

Также будет рассмотрена динамическая спиновая поляризация в полупроводниковых гетероструктурах за счет отщепленных дискретных уровней, возникающих при туннельной гибридизации локализованных магнитных центров с континуумом двумерных состояний в квантовой яме. Эти отщепленные состояния являются спин-поляризованными, а их ключевой особенностью является экспоненциальная чувствительность энергии уровня к параметру туннельной гибридизации, что позволяет рассматривать фотолюминесцентный отклик этих состояний чрезвычайно привлекательным с практической точки зрения [5].

В докладе будет обсуждена возможность сверхбыстрого управления величиной и знаком спиновой поляризации и циркулярной поляризации фотолюминесценции излучения из квантовой ямы за счет изменения параметров лазерного излучения оптической накачки, а также за счет модификации процессов туннелирования при изменении управляющим напряжением параметров туннельного барьера. Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 22-12-00139

[1] I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, Rev. Mod. Phys. 76, 323 (2004)
[2] V. Korenev, I. Akimov, S. Zaitsev, et. al., Nat. Commun. 3, 959 (2012).
[3] N.S Maslova, V.N. Mantsevich, I.V. Rozhansky et. al., Phys. Rev.B 97, 195445 (2018)
[4] I.V. Rozhansky, V.N. Mantsevich, N.S. Maslova et. al., JMMM 565, 170303 (2023)
[5] I. V. Rozhansky, V.N. Mantsevich, N.S Maslova et. al., Phys. Rev. B 101, 045305 (2020)

Спиновая термодинамика ядер в полупроводниковых структурах

Кавокин К.В.[1], Литвяк В.М.[1], Чербунин Р.В.[1], Бажин П.[1], Калевич В.К.[1,2]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет*, [2]*ФТИ им. Иоффе РАН.*

Оптическая ориентация электронных спинов в полупроводниках позволяет поляризовать спины ядер решетки через сверхтонкое взаимодействие, тем самым понизив энтропию ядерной спиновой системы. Слабая связь ядерных спинов с колебаниями решетки приводит к очень долгим (до тысяч секунд) временам жизни таких охлажденных состояний ядерной спиновой системы. Оптические методы (поляризованная люминесценция, Фарадеевское вращение в микрорезонаторах, спектроскопия спинового шума) позволяют контролировать динамику спиновой температуры ядер в том числе в нулевом магнитном поле и «в темноте», т.е. в отсутствие фотовозбужденных носителей заряда. Воздействуя на магнитные моменты ядер переменным магнитным полем, можно селективно отогревать ядерную спиновую систему (ЯСС) и, регистрируя изменение спиновой температуры, зондировать спектр ядерного спинового гамильтониана. Этот спектр определяется взаимодействиями спинов ядер друг с другом и, при наличии у ядер квадрупольного момента, его взаимодействием с градиентами электрического поля в структуре. Исследованные нами экспериментально структуры на основе арсенида галлия и теллурида кадмия продемонстрировали резко различные спектры отогрева и динамику спин-решеточной релаксации ядер, что обусловлено разной величиной ядерного спина и изотопной распространенностью ядер в этих двух системах.

Работа поддержана грантом РНФ 22-42-09020.

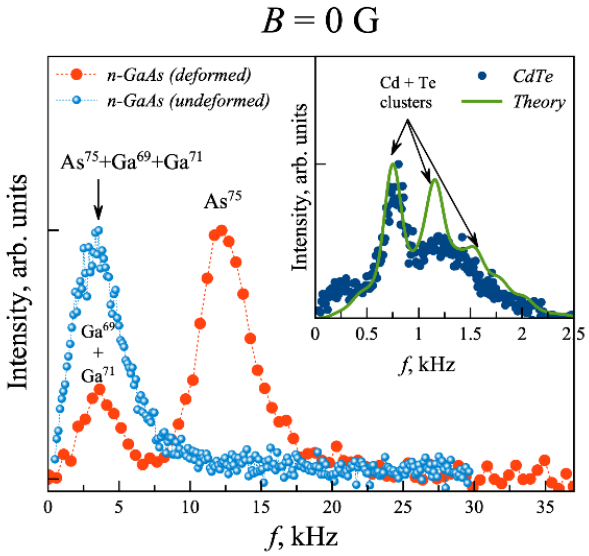


Рис.1. Спектры отогрева ЯСС осциллирующим магнитным полем в GaAs и CdTe

Спиновые явления в полупроводниковых квантовых точках

Кусраев Ю.Г.[1]

[1] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

Квантовые точки (КТ) представляют собой уникальные рукотворные объекты, похожие на атомы, но принципиально отличные от них возможностью менять размеры и форму, меняя тем самым энергетический спектр и спиновые свойства., вследствие размерного ограничения движения носителей в квантовых точках усиливаются межчастичные взаимодействия и, в частности, достигаются рекордно долгие времена спиновой релаксации носителей.

Большинство сведений о спиновых свойствах (и не только спиновых) получено методами оптической спектроскопии. В докладе кратко будут описаны явления оптической ориентации и оптического выстраивания экситонов в КТ, полученных из разных полупроводниковых слоев и различными методами. Теоретическое описание этих эффектов, позволяющее определить целый ряд параметров экситонов в КТ, как правило, проводится в модели псевдоспина. Электронно-дырочное обменное взаимодействие, и особенно его анизотропная часть, играет ключевую роль в спиновых явлениях. Взаимные «флип-флоп» перевороты спинов электрона и дырки приводят к спиновой релаксации и ограничивают время жизни спина экситона. Еще одним важным взаимодействием является сверхтонкое взаимодействие электронов с ядрами решетки полупроводника. Обсуждаются многочисленные проявления этого взаимодействия в спиновой динамике, в спектрах и поляризации люминесценции, как массива КТ, так и одиночных КТ. Наличие резидентных носителей в КТ существенно меняет спиновую динамику. С помощью затвора можно менять количество электронов в КТ и соответственно спиновое состояние.

Сравнительно недавно началось исследование спиновых эффектов в квантовых точках с непрямыми в k-пространстве оптическими переходами. Для этих КТ характерны малые величины анизотропного обменного взаимодействия и долгих времен жизни и спиновой релаксации. В одной и той же структуре могут сосуществовать квантовые точки, как с прямыми, так и с непрямыми оптическими переходами (зависит от размера КТ). На примере КТ InAs/InAlAs сравниваются влияние анизотропного обменного взаимодействия и флуктуаций сверхтонкого поля на спиновую динамику экситонов. В магнитном поле, исключающем влияние флуктуаций ядерного спина, наблюдается спин зависимая блокада КТ.

Интересным примеров квантоворазмерных структур является КТ, полученная на основе разбавленного магнитного полупроводника. Необычные физические свойства этих объектов обусловлены сильным обменным взаимодействием носителей эаряда с магнитными ионами. Одним из проявлений этого взаимодействия является образование магнитного полярона. В самоорганизованных КТ типа CdMnTe/CdMgTe основную роль играет дырка с анизотропным g-фактором. Магнитный полярон, сформированный такой дыркой, оказывается анизотропным, его магнитный момент, так же, как и угловой момент дырки, направлен по нормали к поверхности структуры и может принимать два значения, отличающиеся знаком. Такое бистабильное состояние является долгоживущим, поскольку для переворота момента требуется преодоление барьера, но может переключаться при резонансном оптическом возбуждении.

Кратко будут рассмотрены коллоидные квантовые точки, которые последние годы привлекают большой интерес в связи с их практическим использованием в биологии, медицине, оптоэлектронике. Отметим, что одним из интересных свойств этих объектов является магнетизм, обусловленный спинами оборванных связей на поверхности наночастицы.

Ориентация спина локализованного электрона в системе со спин-орбитпльным взаимодействием: эффект Кондо и спиновый эффект Нернста

Манцевич В.Н.[1,2], Смирнов Д.С.[2]

[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Спины локализованных носителей заряда могут ориентироваться при приложении сильных магнитных полей, в магнитных структурах, либо оптическими методами. Спин-орбитальное взаимодействие открывает дополнительную возможность ориентации спинов в результате протекания электрического тока в немагнитных структурах. Однако, для свободных носителей заряда степень спиновой поляризации не превышает нескольких процентов [1]. Такая малость индуцированной током спиновой поляризации в наиболее распространённых структурах с квантовыми ямами обуславливается слабостью спин-орбитальных взаимодействий Рашбы и Дрессльхауза и малой величиной соотношения скоростей дрейфа и Ферми. Нами продемонстрировано, что спиновая поляризация может быть существенно усилена при низких температурах за счёт эффекта Кондо для локализованных электронов [2].

В качестве модельного объекта рассмотрена квантовая точка, расположенная рядом с квантовым проводом. Между квантовой точкой и квантовым проводом возможно спин-зависимое туннелирование электронов. Ранее нами уже была продемонстрирована возможность создавать в такой системе спиновую поляризацию локализованного носителя заряда за счет протекания электрического тока по квантовому проводу [3]. В данной работе методом неравновесных функций Грина показано, что многочастичные корреляции между квантовой точкой и квантовым проводом могут увеличить спиновую поляризацию в квантовой точке при низких температурах почти на два порядка [2]. Увеличение спиновой поляризации связано с образованием пика Кондо в плотности состояний и спиновой нестабильностью связанной с кулоновской блокадой. Предложенный эффект может быть реализован в современных наноструктурах с двумерным электронным или дырочным газом [4] и использоваться для эффективного управления локализованными электронными спинами в квантовых точках.

На ряду с этим, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к спиновому эффекту Нернста в этой же структуре. Тепловой поток вдоль квантового провода создает спиновую поляризацию локализованного в квантовой точке электрона также из-за спин-зависимого туннелирования. При этом спиновая поляризация дополнительно усиливается за счет кулоновских корреляций в квантовой точке. Микроскопический расчет показывает, что в отсутствие полного электрического тока через провод, величина спинового эффекта Нернста определяется потоком электронов с энергией близкой к энергии локализации электрона в квантовой точке. Являясь немонотонной функцией энергии Ферми и температуры, спиновая поляризация достигает наибольших значений, когда обе они сравнимы по порядку величины со скоростью туннелирования между квантовой точкой и квантовым проводом.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00139.

[1] S. D. Ganichev, M. Trushin and J. Schliemann, Spin polarization by current in Handbook of Spin Transport and Magnetism, edited by E. Y, Tsymbal and I. Zutic, Chapman & Hall, Boca Raton (2012).
*[2] V. N. Mantsevich and D. S. Smirnov, Phys. Rev. B **108**, 035409 (2023).*
*[3] V. N. Mantsevich and D. S. Smirnov, Nanoscale Horiz. **7**, 752 (2022).*
*[4] L. W. Smith, et al., Phys. Rev. Lett. **128**, 027701 (2022).*

Вакуумный спиновый светодиод

Терещенко О.Е., Кустов Д.А., Голяшов В.А., Рожков С.А., Альперович В.Л., Шайблер Г.Э., Бакин В.В., Русецкий В.С.

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Лаврентьева, 13*

Одним из перспективных направлений в развитии современной электроники является, так называемая, "вакуумная микроэлектроника", в настоящее время всё чаще используемая как "вакуумная наноэлектроника". Этот термин используется для описания устройств или компонентов, имеющих геометрические размеры микро- и нанометрового масштаба, принцип действия которых основан на явлении полевой электронной эмиссии. В последние несколько десятилетий вакуумная полупроводниковая наноэлектроника представляется перспективным направлением для разработки высокоскоростных и радиационно-стойких интегральных схем. Исходя из идеи общего развития физики и технологии полупроводников, можно предположить, что дальнейшим развитием вакуумной наноэлектроники станет "вакуумная спинтроника" или “вакуумная полупроводниковая спинтроника”.

Впервые нами изготовлен комбинированный вакуумный полупроводниковый прибор, состоящий из фотоэмиссионного источника спин-поляризованных электронов и спинового светоизлучающего диода (спин-детектора), разделенных вакуумным зазором, для инжекции спин-поляризованных электронов из фотокатодного источника (GaAs или NaK_2Sb) в светодиодные структуры A^3B^5 с квантовыми ямами и квантовыми точками [1]. Такие приборы можно назвать вакуумными спин-поляризованными светодиодами (spin-VLEDs). Спиновая поляризация свободных электронов детектируется оптически через циркулярно-поляризованную катодолюминесценцию (КЛ). В отличие от монолитных гетероструктур (spin-LED), spin-VLEDs работают без использования магнитных материалов и внешнего магнитного поля: генерация и детектирование спин-поляризованных электронов основаны только на эффекте оптической спиновой накачки, который позволяет генерировать спин-поляризованные носители без зарядовой (токовой) инжекции.

Изучены фотоэмиссионные свойства спиновых вакуумных фотодиодов: энергетическое распределение фотоэмитируемых электронов, спектральная характеристика квантовой эффективности, фото- и катодолюминесцентные свойства. Измерена зависимость асимметрии (функция Шермана) поляризации катодолюминесценции от энергии инжектируемых спин-поляризованных электронов. Максимальная величина асимметрии составила ~0.5, что превышает значение асимметрии, достигаемое в традиционных спин-детекторах Мотта и твердотельных spin-LED. Впервые измерено пространственное (поперечное) распределение поляризации электронов в пучке путем измерения распределения латеральной интенсивности поляризованной катодолюминесценции. Решаемые в работе задачи позволяют комплементарно развивать твердотельную и вакуумную спинтронику через создание новых спин-регистрирующих научно-исследовательских приборов, что в свою очередь, позволяет исследовать спиновую текстуру новых материалов и предсказывать спин-зависимые транспортные свойства.

Работа поддержана грантом РНФ 22-12-20024.

*[1] O.E. Tereshchenko, et al., Nanomaterials, **13**, 422 (2023).*

Изотопнообогащенные Si/SiGe гетероструктуры для квантовых вычислений

Новиков А.В.[1], Демидов Е.В.[1], Шалеев М.В.[1], Юрасов Д.В.[1], Дроздов М.Н.[1], Ревин Л.С.[1], Панкратов А.Л.[1], Антонов А.В.[1], Красильникова Л.В.[1], Шмырин Д.А.[1], Красильник З.Ф.[1], Буланов А.Д.[2], Трошин О.Ю.[2], Ежевский А.А.[3], Ситников С.В.[4], Щеглов Д.В.[4]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ИХВВ РАН им. Г.Г. Девятых РАН, 603951, Нижний Новгород, Бокс-75, ул. Тропинина, д.49*
[3]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*
[4]*ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090 Новосибирск, пр. Ак.Лаврентьева 13*

В настоящее время структуры на основе Si и Ge являются перспективной платформой для создания спиновых кубитов. С точки зрения достижения больших времен когерентности спина электрона эти полупроводники обладают существенным преимуществом по сравнению с гетероструктурами A3B5: в последние годы были развиты технологии изотопной очистки Si и Ge, позволяющие существенно, по сравнению с природными материалами, понизить в них концентрацию изотопов с ненулевым ядерным спином (29Si и 73Ge, соответственно). В данной работе представлены результаты по получению эпитаксиальных Si/SiGe гетероструктур с низким содержанием обоих указанных изотопов и их характеризации с точки зрения создания на них кубитов.

Si/SiGe гетероструктуры с напряженной Si КЯ были выращены на релаксированных $Si_{0.7}Ge_{0.3}$/Si(001) буферах методом МПЭ. При испарении использовались источники из изотопнообогащенных монокристаллов 28Si и 72Ge с различным содержанием изотопов 29Si и 73Ge. ВИМС анализ распределения изотопов показал, что в выращенных структурах минимальное содержание изотопов 29Si и 73Ge находится на низком уровне (100 атомов на миллион (ppm)) (рис. 1) [1]. Уникальной особенностью полученных структур является низкая концентрация в них как 29Si так 73Ge изотопа (рис.1), что позволяет использовать для них подходы по увеличению междолинного расщепления, основанные на добавлении Ge в Si КЯ [2]. Подвижность двумерного электронного газа в Si КЯ при T = 1.6K достигает 45000 см²/(В*с), что указывает на хорошее кристаллическое качество и низкую концентрацию остаточных примесей в структурах. На изотопнообогащенных Si/SiGe структурах были сформированы элементы спинового кубита: многоуровневая система субмикронных затворов и микромагниты. С помощью затворов были получены одноэлектронные транзисторы, в проводимости которых при T~15 мК наблюдались пики, связываемые с одноэлектронным транспортом. Это указывает на возможность использования их в качестве детекторов состояния спина электрона.

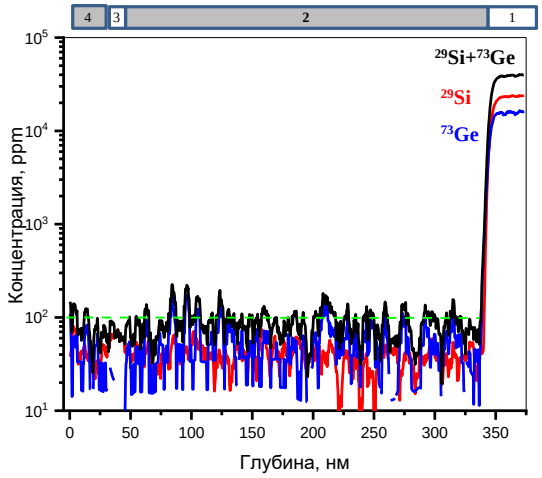


Рис.1. – Полученное методом ВИМС распределение изотопов с ненулевым ядерным спином в подложке на основе релаксированного SiGe/Si буфера (1), $^{28}Si^{72}Ge$ буфере (2), ^{28}Si КЯ (3) и $^{28}Si^{72}Ge$ покровном слое (4).

Работа выполнена при поддержке Росатома в рамках Дорожной карты «Квантовые вычисления» (договора № 868-1.3-15/15-2021 от 5.10.2021 и № Р2194 от 14.12.2021).

*[1] Д.В. Юрасов и др., Письма в ЖТФ **50**, 22 (2024).*
*[2] M. P. Losert et al., Phys. Rev. B., **108**, 125405 (2023).*

Модель косвенного обменного взаимодействия и ферромагнетизм вGaMnAs

Кокурин И.А.[1,2], Аверкиев Н.С.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева, 430005, Саранск, ул.Большевистская, 68*

Принято считать, что за ферромагнетизм в разбавленных магнитных полупроводниках (РМП), таких как GaMnAs, ответственны свободные дырки. Однако данное утверждение относится только к образцам в металлической фазе. Образцы GaMnAs в диэлектрической фазе также представляют интерес. Например, они могут быть использованы при создании гибридных структур сверхпроводник/ферромагнетик [1]. В таких образцах свободные носители отсутствует, и источником косвенного обмена могут служить только локализованные на магнитных акцепторах Mn дырки. Первым шагом при изучении косвенного обмена является изучение парного взаимодействия, то есть изучение энергетической и спиновой структуры комплекса состоящего из двух взаимодействующих акцепторов.

Хорошо известно, что в GaMnAs с высоким содержанием марганца неизбежно возникает компенсация. Она же, как мы увидим, является и необходимым условием существования магнитного упорядочения. Наличие компенсации делает необходимым рассмотрение парного взаимодействия не только нейтральных акцепторов, но и нейтрального акцептора с ионизованным. Таким образом, необходимо в первую очередь изучить структуру двухцентровых магнитных комплексов, локализующих одну (комплекс Mn_2^-) и две (комплекс Mn_2^0) дырки. Такие комплексы напоминают молекулярный ион и молекулу водорода соответственно при учете контактного сверхтонкого взаимодействия.

Нами построены модели и изучены энергетическая и спиновая структура указанных комплексов в зависимости от межцентрового расстояния. Установлено, что основное состояние парного комплекса Mn_2^- отвечает ферромагнитному выстраиванию d-оболочек ионов марганца. В случае же нейтрального комплекса основное состояние является антиферромагнитным. Таким образом, в реальных структурах с РМП степень компенсации является основным фактором, определяющим знак косвенного обмена. Полученные результаты могут быть применены при изучении магнетизма и соответствующего фазового перехода в РМП при помощи моделирования в духе разупорядоченных моделей Гейзенберга или Изинга. Тем не менее, простые оценки могут быть получены для некоторых предельных случаев по степени компенсации. Так, в некомпенсированном или полностью компенсированном образце следует ожидать отсутствие магнитного упорядочения. В первом случае это связано с антиферромагнитным парным выстраиванием и наличием беспорядка, а во втором — отсутствием носителей заряда, являющихся переносчиками косвенного обмена. Ярко выраженного ферромагнетизма следует ожидать при степени компенсации ½: в этом случае на каждую пару магнитных ионов приходится один носитель заряда, и парные взаимодействия являются ферромагнитными. Такие рассуждения находятся в согласии с представлением о выраженном ферромагнетизме при половинном заполнении примесной зоны [2] и экспериментальными данными по GaMnAs в диэлектрической фазе. Простая оценка в духе среднего поля [3] дает для температуры Кюри значение около 40 К при содержании марганца 1%, что находится в хорошем согласии с экспериментом [4].

Работа выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (проект 22-12-00139).

[1] J. Linder and J. W. Robinson, Nat. Phys. ***11****, 307 (2015).*
[2] M. Dobrowolska, K. Tivakornsasithorn, X. Liu et al., Nat. Mater. ***11****, 444 (2012).*
[3] S. Blundell, Magnetism in condensed matter, Oxford University Press, Oxford (2001).
[4] G. V. Astakhov, H. Hoffmann, V. L. Korenev et al., Phys. Rev. Lett. ***102****, 187401 (2009).*

Микроволновая спектроскопия фазового перехода двумерной сильно коррелированной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла

Николаев Г.А.[1,2], Хисамеева А.Р.[1], Андреева С.А.[3,1], Дрёмин А.А.[1], Федотова Я.В.[1], Щепетильников А.В.[1], Кукушкин И.В.[1]

[1]*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2*
[2]*МФТИ (ГУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9*
[3]*НИУ ВШЭ, 10100, Москва, ул. Мясницкая, 20*

В работе изучается фазовый переход двумерной электронной системы ZnO/MgZnO гетероперехода на факторе ν=3 квантового эффекта Холла при помощи электронного спинового резонанса. Эксперимент был проведён в криостате 3He при температуре 0.5 K и в однородном магнитном поле до 15 T. Спиновый резонанс индуцировался субтерагерцевым излучением и наблюдался в виде пика сопротивления при изменении магнитного поля [1], причём чтобы улучшить соотношение сигнал-шум, ЭПР детектировался методикой двойного синхронного усиления. В магнетосопротивлении переход проявляется в виде пика при критическом угле наклона Θ_C двумерной электронной системы относительно направления магнитном поля. Угол Θ модулирует отношение энергии Зеемана и циклотронной энергии, так что при разных углах спиновое упорядочение разное. Меняя частоту излучения и подстраивая магнитное поле, последовательно детектировался спиновый резонанс в факторе заполнения ν=3 КЭХ. Так были изучены углы $\Theta < \Theta_C$, $\Theta = \Theta_C$ и $\Theta > \Theta_C$. Как и в работе [2], где изучался фактор заполнения ν=2, мы также наблюдали увеличение амплитуды ЭПР при переходе из магнитной фазы при $\Theta < \Theta_C$ в магнитную фазу при $\Theta > \Theta_C$. Однако в отличие от фактора заполнения ν=2, где увеличение угла приводит к переходу системы из парамагнитного в ферромагнитное состояние, вблизи заполнения ν=3 переход происходит между двумя магнитными фазами с разной степенью спиновой поляризации, что видно по уменьшению амплитуды в несколько раз. На Рис. 1 представлены пики ЭПР непосредственно в критическом угле $\Theta = \Theta_C$. Чёрной сплошной кривой отмечено магнетосопротивление с характерным для фазового перехода пиком [3]. В его окрестности пики ЭПР уширяются и в области больших магнитных полей не наблюдаются вовсе, что свидетельствует об изменении спинового порядка основного состояния (Рис. 1). Причём если сдвигать положение пика магнетосопротивления, то сдвинется и граница исчезновения пиков ЭПР. Это поведение не описывается феноменологической одночастичной моделью упорядочения уровней Ландау. Мы предполагаем, что исчезновение спинового резонанса связано с разбиением электронной системы на домены.

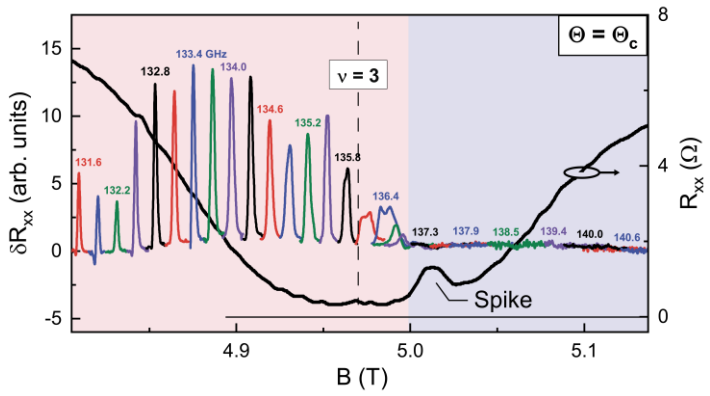


Рис.1. – Пики ЭПР вблизи фактора заполнения ν=3 квантового эффекта Холла при угле наклона Θ_c. Черной сплошной кривой нанесён минимум магнетосопротивления ν=3.

[1] D. Stein et al., Physical review letters, 51, 130 (1983).
[2] A. V. Shchepetilnikov et al., JETP Letters, 113, 657 (2021)
[3] E. P. De Poortere et al., Science, 290, 1546 (2000)

Определение тензора g-фактора дырки в одиночных InAs/GaAs квантовых точках на основе корреляционных измерений с поляризационным разрешением

Серов Ю.М., Галимов А.И., Смирнов Д.С., Рахлин М.В., Шубина Т.В., Торопов А.А.

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

Полная информация о g-факторе дырки в одиночной InAs/GaAs квантовой точке (КТ) является ключевым фактором необходимым для использования локализованного одиночного спина в качестве кубита для квантовой памяти с возможностью его оптической инициализации и чтения, а также для генерации многочастичных запутанных кластерных состояний при последовательном запутывании поляризации излучаемых КТ фотонов с локализованным спином [1]. Анизотропия эффективного g-фактора дырки, описываемая его тензором, хорошо изучена для ансамблей КТ, в то время как опубликованные работы по исследованию одиночных точек ограничиваются измерением эффективного g-фактора только для конкретных направлений магнитного поля, рассматривая тензор g-фактора дырки как диагонализуемый в естественных кристаллографических осях [2].

Значение эффективного g-фактора одиночной дырки может быть измерено экспериментально в геометрии Фойгта по частоте прецессии её спина, проекция которого на оптическую ось J_z определяет степень циркулярной поляризации излучаемых отрицательно заряженной КТ фотонов. Однако для однозначного определения всех компонент тензора g-фактора оказывается необходима информация о направлении оси прецессии спина, характеризуемом углом отклонения от оптической оси и углом поворота в перпендикулярной плоскости. В то время как угол отклонения влияет на динамику компоненты спина J_z и может быть измерен вместе с частотой прецессии за счёт проведения измерений ФЛ КТ с временным и поляризационным разрешением, измерение угла поворота оси прецессии в плоскости оказывается существенно сложнее. В данной работе предложена методика определения этого угла на основе анализа изменения кросскорреляционной $g^{(2)}$ функции между циркулярно-поляризованными компонентами ФЛ КТ при вращении плоскости линейной поляризации возбуждающего ФЛ непрерывного лазера. Выполнение таких измерений для структуры однофотонного источника с одиночной отрицательно заряженной КТ, помещенной в микрорезонатор [3], позволило на основе полученных данных восстановить полный тензор g-фактора дырки, и показало возможность выделения продольного g-фактора и недиагонализуемого тензора поперечного g-фактора, существенным образом не сводящегося к двум главным значениям. Анализ зеемановского гамильтониана, соответствующего полученному тензору g-фактора, показал, что для исследуемой КТ наиболее существенные вклады в гамильтониан обусловлены низкой симметрией КТ и предположительно определяются её анизотропным упругим напряжением [4]. Аппроксимация $g^{(2)}$ функции на основе рассмотрения спиновой динамикой резидентного и затем фотовозбуждённого носителей заряда показала наличие анизотропии спинового состояния КТ в момент излучения фотона относительно направления поляризации возбуждения, которое определяет степень спин-фотонного запутывания. Учёт измеренной анизотропии спин-фотонного запутывания важен для оптимизации протокола генерации кластерных состояний.

Работа поддержана госкорпорацией “Росатом” в рамках Дорожной Карты Квантовые Вычисления (контракт № 868-1.3-15/15-2021 от 5.10.2021 и контракт № R2152 от 19.11.2021).

[1] Lindner, N. and Rudolph, T., Phys. Rev. Lett., 103, 113602 (2009).
[2] Cogan, D., Su, Z.-E., Kenneth, O. & Gershoni, D., Nat. Photonics, 17(4), 324-329 (2023).
[3] Rakhlin, M. et al., J. Lumin., 253, 119496 (2023).
[4] Linpeng, X. et al. Phys. Rev. B, 103, 115412 (2021).

Когерентная спиновая динамика в нанокристаллах $CsPbBr_3$ в стеклянной матрице

Меляков С.Р.[1], Жуков Е.А.[1,2], Белых В.В.[2], Колобкова Е.В[3,4], Кузнецова М.С.[5], Яковлев Д.Р.[1,2]

[1]*Физический институт им. П.Н. Лебедева Российской академии наук*
[2]*Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund*
[3]*Национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики*
[4]*Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет)*
[5]*Санкт-Петербургский государственный университет*

Перовскиты и их нанокристаллы (НК) в последние годы стали интересным объектом исследования для спиновой физики. Были продемонстрированы долгие времена спиновой релаксации и дефазировки при температуре жидкого гелия. Также недавно была обнаружена спиновая когерентность при комнатной температуре с временами дефазировки порядка 50 пс [1]. Однако образцы с обычными коллоидными НК зачастую подвержены сильной деградации. Поэтому в данной работе мы исследуем НК перовскитов CsPbBr3 в стекле, которые более устойчивы к внешнему воздействию.

Так же, как и для классических полупроводниковых систем, для исследования спиновой динамики в перовскитах может быть использован метод накачка-зондирование с пикосекундным временным разрешением с детектированием фарадеевской эллиптичности (ФЭ). В данной работе мы измеряем спиновую динамику в температурном диапазоне от 5 до 300 К в поперечных магнитных полях. Изучаемые образцы НК $CsPbBr_3$ обладают дисперсией размеров, поэтому, изменяя энергию фотона лазерного излучения E_L, можно изменять адресуемый размер НК внутри одного образца.

При комнатной температуре сигнал ФЭ наблюдается при энергиях фотона лазерного излучения от 2.43 эВ до 2.55 эВ. Характерное время спиновой дефазировки при этом составляло 40 – 50 пс. Наблюдаемый g-фактор в этом диапазоне растёт с E_L от значения порядка 1.6 до 1.75. Полученные результаты по величине соответствуют электронному g-фактору в объемном кристалле. Однако для температуры жидкого гелия было показано [2], что электронный g-фактор должен резко уменьшаться с увеличением E_L (уменьшением размера нанокристаллов), что противоречит полученным результатам. Таким образом, для установления носителя заряда требуется провести также низкотемпературные измерения.

При уменьшении температуры от 300 К до 5 К время дефазировки возрастает до 300 пс. g-фактор при этом уменьшается до 1.3 при энергии фотона лазерного излучения 2.48 эВ. Также при гелиевой температуре наблюдаются осцилляции сигнала ФЭ в нулевом магнитном поле с угловой частотой порядка 7 рад/пс. Это может быть вызвано взаимодействием спинов носителей заряда с флуктуациями ядерного поля. Измеренная частота соответствует дисперсии флуктуаций ядерного поля равной 30 мТл. При гелиевой температуре также была измерена спектральная зависимость спиновой динамики. g-фактор так же, как и при комнатной температуре, увеличивается с ростом энергии фотона лазерного излучения. Однако, при низких температурах удаётся продолжить эту зависимость вниз до энергии E_L порядка 2.35 эВ, что соответствует ширине запрещенной зоны объёмного $CsPbBr_3$. При наименьшей энергии мы получаем g-фактор равный 0.8, что совпадает с дырочным g-фактором в объёмном кристалле. Таким образом, можно сделать вывод, что в наших экспериментах наблюдается дырочная спиновая прецессия.

*[1] S.R. Meliakov et al., Nanomaterials, **13**, 2454 (2023).*
[2] M.O. Nestoklon et al., Nano Lett., 23, 8218-8224 (2023).

Влияние диссипации и релаксации на динамику в модели спин-зарядового кубита в двойной квантовой точке

Хомицкий Д.В.[1], Бастракова М.В.[1], Пашин Д.С.[1]

[1]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*

В наноструктурах за счёт спин-орбитального взаимодействия (СОВ) с помощью электрического поля возможно совместное управление спиновой и зарядовой динамикой. В наших недавних работах [1,2] были изучены режимы эволюции в двойных квантовых точках, при которых возможен гибридный резонанс с переворотом спина и туннелированием. В данном докладе мы представляем развитие этих работ с учётом диссипации и релаксации, рассматривая систему как модель спин-зарядового (гибридного) кубита, где спиновая и пространственная (зарядовая) подсистемы связаны через СОВ и периодическое электрическое поле. Уравнение эволюции для матрицы плотности с операторами Линдблада, отвечающими диссипации и релаксации, имеет вид [3]

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar}[H,\rho] + \sum_{q=1}^{2}\left(\Gamma_{\varphi}^{(q)}\ D[\sigma_3^q] + \Gamma_e^{(q)}\ D[\sigma_-^q] + e^{-\Delta_q/\theta} D[\sigma_+^q]\right)\rho, \qquad (1)$$

где $q=1,2$ нумеруют спиновую и зарядовую подсистемы с полным гамильтонианом H, которому отвечают зеемановское расщепление Δ_1 между парой уровней спинового кубита и расщепление Δ_2 нижней пары уровней зарядового кубита, т.е. основное подпространство системы состоит из четырёх состояний. В (1) операторы Линдблада имеют вид $D[a]\rho=a\rho a^{+}-\{a^{+}a, \rho\}/2$, а матрицы $\sigma^q_{\pm} =(\sigma^q_1 \pm i\sigma^q_2)/2$ построены из матриц Паули. Параметры $\Gamma^{(1,2)}_{\varphi,e}$ обозначают скорости фазовой и энергетической релаксации для подсистем *1* и *2*, а θ есть температура термостата. На рис.1 показана эволюция *z*-проекции спина σ_z и координаты *x* в периодическом поле с частотой, отвечающей перевороту спина с туннелированием [1,2]. Можно видеть, что эффекты релаксации не только нарушают когерентность динамики, но и приводят к стабилизации положительного знака проекции спина в правой квантовой точке, что является интересным и полезным эффектом. Такое поведение является следствием быстрого переворота спина с туннелированием в резонансном поле и более быстрой релаксации в зарядовой подсистеме к положению минимума в правой точке по сравнению со спиновой релаксацией. Работа выполнена при поддержке Государственного задания Минобрнауки РФ FSWR-2023-0035.

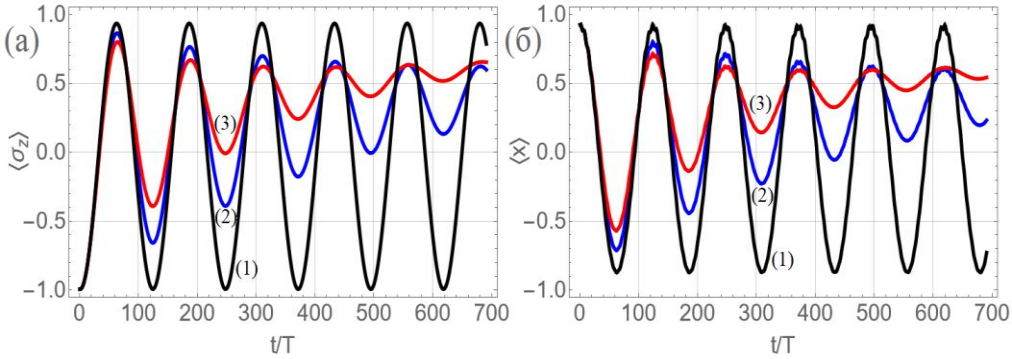


Рис.1. – Динамика среднего значения (а) z-проекции спина и (б) координаты x, показанная для бездиссипативного случая (кривые (1)) и с учётом релаксации, где кривые (2) отвечают диссипации и релаксации с параметрами θ=100 mK, $\Gamma^{(2)}_{\varphi,e}$=15 МГц, $\Gamma^{(1)}_{\varphi,e} =\Gamma^{(2)}_{\varphi,e}$ /10, кривые (3) отвечают $\Gamma^{(2)}_{\varphi,e}$=30 МГц, $\Gamma^{(1)}_{\varphi,e} =\Gamma^{(2)}_{\varphi,e}$ /10.

*[1] D.V. Khomitsky and S.A. Studenikin, Phys. Rev. B, **106**, 195414 (2022).*
*[2] D.V. Khomitsky et al, Phys. Rev. B, **108**, 205404 (2023).*
*[3] V.O. Munyaev and M.V. Bastrakova, Phys. Rev. A, **104**, 012613 (2021).*

Переход металл-полупроводник в $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ во внешних электрических полях

Повзнер А.А.[1], Волков А.Г., Зайцева Н.А.[1], Ноговицына Т.А.[1], Лопатко Э.И.[1]

[1]*Уральский федеральный университет им. Б.Н. Ельцина, г. Екатеринбург*

Анализ результатов первопринципных DFT-расчетов показывает, что в системе s(p)d – электронов $La_{1-x}Ca_xMnO_3$, наряду с двойным обменом, связанным с сильным sd-взаимодействием [1] следует рассматривать хаббардовские корреляции коллективизированных d-электронов. Исходя из этого, учитывая топологические особенности электронной структуры рассматриваемых магнитных полупроводников [2] в данной работе получено, что фазовый магнитный переход из ферромагнитного состояния в парамагнитное сопровождается формированием промежуточной фазы со статическими флуктуациями пространственного распределения спиновой плотности (с локальной намагниченностью Ms). Показано, что при этом образуются области спиновых корреляций, характеризуемые фиксированными фазами Берри, что находит подтверждение в наблюдаемом в тонких пленках $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ аномальном эффекте Холла [3].

Электронный переход металл-полупроводник является результатом андерсоновской локализации носителей тока, возникающей вследствие рассеяния s (p)-электронов проводимости на неоднородностях пространственного распределения плотности d-электронов. В данной работе рассмотрены особенности электронного перехода во внешнем электрическом поле. Показано, что при этом возникает усиление магнитных флуктуаций, сопровождаемое нагревом образца. Записано уравнения теплового баланса, из которого вытекает вывод о наличие связи между силой тока и флуктуациями локальной намагниченности.

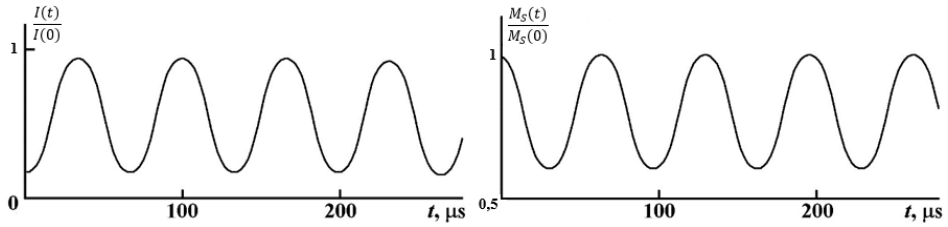


Рис.1 — Автоколебания силы тока (I), среднеквадратической амплитуды флуктуаций локальной намагниченности планарного образца $La_{0.7}Ca_{0.3}MnO_3$ размером 1×1×0.01 мм^3. Здесь напряженность электрического поля E = 0.3 кВ/м, частота ν=15 кГц.

Получено, что в стационарных условиях в полупроводниковой фазе возникают N-образные вольтамперные характеристики. В нестационарных условиях (dT/dt≠0) внешнее электрическое поле приводит к автоколебания тока, локальной намагниченности MS, которая определяет сигнал связанный с аномальным топологическим эффектом Холла [3]. Показано, что частота автоколебаний заметно увеличивается с увеличением внешнего магнитного поля, причем найденные значения частот автоколебаний оказываются на один-два порядка меньше значений частот, при которых проводились измерения магнитного импеданса.

Результаты получены в рамках задания Министерства Науки и Высшего Образования, контракт № FEUZ-2023-0015.

*[1] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Устинов. УФН **188**, 8, 801 (2018).*
[2] Topological Materials Database: https://topologicalquantumchemistry.com
[3] Han Wang et al. Progress in Materials Science 130 (2022) 100971.

Магнитосопротивление на постоянном и переменном токе в селениде марганца, замещенного тулием с переменной валентностью

Аплеснин С.С., Харьков А.М., Ситников М.Н.

СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660037, Красноярск, пр. Красноярский рабочий 31

Исследуется влияние электрической неоднородности, которую можно варьировать ионами переменной валентности, на магниторезистивные эффекты в селениде марганца, замещенного тулием. Валентность ионов тулия меняется от трехвалентного в TmS до двухвалентного в TmTe через промежуточную валентность в TmSe [1]. Для стабилизации трехвалентного состояния вводится нестехиометрия по катионам. Формируется несколько каналов с разной подвижностью и типами зарядов. Свободные носители замораживаются в каналах с высокой подвижностью при низких температурах. Магнитосопротивление, индуцируемое беспорядком, резко зависит от температуры, имеет не монотонную температурную зависимость и наблюдается при высоких температурах. Масштаб электрической неоднородности при наличии в системе миграционной поляризации по разному проявится в магнитосопротивлении на постоянном и переменном токе.

В твердых растворах нестехиометричного селенида марганца, замещенного тулием, обнаружены электрически неоднородные состояния из ВАХ характеристик, нелинейность которых проходит через максимум и коррелирует по температуре с положительным магнитосопротивлением на постоянном токе. В магнитном поле увеличивается радиус электрической неоднородности в результате локализации заряда на ловушках в окрестности ионов тулия, что приводит к росту электросопротивления в магнитном поле на постоянном токе. Влияние магнитного поля на проводимость на переменном токе обусловлено дополнительным вкладом в результате магнитоемкостного эффекта [2]. Изменение магнитоемкости образцов качественно описывается в модели магнитоэлектрического резонанса. Рост электрической неоднородности приводит к смене знака магнитосопротивления по частоте и температуре на переменном токе. Уменьшение электросопротивления на переменном токе в магнитном поле связывается с ростом диэлектрической проницаемости в результате смешивания Холловского сопротивления с продольными компонентами проводимости.

Из Холловских измерений найдены области температур с дырочным и электронным типом носителей тока. Максимумы подвижностей носителей тока и магнитосопротивления находятся в одной области температур. В области концентрации протекания ионов тулия по решетке подвижность экспоненциально растет при нагревании от комнатной температуры. Из ИК спектров установлены две частоты w=1070 cm^{-1} и 1270 cm^{-1}, интенсивность которых исчезает при нагревании до температур 360 К-400 К. Данные интерпретируются в модели локализации электронов в TmSe кластерах. Найдены частоты примесных мод колебаний октаэдра $TmSe_6$ и температуры их смягчения.

Локализация электронов приводит к дополнительному вкладу в магнитную восприимчивость, которую определим из отклонения парамагнитной восприимчивости от закона Кюри-Вейсса. Дополнительный вклад в восприимчивость обусловлен корреляцией электронов и дырок в глубоких ловушках, которая исчезает в области температуры смягчения ИК мод.

Работа поддержана Российским научным фондом, Правительством Красноярского края и проектом Красноярского научного фонда № 23-22-10016.

[1] S. Lebégue et. al., Phys. Rev. B ***72****, 245102 (2005).*
[2] S.S. Aplesnin et. al., J. Mater. Sci.: Mater. Electron., ***34****, 284 (2023).*

Пленки вида ферромагнетик/тяжелый металл как функциональные слои полупроводниковых приборов оптоэлектроники

Здоровейщев А.В.[1], Дорохин М.В.[1], Кудрин А.В.[1], Темирязева М.П.[2], Темирязев А.Г.[2]

[1]*НИФТИ ННГУ, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23, корп. 3*
[2]*Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 141190, Фрязино, пл. Введенского 1*

Исследование многослойных тонких ферромагнитных пленок типа CoPt(Pd) является актуалной задачей наноспинтроники. Интерес к таким пленкам обусловлен их уникальной магнитной структурой, благодаря которой они имеют ярко выраженную анизотропию намагниченности с осью легкого намагничивания, расположенной перпендикулярно плоскости роста даже при небольших толщинах пленки. [1] Магнитные свойства таких пленок сохраняются при температурах, значительно превышающих комнатную. Поскольку в качестве тяжелого металла используются благородные металлы (Pt, Pd), пленки такого типа обладают повышенной коррозионной стойкостью. Благодаря наличию межфазного обменного взаимодействия Дзялошинского-Мория [2] между атомами металлов в таких пленках возможно существование стабильных при комнатной температуре «скирмионов».

Ферромагнитные слои CoPt(Pd) имеют огромное количество потенциальных применений в самых разнообразных областях науки и техники. В настоящей работе исследуемые пленки были сформированы методом электронно-лучевого попеременного испарения мишеней из высокочистых материалов в высоком вакууме, в отличие от более распространенного в литературе метода магнетронного распыления. Применяемый нами метод является низкоэнергетическим (энергии испаряемых атомов «тепловые» около 0,1 эВ), в то время как используемые в методе магнетронного распыления минимальные величины энергии на порядок выше. Это позволяет наносить пленки, содержащие такие диффузионно-активные материалы, как Co, даже на поверхность светоизлучающих гетеронаноструктур с тонкими покровными слоями, закрывающими активную область светодиода.

В работе приведены результаты измерений основных свойств получаемых пленок CoPt(Pd) и показаны возможности их применения в качестве функциональных слоев прототипов полупроводниковых приборов оптоэлектроники и спинтроники. На основе пленок CoPt(Pd) и гетероструктур InGaAs/GaAs нами были реализован ряд базовых приборов спинтроники: спиновый светоизлучающий диод [1] и детектор циркулярно-поляризованного излучения [3]. Рассмотрены их принципы работы и основные характеристики. Отметим, что величина эффективности детектирования представленных нами образцов детекторов соответствует мировым достижениям в данной области ~ 1% [4]. Использование CoPt в качестве покрытия зонда магнитно-силового микроскопа позволило создать зонды [5], имеющие малый магнитный момент, что позволяет получать магнитные изображения без искажений доменной структуры. Скомбинировав магниторезистивный элемент и спиновый светодиод (InGaAs/GaAs) с инжектором на основе пленки CoPd, был создан прибор, характеризующийся четырьмя состояниями в зависимости от величины и направления магнитного поля [6]. Благодаря сильному термомагнитному эффекту Нернста-Эттингсгаузена в пленках CoPt (12мкВ/К) [7], были изготовлены пленочные термопреобразователи, конкурирующие с полупроводниковыми.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-79-20186.

*[1] М.В. Дорохин, М.В. Ведь, П.Б. Демина и др., ФТТ, **59** вып. 11, 2135 (2017).*
*[2] Калентьева И.Л., Вихрова О.В., Данилов Ю.А. и др., ФТТ, **64** вып. 9, 1304 (2022).*
[3] А.В. Кудрин, А.В. Здоровейщев, О.В. Вихрова и др., ФТТ, 60 вып. 11, 2236 (2018).
*[4] R. Farshchi, M. Ramsteiner, J. Herfort, A. Tahraoui et al., Appl. Phys. Lett., **98**, 162508 (2011).*
*[5] Е. А. Мамонов, В. Б. Новиков, А. И. Майдыковский и др., ЖЭТФ, **163** вып. 1, 41(2023).*
[6] Дорохин М.В., Ведь М.В., Здоровейщев и др., Патент №2748909, Д. р. 01.06.2021.
*[7] Ю. М. Кузнецов, М. В. Дорохин, А. В. Здоровейщев и др., УФН, **193** вып. 3, 331 (2023).*

Моделирование спин-спиновых взаимодействий в CdTe

Бажин П.С.[1], Литвяк В.М.[1], Кавокин К.В.[1]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, 199034, Санкт-Петербург*

Обычно исследование ядерных спин-спиновых взаимодействий проводится методами ядерного магнитного резонанса (ЯМР) в большом внешнем магнитном поле. Наличие спин-спиновых и квадрупольных взаимодействий приводит уширению ЯМР линии или появлению у неё сателлитов. Однако в присутствие сильного магнитного поля проявляется только секулярная часть этих взаимодействий. Оказывается интересным вопрос о виде ЯМР спектров в случае, когда зеемановское взаимодействие отсутствует или сравнимо по величине со спин-спиновым взаимодействием ядер.

В данной работе рассматривается соединение CdTe. Оно интересно по двум причинам. Во-первых, спины всех магнитных ядер в нём равны 1/2, из-за чего ядра не участвуют в квадрупольном взаимодействии и можно изучать непосредственно ядерные спин-спиновые взаимодействия. Во-вторых, лишь малая часть ядер является магнитными: примерно 25% ядер Cd и 8% ядер Te. Это позволило упростить расчёт взаимодействий в ЯСС.

Основной результат работы заключается в расчёте спектров поглощения переменного магнитного поля образцом CdTe в нулевом и слабом магнитных полях. Расчёт основан на кластерной модели ядерной спиновой системы. Из-за низкой распространённости магнитных изотопов Cd и Te вероятность обнаружить большое количество магнитных ядер рядом друг с другом мала. Поэтому можно представить, что вся ядерная спиновая система состоит из кластеров, состоящих из небольшого числа магнитных ядер. Так как спин-спиновые взаимодействия довольно быстро спадают с увеличением расстояния между ядрами, то можно считать, что отдельные кластеры между собой не взаимодействуют. В расчёте учитывались кластеры, состоящие из 2, 3, 4 и 5 ядер, а также одиночные ядра. Для каждого кластера записывался гамильтониан, включающий в себя взаимодействие ядер с внешним магнитным полем, прямое диполь-дипольное и косвенные (обменное и псевдодипольное) спин-спиновые взаимодействия, и численно находились энергии и собственные функции стационарных состояний. Постоянные косвенных спин-спиновых взаимодействий брались из работы [1]. После этого рассчитывались частоты переходов между состояниями и их интенсивности под действиями переменного магнитного поля. Для проверки модели эти спектры сравнивались с результатами эксперимента по оптической регистрации ЯМР спектров. В эксперименте использовалась методика, позволяющая, в отличии от классического ЯМР, получать спектры в нулевом и слабых магнитных полях [2]. Экспериментальные и теоретических результаты согласуются друг с другом.

Работа поддержана грантом РНФ 22-42-09020.

*[1] A. Nolle, Z Physik B **34**, 175-182 (1979).*
[2] V. M. Litvyak et al., Phys. Rev. B 104, 235201.

Оптическая ориентация спина электронов в термомеханически напряжённых $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатодах

Кустов Д.А.[1], Русецкий В.С.[1], Голяшов В.А.[1], Рожков С.А.[1], Бакин В.В.[1], Шайблер Г.Э.[1], Альперович В.Л.[1], Шамирзаев Т.С.[1], Терещенко О.Е.[1]

[1]*ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Ак. Лаврентьева, 13*

Создание эффективных источников спин-поляризованных электронов для исследований в физике твёрдого тела и высоких энергий является актуальной задачей [1]. Ранее было показано, что в $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатоде наблюдается оптическая ориентации спина электронов [2]: степень циркулярной поляризации фотолюминесценции $P_{ФЛ}$ в Na_2KSb слое достигает 23%, а поляризация электронов P_e, эмитированных в вакуум из $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатода, составляет 40-50%. Известно, что механическое напряжение полупроводникового фотокатода приводит к расщеплению валентной зоны и увеличению $P_{ФЛ}$ и P_e [3]. В данной работе исследуется температурная эволюция поляризации электронов в $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатоде на стекле, возникающая из-за термомеханических напряжений.

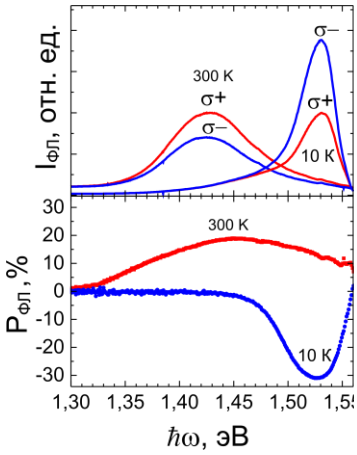


Рис. 1. — Спектр и степень поляризации ФЛ $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатода

Измерения проводились на планарных вакуумных фотодиодах [2]. В качестве фотокатодов использовались тонкие (~ 100 нм) слои Na_2KSb, выращенные на стекле и активированные Cs и Sb до состояния отрицательного эффективного электронного сродства (ОЭС). В качестве анода использовались приваренные к стеклу тонкие (200 нм) слои $Al_{0,11}Ga_{0,89}As$, которые были активированы до состояния ОЭС. Для определения P_e эмитированных фотоэлектронов измерялись поляризованные спектры катодолюминесценции из $Al_{0,11}Ga_{0,89}As$ анодов. Для калибровки P_e использовался фотодиод с тонким (~ 500 нм) полупрозрачным GaAs(Cs,O) фотокатодом на стекле.

При охлаждении до 10 K поляризация фотолюминесценции (ФЛ) $P_{ФЛ}$ в слоях GaAs и $Al_{0,11}Ga_{0,89}As$ на стекле возрастает до +35% и +30%, соответственно. В слое Na_2KSb $P_{ФЛ}$ меняет знак и достигает -32% в минимуме (Рис. 1). Значение модуля $P_{ФЛ}$ больше 25% указывает на расщепление валентной зоны за счет термомеханических напряжений. Поляризация P_e электронов, эмитированных из $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатода, так же меняет знак при охлаждении, однако существенного увеличения модуля P_e по сравнению с T = 300 K не наблюдается. Смена знака $P_{ФЛ}$ и P_e в $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатоде указывает на то, что при низких температурах зона легких дырок ($J = 3/2$, $m_J = \pm 1/2$) лежит выше зоны тяжелых дырок ($J = 3/2$, $m_J = \pm 3/2$) в слое Na_2KSb. Таким образом, при охлаждении слой Na_2KSb испытывает двуосное растяжение из-за большего, чем у стекла, коэффициента теплового расширения. Отметим, что наблюдаемый порядок следования зон в напряженном слое Na_2KSb не является оптимальным для достижения высокой поляризации P_e [3]. Наши результаты указывают, что рост Na_2KSb на подложке с коэффициентом теплового расширения большим, чем у Na_2KSb, может привести к существенному увеличению P_e эмитированных электронов.

Работа поддержана грантом РНФ 22-12-20024.

*[1] P. Musumeci et al., Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A., **907**, 209, (2018).*
*[2] V.S. Rusetsky et al., Phys. Rev. Lett., **129**, 166802 (2022).*
[3] F. Meier and B.P. Zakharchenya, Optical Orientation, North-Holland, Amsterdam (1984).

Неупорядоченный антиферромагнетизм в легированных полупроводниках. Метод плотности состояний

Богословский Н.А., Петров П.В., Аверкиев Н.С.

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

В работе теоретически исследуется обменное взаимодействие в системе неупорядоченных магнитных моментов с антиферромагнитным характером взаимодействия. Типичным примером такой системы является примесный полупроводник, у которого магнитные свойства связаны с обменным взаимодействием примесных атомов. В настоящий момент для описания магнитных свойств неупорядоченных систем, как правило, используют феноменологическую модель Бхатта и Ли, которая предсказывает степенную зависимость магнитной восприимчивости от температуры [1]. В нашей недавней работе [2] был предложен метод расчёта свойств неупорядоченных систем, основанный на вычислении плотности состояний системы $g(e,m)$ в зависимости от энергии и магнитного момента. В настоящей работе мы применили этот метод для расчёта магнитной восприимчивости системы неупорядоченных магнитных примесей с антиферромагнитным характером взаимодействия. Вероятность находится системе в состоянии с определенной энергией и магнитным моментом описывается распределением Гиббса. Зная плотность состояний системы, находим средние значения различных параметров. Так для магнитной восприимчивости в нулевом магнитном поле получаем выражение $\chi = N\mu^2 / \bar{J}_1(t+1)$.

Зависимость магнитной восприимчивости от температуры экспериментально исследовалась в кремнии, легированном примесью фосфора Si:P. На рис. 1 показана зависимость обратной восприимчивости от температуры при различной концентрации примеси. Точки – экспериментальные данные [3], сплошные линии – теоретическая зависимость. Значения для каждой концентрации нормированы на восприимчивость свободных магнитных моментов при температуре 1 K. Величина средней энергии обменного взаимодействия $\bar{J}_1$ рассматривалась как подгоночный параметр, общий для всех кривых. При описании экспериментальных результатов мы учли, что при достаточно высоких концентрациях примеси будет происходить переход металл-диэлектрик и часть примесей будет переходить в металлическую фазу. Вследствие неупорядоченности структуры переход будет происходить постепенно. Поэтому при расчётах мы ввели параметр – доля магнитных моментов в изоляторной фазе, который использовали как второй подгоночный параметр.

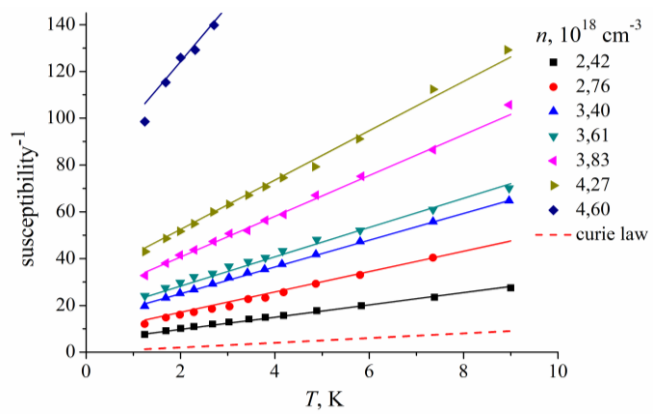


Рис.1. – обратная магнитная восприимчивость при различной концентрации фосфора в зависимости от температуры.

Работа поддержана грантом РНФ №23-22-00333

[1] Bhatt R. N. and Lee P. A., Phys. Rev. Lett., 48, 344 (1982)
[2] Bogoslovskiy N.A., Petrov P.V. and Averkiev N.S., Phys. Rev. B, 109, 024436 (2024)
[3] Roy A. and Sarachik M.P., Phys. Rev. B, 37, 5531 (1988)

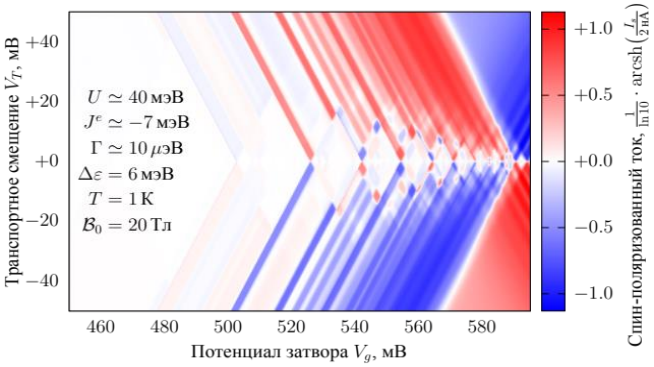
Моделирование электронного переноса через локализованные взаимодействующие состояния квантовых точек в формализме псевдочастичной неравновесной диаграммной техники

Копчинский И.Д.[1], Шорохов В.В.[1]

[1]*Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские горы, д.1/2*

Одним из перспективных направлений наноэлектроники и квантовых вычислений является разработка одноэлектронных вычислительных и сенсорных элементов, в которых кодирование и обработка информации основывается на манипуляции электрическими зарядами и спинами отдельных электронов. Принцип работы одноэлектронных устройств опирается на наличие существенных кулоновских корреляций в объектах пониженной размерности, где электроны локализованы структурно. В таких объектах характерная кулоновская и обменная энергии, а также энергия размерного квантования превышают величину тепловых флуктуаций минимум на порядок. Работа широкого класса одноэлектронных и спиновых устройств включает протекание туннельного тока через несколько областей локализации электронов: квантовых точек, зарядовых центров в высокомолекулярных соединениях, одиночных имплантированных примесных атомов в кремнии.

В настоящей работе построена модель одной или нескольких квантовых точек между туннельными электродами и затворами, линейно смещающими энергетические спектры квантовых точек. Туннельные барьеры параметризованы на основе своей прозрачности, а кулоновские и обменные энергии оценены через двухчастичные интегралы между гауссовыми примитивами 1s волновых функций с различной длиной локализации. Модельный гамильтониан записан с учётом туннельного, кулоновского и обменного взаимодействий в виде синтеза обобщённых [1] моделей Хаббарда и Андерсона. Путём нелинейной замены операторов задача отображена на систему вспомогательных псевдочастиц [2,3], но впервые вместо набора хаббардовских узлов рассмотрен единый многочастичный квантовый кластер. В рамках стационарной неравновесной диаграммной техники Келдыша [4] проведены численные расчёты электрического и спинового потоков через систему, чисел заполнения энергети-ческих уровней квантовых точек и многоэлек-тронных корреляторов. На рисунке представлена расчётная зависимость спин-поляризованного тока через многоуровневую квантовую точку от потенциалов электродов. Спиновый поток меняет знак при управлении затвором, что демонстрирует работу многоэлектронной квантовой точки в режиме спинового фильтра. В программной реализации модели достигнуты производительность и стабильность, достаточные для стационарного расчёта открытых коррелированных квантовых систем со средним числом электронов порядка 10. Результаты расчётов полезны при поиске рабочего режима спинового кубита на двух и более квантовых точках.



Исследование выполнено при поддержке Междисциплинарной научно-образовательной школы Московского университета «Фотонные и квантовые технологии. Цифровая медицина» и при поддержке грантом № 23-1-2-20-1 Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

*[1] Yang Sh., Wang X., Das Sarma S., Phys. Rev. B, **83** (16), 161301 (2011).*
*[2] Abrikosov A.A., Physics, **2** (1), 21 (1965).*
*[3] Wingreen N.S., Meir Y., Phys. Rev. B., **49** (16), 11040 (1994).*
*[4] Келдыш Л.В., Sov. Phys. JETP, **20** (4), 1018 (1965).*

Оптическая ориентация спинов возбуждённого состояния иона марганца в (Zn, Mn)Se при резонансном фотовозбуждении

Козырев Н.В., Барышников К.А., Намозов Б.Р., Козлов И.И., Аверкиев Н.С., Кусраев Ю.Г.

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

В широкозонных кристаллах, содержащих ионы марганца, наблюдаются яркие оптические эффекты, связанные с поглощением и излучением света этими ионами. Исследование внутрицентрового излучения этих ионов представляет практический интерес из-за высокой эффективности электро- и фотолюминесценции твёрдых растворов AIIBVI, легированных марганцем: (Zn, Mn)Se, (Zn, Mn)S, (Cd, Mn)Te (последний, при содержании марганца более 40%). Внутрицентровая фотолюминесценция (ВФЛ) таких кристаллов уже довольно хорошо исследована [1], однако возможное влияние спиновой степени свободы d-электронов на ВФЛ исследовано слабо и ограничивается несколькими недавними работами [2, 3].

Нами исследована поляризация внутрицентровой фотолюминесценции (ВФЛ) марганца в широкозонном твёрдом растворе (Zn, Mn)Se (содержание марганца 1%) во внешнем магнитном поле в геометрии Фарадея при температуре 1.6 К. При квазирезонансном циркулярно-поляризованном фотовозбуждении внутрицентровых d-d переходов 6A1 → 4T1 ионов марганца обнаружен эффект восстановления оптической ориентации ВФЛ во внешнем магнитном поле: в нулевом поле ВФЛ не поляризована, с ростом поля до 6 Тл, вклад оптической ориентации (чётный по магнитному полю эффект) достигает 3%. При этом магнитоиндуцированная тепловая поляризация фотолюминесценции (нечётный по магнитному полю эффект) достигает 13% в поле 6 Тл. Обнаружено немонотонное поведение магнитополевой зависимости тепловой поляризации ВФЛ. Наблюдается анизотропия оптической ориентации и тепловой поляризации ВФЛ при различных взаимных ориентациях магнитного поля и кристаллографических осей в поле 6 Тл.

Разработана теория, описывающая правила отбора для оптических d-d переходов изолированных ионов марганца в кубическом (Zn, Mn)Se между основным состоянием 6A1 (S = 5/2, L = 0) и возбуждённым состоянием 4T1 (S = 3/2, L = 1). Теория принимает во внимание эффект Яна-Теллера, связывающий орбитальную часть состояния 4T1 с локальными искажениями тетраэдрического окружения иона марганца за счёт сильного электрон-фононного взаимодействия. Такая связь приводит к появлению трёх эквивалентных типов нормальных колебаний комплекса MnSe4 вдоль кубических осей (100), каждый из которых порождает «потенциальную яму» для возбуждённого состояния. За счёт слабого спин-орбитального и спин-спинового взаимодействий в возбуждённом состоянии марганца, в каждой такой потенциальной яме происходит энергетическое расщепление спинового состояния S = 3/2 на два дублета с проекциями ± 1/2 и ± 3/2 на соответствующую кубическую ось кристалла. Вводя два разных времени спиновой релаксации, – в пределах одной «потенциальной ямы», и между «потенциальными ямами», – удаётся объяснить восстановление оптической ориентации, и объяснить немонотонное поведение тепловой поляризации ВФЛ в магнитном поле. Теория также объясняет анизотропию зависимости степени циркулярной поляризации ВФЛ в магнитном поле.

Н. В. К., Б. Р. Н., и Н. С. А. благодарят Российский Научный Фонд за финансовую поддержку работы (проект № 23-12-00205). К. А. Б. благодарит за поддержку Фонд развития теоретической физики и математики "БАЗИС".

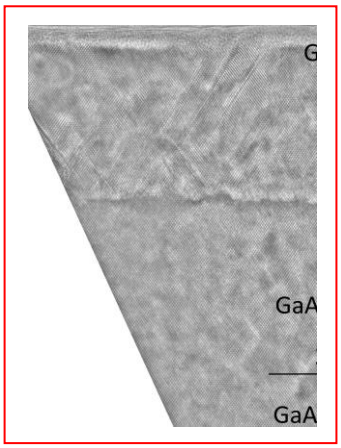
*[1] В.Ф. Агекян, ФТТ, **44**, 1921 (2002).*
*[2] K.A. Baryshnikov et al., Phys. Rev. B, **92**, 204202 (2015).*
*[3] K.A. Baryshnikov, J. Phys.: Condens. Matter, **32**, 365503 (2020).*

Магнетизм в GaAs структурах, дельта легированных Fe

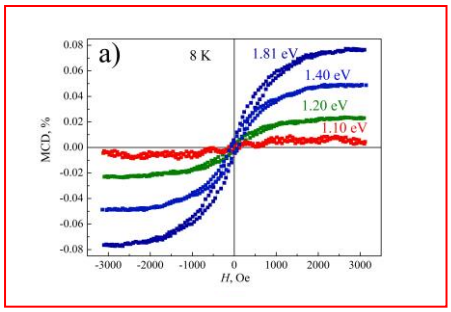
Кудрин А.В.[1], Лесников В.П.[1], Яковлева А.А.[1], Крюков Р.Н.[1], Татарский Д.А.[1]

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

Новый этап получения и исследования магнитных полупроводников (МП) связан со слоями A^3B^5, сильно легированными Fe. Для МП A^3B^5:Fe были получены однофазные слои с T_C выше комнатной и собственным (intrinsic) ферромагнетизмом. Были получены эпитаксиальные слои (Ga,Fe)Sb [1], (In,Fe)Sb [2] и GaAs:Fe [4] с концентрацией железа до 20 at. % и температурой Кюри выше 300 K. В данной работе представлены результаты по формированию GaAs структур δ-легированных Fe. Дельта-легирование потенциально позволяет локализовать легирующую примесь, что может увеличить ее локальную концентрацию (и, следовательно, вероятность обменного взаимодействия между атомами 3*d* примеси) и уменьшить влияние на кристаллическое совершенство полупроводниковой структуры. Структуры были получены методом импульсного лазерного осаждения.



На подложке *i*-GaAs формировался нелегированный буфер GaAs толщиной ~ 20 – 30 nm, далее наносился δ-легирующий слой Fe (время распыления мишени Fe составляло 15 – 45 секунд при скорости осаждения ~ 0.5 – 1 nm/min), далее покровный слой GaAs толщиной ~ 10 nm. Температура формирования буферного слоя GaAscоставляла 180-500 °C, температура нанесения δ -слоя Fe и покровного слоя составляла 180 или 200 °C. На рис. 1 представлено ПЭМ изображение поперечного сечения характерной структуры с δ-слоем, наносимым в течение 35 с. Сформированные структуры являются эпитаксиальными.



На рис. 2 a) представленны характерные для структур магнитополевые зависимости магнитного циркулярного дихроизма (МЦД) при 8 K для различных энергий квантов света. Спектральная зависимость с порогом ~ E_g для GaAs свидетельствует о intrinsic магнетизме структур. Измерения МЦД при различных *T* показывают, что T_C для структур достигает 100 K. Полученные структуры являются проводящими, но относительно высокоомными. На рис. 2 b) представлены характерные зависимости магнитосопротивления при различных температурах. Ярко выраженное отрицательное магнитосопротивление с тенденцией к насыщению в магнитном поле более 2000 Э свидетельствует о спин зависимом рассеянии носителей тока.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00151, https://rscf.ru/project/24-22-00151/.

[1] N.T. Tu et al., Appl. Phys. Lett., ***108****, 192401 (2016).*
[2] A.V. Kudrin et al., J. App. Phys., ***122****, 183901 (2017).*
[3] A.V. Kudrin et al., Semicond. Sci. Tech., ***35****, 125032 (2020).*

Магнитооптические и фотоиндуцированные явления в эпитаксиальных плёнках EuO

Усачёв П.А.[1], Кац В.Н.[1], Шелухин Л.А.[1], Аверьянов Д.В.[2], Соколов И.С.[2], Парфёнов О.Е.[2], Талденков А.Н.[2], Токмачёв А.М.[2], Сторчак В.Г.[2], Павлов В.В.[1]

[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», 123182 Москва, Россия*

Магнитные полупроводники на основе халькогенидов европия представляют собой особую группу материалов с большим потенциалом для таких применений, как спинтроника и оптоэлектроника. Оксид европия EuO является собственным ферромагнитным полупроводником, обладающим уникальными электронными, магнитными, оптическими и магнитооптическими свойствами. Электронная структура EuO, имеющего сильно локализованные $4f^7$ электроны ионов Eu^{2+}, определяет многие физические свойства данного соединения. В соответствии с правилом Хунда 4*f*-оболочка обладает полным спином 7/2 с большим магнитным моментом 7.9 μ_B [1].

Изучение оптического отклика во временном диапазоне от фемтосекунд до микросекунд позволяет раскрывать эффекты сверхбыстрой динамики намагничивания, которые связаны с фундаментальными взаимодействиями, такими, как электрон-электронное, электрон-спиновое, электрон-фононное и другие. В настоящем докладе обсуждаются магнитооптические и фотоиндуцированные магнитные явления в ферромагнитном полупроводнике EuO. Оптическое воздействие на его спиновую систему может сопровождаться различными механизмами: лазерно-индуцированный нагрев, оптическое изменение магнитной анизотропии, лазерно-индуцированные динамические и квазистатические деформации, сверхбыстрые фотомагнитные явления, такие, как обратный эффект Фарадея и эффект оптической ориентации, оптическое изменение обменного взаимодействия.

Универсальным подходом к изучению перечисленных эффектов является метод оптической накачки и зондирования. Адаптируя его под каждый конкретный эксперимент, становится возможным выделить вклад изучаемого явления на фоне общего вклада от других факторов. На точность и достоверность результатов влияет выбор длины волны излучения, непрерывный или импульсный режим работы лазера, геометрия падения лучей, использование разрешения по времени. Методом оптической накачки и зондирования в эпитаксиальных плёнках EuO проведены исследования линейного и квадратичного эффектов Керра [2], явления оптической ориентации для запуска прецессии намагниченности [3], внутризоновой релаксации электронов, сопровождающейся образованием спиновых поляронов с чрезвычайно большим магнитным моментом в сотни тысяч магнетонов Бора.

У.П.А., Ш.Л.А. и П.В.В. благодарят РНФ (24-12-00348; оптические исследования), А.Д.В., С.И.С., П.О.Е., Т.А.Н., Т.А.М. и С.В.Г. благодарят РНФ (22-13-00004 (синтез плёнок), 20-79-10028 (структурная характеризация плёнок), 24-19-00038 (магнитные исследования плёнок).

[1] P. Fumagalli, J. Schoenes, Magneto-Optics: An Introduction. De Gruyter: Berlin,Boston, (2021).
*[2] V. N. Kats, et al., Appl. Mater. Today **19**, 100640 (2020).*
*[3] V. N. Kats, et al., Nanoscale **15**, 2828 (2023).*

Теория фотопроводимости в полупроводниках, обусловленной оптической ориентацией электронов

Ракицкий М.А.[1], Рагоза М.Д.[1], Аверкиев Н.С.[1], Кусраев Ю.Г.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26*

В недавней работе [1] было экспериментально обнаружено, что фотопроводимость арсенида галлия n-типа зависит от величины спиновой поляризации электронов, но не зависит от направления среднего спина электронов. При этом магнитное поле, включенное параллельно приложенному напряжению и перпендикулярно направлению среднего спина уменьшает величину спин-зависимой проводимости практически до нуля в полях около 10 Э при T=1,6 K. Оценки показали, что в условиях эксперимента все равновесные электроны связаны на донорах и темновая проводимость практически отсутствует. Авторы объяснили [1] влияние спиновой ориентации на фотопроводимость эффектом поляризации спинов локализованных на донорах электронов и спин-зависимым рассеянием электронов проводимости на поляризованных нейтральных донорах. Именно благодаря взаимному влиянию спинов свободных и локализованных электронов друг на друга исследуемая добавка в проводимость не зависела от знака спиновой поляризации. Прецессия спинов в магнитном поле вызывает их деполяризацию и уменьшает величину спин-зависимой проводимости.

В представляемом докладе развита теория, объясняющая эффект. В качестве модельного рассеивающего потенциала примеси был взят короткодействующий потенциал в виде, включающем скалярную и обменную части [2]. Обменное взаимодействие между спинами свободных электронов и примесей приводит к намагничиванию последних при наличии спиновой поляризации у электронного газа. Полученные из матричных элементов рассеивающего потенциала темпы рассеяния были использованы для записи кинетических уравнений на заселенности спиновых состояний свободных и локализованных электронов, из которых были выведены аналитические выражения для установившихся в стационарном режиме спиновых поляризаций электронного газа и примесей в зависимости от оптической генерации. Проводимость поляризованных по спину электронов может быть представлена в виде: $\sigma = (n_+e^2\tau_+ + n_-e^2\tau_-)/m$, где e и m — заряд и эффективная масса электрона, а n_+, n_-, τ_+, τ_- — концентрация и время релаксации импульса электронов со спином вверх или вниз соответственно. Вводя полную концентрацию фотовозбужденных электронов $n = n_+ + n_-$, средний спин электрона $s = (n_+ - n_-)/2n$ и выделяя во временах релаксации часть, не зависящую и зависящую от спина частиц $2\tau = \tau_+ + \tau_-$, $\tau_+ - \tau_- = sq$, можно записать $\sigma = ne^2\tau(1 + qs^2)/m$. Таким образом, изменение спиновой поляризации электронного газа с помощью поляризации возбуждающего света повлечет за собой изменение фотопроводимости. Внешнее магнитное поле, приложенное перпендикулярно вектору s, подавляет спиновую поляризацию, так же как это имеет место в эффекте Ханле для проекции спина s_z. При расчете величин q и s предполагалось, что основным механизмом спиновой релаксации является механизм Элиотта-Яфета. Подход с расчетом времен релаксации электронов с различной ориентацией спина из микроскопических параметров дает возможность оценить параметры рассеивающего потенциала по экспериментально наблюдаемой зависимости проводимости от поляризации света.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 23-12-00205.

[1] M.D. Ragoza et. al., Electrical resistance associated with the scattering of optically oriented spin-polarized electrons in n-GaAs, Phys. Rev. B, 109, L121203 (2024).

[2] M.A. Rakitskii et. al., Fingerprints of the electron skew scattering on paramagnetic impurities in semiconductor systems, Appl. Phys. Lett., 118, 032105 (2021).

Трионный механизм фарадеевского вращения в коллоидных наноплателетах CdSe

Головатенко А.А.[1], Луцевич Д.А.[1,2], Родина А.В.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26*
[2]*СПбАУ РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина 8 к.3, лит.А.*

Известно, что в наноплателетах CdSe за счет фотозарядки возникают резидентные электроны, приводящие к формированию интенсивной полосы трионной фотолюминесценции при низких температурах [1]. В таком случае сигнал фарадеевского вращения в экспериментах накачки-зондирования обусловлен трионным механизмом, описанным в работах [2,3]. Данный механизм предполагает создание долгоживущей спиновой поляризации резидентных электронов за счет селективного возбуждения синглетных трионов циркулярно поляризованным импульсом накачки. В отличие от эпитаксиальных квантовых точек, рассмотренных в работе [2], коллоидные наноплателеты CdSe могут иметь различную пространственную ориентацию в ансамбле. В таком случае уже нет строгих правил для трионных оптических переходов с участием тяжелых дырок.

В нашей работе мы показываем, спиновая поляризация резидентного электрона, создаваемая импульсом накачки, зависит от пространственной ориентации наноплателетов CdSe. В результате спиновая поляризация резидентных электронов, усредненная по ориентациям наноплателетов в ансамбле, может менять свой знак с ростом площади импульса накачки, аналогично тому, что было получено ранее для сферических нанокристаллов с вырождением состояний легких и тяжелых дырок [3]. Помимо этого, нами показано, что отклонение оси квантования наноплателета CdSe от направления распространения зондирующего луча в случае поперечного магнитного поля (геометрия Фойгта) приводит к возникновению неосциллирующей компоненты в сигнале фарадеевского вращения. В случае продольного магнитного поля (геометрия Фарадея) такие наклоненные наноплателеты являются источником осциллирующего сигнал фарадеевского вращения, который наблюдался ранее в ансамбле сферических квантовых точках [4].

При наличии анизотропии электронного g-фактора различная ориентация наноплателетов в ансамбле также будет приводить к разбросу частот ларморовой прецессии. Нами изучено влияние различных случаев ориентации наноплателетов в ансамбле на наблюдаемую частоту ларморовой прецессии и время спиновой дефазировки T_2^*. Полученные времена спиновой дефазировки сравниваются с временами дефазировки, обусловленными различием электронного g-фактора в ансамбле наноплателетов CdSe с разбросом латеральных размеров. Даже при произвольной ориентации наноплателетов частота сигнала фарадеевсого вращения, усредненного по ансамблю, определяется g-фактором электрона в плоскости нанопластинки, что ранее наблюдалось экспериментально в работе [5].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00300

*[1] E.V. Shornikova et al., Nano Lett., **20**, 1370 (2020).*
*[2] I.A. Yugova et al., Phys. Rev. B, **80**, 104436 (2009).*
*[3] D.S. Smirnov, M.M. Glazov, J. Phys. Condens. Matter., **24**, 345302, (2012).*
*[4] J.A. Gupta et al., Phys. Rev. B, **66**, 125307 (2002).*
*[5] S.R. Meliakov et al. Nanomaterials, **13**, 3077 (2023).*

Ферромагнитный фазовый переход на факторе заполнения ν = 3 в сильно коррелированной системе с псевдоспиновой степенью свободы

Андреева С.А.[1,2], Щепетильников А.В.[2,1], Хисамеева А.Р.[2], Николаев Г.А.[2], Кукушкин И.В.[2]

[1]*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»*
[2]*Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна РАН*
[*]*lopatina@issp.ac.ru*

Физика сильно коррелированных двумерных электронных систем становится значительно богаче при рассмотрении многокомпонентных систем с псевдоспиновой степенью свободы. В качестве таких систем могут выступать многодолинные полупроводники, двойные квантовые ямы, ван-дер-Ваальсовы гетероструктуры со слоями, разделенными туннельным барьером, широкие квантовые ямы с несколькими занятыми подзонами. Псевдоспином в этом случае принято называть дополнительную степень свободы, нумерующую возможные состояния электрона.

В качестве подходящего материала для исследования интересующего нас класса явлений выступает AlAs, обладающий нетривиальной долинной структурой: три долины-эллипсоида расположены в X точках первой зоны Бриллюэна. Псевдоспиновая поляризация в этом случае меняется при изменении относительного заполнения долин. В то же время большая эффективная масса носителей заряда в AlAs обеспечивает условия для наблюдения многочастичных эффектов, таких как Стонеровский ферромагнетизм, Вигнеровская кристаллизация, ферромагнитный фазовый переход, долинные скирмионы.

В данной работе рассматривается возможность наблюдать ферромагнитный фазовый переход на факторе заполнения ν = 3 в гетероструктуре с квантовой ямой AlAs при приложении деформации в плоскости двумерной электронной структуры. Прикладываемая к образцу плоскостная деформация позволяет снять вырождение между плоскостными долинами и управлять междолинным расщеплением.

Детектирование относительной долинной заселенности производилось при помощи методики спектроскопии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Благодаря анизотропии g-фактора AlAs при определенной ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей образца можно было добиться максимального расщепления по магнитному полю между резонансами от каждой из долин и разрешить резонансы от различных долин [1].

Было обнаружено существование трех ферромагнитных фазовых переходов вблизи фактора заполнения 3, при которых происходит макроскопическое изменение псевдоспиновой поляризации. Каждый из переходов сопровождался возникновением особенности в зависимости продольного сопротивления образца в минимуме фактора заполнения 3 от приложенной деформации. Анализ изменения относительной амплитуды пиков ЭПР от каждой из долин позволил сделать количественную оценку изменения псевдоспиновой поляризации системы при каждом из наблюдавшихся фазовых переходов.

Работа была выполнена при поддержке Российского Научного Фонда (грант №20-72-10097).

*[1] A. V. Shchepetilnikov et al., Phys. Rev. B, **92**, 161301 (2015).*

Влияние разброса эффективного g-фактора на фотолюминесценцию неоднородно-уширенного ансамбля эпитаксиальных квантовых точек CdSe/(Zn, Mn)Se

Козлов И.И., Козырев Н.В., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г., Седова И.В., Сорокин С.В.

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

Проведено исследование фотолюминесценции (ФЛ) ансамбля квантовых точек (КТ) CdSe/(Zn,Mn)Se, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Спектр фотолюминесценции КТ характеризуется широкой полосой с полушириной 28 мэВ при максимуме энергии излучения 2.32 эВ (T = 1.5 K). Под воздействием внешнего магнитного поля в геометрии Фарадея спектр ФЛ расщепляется и можно наблюдать аномальное поведение интенсивностей циркулярно-поляризованных компонент: интенсивность компоненты, сдвигающейся в сторону больших энергий, вопреки ожиданиям, возрастает с увеличением поля, в то время как интенсивность другой компоненты уменьшается (см. Рис. 1). Также замечено, что интегральная интенсивность ФЛ возрастает при увеличении магнитного поля.

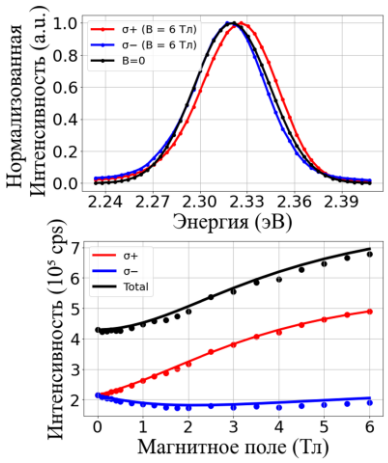


Рис.1.: Спектры ФЛ циркулярно-поляризованных компонент, B=0 и B=6 T (верхняя панель). Зависимость интегральных интенсивностей компонент и их суммы от магнитного поля (нижняя панель). Точки – экспериментальные результаты, линии – описание в рамках модели.

Аномальное поведение интенсивностей циркулярно поляризованных компонент ФЛ в магнитном поле объясняется разбросом g-фактора носителей, вызванном флуктуацией размеров и глубины КТ в ансамбле. В зависимости от этих параметров волновые функции локализованных в КТ носителей заряда проникают в магнитный барьер в различной степени, взаимодействуя с разным количеством ионов марганца. Это взаимодействие с ионами марганца является s/p-d обменным взаимодействием, приводящим к перенормировке g-фактора носителей [1]. Отсюда следует, что зеемановское расщепление ФЛ различное для каждой КТ. Таким образом, аномальное поведение ФЛ можно описать, если учесть, что энергия излучения и эффективный g-фактор носителей заряда для отдельно взятой КТ зависит от её размера. Учитывая параметры КТ, известные из литературы [2], удаётся описать аномальное поведение ФЛ в магнитном поле, с учётом того, что эффективный g-фактор растёт с ростом энергии излучения, что вызвано б**о**льшим проникновением волновой функции носителей в барьер для КТ меньшего размера.

Увеличение интегральной интенсивности ФЛ с приложением магнитного поля объясняется подавлением передачи энергии от барьерного экситона на возбуждение внутрицентрового d-d перехода марганца, что является типичным для структур на основе разбавленных магнитных полупроводников [3].

Работа поддержана Российским Научным Фондом (проект No 22-12-00125).

[1] J. Kossut, J.A. Gaj, Introduction to the physics of diluted magnetic semiconductors, Springer (2010).
[2] N. Peranio, et. al. Phys. Rev. B, 61, 16015 (2000)
[3] S. Lee, et al. Phys. Rev. B, 72, 075320 (2005)

Рамановская спектроскопия кластеров и одиночных ионов в квантовых ямах CdReTe

Чербунин Р. В.[1], Кудинов А. В.[2]

[1]*СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Университетская наб. 7-9*
[2]*ФТИ им. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

В работе впервые исследовались серия образцов с квантовыми ямами CdReTe/CdMgTe, содержащими в качестве магнитной примеси рений. Рений является редкоземельным металлом, близким по электронной структуре к марганцу, однако, он же является одним из самых тугоплавких материалов, что затрудняет рост образцов с его содержанием. Судя по измерениям скорости потока рения в процессе роста, концентрация рения в исследуемых нами образцах варьировалась от нуля до единиц процентов. Для контроля качества образца, помимо квантовых ям, содержащих рений, образцы содержали квантовые ямы из чистого CdTe. Исследования фотолюминесценции полученных образцов показали, что интенсивность излучения квантовых ям, содержащих рений, быстро падает с повышением концентрации примеси. Образцы, содержащие порядка 1% рения, ещё обладали достаточным квантовым выходом фотолюминесценции и были пригодны для рамановской спектроскопии [1].

Для изучения магнитных свойств квантовых ям CdReTe использовался метод резонансного рамановского рассеяния с переворотом спина в сильных магнитных полях. При резонансном возбуждении в коротковолновый край полосы фотолюминесценции в нулевом поле, в спектре рамановского рассеяния наблюдаются два пика, отстоящих от лазерной линии примерно на 9 cm^{-1}. При приложении внешнего магнитного поля эти пики расщепляется на несколько линий, слабо зависящих от поля. Помимо этого, наблюдается симметричная относительно лазера линия, зависящая от поля линейно с g-фактором g=1.1, и не зависящая от направления поля в плоскости. Также наблюдается порядка десяти слабых линий, нелинейно зависящих от магнитного поля. Часть из них стремятся к ненулевым значениям в нуле поля.

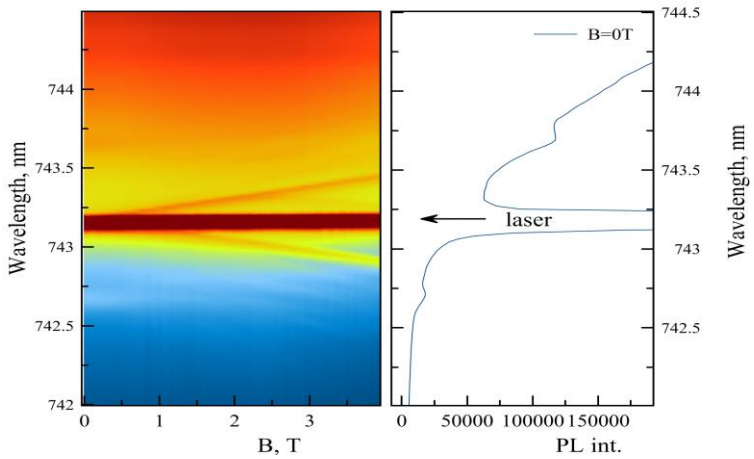


Рис.1. – (Слева) Спектр рамановского рассеяния квантовой ямы CdReTe/CdMgTe в зависимости от величины магнитного поля. (Справа) Спектр рамановского рассеяния в нулевом поле.

На основании нашей предыдущей работы [2] по исследованию полумагнитных полупроводников методом спин-флип рамановского рассеяния, мы предполагаем, что такая сложная структура линий рамановского рассеяния может быть связана как с переворотом спина одиночного рения, так и с переворотом спина иона, находящегося в кластере, содержащим два иона.

*[1] A.V. Koudinov et al., Phys. Rev. B, **105**, L121301 (2022)*
*[2] R. V.Cherbunin et al., Phys. Rev. B, **101**, 241301 (2020).*

ПРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ (ОБЪЕМНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ И КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ)

Использование in-situ измерений низкотемпературной микрофотолюминесценции для наблюдения перестройки примесно-дефектной системы кубических полупроводников под воздействием лазерного гиперзвука

Кривобок В.С.[1], Клоков А.Ю.[1], Ченцов С.И.[1], Усманов И.И.[1], Шарков А.И.[1], Николаев С.Н.[1]

[1] *ФИАН, г. Москва, Ленинский проспект, д. 53*

В современной литературе хорошо известны такие явления как перестройка примесно-дефектной системы полупроводниковых (диэлектрических) материалов в результате воздействия на них сфокусированным пучком электронов или лазерных импульсов. Наряду с фундаментальными исследованиями, данная группа явлений представляет интерес и для некоторых приложений, так как создает предпосылки для локального и контролируемого управления оптическими и/или транспортными свойствами. В данной работе, на примере кубических полупроводников группы A2B6, обсуждаются аналоги описанных выше явлений, реализованные в полностью оптическом эксперименте при гелиевых температурах. Использование низких температур позволяет in-situ отслеживать свойства одиночных люминесцентных центров, которые играют роль своего рода оптических зондов. Разные типы зондов позволяет отслеживать перестройку различных типов дефектов, как в объемных полу-проводниках, так и в полупроводниковых гетерострукутрах.

Для анализа воздействия на точечные дефекты мы используем одиночные донорно-акцепторные пары, для изучения протяженных дефектов основной упор сделан на люминесцентные центры, сформированные с участием 900 частичных дислокаций. Наряду с определенным спектральным положением, линии излучения указанных люминесцентных систем (при выделении одиночного объекта) имеют малую ширину, определенные степень линейной поляризации и значение фактора Хуанга-Рис. Это позволяет уверенно выделять их на фоне остальных механизмов излучательной рекомбинации. Локальное воздействие на дефекты осуществляется с помощью сфокусированного излучения импульсного лазера, которое поглощается в приповерхностном слое объемного полупроводника или полупроводниковой гетероструктуры. Описанная постановка оптического эксперимента позволила для ряда объемных полупроводников и полупроводниковых гетероструктур реализовать режимы лазерного воздействия, при которых, с одной стороны, происходит постепенная перестройка структурных дефектов, с другой стороны, свойства ненарушенной кристаллической решетки остаются неизменными.

Из сопоставления картины изменений дефектов в центре лазерного пятна и на различном удалении от него нами была обнаружена существенная роль нетеплового и относительно дальнодействующего механизма воздействия. Совокупность полученных экспериментальных данных указывает на то что, этим механизмом является воздействие гиперзвуковых поверхностных волн (когерентных фононов) индуцированных лазерным импульсом. Наиболее яркие и воспроизводимые для различных материалов явления были обнаружены применительно к дислокационной подсистеме. В частности, для различных материалов было зарегистрировано пайерлосовское скольжение частичных дислокаций вызванное воздействием поверхностных волн гиперзвука. Так как данные волны допускают гибкие механизмы управления волновым фронтом, в частности, его фокусировкой [1], полученные результаты представляют интерес для разработки полностью оптических методов локального лазерного управления дефектами в полупроводниковых материалах с кубической структурой.

[1] Andrey Y. Klokov, Vladimir S. Krivobok, Andrey I. Sharkov, Nikolay Y. Frolov. Sensors 22, 870 (2022).

Высокотемпературный ферромагнетизм нового типа в разбавленных магнитных полупроводниках: роль гибридизации примесных электронных состояний

Говоркова Т.Е.[1], Окулов В.И.[1], Ваулин А.А.[1], Гавико В.С.[1], Суриков В.Т.[2]

[1]*ИФМ им. М.Н. Михеева УрОРАН, 620108, Екатеринбург, ул. С.Ковалевской, 18*
[2]*ИХТТ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91*

В работе [1] на основе квантового ферми-жидкостного подхода развито теоретическое описание нового эффекта в полупроводниках — спонтанной спиновой поляризации донорных электронов проводимости. Атомные электронные состояния донорных примесей переходных элементов могут гибридизироваться с состояниями полосы проводимости. Новым состояниям отвечает сочетание частичной локализации электронов на примесном ионе со свободным движением. Гибридизация проявляется в физических свойствах при условии, когда энергия Ферми расположена вблизи донорного уровня, и характерна, в частности, для примесных атомов железа в $Hg_{1-x}Fe_xSe$ ($x < 0.01$). Состояния пяти из шести *d*-электронов железа находятся в валентной полосе и имеют одинаковую поляризацию, а состояние оставшегося *d*-электрона, отвечающее противоположной поляризации, попадает в полосу проводимости и гибридизируется. Обменное взаимодействие электронов в гибридизированных состояниях приводит к возникновению локализованной спиновой плотности и спиновой поляризации вкладов в состояния электронов проводимости. Локализованная и распределенная электронные плотности возникают благодаря резонансному рассеянию и отвечают одной определенной энергии. При этом спиновая поляризация электронов проводимости осуществляется более эффективным способом, чем при косвенном обмене Рудермана-Киттеля. Низкотемпературный спонтанный магнетизм детально исследован нами в работе [2] в $Hg_{1-x}Fe_xSe$ ($x < 0.01$). Недавно мы впервые наблюдали в экспериментах магнетизм нового типа в $Hg_{1-x}Fe_xSe$ ($x = 0.0006$) при $T = 300$ K на образце с концентрацией примесей железа, для которой эффекты спиновой поляризации проявляются наиболее ярко [3].

В настоящей работе исследованы структурные свойства и высокотемпературный ферромагнетизм нового типа на серии объемных монокристаллов $Hg_{1-x}Fe_xSe$ ($0.00012 \le x \le 0.0013$), для которых энергия Ферми близка к резонансной энергии донорного уровня. Измерения намагниченности проведены на SQUID-магнитометре при $T = 300$ K в магнитных полях $H = \pm 50$ кЭ ($H \parallel$ <001>). Для примесных вкладов получены кривые намагничивания с параметрами (поле насыщения $H_S = (10.5\text{-}15.6)$ кЭ, намагниченность насыщения $M_S = (1.0\text{-}3.4)\cdot 10^{-5}$ Гс·см^3/г, магнитный момент $\mu_S = (0.2\text{-}6.9)\cdot 10^{-3}\,\mu_Б/\bar{e}$), которые отвечают влиянию межэлектронного взаимодействия и характерны для слабых ферромагнетиков. Оптико-эмиссионная спектроскопия и рентгеноструктурный анализ подтвердили, что наблюдаемый ферромагнетизм является собственным («*intrinsic*») и однозначно связан с *d*-электронами примесных атомов железа [4].

Таким образом, в работе исследован новый эффект в полупроводниках — высокотемпературный спонтанный спиновый магнетизм донорных электронов проводимости. Наблюдаемый эффект интерпретируется в рамках теории спонтанной спиновой поляризации и обусловлен гибридизацией примесных состояний и обменным взаимодействием донорных электронов. Установлен новый эффективный механизм спиновой поляризации электронов проводимости в полупроводниках при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 23-22-00126, https://rscf.ru/project/23-22-00126.

[1] V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh, V.P. Silin. Low Temp. Phys. ***37****, 798 (2011).*
[2] T.E. Govorkova, V.I. Okulov, K.A. Okulova. Low Temp. Phys. ***45****, 234 (2019).*
[3] T.E. Govorkova, V.I. Okulov, V.S. Gaviko et al., Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. ***87****, 735 (2023).*
[4] T.E. Govorkova, V.I. Okulov, E.A. Pamyatnykh et al., Results in Physics ***56****, 107307 (2024).*

Квантовая акустика полупроводников, легированных ионами переходных металлов

Гудков В.В.[1], Сарычев М.Н.[1], Жевстовских И.В.[1,2], Офицерова Н.Ю.[1], Коростелин В.Ю.[3], Аверкиев Н.С.[4]

[1]*УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*
[2]*ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18*
[3]*ФИАН им. П.Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр., 53*
[4]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Энергия используемых в ультразвуковых экспериментах фононов составляет величину не более десятков мК. При температурах порядка 1 К и выше дисперсия ультразвуковых волн и диссипация энергии, обусловленные ян-теллеровской (ЯТ) подсистемой имеют релаксационную природу, однако механизмы релаксации имеют квантово-механическую природу [1]. Поэтому явления, связанные с распространением ультразвуковых волн в кристаллах, содержащих искусственно введенные ЯТ примеси малой концентрации, следует отнести к области квантовой акустики, к которой ранее относились в основном акустический ЭПР и акустический ЯМР.

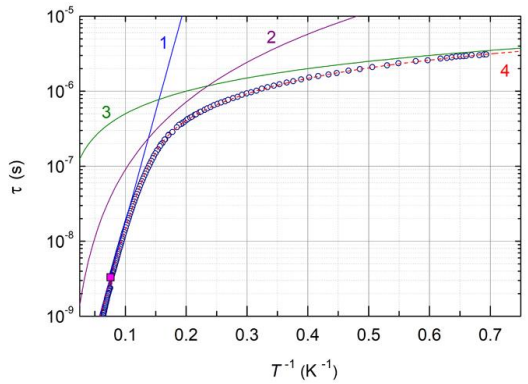


Рис.1. – Температурная зависимость времени релаксации ян-теллеровской подсистемы в кристалле ZnSe:Cr.

Особенностями туннельных механизмов релаксации, рассмотренных в [1] применительно к результатам экспериментов в кристалле со структурой сапфира, являлось то, что они реализуются с участием тепловых фононов, и поэтому время релаксации являются температурно-зависимым. Нами был исследован ряд кристаллов со структурой флюорита, легированных 3*d* ионами (см. [2] и ссылки в этой работе), и показано, что подобный подход к описанию релаксации применим и к этим кристаллам. В связи с чем представлял интерес выяснить, являются ли рассмотренные в [1] механизмы релаксации настолько универсальными, что проявляются не только в диэлектриках, но и в полупроводниках. В данном докладе приводятся результаты экспериментальных исследований температурной зависимости времени релаксации $\tau(T)$ и анализу механизмов релаксации ЯТ подсистемы в кристаллах $A^{II}B^{VI}$:3*d*, как в кубической (ZnSe, ZnTe), так и в гексагональной (CdSe, CdS) фазах.

Пример зависимости $\tau(T)$, полученной в кристалле ZnSe:Cr^{2+} с использованием методики, предложенной в [3], приведен на Рис. 1. Символами показаны экспериментальные данные, кривая 1 соответствует активационному механизму $\tau_a = \tau_0 exp(V_0/T)$, 2 – туннельному $\tau_t = (B \cdot T)^{-1}$, 3 – двухфононному $\tau_R = (C \cdot T^3)^{-1}$, 4 – времени релаксации с учетом всех перечисленных механизмов релаксации $\tau = (\tau_a^{-1} + \tau_t^{-1} + \tau_R^{-1})^{-1}$, при $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-11}$ с, $V_0 = 68$ К, $B^{-1} = 5 \cdot 10^{-6}$ с·К, $C^{-1} = 9 \cdot 10^{-5}$ с·$К^3$. Аналогичным образом была показана применимость рассмотренных ранее механизмов релаксации [1] и в остальных исследованных нами кристаллах полупроводников.

[1] M.D.Sturge in Solid State Physics, Vol.20, ed. by F. Seitz, D. Turnbull, and H. Ehrenreich, Academic Press, New York: (1967).
*[2] М.Н.Сарычев и др. ЖЭТФ, **165**, 226 (2024).*
*[3] М.Н.Сарычев и др. Письма в ЖЭТФ, **113**, 52 (2021).*

Исследование процессов радиационного дефектообразования в карбиде кремния

Лебедев А.А.[1], Козловский В.В.[2], Левинштейн М.Е.[1], Стрельчук А.М.[1], Давыдовская К.С.[1], Кузьмин Р.А. [1]

[1]*ФТИ им А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26*
[2]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 29*

Повышение надежности работы атомных электростанций, устройств космической техники и уже проектируемых термоядерных энергетических установок и требует использования электроники, радиационно-стойкой к различным ионизирующим излучениям: электронному, протонному, нейтронному, альфа, бета и гамма. Это и определило актуальность исследований.

К радиационно стойким материалам, как известно, относятся полупроводники с большой энергией связи – алмаз, нитрид бора, GaN, SiC. В ФТИ уже много лет ведутся исследования в области создания карбидкремниевой электроники. Была поставлена цель – используя накопленный задел, продвинуться в направлении разработок радиационно стойкой электроники на его основе. Её достижение потребовало также решения задач исследования процессов радиационного дефектообразования в SiC. В ходе работы были получены следующие основные результаты [1-7]:

1. Определены параметры основных радиационных дефектов (РД) в политипах 4H- и 6H-SiC и скорости их введения в зависимости от дозы и типа облучения.

2. Показано, что основным механизмом радиационной компенсации в карбиде кремния является образование в нижней половине запрещенной зоны РД акцепторной природы, которые захватывают электроны из зоны проводимости, заряжаясь отрицательно.

3. Определены скорости удаления носителей в эпитаксиальных слоях SiC n-типа и в приборах на его основе (выпрямительные диоды, диоды Шоттки, JBS, MOSFET).

4. Установлено, что основной причиной радиационной деградации SiC приборов является уменьшение под влиянием облучения концентрации электронов.

5. Показано, что роль температуры при которой проводится облучение, сводится к изменению условий вторичного дефектообразования и формирования соответствующего спектра дефектов. Обнаружено, что радиационная стойкость приборов значительно улучшается с ростом температуры облучения.

6. Изучена статистика заполнения электронами РД в SiC, что позволило объяснить наблюдавшееся значительное расхождение в величинах скоростей удаления носителей, полученных разными экспериментальными методами, особенно, при высоких степенях компенсации материала.

Работа была выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 22-12-00003

[1] А.А. Лебедев, Д.А. Малевский, В.В. Козловский, М.Е. Левинштейн, ФТП, 57, 743 (2023).
[2] M.E. Levinshtein, A.A. Lebedev, V.V. Kozlovski, D.A. Malevsky, R.A. Kuzmin, G.A. Oganesyan, Solid State Electronics, 196, 108404 (2022).
[3] A.A. Lebedev, V.V. Kozlovski, K.S.Davydovskaya, R.A. Kuzmin, M.E. Levinshtein, A.M. Strel'chuk,, Materials, 15, 8637 (2022).
[4] А.А. Лебедев, В.В. Козловский, М.Е. Левинштейн, Д.А. Малевский, Г.А. Оганесян, А.М. Стрельчук, К.С. Давыдовская, ФТП, 56, 441 (2022).
[5] A.A. Lebedev, V.V.Kozlovski, M.E.Levinshtein, A.E.Ivanov, K.S.Davydovskaya, V.S.Yuferev, A.V. Zubov, Radiation Physics and Chemistry, 185, 109514 (2021)
[6] A.A. Lebedev, V.V.Kozlovski, M.E.Levinshtein, A.E.Ivanov, K.S.Davydovskaya, Solid-State Electronics 181, 108009 (2021).
[7] A.A.Lebedev; Kozlovski, V.V.; Davydovskaya, K.S.; Levinshtein, M.E, Materials, 14, 4976 (2021).

Оптические, электрические и магнитные свойства карбида кремния с кремниевыми вакансиями, выращенного из кремния методом согласованного замещения атомов

Кукушкин С.А., **Осипов А.В.**

ИПМаш РАН, 199178, Санкт-Петербург, В.О., Большой пр., 61

В настоящей работе экспериментально реализован новый метод получения карбида кремния кубического политипа 3C-SiC с кремниевыми вакансиями в стабильном состоянии. Идея метода состоит в том, что вначале кремниевые вакансии создаются высокотемпературным отжигом в подложке кремния Si(111), легированного фосфором, и лишь затем этот кремний превращается в 3C-SiC(111) за счет химической реакции с монооксидом углерода CO. Часть кремниевых вакансий, пройдя «химический отбор» при этом превращении, попадает в SiC. В результате образуется карбид кремния кубического политипа 3C-SiC с кремниевыми вакансиями V_{Si} [1]. Так как кремний был легирован фосфором, то вакансии приобретают отрицательный заряд. Квантовомеханические расчеты, выполненные методом функционала плотности, показывают, что помимо заряда кремниевые вакансии обладают еще сильным магнитным моментом за счет того, что соседние атомы углерода имеют неспаренные электроны [2]. Ключевую роль в данной системе играет то, что кремниевые вакансии V_{Si} очень сильно взаимодействуют друг с другом. Данное взаимодействие полностью определяет не только оптические, но и электрические свойства данного спинтронного материала [2]. Кажется, что отрицательно заряженные вакансии должны отталкиваться друг от друга за счет кулоновского взаимодействия. Но на самом деле все наоборот. Квантовомеханические расчеты, выполненные методом функционала плотности, показывают, что каждая вакансия создает вокруг себя упругое поле за счет оборванных связей Si-C и эти поля приводят к сильному притяжению кремниевых вакансий вдоль направления <110> (см. Рис. 1). Притяжение возникает за счет образования новых очень выгодных связей C-C (Рис. 1). В результате все вакансии выстраиваются в «нити» <110>, вдоль которых идет спиновый ток, т.е. ток электронов с одинаковым спином.

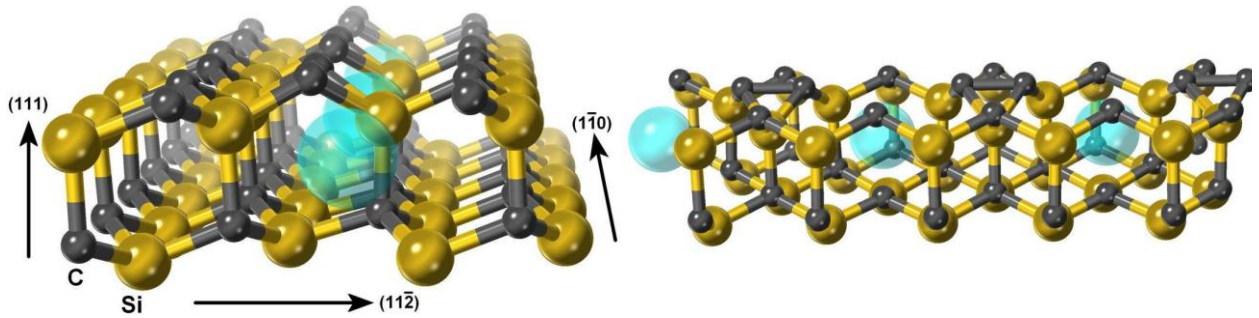


Рис.1. – «Нити» кремниевых вакансий в 3C-SiC, показанных как полупрозрачные сферы.

Рассчитаны и измерены диэлектрическая проницаемость в зависимости от длины волны фотонов, рамановский спектр, инфракрасный спектр, зонная структура данного материала и проведено сравнение теоретических и экспериментальных данных.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в ИПМаш РАН. Номер учредителя № FFNF-2021-0001. Регистрационный номер темы: 121112500383-9.

*[1] S.A Kukushkin, A.V. Osipov, Russ. J. of General Chem., **92**, 584 (2022).*
*[2] S.A Kukushkin, A.V. Osipov, Materials, **15**, 4653 (2022).*

Сканирующая NV-спектроскопия как инструмент для диагностики алмазов и их скрытокристаллических структур

Яковлева В.В.[1], Лихачев К.В.[1], Музафарова М.В.[1], Бабунц Р.А.[1], Баранов П.Г.[1], Титков С.В.[2]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*ИГЕМ РАН, 119017, Москва, Старомонетный пер., 35*

Среди парамагнитных дефектов в алмазах уникальное место занимает NV центр, который представляет собой замещающий атом азота, связанный с вакансией углерода. При оптическом возбуждении NV центров происходит оптически индуцированное выстраивание электронных населенностей триплетных спиновых уровней, в результате которого заполняется спиновый подуровень с MS = 0, что открывает возможности для исследования спиновых манипуляций с помощью оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) [1,2,3]. Стоит также отметить, что спиновые NV центры представляют собой уникальную систему, в которой количество спинов может варьироваться от одиночного спинового центра до приблизительно 1020 в условиях окружающей среды, то есть в пределах двадцати порядков.

Наиболее распространенным методом получения NV центров является облучение алмаза и последующий отжиг при температурах выше 700 – 1000°C. Во время отжига подвижность вакансий увеличивается, и они захватываются атомами азота. Экстремально высокие концентрации NV центров были получены путем спекания детонационных наноалмазов при высоких температурах и давлении [4], то есть без использования облучения и отжига.

Первоначально обнаруженные в искусственных алмазах, уникальные магнитооптические свойства NV центров были также недавно изучены в природных монокристаллах алмазов [5], при этом упомянутые алмазы не были подвержены искусственному облучению и отжигу, то есть NV центры были сформированы в них естественным путем и, таким образом, они содержат в себе информацию о естественных процессах образования алмазов. Кроме того, существует такая разновидность природных алмазов, как карбонадо, которая представляет собой скрытокристаллические агрегаты, в которых размеры кристаллов составляют доли микрометра. Обнаружение высоких концентраций NV центров в карбонадо позволяет сравнить процессы образования NV центров в них с процессами в искусственных спеченных микроалмазах.

В настоящей работе было проведено исследование NV центров в природных и искусственных монокристаллах алмазов и их скрытокристаллических структурах методами фотолюминесценции (ФЛ) и ОДМР. Исследованы такие локальные характеристики с субмикронным пространственным разрешением, как распределение концентрации NV центров, их зарядового состояния (NV^- и NV^0), напряжений и деформаций, локальная концентрация доноров азота и среднее расстояние между NV центром и азотом, а также ориентация NV центров вдоль их главных осей <111> в монокристаллах алмазов и степень взаимной ориентации микро- и нанокристаллов в скрытокристаллических агрегатах.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-12-00152, https://rscf.ru/project/23-12-00152/.

[1] A. Gruber et al. Science, 276 (5321), 2012 (1997).
[2] A. Dräbenstedt et al. Physical Review B, 60, 11503 (1999).
[3] P.G. Baranov, H.J. von Bardeleben, F. Jelezko, J. Wrachtrup. Magnetic resonance of semiconductors and their nanostructures: Basic and advanced applications, Springer, Vienna (2017)
[4] P.G. Baranov et al. Small, 7 (11), 1533 (2011).
[5] S.V. Titkov et al. Diamond and Related Materials, 136, 109938 (2023).

Спектроскопия сверхтонкого взаимодействия методом антипересечения спиновых уровней для реализации полностью оптической векторной магнитометрии на основе 4H-SiC

Учаев М.В.[1], Лихачев К.В.[1], Вейшторт И.П.[1], Баранов П.Г.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, Политехническая, 26*

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 при комнатной температуре и выше. Основным политипом для применений в квантовых технологиях является 4H-SiC, в котором реализуются спиновые центры с S = 3/2 с упомянутыми свойствами [1–4].

Изучение центров окраски производится посредством полностью оптического метода регистрации сигналов антипересечения спиновых уровней (level anticrossing – LAC) по изменению интенсивности фотолюминесценции (ФЛ).

В работе продемонстрирована спектроскопия сверхтонких взаимодействий в условиях окружающей среды в кристалле SiC с природным содержанием изотопов. Зарегистрированы все возможные антипересечения спиновых уровней в основном состоянии в системе сверхтонких взаимодействий с одним и двумя ядрами изотопа кремния ^{29}Si, попадающим во вторую координационную сферу относительно вакансии кремния. 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.

На основании этих исследований нами были сформулированы критерии для предварительной оценки перпендикулярной составляющей внешнего магнитного поля. Используя компенсационную методику, была проведена демонстрация измерения одновременно полярного и азимутального угла наклона внешнего магнитного поля. Таким образом, нами разработано новое направление для создания сенсоров с полностью оптической векторной магнитометрией с субмикронным пространственным разрешением.

В перспективе представленные исследования открывают возможности для реализации магнитометрии на основе сверхтонких взаимодействий в широком наборе спиновых центров в других политипах SiC (6H-, 15R-, 21R).

Работа выполнена в рамках государственного задания № FFUG-2024-0046.

[1] P. G. Baranov, I. V. Il'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).

Люминесценция протяженных дефектов в кремнии

Соболев Н.А., Калядин А.Е., Аруев П.Н., Забродский В.В., Шек Е.И., Штельмах К.Ф.

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

По мере развития инженерии дефектов в полупроводниковой технологии стало понятно, что протяженные дефекты (дислокации, кислородные преципитаты и стержнеобразные {113} дефекты, которые часто ухудшают параметры приборов), могут использоваться как в технологических процессах, так и при изготовлении приборных структур. В частности, для технологии интегральных схем был разработан метод внутреннего геттерирования (когда вводятся дислокации вне рабочей области прибора и удаляют быстро диффундирующие примеси из рабочей области), а также была обнаружена так называемая дислокационная (dislocation-related) люминесценция (ДЛ). Наибольший практический интерес вызывает так называемая D1 линия, т.к. она “выживает” при комнатной температуре и соответствует диапазону, используемому в волоконно-оптических линиях связи. В настоящее время с помощью различных технологических методов изготовлены светодиоды с электролюминесценцией (ЭЛ) этой линии при комнатной температуре. В докладе приводятся новые данные и обобщаются имеющиеся результаты, связанные с люминесценцией протяженных дефектов в кремнии, а также обсуждается механизм излучательной рекомбинации на этих центрах.

Исследованы фотолюминесценция (ФЛ) и (ЭЛ) кремниевых структур при температурах 40-300K. Для изготовления структур проводились имплантация ионов кислорода и многостадийные отжиги пластин. Для создания p-n перехода и омического контакта методом газофазного осаждения наносились сильно легированные бором и фосфором слои поликристаллического кремния. Технологические условия более подробно описаны в [1,2]. В спектрах ФЛ и ЭЛ присутствуют линии дислокационной люминесценции D1 и D2, а также кислородных преципитатов (OP). Эти центры характеризуются двумя особенностями в поведении параметров линий люминесценции. Во-первых, энергетические положения максимумов этих линий с изменением температуры измерения совпадают с температурной зависимостью ширины запрещенной зоны кремния, уменьшенной на фиксированное (не зависящее от температуры) значение, характерное для каждой линии. Во-вторых, на температурных зависимостях интенсивностей этих линий наблюдаются максимумы. Определены энергии активации гашения и возгорания интенсивностей люминесценции для всех трех линий. Отличия в энергиях активации линий обусловлены тем, что различные глубокие уровни участвуют в захвате экситонов или носителей заряда и последующих излучательной и безызлучательной рекомбинации для этих центров. Следует отметить, что в образцах, содержащих два типа протяженных дефектов (дислокации и OP), впервые одновременно наблюдались и исследованы люминесцентные D1, D2 и OP линии. Интересно, что две аналогичные особенности в поведении параметров линий люминесценции наблюдались нами ранее и для упомянутого выше протяженного {113} дефекта [3].

Ранее для описания ДЛ были предложены модели [3,4], основанные на излучательной рекомбинации через энергетические уровни в запрещенной зоне кремния, обусловленные введенными дислокациями. Однако, до сих пор таких уровней обнаружено не было даже с применением самых чувствительных методов емкостной спектроскопии и тока, наведенного электронным пучком. С учетом полученных нами результатов для трех типов протяженных дефектов обсуждается возможный механизм излучательной рекомбинации на этих центрах.

*[1] Н.А. Соболев и др., ФТП, **55**, 928 (2021).*
*[2] Н.А. Соболев и др., ФТП, **57**, 289 (2023).*
*[3] Н.А. Соболев и др., ФТП, **54**, 580 (2020).*
*[4] P.R. Wilshaw, G.R. Booker, Inst. Phys. Conf. Ser. **76**, 329 (1985).*
*[5] V. Kveder, M. Kittler, W. Schröter, Phys. Rev. **B 63**, 115208 (2001).*

Рекомбинация Шокли – Рида – Холла в узкозонных слоях HgCdTe через состояния вакансий ртути

Козлов Д.В.[1,2], Румянцев В.В.[1,2], Янцер А.А.[1,2], Мажукина К.А.[1,2], Жолудев М.С.[1,2], Морозов С.В.[1,2], Гавриленко В.И.[1,2]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород,пр. Гагарина, 23*

Твердые растворы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) исследуются уже около шести десятилетий. Интерес к таким структурам вызван возможностью менять ширину запрещенной зоны материала, подбирая состав твердого раствора: от 1.6 эВ в чистом CdTe до 0 в твердом растворе с концентрацией Cd меньше 16.5 %. Это фундаментальное свойство твердых растворов КРТ делает такие материалы перспективными для оптоэлектроники дальнего инфракрасного диапазон. Однако на пути к дальнему ИК-диапазону возникает ряд препятствий. Помимо технологических сложностей, существуют фундаментальные ограничения на детектирующую способность материала, связанные с временем жизни носителей. С уменьшением ширины запрещенной зоны ускорение процессов безызлучательной рекомбинации приводит к уменьшению времени жизни носителей и соответствующему снижению чувствительности. Несмотря на то, что эта тема интенсивно исследовалась на протяжении нескольких десятилетий, до сих пор остаются некоторые количественные неопределенности, в частности, в отношении оже-рекомбинации. Другой тип безызлучательных процессов, рекомбинация Шокли – Рида – Холла (ШРХ), связан с дефектными/примесными центрами, которые всегда присутствуют в HgCdTe, по крайней мере, за счет вакансий ртути. В HgCdTe формирование вакансий фактически неизбежно из-за слабой связи Hg – Te. При рекомбинации Шокли — Рида — Холла носители захватываются на уровни примесно – дефектных центров: электроны из зоны проводимости и дырки из валентной зоны.

В настоящей работе рассчитаны частоты переходов дырок и электронов на состояния вакансий ртути в узкозонных КРТ слоях при испускании акустических и оптичских фононов. Показано, что безызлучательные процессы захвата дырок из валентной зоны на мелкие возбужденные состояния вакансий ртуты оказываются экстремально быстрыми: согласно расчету, времена таких процессов, происходящих с испусканием акустических фононов, оказываются порядка единиц пикасекунд. Время захвата электрона из зоны проводимости, напротив, определяется временем испусания оптических фононов. Расчет показал, что, что время такого при захвате электронов на вакансию ртути для достаточно высокой концентрации носителей в зоне оказывается порядка 2÷5 нс Таким образом, времена захвата дырок на три порядка меньше времени переходов электронов из зоны проводимости. Т.е., время рекомбинации ШРХ определяется временем захвата электронов на акцепторные состояния. При температуре жидкого гелия время испускания оптического фонона при захвате на акцепторные центры электронов в КРТ слое с долей кадмия в растворе 18.8 % достигает 7 нс. Показано, что время рекомбинации ШРХ определяет общее время жизни носителей в материале p-типа с концентрацией вакансий ртути более ~$2\cdot10^{15}$ см-3 как при температуре жидкого гелия, так и при температуре жидкого азота.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 22-12-00298)

Использование ионной имплантации и комбинированного отжига для изготовления ферромагнитного полупроводника GaMnAs

Калентьева И.Л.[1], Вихрова О.В.[1], Данилов Ю.А.[1], Дудин Ю.А.[1], Нежданов А.В.[1], Здоровейщев А.В.[1], Парафин А.Е.[2]

[1]*НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23*
[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*

В данной работе представлены результаты исследования свойств ферромагнитного полупроводника GaMnAs, полученного методами ионной имплантации и комбинированного отжига: быстрый термический отжиг (БТО) и импульсный лазерный отжиг (ИЛО). Ферромагнитные полупроводники позволяют создавать спин-полевые транзисторы вертикальной конструкции, резонансно-туннельные диоды, устройства с переключением намагничивания за счет спин-орбитального взаимодействия.

Образцы слоев GaMnAs были получены путем имплантации Mn^+ в монокристаллическую пластину *i*-GaAs (001) толщиной 350 – 400 мкм при ускоряющем напряжении 80 кВ и флюенсе ионов 5×10^{16} см$^{-2}$. При таких условиях толщина слоя GaMnAs по расчетам в программе SRIM может составлять ~150-200 нм. Затем образцы подвергались комбинированной процедуре отжига, состоящей из быстрого термического отжига при температуре 600 или 750°C в течение 15 с и отжига импульсом эксимерного лазера LPX-200 (рабочая смесь KrF, длина волны 248 нм, длительность импульса 30 нс) с плотностью энергии 400 мДж/см^2. Структурные свойства изучались методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) с помощью комплекса NTEGRA Spectra. Исследования гальваномагнитных свойств проводились на гелиевом криостате замкнутого цикла Janis CCS-300S/202 при температурах 10–300 К (±3600 Э).

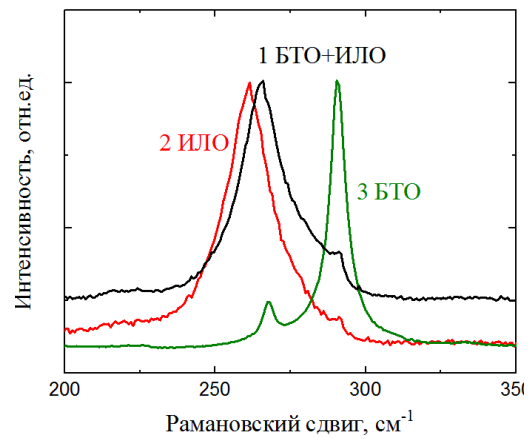


Рис.1. – Спектры КРС образцов GaAs, имплантированных Mn после различных режимов отжига.

БТО в выбранных условиях восстанавливает кристалличность облученных ионами слоев и приводит к значительному уменьшению количества радиационных дефектов, что подтверждается исследованиями спектров КРС имплантированных и отожженных образцов GaMnAs (рис.1). Также при БТО происходит легирование Mn до концентраций не выше предела равновесной растворимости, а избыточный Mn образует включения второй фазы (кластеры MnAs с температурой Кюри выше комнатной) [1]. Анализ спектров КРС образцов после комбинированного отжига или ИЛО, показал наличие интенсивной, смещенной в область низких частот связанной фонон-плазмонной моды, обусловленной возрастанием концентрации носителей заряда (дырок). Использование комбинированного отжига (750°C БТО+ИЛО) приводит к формированию двух ферромагнитных фаз в слоях GaMnAs: температурная зависимость слоевого сопротивления содержит два пика, которые могут отвечать фазовым переходам с температурой Кюри вблизи 20-30 К и ~ 100 К. При этом наблюдаются нелинейные зависимости сопротивления Холла с петлей гистерезиса [2], вид которых существенно изменяется после достижения температуры свыше 30 К. При использовании другого режима отжига (600°C БТО+ИЛО) образование второй фазы не наблюдается, либо кластеры малы и не вносят большого вклада.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (проект № 23-29-00312).

[1] Б.Н. Звонков и др., Физика твердого тела, ***62****, 373 (2020).*
[2] Ю.А. Данилов и др., Физика твердого тела, ***65****, 2230 (2023).*

Определение температурной зависимости сечения захвата на глубокие уровни в β-Ga_2O_3

Васильев А.А.[1], Кочкова А.И.[1], Поляков А.Я.[1], Романов А.А.[1], Матрос Н.Р.[1], Алексанян Л.А.[1], Щемеров И.В.[1] и Пиртон С.Дж.[2]

[1]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», 119049, Москва*
[2]*Department of Materials Science and Engineering, University of Florida, Gainesville, Florida 32611, USA*

Представленный анализ основан на данных DLTS и Спектроскопии Адмиттанса, собранных с 2017 года по глубоким уровням (ГУ) в образцах β-Ga_2O_3. Результаты указывают на соблюдение правила Мейера-Нельделя [1,2] для ГУ в данном материале. Экспериментальная выборка состоит из образцов β-Ga_2O_3 от Tamura/Novel Crystals, Inc., выращенных методами EFG и HVPE, которые подвергались различным обработкам с целью исследования свойств и природы глубоких уровней в β-Ga_2O_3 [3].

Набор данных включал 1242 измерения параметров ГУ, каждое из которых соответствовало паре энергии активации (E_a) и сечения захвата (σ_n), извлеченных из графика Аррениуса в координатах $\ln(e_n T^{-2}) - 1/T$. Кластеризация данных осуществлялась с использованием модели гауссовой смеси с алгоритмом вариационного вывода [4]. Результаты кластеризации данных демонстрируют сильную корреляцию $\ln(\sigma_n)$ и E_a, которая согласуется с правилом Мейера-Нельделя [1,2].

Нами предложен метод, позволяющий определить температурную зависимость коэффициентов захвата (c_n) с помощью модели многофононной эмиссии для основных глубоких уровней в β-Ga_2O_3. Пример подгонки предложенной модели для акцепторного центра $Fe^{+3/+2}$ (E2) показан на рис. 1. Продемонстрировано, что без учета температурной зависимости сечения захвата экспериментальные значения σ_n завышены на 1-3 порядка.

Имеющиеся данные не только улучшают идентификацию глубоких уровней по их отличительным характеристикам (E_a и σ_n), добавляя два дополнительных параметра (E_{MN} и σ_{00}), но и позволяют подтвердить первопринципные расчеты по теории функционала плотности (DFT), касающиеся рекомбинационных свойств глубоких уровней [5].

Исследования в НИТУ «МИСИС» финансировались по гранту Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2022-1113.

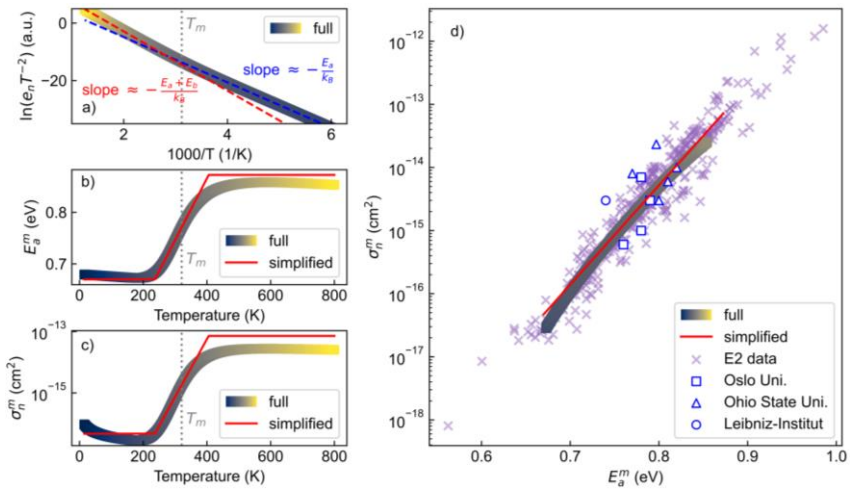


Рис.1. – График Аррениуса (a) и извлекаемые параметры в зависимости от температурного диапазона (b, c). (d) – Результаты подгонки модели для экспериментальных данных уровня E2

Проявление эффекта Яна-Теллера в кристаллах селенида цинка, легированных ионами переходных металлов

Офицерова Н.Ю.[1], Сарычев М.Н.[1], Жевстовских И.В.[1,2], Суриков В.Т.[3], Аверкиев Н.С.[4], Гудков В.В.[1]

[1]*УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19*
[2]*ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18*
[3]*ИХТТ УрО РАН, 620041, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91*
[4]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Примеси переходных металлов с вырожденными электронными состояниями проявляют эффект Яна-Теллера (ЭЯТ) [1]. В результате окружение примесного иона искажается вдоль определенных кристаллографических осей. В рамках молекулярной модели потенциальная энергия комплекса, состоящего из примесного иона и ближайшего окружения, описывается с помощью адиабатического потенциала (АП), имеющего несколько глобальных минимумов, разделенных потенциальными барьерами. Поглощение ультразвука, обусловленное ян-теллеровской (ЯТ) подсистемой, имеет релаксационную природу, а при низких температурах время релаксации определяется туннельными механизмами [2]. При исследовании ЭЯТ в кристаллах со структурой флюорита было установлено, что поглощение ультразвука имеет конечную величину даже в пределе нулевой температуры [3]. Это обстоятельство не учитывалось ранее при обработке экспериментальных данных и приводило к завышенным значениям времени релаксации при низких температурах. Поскольку в ультразвуковом эксперименте измеряется изменение поглощения относительно некоторого неизвестного уровня, то наиболее корректным определением температурной зависимости поглощения (или мнимой части динамического модуля упругости) является моделирование этой зависимости с учетом известных механизмов релаксации [2]. В данном докладе нами была выполнена такая обработка ранее полученных данных для кристаллов ZnSe:3d^{2+} (3d: V, Ni, Cr) и получены корректные температурные зависимости времени релаксации. Исследованные ЯТ ионы в основном состоянии обладают Т-термом, образуют тетраэдрические ЯТ комплексы и описываются в рамках $T \otimes (e + t_2)$ задачи ЭЯТ. На рисунке приведены экспериментальные данные и модельная кривая, полученные при изучении кристалла ZnSe:V^{2+} на частоте 156 МГц для модуля $c_L = \frac{(c_{11} + c_{12})}{2} + c_{44}$. Были определены параметры, характеризующие туннельные и активационный механизмы релаксации. Кристалл ZnSe:V^{2+} оказался в определенном смысле исключительным, поскольку энергия активации составила величину 3.5 К (2.4 см$^{-1}$), что более чем на порядок ниже значений для других исследованных комплексов.

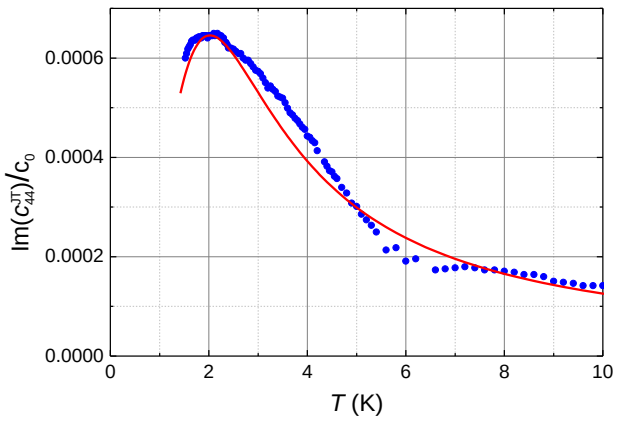


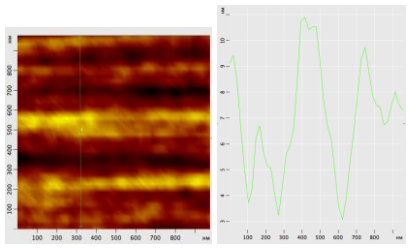
Рис.1. – Температурная зависимость ян-теллеровского вклада в мнимую часть упругого модуля c_L в кристалле ZnSe:V. $c_0 = c_L(T = 4.2\ K)$.

[1] I.B. Bersuker, The Jahn-Teller Effect, Cambridge University Press, Cambridge (2006).
[2] M.D. Sturge in Solid State Physics, Vol.20, ed. by F. Seitz, D. Turnbull, and H. Ehrenreich, Academic Press, New York: (1967).
[3] М.Н. Сарычев и др. Письма в ЖЭТФ, 113, 52 (2021).

Свойства теллурида висмута, легированного бором

Кахраманов С.Ш.[1], Абдуллаев Н.А.[1,2], Оруджова Х.В.[1], Абдуллаев Ю.А.[1], Гасанова Р.А.[1]

[1]*Институт физики МНО Азербайджана, AZ1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131*
[2]*Бакинский Государственный Университет, AZ1148, Баку, ул. З. Халилова, 23*



Процессы образования наноразмерных дефектов на ван-дер-ваальсовых поверхностях слоистых кристаллов Bi_2Te_3, а также формирования на них наноструктур с содержанием бора вызывает интерес для термоэлектричества и тюнинга Дираковской точки топологических изоляторов. Приведены результаты исследования объема и поверхности *(0001)* Bi_2Te_3<*B*> (0.01 мас.%). Степень дефектности структуры Bi_2Te_3 и его свойства, в значительной мере определяются технологией получения образцов, и влияют на степень анизотропии. Синтез Bi_2Te_3<*B*> проводили в две стадии. Сначала компоненты, взятые в стехиометрическом количестве, медленно нагревали (10 К/мин) до температуры 870 К, т.е. на 10К выше температуры плавления Bi_2Te_3 и выдерживали в течение 2ч. Затем производили медленное охлаждение полученных образцов до комнатной температуры. Размеры наноструктур на поверхности скола (0001) кристаллов Bi_2Te_3<*B*> колеблются в пределах 3–7 нм, наибольшее число их имеет высоту около 5 нм. Как видно из дифрактограммы бор не вступает в химическое взаимодействие на в-д-в поверхности, в отличие от объема, поэтому самые малые размеры наноструктур могут содержать основное количество бора, это подтверждается практически неизменным видом рамановских спектров с различных частей кристалла. Разные размеры межслоевых наноструктур в дефектных полостях образца можно связать с различным временем их формирования и особенностями дефектной структуры поверхности Bi_2Te_3. Легирование бором приводит к увеличению термо-э.д.с. и уменьшению электропроводности монокристаллов Bi_2Te_3 *p*-типа, объясняемое усилением анизотропии проводимости из-за увеличения зазоров дефектных полостей. Акцепторные свойства бора обусловлены стремлением достроить sp^2-конфигурацию до квазистабильной sp^3-конфигурации. В частности, при легировании бором в монокристаллических образцах Bi_2Te_3<$CdCl_2$> происходит компенсация доноров с переходом проводимости кристаллов с *n*-типа на дырочный тип. При этом термо-э.д.с. образцов увеличивается от 180 до 260 мкВ/К.

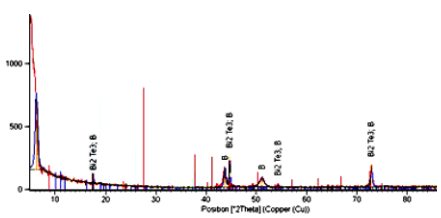


Рис.2. Дифрактограмма поверхности Bi_2Te_3<B>

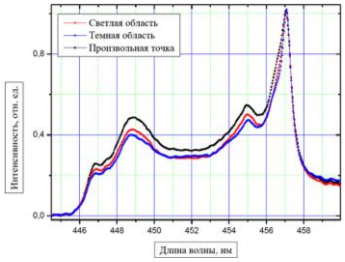


Рис.3.Рамановские спектры Bi_2Te_3<B>

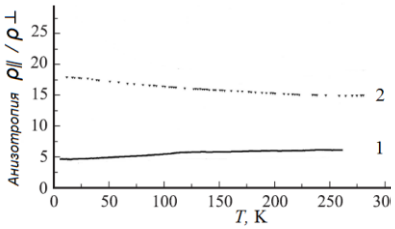


Рис.4. Температурные зависимости анизотропии удельного сопротивления в области температур 5<T<300 К : 1- нелегированный Bi_2Te_3, 2- Bi_2Te_3<B>

Примесно-дефектные центры и их пространственное распределение в кристаллах ZnSe, легированных железом с помощью высокотемпературной диффузии.

Калинушкин В.П.[1], Уваров О.В.[1], Гладилин А.А.[1], **Миронов С.А.[1]**, Гаврищук Е.М.[2], Савин Д.В.[2], Иконников В.Б.[2]

[1]ИОФ РАН, 119991 ГСП-1, г. Москва, ул. Вавилова, д. 38
[2]ИХВВ РАН, 603951, Нижний Новгород, Бокс-75, ул. Тропинина, д.49

В данной работе представлены результаты исследования пространственного распределения люминесцентных характеристик кристаллов Fe^{+2}:ZnSe используемых для создания лазеров среднего ИК-диапазона, легированных в различных режимах. В качестве основной методики исследования используется двухфотонная конфокальная микроскопия (ДФКМ). Эта методика позволяет регистрировать люминесценцию в диапазоне 0.44-0.73 мкм непосредственно в объеме кристалла на расстояниях до 3 мм от его поверхности с пространственным разрешением несколько микрометров. На основании полученных результатов делаются выводы о составе и пространственном распределении образующихся в процессе легирования примесно-дефектных центров (ПДЦ). Показано, что на состав ПДЦ помимо легирующей примеси в значительной степени влияет изменение концентрации и состояния собственных дефектов кристаллов. Определена природа ряда ПДЦ, образующихся в процессе легирования, установлено их пространственное распределение при различных режимах легирования. Показано, что изменения состава ПДЦ вне зоны легирования приводит в результате к сложному характеру их пространственного распределения (рис. 1). На рисунке 1 стрелками отмечены области, в которых преобладает люминесценция Д-А пар $\{O_{Se}\cdot Zn_i^{\bullet}\cdot VZn^{//}\}/ - Zn_i^{\bullet}$ и Zn_i-Cu_{Zn} (I), ПДЦ, связанных с избытком селена (II), и Д-А пара Zn_i-Cu_{Zn}(III).

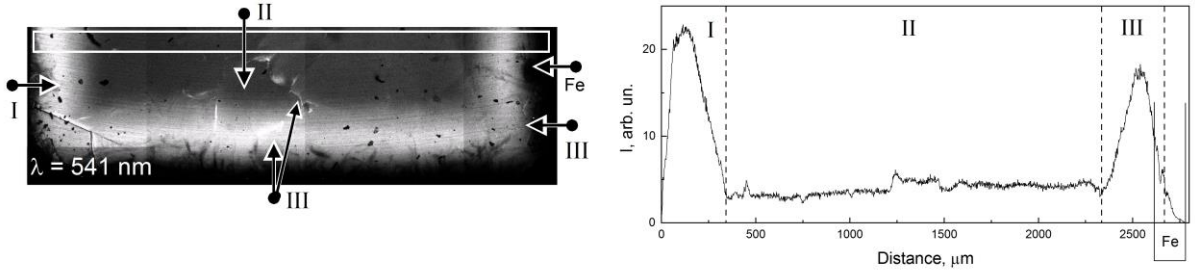


Рис.1. Плоская карта люминесценции на длине волны 541 нм и расстоянии от поверхности 150 мкм образца ZnSe, легированного железом в течение 90 часов в атмосфере аргона. Зависимость интенсивности люминесценции на длине волны 512 нм из прямоугольной области, отмеченной на плоской карте.

Миграционные барьеры диффузии атомов As и P в InP и InAs для вакансионного и непрямого междоузельного механизмов диффузии

Александров И.А., Журавлев К.С.

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

В настоящей работе методами теории функционала плотности рассчитана атомная структура и энергии формирования вакансий элементов пятой группы и междоузельных атомов P и As в InP и InAs и определены группы симметрии термодинамически стабильных конфигураций этих дефектов [1]. Согласно расчёту с гибридным функционалом HSE вакансия P в InP имеет термодинамически стабильные зарядовые состояния +3, +1 и –1 с группами симметрии T_d, C_{2v} и D_{2d} в соответствующих зарядовых состояниях, вакансия As в InAs имеет термодинамически стабильные зарядовые состояния +3 и +1 с группами симметрии T_d и C_{2v}, соответственно. Для междоузельных атомов As и P в InP и InAs в нейтральном зарядовом состоянии наиболее энергетически выгодной является конфигурация расщепленного междоузлия [110]. Для As_i и P_i в InP, а также As_i и P_i в InAs в зарядовом состоянии +1 наиболее энергетически выгодна конфигурация расщепленного междоузлия с атомом In с симметрией C_s, в зарядовом состоянии +2 наиболее энергетически выгодна конфигурация с симметрией C_{3v}. Определены основные типы миграционных переходов для найденных конфигураций. Рассчитаны наиболее энергетически выгодные миграционные траектории и энергетические барьеры миграционных переходов. В случае диффузии As и P в InP и InAs через междоузельные атомы реализуется непрямой междоузельный механизм. Энергии миграционных барьеров для вакансионного механизма диффузии составляют 1.60-1.86 эВ для As в InP, 1.73-2.01 эВ для P в InP, 1.51-1.79 эВ для As в InAs, 1.74-2.02 эВ для P в InAs, для различных зарядовых состояний. Для непрямого междоузельного механизма диффузии энергии миграционных барьеров ниже, чем для вакансионного механизма и составляют 0.49-0.57 эВ для As в InP, 0.39-0.52 эВ для P в InP, 0.32-0.37 эВ для As в InAs, 0.26-0.40 эВ для P в InAs, для различных зарядовых состояний. Междоузельные атомы As и P в InP и InAs имеют более высокие энергии формирования, по сравнению с вакансиями в подрешётке пятой группы. Полные энергии активации диффузии сравнимы для вакансионного и непрямого междоузельного механизмов. Вакансионный механизм диффузии даёт меньшие энергии активации коэффициента диффузии в случае In-обогащённых условий для диффузии P и As в InP, диффузии As в InAs и диффузии P в InAs p-типа. Непрямой междоузельный механизм диффузии даёт меньшие энергии активации коэффициента диффузии P и As для P-обогащённых условий в InP и As-обогащённых условий в InAs, а также в случае In-обогащённых условий для диффузии P в InAs n-типа. Проведена оценка температурных зависимостей коэффициентов диффузии вакансий элементов пятой группы в InP и InAs и атомов замещения As и P в InP и InAs по вакансионному и непрямому междоузельному механизмам. Результаты расчётов энергетических барьеров согласуются с экспериментальными данными [2, 3]. Для согласования абсолютных значений коэффициентов диффузии с экспериментом необходимо учитывать энтропию формирования вакансии и миграционную энтропию. Полученные результаты будут полезны для моделирования диффузионных процессов, происходящих в различных экспериментальных условиях в структурах на основе InP и InAs.

[1] I.A. Aleksandrov, K.S. Zhuravlev, Acta Materialia, 270, 119854 (2024).
[2] J. Slotte et al., Phys. Rev. B 67, 115209 (2003).
[3] J.M. Sallese et al., Appl. Phys. Lett. 65, 341 (1994).

Термический отжиг HgCdTe с большим содержанием CdTe

Ружевич М.С.[1], Дорогов М.В.[1], Смирнов А.М.[1], Мынбаев К.Д.[1,2], Баженов Н.Л.[2], Варавин В.С.[3], Ремесник В.Г.[3], Ужаков И.Н.[3], Михайлов Н.Н.[3]

[1]*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[3]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

Твердые растворы $Hg_{1-x}Cd_xTe$ (КРТ) с большим (x≥0.5) содержанием CdTe востребованы при разработке фотодетекторов ближнего инфракрасного диапазона для астрономических наблюдений [1], а также при создании барьерных слоев лазерных гетероструктур [2] и *n*B*n* фотоприемников [3]. Для изготовления и фотоприемников, и инжекционных лазеров, необходим материал дырочного типа проводимости, однако акцепторное легирование КРТ с x≥0.5 на сегодняшний момент отработано слабо [4,5]. Очевидным вариантом такого легирования является введение в материал собственных акцепторных дефектов, — вакансий ртути, — путем термического отжига в условиях её дефицита. Однако для КРТ с x>0.5, синтезированного методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), подобный отжиг должен проводиться при температурах, в 2–2.5 раза превышающих температуру роста. В материале с большой степенью ионности, каковым является КРТ, это может приводить к изменению структурных свойств и генерации большого числа дефектов. Для изучения этих эффектов нами было проведено исследование структурных, электрических и оптических свойств эпитаксиальных пленок КРТ с x=0.5–0.7, подвергнутых термическому отжигу при различных температурах.

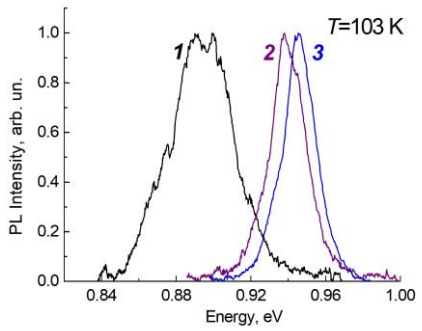


Рис.1. – Нормированные спектры ФЛ эпитаксиальной пленки КРТ с x≈0.7:

Пленки были выращены методом МЛЭ на подложках (013) GaAs и имели толщину 3–4 мкм. Отжиг проводился в диапазоне температур T от 330°C до 440°C в атмосфере гелия при пониженном давлении паров ртути. Время отжига составляло 8–15 мин. Исходные и отожженные пленки исследовались методами регистрации эффекта Холла (при 300 и 77 K в магнитных полях до 1 Тл), оптического пропускания (ОП), фотолюминесценции (ФЛ, в том числе, низкотемпературной), электронной микроскопии (ЭМ) и рентгеновской дифракции (РД). Для отожженных пленок был установлен факт успешной конверсии из электронного (после роста) в дырочный тип проводимости с формированием акцепторных состояний в запрещенной зоне. Выраженных структурных изменений в результате отжигов методами РД и ЭМ выявлено не было, однако при проведении исследований методами ОП и ФЛ после отжига были обнаружены сдвиги края пропускания и пика люминесценции с одновременным уменьшением полуширины её спектральной линии (рис. 1). В докладе будут обсуждены причины данного явления, влияние отжига на упорядочение кристаллической структуры КРТ и особенности формирования акцепторных состояний в материале с различным содержанием CdTe.

[1] T. Le Goff, T. Pichon, N. Baier, et al., J. Electron. Mater., 51, 5586 (2022).
[2] V.V. Rumyantsev, K.A. Mazhukina, V.V. Utochkin, et al., Appl. Phys. Lett., 124, 161111 (2024).
[3] M. Vallone, M. Alasio, A. Tibaldi, et al., IEEE Photon. J., 16, 6800208 (2024).
[4] G.A. Umana-Membreno, H. Kala, S. Bainsy, et al., J. Electron. Mater., 45, 4686 (2016).
[5] K. Majkowycz, K. Murawski, M. Kopytko, Infr. Phys. Technol., 137, 105126 (2024).

Оптические и электрические характеристики гетероструктур InAsSb/InAsSbP II типа

Ружевич М.С.[1], Романов В.В.[2], Мынбаев К.Д.[2], Баженов Н.Л.[2], Томкович М.В.[2], Моисеев К.Д.[2]

[1]*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

Гетероструктуры (ГС) с активной областью на основе твердых растворов InAsSb используются для создания источников и приемников излучения, работающих в среднем инфракрасном диапазоне [1]. Изменение в $InAs_{1-y}Sb_y$ мольной доли *y* InSb позволяет охватить спектральный диапазон от 3.4 до 11.0 мкм. Однако в ГС вида InAs/InAsSb/InAsSbP продвижение к длинноволновой границе этого диапазона с увеличением *y* ведёт к росту рассогласования по параметру кристаллической решётки эпитаксиального слоя InAsSb относительно матричного материала подложки из InAs и согласованного с ним по этому параметру барьерного слоя из InAsSbP. В результате возможно изменение гетероперехода на границе InAsSb/InAsSbP с задаваемого при росте типа I на тип II [2,3] и формирование интерфейсных состояний; оба этих фактора влияют на длину волны излучения ГС и вид её температурной зависимости. Нами были проведены исследования оптических и электрических свойств ГС *n*-InAs/$InAs_{1-y}Sb_y$/*p*-InAsSbP в диапазоне *y* = 0.07–0.12 и рассмотрены особенности зонной диаграммы структур.

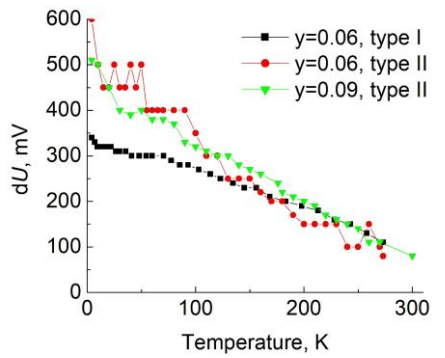


Рис.1. – Температурные зависимости отсечки прямой ветви ВАХ ГС с различным содержанием InSb y в активной области: тип I [4], и тип II, исследованный в настоящей работе

ГС были выращены методом газофазной эпитаксии с использованием металлорганических соединений. Электролюминесценция (ЭЛ) и вольтамперные характеристики (ВАХ) ГС исследовались в температурном интервале *T*=4.2–300 K. Химический состав слоев в ГС определялся с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДРС) на электронном микроскопе FEI Quanta 200.

По результатам исследований ЭДРС было установлено, что с увеличением величины *y* в активной области возрастало содержание сурьмы в барьерном слое, что подтвердило данные люминесцентных исследований из работы [3]. В результате на границе InAsSb/InAsSbP во всех ГС реализовался гетеропереход II типа. Исследования ЭЛ показали, что в диапазоне температур от 4.2 до 140 K длина волны излучения из ГС определялась рекомбинацией носителей на этом гетеропереходе, так что в интервале температур от 4.2 до 80 K наблюдалось «голубое» смещение пика ЭЛ с ростом *T*. Дальнейшее увеличение температуры приводило к изменению основного канала излучательной рекомбинации с интерфейсного на межзонный в объёме активной области ГС. Специфика строения гетерограницы также проявлялась в увеличении отсечки в прямой ветви ВАХ (рис. 1), обусловленным наличием дополнительного, относительно аналогичных структур I типа, изученных ранее [4], энергетического барьера. В докладе будут обсуждены возможности управления свойствами гетерограницы InAsSb/InAsSbP в рассматриваемых ГС и вероятное практическое применение данного эффекта.

[1] D. Ting, A. Soibel, A. Khoshakhlagh, et al., Inf. Phys. Technol. 97, 210 (2019).
[2] В.В. Романов, Э.В. Иванов, К.Д. Моисеев, ФТТ, 61, 1746 (2019).
[3] В.В. Романов, К.Д. Моисеев, ФТТ, 65, 1707 (2023).
[4] А.А. Семакова, Н.Л. Баженов, К.Д. Мынбаев, и др., ФТП, 55, 202 (2021).

Радиационная стойкость нитрида галлия по отношению к протонному и электронному облучению

Козловский В.В.[1], **Лебедев А.А.**[2], Малевский Д.А.[2], Сахаров А.В.[2], Левинштейн М.Е.[1], Николаев А.Е.[1], Кузьмин Р.А.[2]

[1]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 29*
[2]*ФТИ им А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26*

Большая ширина запрещенной зоны нитрида галлия (E_g = 3.4 эВ) и величина поля пробоя (E_i~ 3 МВ/см), на порядок превосходящая величину E_i в кремнии, позволяют создавать на основе GaN приборы с весьма впечатляющими характеристиками [1-3]. Хотя величина E_gGaN весьма близка к значению E_g в 4H-SiC (E_g = 3.34 эВ), однако такие важные преимущества нитрида галлия, как прямая запрещенная зона, более высокая подвижность носителей в материале *n*–типа, возможность реализации GaN/AlGaNгетероструктур с двумерным электронным газом делают GaN предпочтительным в целом ряде применений.

Радиационная устойчивость материала по отношению к облучению протонами и электронами часто является одним из важнейших параметров, определяющих выбор того или иного материала в таких важнейших областях, авиационная и космическая электроника. В представляемой работе исследовано влияние электронного (энергия электронов 0.9 МэВ) и протонного (энергия 15 МэВ) на параметры GaN диодов Шоттки (SBD). Выбор объекта исследования определялся возможностью одновременного изучить влияние облучения как на параметры барьера Шоттки, так и на свойства базового эпитаксиального слоя с исходной концентрацией электронов 8×10^{16} см$^{-3}$.

Показано, что, как и в *n*-SiC SBDs [4], ни протонное, ни электронное облучения не оказывают существенного влияния на параметры барьера Шоттки при прямых напряжениях, меньших напряжения отсечки, вплоть до значений флюенсов Φ_p = 5×10^{14} см$^{-2}$ при протонном и Φ_n. = 6×10^{16} см$^{-2}$ при электронном облучении.

Оба типа облучения приводят к монотонному уменьшению концентрации электронов в базовом слое с ростом флюенса. Скорость удаления носителей при протонном облучении (removalrate), η_p, составила ≈ 140 см$^{-1}$. Эта величина соответствует нижней границе определенных ранее значений η_p, лежащих в диапазоне от ~ 130 до ~ 10^4 см$^{-1}$, что свидетельствует о весьма высокой радиационной стойкости исследованного GaN. Впервые отмечен нелинейный характер зависимости концентрации электронов от флюенса $n(\Phi_p)$ в области относительно небольших значений Φ_p. (Такая зависимость $n(\Phi_p)$ характерна для случая электронного облучения кремния).

При электронном облучении концентрация электронов линейно падает с ростом флюенсаΦ_n. Установленное значение removal rate, η_e, составило ≈ 0.47 см$^{-1}$. Эта величина близка к значениям η_e, установленными ранее для эпитаксиальных слоев *n*-GaN, выращенных различными методами, с близкой исходной концентрацией электронов. Оно близко также к величинам η_e, характерным для SiC *n*-типа.

Исследования поддержаны Российским научным фондом (проект № 22-12-00003).

[1] K.G.S. Thanmayee, Sr. Putta, D.V. Krishna.Materials Today.70 (Part 2), 342 (2023)
[2] X. Liu, P. Zou, H. Wang, Yu. Lin, J. Wu, Z. Chen, X. Wang, Sh. Huang. IEEE Trans. ED. 70, 3748 (2023).
[3] M. Buffolo, D. Favero, A. Marcuzzi, C. De Santi, G. Meneghesso, E. Zanoni; M. Meneghini IEEE Trans. ED 71, 1344 (2024)
[4] А.А. Лебедев, П.А. Иванов, М.Е. Левинштейн, Е.Н. Мохов, С.С. Нагалюк, А.Н. Анисимов, П.Г. Баранов. УФН 189 (8), 803 (2019).

Распределение ионов переходных металлов в некоторых кристаллах $A^{II}B^{VI}$ выращенных из расплава

Денисенко Д.С.[1], Колесников Н.Н.[1]

[1]*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка*

Лазеры ближнего и среднего инфракрасного диапазона представляют большой интерес для множества применений в мониторинге окружающей среды, медицине, системах безопасности и т. д. Полупроводниковые кристаллы $A^{II}B^{VI}$, легированные переходными металлами, обладают большим потенциалом как активные среды для таких лазеров и проявляют более высокую эффективность и настраиваемость по сравнению с большинством имеющихся сегодня источников [1]. Рост кристаллов из расплава обладает потенциалом к масштабированию технологического процесса и возможностью получения более высоких концентраций легирующей добавки (ЛД), однако проблемой данного метода является градиент концентрации ЛД в выращенном кристалле (Рис. 1) [2].

Цель исследования заключалась в получении эффективных коэффициентов распределения ионов переходных металлов (Cr2+, Fe2+) в кристаллах ZnSe и CdSe, выращенных из расплава методом вертикальной зонной плавки (ВЗП) под давлением Ar, и их зависимости от исходной концентрации, что даёт возможность получения кристаллов с заданной концентрацией ЛД.

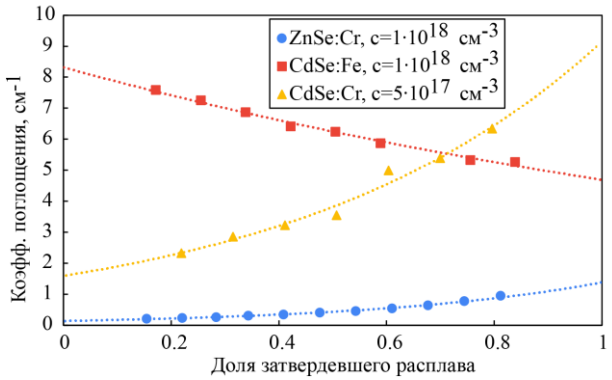


Рис.1. – Пример распределения ионов переходных металлов, выраженного в распределении коэффициента поглощения, в кристаллах ZnSe и CdSe.

Одним из основных преимуществ ВЗП является возможность выращивания кристаллов с высокой степенью чистоты и высокой концентрацией ЛД. Кроме того, ВЗП позволяет контролировать процесс роста кристаллов с высокой точностью, что обеспечивает стабильность и повторяемость получаемых результатов [2]. В качестве методов исследования распределения примеси использовали оптическую спектроскопию в видимой и ИК областях спектра.

В результате исследования получены экспериментальные данные о распределении ионов железа и хрома в кристаллах ZnSe и CdSe. Рассчитаны коэффициенты распределения для различных концентраций ЛД и их зависимости от исходной концентрации. Было обнаружено, что распределение ионов железа в кристаллах CdSe отличается от распределения в ранее изученных соединениях $A^{II}B^{VI}$ [2,3] — в CdSe:Fe концентрация ионов уменьшается к концу слитка (Рис. 1).

[1] V. Levchenko, V. Yakimovich, L. Postnova, V. Konstantinov, V. Mikhailov, N. Kuleshov, Preparation and properties of bulk ZnSe:Cr single crystals, Journal of Crystal Growth 198-199 (1999) 980–983.

[2] N. N. Kolesnikov, R. B. James, N. S. Berzigiarova, M. P. Kulakov, HPVB- and HPVZM-shaped growth of CdZnTe, CdSe, and ZnSe crystals, in: R. B. James, L. A. Franks, A. Burger, E. M. Westbrook, R. D. Durst, E. M. Westbrook, R. D. Durst (Eds.), X-Ray and Gamma-Ray Detectors and Applications IV, Vol. 4784, International Society for Optics and Photonics, SPIE, 2003, pp. 93 – 104.

[3] D. Denisenko, A. Timonina, T. Fursova, N. Kolesnikov, Cr2+ distribution in ZnSe crystals grown from melt, Journal of Crystal Growth 603 (2023) 127037.

Особенности определения примесного состава в эпитаксиальных слоях монокристаллического алмаза

Соломникова А.В., Зубков В.И.

СПбГЭТУ «ЛЭТИ», ул. Профессора Попова, д. 5, 197022, Санкт-Петербург

Монокристаллический алмаз, в силу своих уникальных электрофизических и механических свойств, рассматривается в недалеком будущем как основа приборов опто- и микроэлектроники нового поколения. Для его успешного внедрения необходимо совершенствовать методы прецизионного контроля примесного состава и концентрации носителей заряда.

В данной работе исследовались гомоэпитаксиальные алмазные слои, выращенные методом CVD на монокристаллических HPHT подложках. Проведена комплексная характеризация структур, включающая ИК-Фурье спектроскопию (FTIR), вольт-фарадное профилирование, спектроскопию адмиттанса и измерение проводимости на постоянном токе. В настоящее время для оценки по спектрам FTIR концентрации бора в легированных объемных образцах с равномерным распределением примеси используются уточненные эмпирические калибровочные зависимости Коллинза в полосах примесного поглощения бора [1]. Для эпитаксиальных CVD слоев подобный анализ спектров FTIR является нетривиальной задачей, т.к. в случае прохождения зондирующего излучения через двухслойную структуру необходимо отдельно учитывать поглощение с участием легирующих и фоновых примесей в толстой подложке и тонком эпитаксиальном слое. Такая общая задача для эпитаксиального слоя алмаза, легированного бором и выращенного на подложке с или без примесей бора и азота, в мировой литературе ранее не рассматривалась. В данной работе мы отдельно анализировали в спектрах FTIR гомоэпитаксиальных алмазных структур области решеточного поглощения и участки спектра, ответственные за поглощение атомами бора и азота. Предложена двухэтапная методика анализа спектров ИК оптической плотности, позволившая корректно определить толщину эпитаксиального слоя (2.7 мкм для образца на Рис. 1) и концентрацию нескомпенсированной примеси бора в эпи-слое ($1.6 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$).

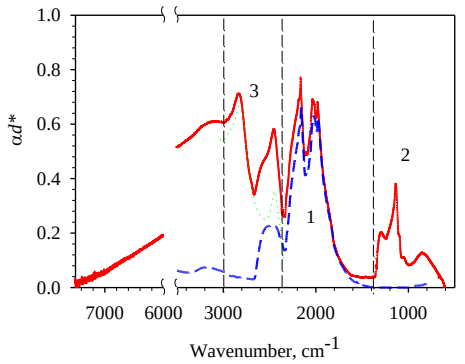


Рис.1. – FTIR спектр образца алмаза с гомоэпитаксиальным слоем. Цифрами 1,2,3 выделены участки, отвечающие за поглощение фононами, азотом и бором.

Для структур с нанесенными омическими контактами проведены измерения сопротивления R в диапазоне температур T = 22…470 K с использованием зондовой станции Janis CCR-10 и прецизионного источника-измерителя Keysight B2901A. Диапазон зарегистрированных сопротивлений составил более 5 порядков. Из полученной зависимости R–T определена энергия активация примеси бора в области высоких температур (290 мэВ) и при переходе к прыжковому механизму проводимости (22 мэВ). Обсуждаются корреляция полученных значений с известной зависимость уменьшения энергии активации примеси бора в алмазе от степени его легирования [2], а также причины расхождения оценочных значений концентрации примеси из оптических и электрических методов.

Исследование проводилось в рамках проекта № FSEE-2024-0005 (государственное задание Министерства науки и высшего образования РФ № 075-00003-24-00).

*[1] Howell D. et al, Diam. Relat. Mat., **96**, 207 (2019). DOI:10.1016/j.diamond.2019.02.029.*
*[2] В.И. Зубков и др. ЖТФ, **93(1)**, 5 (2023). DOI: 10.21883/JTF.2023.01.54059.110-22.*

Исследования спектров терагерцовой фотопроводимости и фотолюминесценции твердых растворов HgCdTe, легированных мышьяком

Мажукина К.А.[1], **Румянцев В.В.[1]**, Иконников А.В.[2], Михайлов Н.Н.[3], Варавин В.С.[3], Чилясов А.В.[4], Жолудев М.С.[1], Гавриленко В.И.[1], Морозов С.В.[1]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991, Москва*
[3]*Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090, Новосибирск*
[4]*Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девятых РАН, 603951, Нижний Новгород*

Твердые растворы HgCdTe (КРТ) широко используются для изготовления инфракрасных (ИК) фоторезисторов [1]. В то же время контролируемое легирование КРТ p-типа все еще сталкивается с рядом труднопреодолимых проблем. Для получения материала *p*-типа, как правило, используется мышьяк, который характеризуется низкой скоростью диффузии, в отличие от других элементов, например, серебра. Однако для получения проводимости *p*-типа в легированных мышьяком слоях HgCdTe необходим высокотемпературный активационный отжиг, приводящий, в том числе, к увеличению концентраций вакансий ртути, которые формируют двухзарядные акцепторы. Это затрудняет исследования и приводит к неоднозначности определения энергий ионизации как примеси мышьяка, так и вакансий ртути, особенно косвенными методами (например, по измерениям эффекта Холла).

В настоящей работе для определения энергии ионизации примеси мышьяка в твердых растворах КРТ используются прямые методы спектроскопии терагерцовой фотопроводимости (ФП) и фотолюминесценции (ФЛ). В работе исследовались эпитаксиальные пленки HgCdTe с содержанием кадмия x от 0.22 до 0.38, выращенные на i-GaAs (013) подложках методами молекулярно-лучевой (МЛЭ) и газофазной эпитаксии (ГФЭ). Методики исследования подробно описаны в работах [2, 3]. На спектрах ТГц ФП всех исследованных пленок КРТ были обнаружены особенности, связываемые с вакансиями ртути [4]. Для слоев HgCdTe:As (x=0.22) и на спектрах ФП, и на спектрах ФЛ, дополнительно наблюдается линия A вблизи 25 мэВ, которая обусловлена примесью мышьяка. В работе [5] показано, что в этом случае можно ожидать достаточно резкой зависимости энергии ионизации такого акцептора от состава твердого раствора, в отличие от вакансий ртути, для которых химический сдвиг «отрицательный» и ослабляет зависимость энергии ионизации от x. В подтверждение этого на спектре ТГц ФЛ-слоя HgCdTe с x = 0.36 помимо линий, связанный с вакансиями ртути, была обнаружена линия с энергией ~ 37 мэВ. В то же время исследования ТГц ФП и ФЛ слоев HgCdTe выявили отсутствие выраженной зависимости энергий ионизации/фотовозбуждения нейтральной и однократно ионизованной вакансии ртути от состава твердого раствора – соответствующие линии в спектрах практически не сдвигаются при изменении x. Таким образом, различные акцепторы в HgCdTe обладают существенно различной зависимостью энергии от состава, что позволяет выделить особенности, обусловленные примесью мышьяка. Тем не менее, рассчитанная в приближении эффективной массы энергия ионизации мелкого акцептора составляет около 12 мэВ, что более чем в два раза меньше значений, полученных при экспериментальных исследованиях. В работе обсуждаются возможные причины сильного химического сдвига для акцепторных состояний мышьяка на основе анализа литературных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 22-72-10111).

[1] W. Lei, J. Antoszewski, and L. Faraone // Appl. Phys. Rev., 2, 041303 (2015).
[2] A. Ikonnikov et al. // Semicond. Sci. Technol., 38, 085003 (2023).
[3] D. V. Kozlov et al. // Journal of Experimental and Theoretical Physics, 127 (6), 1125 (2018).
[4] V. V. Rumyantsev et al. // Semiconductor Science and Technology, 32 (9), 095007 (2017).
[5] M. S. Zholudev, V. V. Rumyantsev, and S. V. Morozov // JETP Letters, 116 (5), 313 (2022).

Фотолюминесцентные свойства слоев GaN-on-Si и GaN-on-SiC, выращенных методом аммиачной МЛЭ

И.В.Осинных[1,2], Т.В.Малин[1], Д.С.Милахин[1,3], К.С. Журавлев[1]

[1]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, пр. Пирогова, 2*
[3]*Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20*

На рынке мощной сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники в последние годы растет доля транзисторов с высокой подвижностью электронов (HEMT) на основе гетероструктур AlGaN/GaN, которые вытесняют аналогичные приборы, созданные на основе Si и GaAs. Из-за недоступности родных подложек III-нитриды выращивают на подложках сапфира (Al_2O_3), кремния (Si) и карбида кремния (SiC). Основным преимуществом гетероструктур на основе нитридов является большая ширина запрещённой зоны E_g (E_g=3.43 эВ для GaN и E_g=6.2 эВ для AlN против E_g=1.1 эВ у Si и E_g=1.4 эВ у GaAs), одним из важных следствий этого являются высокие напряжения пробоя исток-сток. Для высоких напряжений пробоя в HEMT важно получение высокого сопротивления буферного слоя GaN. Однако фоновые примеси из остаточной атмосферы ростовой камеры могут неконтролируемо встраиваться в GaN в процессе роста, основной из них является кислород, который приводит к n-типу проводимости буферного слоя. Управление содержанием фоновых примесей путем изменения ростовых условий, в частности температуры роста, – способ получения высокоомных слоёв GaN, лишенный риска ухудшения характеристик HEMT. В данной работе исследовано влияние температуры роста на фотолюминесценцию (ФЛ) слоев GaN на подложках Si(111) и SiC, выращенных методом аммиачной МЛЭ на установке Compact-21N в диапазоне температур 750–850°C. Для возбуждения ФЛ использовались He-Cd лазер (λ_{las}=325 нм) при измерении стационарной ФЛ и азотный лазер при измерении нестационарной ФЛ (λ_{las}=337 нм) с длиной импульсов 7 нс и частотой повторений 1 кГц при комнатной температуре.

В измеренных спектрах ФЛ всех слоев GaN доминируют две полосы: полоса краевой ФЛ в ультрафиолетовом спектральном диапазоне (UV) с положением максимума интенсивности около 3.4 eV и желтая полоса (Yellow), обусловленной дефектами (предположительно примеси замещения углерода на месте азота) с положением максимума интенсивности около 2.2 eV. Показано, что слои GaN, выращенные при повышенной температуре роста (около 825 °C) как на Si, так и на SiC, характеризуются самым низким отношением интегральных интенсивностей Yellow/UV полос ФЛ, что может служить критерием кристаллического совершенства слоя GaN. Желтая полоса ФЛ всех слоев GaN неэкспонециально затухает на протяжении более 100 мкс, что свидетельствует о донорно-акцепторном типе оптических переходов. Оценена концентрация нейтральных доноров в слоях GaN из кинетики затухания желтой полосы ФЛ.

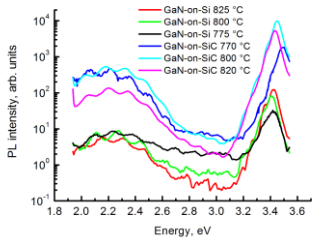


Рис.1. – Спектры фотолюминесценции слоев GaN-on-Si и GaN-on-SiC при комнатной температуре.

Дефекты в кремнии-на-сапфире с прослойкой HfO_2:Al_2O_3 после облучения быстрыми ионами Xe и Bi

В.А. Антонов[1], А.П. Калугин[1], В.А. Володин[1], В.П. Попов[1], А.В. Мяконьких[2], К.В. Руденко[2], В.А. Скуратов[3], Ж. О'Коннелл[4]

[1]*Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова, Новосибирск*
[2]*Физико-технологический институт РАН им. К.А. Валиева, Москва*
[3]*Объединённый институт ядерных исследований, Дубна*
[4]*Университет Нельсона Манделы, Порт Элизабет, ЮАР*

КНС гетероструктуры, впервые выращенные более 60 лет тому назад газофазной эпитаксией на сапфире с R-ориентацией для радиационно-стойкой космической электроники, сегодня редко используются. Вместо них в СВЧ ИС применяют 300 мм пластины кремний-на-изоляторе (КНИ) на подложках высокоомного кремния с ловушками в поликремнии (англ. HR-TR SOI) для ИС мобильной связи и Интернета вещей (I-o-T). Переход на частоты до 70-100 ГГц вернул интерес к КНС структурам с ультратонким (<100 нм) слоем кремния. Требуются как высокие подвижности носителей заряда, так и устойчивость к космическим излучениям в КНС СВЧ ИС. Облучение быстрыми тяжелыми ионами (БТИ) с энергией 0.1-10 ГэВ наиболее опасно для электроники. Характерной особенностью БТИ является высокий уровень удельных потерь энергии, 10-50 кэВ/нм, передающийся электронной подсистеме приборов, в результате чего в полупроводниках и диэлектриках могут формироваться структурные нарушения, латентные треки, не воспроизводимые при других видах радиационного воздействия. При этом, эффекты высокоэнергетического ионного облучения, как в обычных материалах, так и в приборных структурах, таких как КНИ, или КНС, остаются малоизученными. Целью настоящей работы, в продолжение в исследований [1], было изучение влияния ионизации высокой плотности на структуру гетерограниц, деградацию электрических свойств приборных КНС слоев, а также в изменение характеристик КНС псевдо-МОП (Ψ-МОП) транзисторов после их облучения ионами Xe^{+26} (150 МэВ) и Bi^{+51} (670 МэВ) до флюенса 2×10^{11} см$^{-2}$, когда ещё не происходит перекрытие трековых областей отдельных частиц. Микроизображения HAAD X-HRTEM показывают, что после БТИ облучения висмутом увеличивается содержание алюминия в прослойке HfO_2:Al_2O_3 (HAO) без аморфизации в треке. Изменение проводимости в каналах Ψ-МОП транзисторов обусловлено компенсацией легирующей примеси точечными дефектами в кремнии, тогда как сдвиг пороговых напряжений происходит из-за захвата положительного заряда на состояния в области треков в HAO прослойке вблизи гетерограницы с кремнием. После облучения Bi^+ растет доля сегнетоэлектрической о-фазы в HAO с эффектом пробуждения при циклировании по напряжению затвора (Рис.1). В процессе циклирования наблюдается захват (imprint) отрицательного заряда на ловушки в HAO с ростом порогов для электронов. Полученные результаты обсуждаются с позиций фазовых переходов в прослойке HAO и релаксации упругих напряжений в облученных БТИ КНС гетероструктурах. Работа поддержана проектами МОН РФ для ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова (FWGW-2021-0003) и ФТИАН РАН им. К.А. Валиева (FNN-2022-0019), а также грантом РНФ № 22-29-03061.

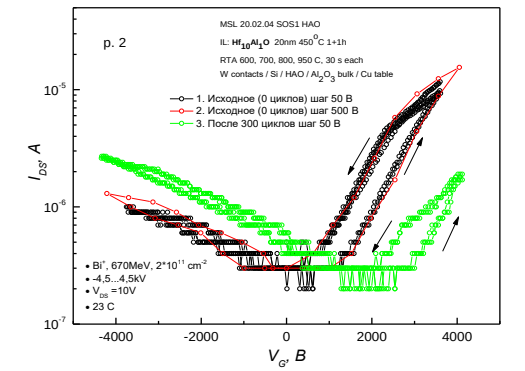


Рис.1. – Сегнетоэлектрический гистерезис КНС псевдо-МОП транзисторов после облучения БТИ Bi^+ и после 300-кратного циклирования.

[1] В.П. Попов и др., Автометрия, 2023, том 59, № 6, с. 94.

Комбинационное рассеяние в поликристаллических пленках Si

Арапкина Л.В.[1], Чиж К.В.[1], Сторожевых М.С.[1], Уваров О.В.[1], Дубков В.П.[1], Воронов В.В.[1], Поляков М.В.[2], Волкова Л.С.[2], Едельбекова П.А.[2], Клименко А.А.[2], Дудин А.А.[2], Юрьев В.А.[1]

[1]*ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова 38*
[2]*ИНМЭ РАН, 119334, Москва, Ленинский проспект 32А*

Методом комбинационного рассеяния света исследованы оптические свойства поликристаллических (poly) пленок Si, выращенных на диэлектрических подложках методом молекулярно-лучевого нанесения в условиях сверхвысокого вакуума (установка MBE Riber EVA 32). Температуры роста слоев –500 и 650°C, а их толщина– 50 и 200 нм. Структура пленок изучалась методами RHEED, TEM и XRD. Poly-Si пленки имеют полностью поликристаллическую структуру. На начальном этапе роста они формировались из зерен небольшого размера. По мере увеличения толщины слоя происходило увеличение размеров зерен. Область, примыкающая к подложке, сформирована зернами наименьшего размера и содержит большую долю межзеренных границ. Внутри зерен большого размера наблюдаются протяженные дефекты в виде двойниковых границ. Зерна, начавшие свой рост от границы раздела с подложкой, имеют столбчатую форму. Методом XRD установлено, что есть два направления роста зерен – [111] и [110]. Это способствует формированию некогерентных межзеренных границ, т.е. областей с разупорядоченной структурой. Размеры областей когерентного рассеяния составляют 25–30 нм для пленок разной толщины. В КРС спектрах наблюдается ассиметричное уширение полосы оптических фононов (~520 см$^{-1}$) (Рис.1) в направлении низких частот, характерное для структур с нанокристаллами, в которых возникает фононное ограничение [1]. Также наблюдается появление слабого широкого пика при ~500 см-1 (Рис.1), интенсивность которого возрастает по мере увеличения глубины проникновения излучения лазера (в работе использовались лазеры 405, 532, 633 и 785 нм). Этот пик (~500 см-1) связан с рассеянием излучения на межзеренных границах. Моделирование формы спектра оптических фононов в рамках теории фононного ограничения показало, что параметры модели соответствуют условиям «мягкого» ограничения фонона в нанокристаллах. Методом DFT проведены расчеты плотности фононных состояний для структур, содержащих двойниковые границы и области разупорядочение, и показано, что симметричные двойниковые границы, формирующиеся внутри зерен поликристаллической пленки, не могут быть источником фононного ограничения. Межзеренные границы в виде областей с нарушенной кристаллической структурой способствуют локализации оптических фононов внутри пространства зерен.

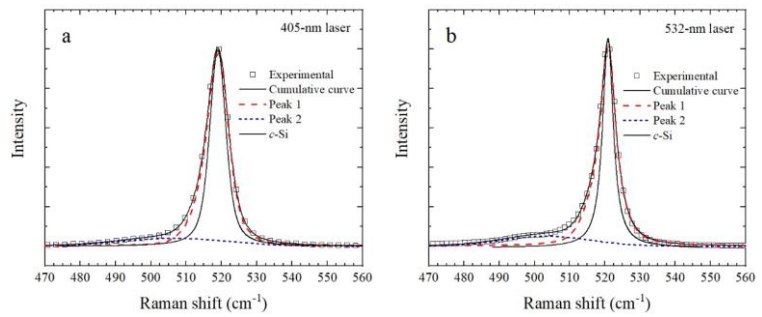


Рис.1. Спектры КРС 200 нм poly–Si пленки, полученные с лазерами 405 (a) и 532 нм (b). Peak1– ассиметричный пик при ~520 см-1, Peak2– симметричный пик при ~500 см$^{-1}$.

[1] H. Richter et al., Solid State Commun. 39, 625 (1981).

Анализ оптоэлектронных свойств твердых растворов $A^{III}B^{V}$ методами теории функционала плотности

Павлов А.В.[1,2], Можаров А.М.[1,2], Фёдоров В.В.[1,2], Дворецкая Л.Н.[1], Мухин И.С. [1,2]

[1]*Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, 19402, ул. Хлопина, дом 8, корпус 3, литер А, Санкт-Петербург*
[2]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, ул. Политехническая, д. 29, Санкт-Петербург*

В современной науке и технике востребованы фотодетекторы и оптоэлектронные приборы, работающие в широком диапазоне длин волн. Наногетероструктуры арсенида индия (InAs) привлекают широкое внимание как основа для новых фотодетекторов среднего инфракрасного (ИК) и терагерцового диапазона и светоизлучающих устройств, с другой стороны, наногетероструктуры на основе тройных растворов GaP могут быть использованы в качестве источников и приёмников фотонов в видимом диапазоне. Гетероструктуры на их основе удобно синтезировать в форме нитевидных нанокристаллов (ННК) [1], так как упланарные гетероструктуры на его основе обладают строгими требованиями к химическому составу из-за необходимости согласования параметров решёток пленка-подложка. Таким образом численное моделирование свойств A^3B^5 ННК и ННК в особенности их тройных растворов твёрдых растворов, таких как разбавленные нитриды и другие, представляет повышенный интерес.

Электронно-оптические свойства систем были рассчитаны с применением теории функционала плотности (ТФП), численно реализованной в программном пакете GPAW [2].

Для управления характеристиками приборов на основе InAs можно использовать твёрдые растворы InAs с добавлением фосфора и азота. Так, например, для уменьшения темновых токов фотодетекторов и увеличения их чувствительности можно использовать твёрдые растворы $InAs_{1-x}P_x$ [3]. ТФП расчёт позволил получить зависимость величин запрещённых зон для различных концентраций фосфора *x* для различных кристаллических фаз InAs, вюрцитной и структуры типа цинкова обманка.

Разбавленные твёрдые растворы InAs(N), с другой стороны, позволяют увеличить диапазон чувствительности фотодетекторов за счёт уменьшения величины запрещённой зоны кристалла. Было установлено, что характер зависимости величины запрещённой зоны от концентрации азота различен для различных политипов. Для описания электронной структуры разбавленного нитрда InAs(N) был использован meta-GGA функционал TB09. Впервые получена зависимость величин запрещённых зон от концентрации азота для вюрцитного InAs(N), продемонстрировано отличие в поведении от InAs(N) со структурой цинковой обманки [4].

Для кубического GaP(N) показано формирование примесной подзоны при добавлении азота. Продемонстрировано уширение азотной подзоны с увеличением концентрации примеси. Проведена оценка величин эффективных масс и показано, что темп излучательной рекомбинации сравним с таковым для твёрдого раствора $GaP_{1-x}As_x$.

Павлов А.В. благодарит Российский Научный Фонд (грант 23-72-01091) за финансовую поддержку выполненных ТФП расчётов. Авторы выражают благодарность СКЦ «Политехнический» за предоставление расчётных ресурсов для проведения расчётов.

*[1] H. Kroemer, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures., **20**,196-203 (2004).*
*[2] J.J. Mortensen et al., The Journal of Chemical Physics, **9**, 160 (2024).*
*[3] L. Dvoretckaia et al., Scripta Materialia., **226**, 115246 (2023).*
*[4] A.K. Kaveev et al., ACS Applied Nano Materials, **7**, 3458–3467 (2024).*

Исследование гетеропереходов типа a-Si:H/c-Si на черном кремнии емкостными методами.

Баранов А.И.[1], Уваров А.В.[1], Вячеславова Е.А.[1], Максимова А.А.[1,2], Гудовских А.С.[1,2]

[1]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8к3*
[2]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), 197376, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5*

Наиболее перспективные современные солнечные элементы — это однопереходные на основе HIT-технологии (heterojunction with intrinsic thin layer), полученные ростом тонких слоев аморфного кремния на подложках кристаллического кремния, но они приблизились к своим предельным теоретическим значениям КПД. Поэтому сегодня ведутся активные поиски новых методов и подходов для создания дешевых высокоэффективных СЭ с применением технологических шагов, пригодных для массового производства. Одним из таких методов является применение подложки кремния с развитой поверхностью, а именно на основе «черного кремния» (black silicon, b-Si). В отличие от антиотражающих покрытий, черный кремний эффективно уменьшает отражение как в широком диапазоне длин волн (от 250 до 1200 нм) [1], так и при разных углах падения, благодаря чему это является чрезвычайно перспективным решением для фотоэлектрических применений. Тем не менее, практически не существует работ по изучению свойств анизотипных гетеропереходов a-Si/c-Si, полученных методом плазмохимического осаждения слоев аморфного кремния на подложках черного кремния. В работе емкостными методами спектроскопии полной проводимости и нестационарной спектроскопии глубоких уровней будут изучены такие гетеропереходы, а также фотопреобразовательные структуры на их основе.

На рисунке 1 показаны две морфологии черного кремния, полученные криогенным сухим травлением n-Si (100) в индуктивно-связанной плазме гексафторида серы (SF_6) и кислорода (O_2) при охлаждение до температур от -100 до -150 °C: нановолокна и пирамидки. Методом НСГУ было продемонстрировано, что оптимизированный процесс создания черного кремния не приводит к формированию дефектов в объеме кремния и уменьшению времен жизни в нем. Далее, были получены HIT солнечные элементы последовательным осаждением i-a-Si:H и p-a-Si:H. Было продемонстрировано, что эффективность солнечного элемента на основе пирамидок значительно превосходит нановолокна: напряжение холостого хода падает с 0.65 В до 0.3-0.5 В при разной высоте волокон, а также плотность тока короткого замыкания с 29.6 до 24.2 мА/см^2. На рисунке 2 показаны спектры НСГУ, измеренные в режиме инжекции, где для HIT на нановолокнах отклик обусловлен поверхностными состояниями на гететрогранице a-Si/c-Si, а на пирамидках откликом от p-a-Si:H, характеризующим качество аморфного кремния. Аналогичные результаты были получены при измерении спектроскопии полной проводимости в диапазоне частот от 20 Гц до 2 МГц при разных постоянных напряжениях смещения. Таким образом, будет продемонстрировано влияние поверхности на формирование поверхностных состояний, приводящих к ухудшению эффективности солнечных элементов.

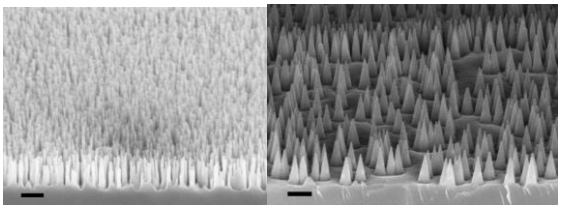


Рис.1. – РЭМ-изображения b-Si различной морфологии: нановолокна (слева) и пирамидки (справа).

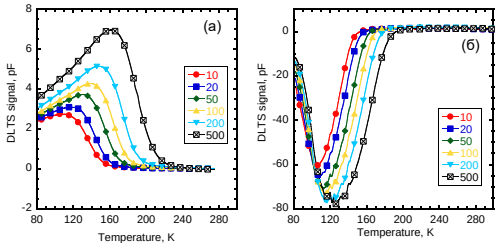


Рис.2. –НСГУ спектры в режиме инжекции для HIT на нановолокнах (а) и пирамидках (б).

[1] S.K. Srivastava et al. Sol. Energy Mater. Sol. Cells. 100, 33 (2012).

Структура квазилокальных колебаний и неаффинных деформаций в аморфном кремнии

Конюх Д.А.[1], Райков И.О.[1], **Бельтюков Я.М.[1]**

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

В настоящее время не ослабевает интерес к изучению природы аморфного состояния вещества и его микроскопической структуры. При этом свойства колебательных возбуждений и локальные упругие свойства аморфных материалов являются предметом активного исследования [1, 2]. Данные свойства определяют такие макроскопические явления, как теплоемкость, теплопроводность и распространение фононов в аморфных полупроводниках и диэлектриках.

Одним из широко используемых на практике аморфных материалов является аморфный кремний, который применяется в солнечных элементах, тонкопленочных транзисторах и болометрах. Исследования методом нейтронного рассеяния и комбинационного рассеяния показывают наличие в аморфном кремнии избыточного количества низкочастотных квазилокальных колебательных возбуждений — характерной особенности аморфных материалов, которая получила название бозонный пик [3, 4]. Такие мягкие колебательные моды ведут к резонансному рассеянию фононов и существенно влияют на теплопроводность.

Для изучения структуры таких квазилокальных колебаний нами была применена теория коррелированных случайных матриц, показавшая свою эффективность для описания критерия Иоффе-Регеля и локальных упругих свойств в аморфных материалах [5, 6]. Мы показали, что каждое квазилокальное колебание имеет экспоненциально спадающее ядро, которое спадает на масштабах неоднородности среды, и оболочки, которая спадает степенным образом и описывается упругим диполем. Полученные результаты были подтверждены с помощью молекулярно-динамических расчетов аморфного кремния. При этом существенную роль играла скорость охлаждения аморфной среды: при ее уменьшении уменьшалось число квазилокальных колебаний и уменьшался масштаб неоднородности, определяющий размер ядра квазилокальных колебаний.

Наличие неоднородности также существенно влияет на локальные упругие свойства аморфного вещества. В таком веществе однородное механическое напряжение вызывает локальные неоднородные (неаффинные) деформации, которые не могут быть описаны в рамках континуальной теории упругости. С помощью теории коррелированных случайных матриц мы показали, что корреляторы дивергенции и ротора неаффинных смещений атомов имеют две компоненты: дельта-образный вклад, отвечающий белому шуму, и экспоненциально спадающую компоненту с отрицательной корреляцией, масштаб которой определяется неоднородностью среды. Данные теоретические результаты были также подтверждены с помощью молекулярно-динамических расчетов аморфного кремния.

Полученные результаты имеют общий характер и могут быть применены для описания других аморфных полупроводников и диэлектриков. В частности, построенная теория может быть применена для описания фононных мод нанокристаллов, включенных в аморфную матрицу.

Исследование выполнено при поддержке гранта РНФ № 22-72-10083.

[1] W.X. Zhou et al. Advanced Functional Materials 30, 1903829 (2020).
[2] Y. C. Hu, H. Tanaka. Nature Physics 18, 669 (2022).
[3] W.A. Kamitakahara et al. Physical Review B 36, 6539 (1987).
[4] C. Laermans, M. Coeck. Physica B: Condensed Matter 263, 280 (1999).
[5] D. A. Conyuh, Y. M. Beltukov. Phys. Rev. B 103, 104204 (2021)
[6] D. A. Conyuh, A. A. Semenov, Y. M. Beltukov, Phys. Rev. E 108, 045004 (2023).

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ВПОЛУПРОВОДНИКАХ (СВЧ И ТЕРАГЕРЦОВЫЙ ДИАПАЗОН)

Твердотельные источники терагерцового излучения на основе фазово-изменяемых материалов и молекулярно-кристаллических сред

Шкуринов А.П.[1]

[1] *Московский Государственный университет им.М.В.Ломоносова*

Технологии генерации и применения терагерцового излучения в целях создания практических устройств в последние годы привлекают исследователей из различных областей знаний, физики, химии, биологии. Важнейшим во всех приложениях терагерцового излучения является разработка удобных и эффективных источников излучения, которые могли бы быть интегрированы в инжиниринговые работы. В моей лекции я расскажу о новых тенденциях в развитии источниках перестраиваемого узкополосного терагерцового излучения на основе молекулярных кристаллов, магнитоактивных и фазово-изменяемых гетероструктур. Однако этот прогресс немыслим без активного расширения арсенала материалов фотоники – монокристаллов, тонких пленок, гетероструктур и мета-поверхностей, способных обеспечить новые эффекты, рождающиеся в сочетании компонентов с взаимодополняющими свойствами. В контексте настоящего доклада требуются в первую очередь тонкопленочные системы и гетероструктуры, содержащие магнитоактивныы и фазовоизменяемые слои. Создание тонкопленочных магнитных структур требует развития новых технологических подходов и участия химиков – материаловедов и кристаллографов.

О связи ширины циклотронного резонанса и времен релаксации гармонических деформаций Ферми-сферы

Свинцов Д.А.[1], Моисеенко И.М.[1], Капралов К.Н.[1], Бандурин Д.А.[2], Monch E.[3], Ганичев С.Д.[3]

[1]*МФТИ, 141701, Долгопрудный, Институтский пер. д. 9*
[2]*National University of Singapore, 117575 Singapore*
[3]*Terahertz Center, University of Regensburg, 93040Regensburg, Germany*

Связь транспортного времени релаксации и ширины циклотронного резонанса (ЦР) в двумерной системе является предметом теоретических [1] и экспериментальных [2] дебатов. Теорема Кона говорит об отсутствии влияния электрон – электронного (е-е) рассеяния на ширину циклотронного резонанса в электронной системе с Галилеевской инвариантностью. Однако кратные ЦР, возможные в сильно неоднородных электромагнитных полях, уже не подчиняются теореме Кона, и их ширина может быть чувствительна к е-е рассеянию [3,4]. В данной работе мы устанавливаем связь между шириной m-кратного циклотронного резонанса Γ_m и временами затухания τ_m гармонических деформаций Ферми-сферы. Эти времена могут быть произвольными. Интерес к проблеме связан с экспериментальной проверкой гипотезы «томографической Ферми-жидкости» [5]. Согласно этой гипотезе, подтвержденной модельными расчетами, четные гармоники Ферми-сферы релаксируют быстро, а нечетные являются аномально долгоживущими.

Анализ выполнен путем решения классического кинетического уравнения с интегралом столкновений, допускающим разные времена релаксации гармоник. Показано, что задача о ширине m-кратного ЦР сводится к квантово-механической задаче о волновых функциях и уровнях энергии электрона в цепочке сильно связанных электронов в электрическом поле. Основной результат работы состоит в соотношении

$$\Gamma_m = J_0(qR_c)^2 \tau_m^{-1} + \sum_{k=1}^{\infty} J_k(qR_c)^2 (\tau_{m+k}^{-1} + \tau_{m-k}^{-1})$$

где R_c — циклотронный радиус, а $q = 2\pi / \lambda$ — волновой вектор неоднородного электромагнитного поля. Видно, что в слабо неоднородных полях ($qR_c << 1$) m-кратный циклотронный резонанс «чувствует» релаксацию m-й угловой гармоники Ферми-сферы, $\Gamma_m \approx \tau_m^{-1}$. Это ясно и без вычислений, т.к. в условиях m-кратного ЦР электрическое поле меняет направление $2m$ раз на циклотронной орбите, что и приводит деформации Ферми-сферы вида $\delta f \propto e^{im\theta}$.

Извлечение ширин кратных ЦР из эксперимента по фотопроводимости графена в магнитном поле [6] показывает, что третий ЦР систематически уже второго. Этот факт противоречит теории рассеяния на заряженных примесях, но находится в качественном согласии с гипотезой «томографической Ферми-жидкости».

[1] I. A. Dmitriev, A. D. Mirlin, and D. G. Polyakov, Phys. Rev. Lett. 91, 226802 (2003).
[2] I. V. Andreev, V. M. Muravev, V. N. Belyanin, and I. V. Kukushkin, Appl. Phys. Lett. 105, 202106 (2014).
[3] P. S. Alekseev, Phys. Rev. B 98, 165440 (2018).
[4] K. Kapralov and D. Svintsov, Phys. Rev. B 106, 115415 (2022).
[5] P. Ledwith, H. Guo, A. Shytov, and L. Levitov, Phys. Rev. Lett. 123, 116601 (2019).
[6] D. A. Bandurin et al., Nat. Phys. 18, 462 (2022).

Высокая чувствительность наносистем к СВЧ из-за емкостных связей в окружении образца

Ткаченко В.А.[1,2], Ярошевич А.С.[1], Квон З.Д.[1,2], Кузьмин Н.С.[2], Ткаченко О.А.[1], Бакшеев Д.Г.[2], Марчишин И.В.[1], Бакаров А.К.[1], Родякина Е.Е.[1], Антонов В.А.[1], Попов В.П.[1], Латышев А.В.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

На примерах кремниевого полевого транзистора p-типа (ПТ), двумерного электронного газа (ДЭГ) и квантового точечного контакта (КТК) в структурах GaAs/AlGaAs при T=4.2K обнаружен сильный отклик наносистемы на подаваемую от СВЧ-генератора слабую мощность (P<0.1мВт) через коаксиальный кабель, открытый конец которого подвешен в 3–5 мм от образца. В туннельном режиме КТК и ПТ наблюдался рост кондактанса на порядки [1-3]. В открытом режиме КТК обнаружены переключения знака фотокондактанса, чувствительные к расположению заряженных примесей и к строению гетероструктуры [2]. На затворных характеристиках $G(V_g)$ в ПТ наблюдался зависимый от P переход от резких и частых мезоскопических особенностей в подпороговом режиме к их подавлению при выходе на существенно разные асимптотики и положительный фотокондактанс в режиме насыщения [3]. Положительный фотокондактанс обнаружен и в некоторых гетероструктурах с ДЭГ при выключенном КТК (V_g=0), что полностью исключает нагревный механизм, поскольку рост T лишь понижает проводимость высокоподвижного ДЭГ. В исходной трактовке эффектов предполагалось, что под затвором потенциал адиабатически осциллирует, а уровень Ферми E_F остается постоянным. Однако расчеты кондактанса ПТ в этом предположении давали выход на общую асимптотику в режиме насыщения [3]. Измерения с КТК в той же геометрии эксперимента, но на подаваемых частотах ниже 10^7 Гц, показали, что даже при большом (~5 В) напряжении на выходе из генератора ВЧ его влияние на $G(V_g)$ отсутствует, и был предложен следующий механизм наблюдаемых эффектов. Каждый токовый или потенциометрический контакт к устройству, имеющий малое сопротивление R, есть продолжение жилы соответствующего коаксиального кабеля, а экраны всех кабелей заземлены в общей точке в нескольких мм от устройства. Благодаря этому заземлению и краевой емкости C_f открытого конца каждого кабеля, на всех C_f при частотах $f>10^7$ Гц при заданном P наводятся синфазные СВЧ-осцилляции заряда. Соответственно, во всех приконтактных проводящих областях устройства присутствуют синфазные осцилляции химпотенциала, что ведет к осцилляциям в наносистеме уровня Ферми E_F. При $f<10^7$ Гц этого не происходит, поскольку заряд с C_f стекает в подводящие проводники низкого сопротивления. Период СВЧ-осцилляций гораздо больше времен квантового рассеяния и RC_f. Высокая чувствительность наносистем к микроволнам объясняется в рамках одночастичной квантовой механики адиабатическими осцилляциями *разности* E_F и эффективного потенциала на всем участке системы, определяющем кондактанс, где доминирует упругое рассеяние и почти отсутствует джоулев нагрев. Предложенный механизм важен для понимания роли эффективной емкостной связи источника микроволн с малым полупроводником и позволил воспроизвести расчетом большой положительный фотокондактанс, обнаруженный в режиме насыщения ПТ.

Теоретическая часть работы поддержана грантом РНФ № 19-72-30023, а измерения – грантом РНФ № 23-72-30003. Для расчетов использован доступ к ресурсам Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

[1] В.А.Ткаченко и др., Письма в ЖЭТФ. ***114****, 108 (2021).*
[2] Н.С.Кузьмин и др., ФТТ. ***65****, 1842 (2023).*
[3] A.S.Jaroshevich et al., Appl. Phys. Lett. ***124****, 063501 (2024).*

Эффект Парселла для плазмонов в двумерной системе с задним затвором

Андреев И.В., Муравьев В.М., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 2

Развитие исследований в области субтерагерцовой и терагерцовой фотоники позволяет приблизить решение многих важных прикладных задач, таких, как создание систем высокоскоростной беспроводной передачи данных, совершенствование систем радиолокации, досмотровых систем безопасности и т. п. Одним из перспективных подходов в этой области является конструирование элементов субтерагерцовой фотоники, основанных на принципах двумерной плазмоники [1]. В самом деле, двумерные плазмоны – гибкий и удобный объект, их частотой можно управлять в широких пределах. В то же время, характерные частоты плазменных резонансов в двумерных электронных системах (ДЭС) лежат в субтерагерцовом диапазоне.

В этой связи приобретает особенную актуальность исследование возможности управления плазмон-фотонным взаимодействием для различных типов плазменных мод в ДЭС. Одним из ярких примеров модификации взаимодействия между светом и возбуждениями в среде является известный из квантовой оптики эффект Парселла [2] – резкое усиление скорости излучательного распада возбуждённого состояния некоторой квантовой системы за счёт взаимодействия с электродинамическим окружением. Как правило, об эффекте Парселла говорят применительно к квантовым системам малого размера (например, квантовым точкам), помещённым в высокодобротный резонатор вблизи максимума электрического поля. Представляет интерес попробовать реализовать аналогичный эффект уже для классического возбуждения в протяжённой системе – двумерного плазмона.

В данной работе исследовалась излучательная ширина линии фундаментального (дипольного) магнитоплазменного резонанса в дискообразной ДЭС, изготовленной из GaAs/AlGaAs квантовой ямы. Диск ДЭС был расположен на поверхности открытого резонатора Фабри-Перо, роль которого играла GaAs полупроводниковая подложка, на обратной стороне которой был напылен хорошо проводящий металлический задний затвор, играющий роль зеркала. Система облучалась микроволновым излучением, направленным перпендикулярно подложке. Резонансы Фабри-Перо в такой системе модулируют амплитуду электрического поля в плоскости ДЭС. В работе использовались образцы с различной толщиной подложки, что позволяло управлять собственными частотами резонансов Фабри-Перо в системе.

Установлено, что излучательная ширина линии магнитоплазменного резонанса в дисках ДЭС существенно немонотонно зависит от частоты, становясь максимальной когда частота резонанса приближается к частотам фотонных резонансов Фабри-Перо в подложке с задним затвором. Это свидетельствует о резонансном усилении излучательного распада в случае, когда частота плазменного резонанса в ДЭС приближается к собственным частотам резонатора. Наблюдаемое явление феноменологически эквивалентно известному из квантовой оптики эффекту Парселла.

[1] V. M. Muravev et al., Appl. Phys. Lett. 121, 051101 (2022).
[2] E. M. Purcell, Phys. Rev. ***69****, 681 (1946).*

Особенности поведения высокочастотной проводимости неупорядоченных полупроводников в переходной области частот с ростом температуры

Ормонт М.А., Валенко Н.В., Ляшенко А.А.

Физический факультет МГУ, Москва, 119991, Ленинские горы, д.1, кор.2

Как известно, степенная частотная зависимость проводимости $\sigma(\omega) \sim \omega^s$ (s – постоянная; как правило, $0.5 < s < 1$) хорошо описывает $\sigma(\omega)$ неупорядоченных полупроводников в широком диапазоне частот. Исследование отклонений от универсальности ($s \approx 1$) позволяет получить информацию об особенностях механизма переноса носителей заряда. Примером является наблюдавшийся при низких температурах ($T \approx 1$ K) в Si:P и Si:B в терагерцовой области частот переход от почти линейной к квадратичной частотной зависимости $Re\,\sigma\,(\omega)$ (см., например, [1]). Степенная частотная зависимость проводимости указывает на прыжковый характер транспорта, причем $s \approx 1$ обычно связывается с переносом электронов по примесной зоне с участием фононов. С ростом частоты бесфононный вклад в проводимость начинает преобладать над релаксационным. Теория бесфононной проводимости предсказывает кроссовер с ростом частоты от почти линейной частотной зависимости $Re\,\sigma\,(\omega)$ ($s \approx 1$) к зависимости, близкой к квадратичной ($s \approx 2$) [2]. Однако в рамках представлений о переменной длине прыжка r_ω, зависящей от частоты, теория резонансной проводимости при типичных значениях параметров не описывает поведение низкотемпературной проводимости неупорядоченных полупроводников в области перехода. Проведенный в [3] в парном приближении расчет вещественной части низкотемпературной проводимости показал, что переход от почти линейной к квадратичной частотной зависимости $Re\,\sigma\,(\omega)$ может быть связан с переходом от проводимости с переменной длиной прыжка r_ω к проводимости с постоянной длиной прыжка r_{opt} с ростом частоты. Согласно [3] при высоких частотах, когда эффекты гибридизации несущественны, основной вклад в проводимость вносят электронные переходы внутри пар с межцентровым расстоянием порядка $r_{opt} \approx 4a$; a – радиус локализации состояний. Как и в случае низких температур ($e^2/\kappa r_\omega, \hbar\omega > kT$), в условиях $kT > \hbar\omega, e^2/\kappa r_{opt}$ в области высоких частот для бесфононной проводимости происходит переход к постоянной длине прыжка. Согласно [4] переход для бесфононной проводимости от переменной $r_\omega = a\,ln(\,\omega_c/\omega)$ к постоянной длине прыжка r_{opt} происходит при $r_\omega \approx r_{opt}$ ($\omega_{opt} \approx 0.02\omega_c$); для Si:P $\omega_c/2\pi \sim 10^{13}$ Гц. При низких частотах $\omega < \omega_{opt}$ ($r_\omega > r_{opt}$), в режиме с переменной длиной прыжка r_ω, бесфононная проводимость равна $Re\,\sigma\,(\omega) = (\pi^2/3)e^2 a\rho_0^2\hbar r_\omega^4\omega^2$. При высоких частотах $\omega > \omega_{opt}$ ($r_{opt} > r_\omega$), в режиме с постоянной длиной прыжка r_{opt}, бесфононная проводимость равна $Re\,\sigma\,(\omega) = (\pi^2 C_1/3)e^2\rho_0^2 a^5\hbar\omega^2$; C_1– численный коэффициент, ρ_0 – плотность состояний (считается постоянной). Частота перехода для бесфононной проводимости от переменной к постоянной длине прыжка порядка частоты кроссовера, в окрестности которой происходит переход от релаксационной проводимости к бесфононной. Таким образом, с ростом температуры переход от почти линейной к квадратичной частотной зависимости $Re\,\sigma\,(\omega)$ может сохраняться и обусловливаться переходом от релаксационной проводимости с переменной длиной прыжка к бесфононной проводимости с постоянной длиной прыжка с ростом частоты.

[1] E. Helgren, N.P. Armitage, G. Grüner, Phys. Rev. B, 69, 014201 (2004).
[2] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, ЖЭТФ, 81, 406 (1981).
[3] М.А. Ормонт, И.П. Звягин, ФТП, 54, 36 (2020).
[4] М.А. Ормонт, Н.В. Валенко, ФТТ, 65, 1244 (2023).

Взаимодействие терагерцового излучения с монокристаллическим германием

Шахмин А.А.[1], Герасимова В.В.[2], Мусихин С.Ф.[2], **Кропотов Г.И.**[1]

[1]*Тидекс, ООО, Санкт-Петербург, 194292*
[2]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, 195251*

Германий – один из важнейших материалов, применяемых в терагерцовой оптике. Поэтому важно исследовать взаимодействие ТГц излучения с германием, по которому опубликовано небольшое число работ, например в [1].

Мы исследовали спектры пропускания и отражения монокристаллических германиевых пластин с различным уровнем легирования сурьмой в области от 1.88 до 3000 мкм. Всего исследовано одиннадцать пластин толщиной 3 мм и диаметром 50 мм со средним уровнем легирования от $2.46\cdot10^{13}$ см$^{-3}$ до $9.1\cdot10^{14}$ см$^{-3}$. Нижний предел легирования дает при комнатной температуре концентрацию электронов близкую к собственной. Параметры образцов приведены в Таблице 1.

Таблица 1 – Параметры образцов

Номер образца, #	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Концентрация электронов, см$^{-3}$	$9.34\cdot10^{14}$	$4.12\cdot10^{14}$	$2.45\cdot10^{14}$	$1.75\cdot10^{14}$	$9.7\cdot10^{13}$	$7.83\cdot10^{13}$	$6.97\cdot10^{13}$	$5.97\cdot10^{13}$	$5.64\cdot10^{13}$	$5.2\cdot10^{13}$	$4.86\cdot10^{13}$

Поглощение $A(\lambda) = 1 - T(\lambda) - R(\lambda)$ находим, вычитая пропускание $T(\lambda)$ и отражение $R(\lambda)$, λ – длина волны излучения. Спектр поглощения приведен на рис. 1. На основе спектров отражения и поглощения путем численного ре-шения системы нели-нейных уравнений на-ходим коэффициент поглощения α, спектр которого приведен на рис. 2. Поглощение в области 200 – 3000 мкм происходит на свобод-ных электронах и дыр-ках [2] $\alpha = A_h(\lambda)p + A_e(\lambda)n$, где A_h и A_e – сечения поглощения дырок и электронов, p и n – концентрации свободных дырок и электронов. Если пренебречь поглощением на дырках при высоком уровне легирования в образцах #1,2,3, то находим $A_e(\lambda)$ и, используя это значение, найдем $A_h(\lambda)$ из спектров поглощения в образцах #9,10,11.

Сечение поглощения электронов растет, а дырок падает с ростом длины волны в диапазоне 200 – 1500 мкм.

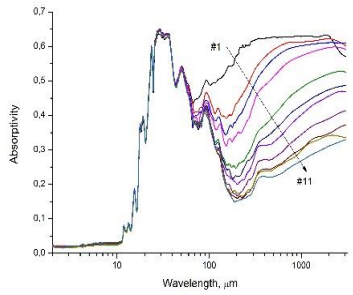


Рис. 1.- Поглощение Ge пластин. Стрелка показывает порядок образцов.

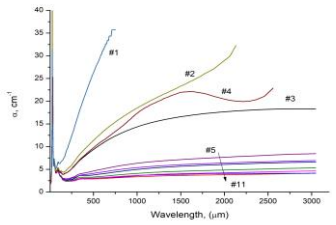


Рис.2. Коэффициент поглощения α.

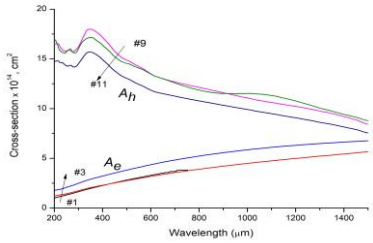


Рис.3. Спектры сечений поглощения электронов и дырок.

*[1] I.A. Kaplunov et al., Optics and spectroscopy, **126**, 191 (2019).*
*[2] C.J. Hatchinson et al., Appl. optics, **21**, 1490 (1982).*

Проявление квантовых эффектов в свойствах поверхностных плазмонов в каплях ЭДЖ в кремнии

Петров А.Г., Андрианов А.В., Захарьин А.О.

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

Поверхностные плазмоны в электронно-дырочный жидкости (ЭДЖ) были объектом теоретических и экспериментальных исследований на протяжении нескольких десятилетий [1], однако теоретические исследования ограничивались классической блоховской моделью плазменных колебаний [2], затухание колебаний рассматривалось только для однородной трехмерной системы.

В работах [3,4] сообщалось об обнаружении и исследовании интенсивной ТГц фотолюминесценции, обусловленной оптическими переходами между уровнями энергии свободного экситона в кристаллах Si при гелиевых температурах. Важно добавить, что внутриэкситонное ТГц излучение формирует спектр ТГц ФЛ в кремнии при изменении плотности межзонного фотовозбуждения в пределах более чем 4 порядков (от 0.1 до 140 Вт/см^2) [4]. Конденсация экситонов в капли ЭДЖ, имеющая место при достаточно высокой плотности фотовозбуждения, в спектре ТГц излучения никак не проявляется. Наблюдается только немонотонность в зависимости интенсивности экситонной ТГц ФЛ от плотности фотовозбуждения. При этом ТГц излучение в области порядка 8.2 ТГц (порядка 34 мэВ), которое можно было бы ожидать вследствие возбуждения дипольных плазмонов в каплях ЭДЖ в кремнии, не наблюдается. Это свидетельствует о низкой квантовой эффективности плазмонного канала ТГц люминесценции в сравнении с внутриэкситонными оптическими переходами.

В работе исследовано влияние Бомовского потенциала [5], обусловленного туннелированием электронов и дырок под потенциальный барьер. Показало, что учет этого квантового эффекта не влияет на классическую частоту поверхностного плазмона на сфере $\omega=\omega_p\sqrt{l/(2l+1)}$, где ω_p — плазменная частота двухкомпонентной плазмы в объеме, l — угловой момент плазмона. В то же время при концентрациях электронов и дырок ниже некого порогового значения $n<n_c \propto (a_B)^{-3}$ предсказано появление еще одной поверхностной плазменной ветви, отсутствующей в классической постановке задачи.

Теоретически показано, что прямое преобразование поверхностного плазмона в квант электромагнитного излучения в каплях ЭДЖ в кремнии затруднено, что обуславливает низкую квантовую эффективность плазмонного ТГц излучения

Также впервые теоретически исследован принципиально важный вопрос о затухании Ландау поверхностных плазмонов в капле электронно-дырочной жидкости сферической формы. Показано, что в такой системе присутствует аномально слабое затухание Ландау, $\tau^{-1} \propto \left(\frac{m_h-m_e}{m_e+m_h}\right)^2 \frac{a_B n^{-1/3}}{R^2}$, где m_e, m_h — эффективная масса электрона и дырки, соответственно, a_B — Боровский радиус в данном материале, n — концентрация носителей заряда, R — радиус капли. Малость последнего множителя обеспечивает возможность существования поверхностных плазмонов в ЭДЖ в полупроводниках.

[1] Н. Н. Сибельдин. Усп. физ. Наук 187,1236 (2017).
[2] Felix Bloch. Zeitschrift für Physik 81, 363 (1933).
[3] A. V. Andrianov и A. O. Zakhar'in. Appl. Phys. Lett. 112, 041101 (2018).
[4] A. V. Andrianov и A. O. Zakhar'in. Phys. stat solidi (b) 256, 1800496 (2019).
[5] П. К. Шукла и Б. Элиассон. Усп. физ. Наук 180, 55 (2010).

Элементарные возбуждения в гибридной системе фермионов и бозонов, индуцированной высокочастотным электромагнитным полем в двумерной полупроводниковой структуре

Ковалёв В.М.[1,2], **Боев М.В.**[1,2], Кибис О.В.[2]

[1]*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск*
[2]*Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск*

Существует два подхода к модификации энергетических спектров квазичастиц в двумерных системах. Первый подход состоит в синтезе новых полупроводниковых соединений, одним из которых являются монослои дихалькогенидов переходных металлов. Энергетический спектр в них характеризуется наличием двух долин, в каждой из которых сосуществуют два сорта одинаково заряженных квазичастиц с различными эффективными массами. Второй подход заключается в модификации энергетического спектра путем приложения внешнего воздействия той или иной природы. В последнее десятилетие в качестве такого внешнего воздействия активно используется высокочастотное нерезонансное электромагнитное поле, влияние которого в первом приближении сводится к перенормировке основных параметров электронной системы. В данной работе мы объединили оба подхода, рассмотрев теоретически свойства двумерной полупроводниковой структуры на основе дихалькогенидов переходных металлов, содержащей электроны с разными эффективными массами и помещенной в высокочастотное циркулярно поляризованное электромагнитное поле. Ранее было показано, что такое поле качественно меняет характер взаимодействия квазичастиц, обладающих одинаковым зарядом, но разными эффективными массами: на расстояниях порядка радиуса классической траектории движения зарядов, отталкивающий потенциал их взаимодействия становится притягивающим, что приводит к спариванию квазичастиц [1]. Сформированные таким образом электронные пары обладают суммарным целым спином и при достаточно низкой температуре образуют конденсат Бозе-Эйнштейна, в котором роль элементарных возбуждений играют кванты колебаний плотности конденсата (боголоны). При несовпадении концентраций электронных газов оставшиеся без «партнеров» электроны образуют газ фермионов. Таким образом, под действием поля формируется смесь заряженных бозонов и фермионов, взаимодействующих друг с другом. Интерес к исследованию такой гибридной бозе-фермиевской системы обусловлен возможной сверхпроводимостью в ней [2]. Разработанная нами теория элементарных возбуждений в этой гибридной системе [3] описывает ее основные свойства и позволяет сделать следующие выводы: (а) эффективная масса неспаренных электронов возрастает за счет их рассеяния на виртуальных боголонах (поляронный эффект); (б) вклад процессов рождения боголонов в перенормировку времени жизни электронов является определяющим по сравнению со вкладом электрон-электронного рассеяния; (в) характер гибридных мод системы определяется отношением фермиевской скорости к фазовой скорости боголюбовского звука и меняется от чисто плазмонного до согласованного коллективного колебания плотности квазичастиц обеих подсистем. Полученные результаты позволяют предсказать новые эффекты, которые могут наблюдаться экспериментально.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 20-12-00001).

*[1] O.V. Kibis, Phys. Rev. B, **99**, 235416 (2019).*
*[2] O. V. Kibis, M. V. Boev, and V. M. Kovalev, Opt. Lett., **46**, 5316 (2021).*
*[3] V.M. Kovalev, M.V. Boev, O.V. Kibis, Phys. Rev. B, **108**, 155140 (2023).*

Мощные СВЧ колебания в лавинных арсенид-галлиевых диодах

Рожков А.В., Иванов М.С., Родин П.Б.

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

Экспериментально обнаружено самовозбуждение СВЧ колебаний тока в лавинных диодах на основе арсенида галлия, включенных в простейшую цепь с последовательной омической нагрузкой без резонатора. Исследованные p^+-p-n-n^+ структуры были изготовлены методом жидкофазной эпитаксии и имели толщину базы около 30 мкм, диаметр d от 100 до 200 мкм, напряжение стационарного лавинного пробоя U_b от 100 до 220 В. На диод и последовательную нагрузку 50 Ом подавался квазипрямоугольный импульс напряжения $U(t)$ длительностью около 20 нс (Рис. 1). Амплитуда импульса превышала U_b, но была недостаточна для быстрого лавинного переключения диода в проводящее состояние [1,2]. В зависимости от параметров структуры колебания имели частоту от 5.3 до 8.2 ГГц, амплитуды напряжения и тока составляли десятки вольт и единицы ампер. Максимальный обнаруженный размах колебаний достигал 200 В и 4 А, что соответствует удельной мощности 1 МВт/см^2 на единицу площади структуры. Отсутствие локализации рекомбинационного излучения указывает на однородность тока по площади.

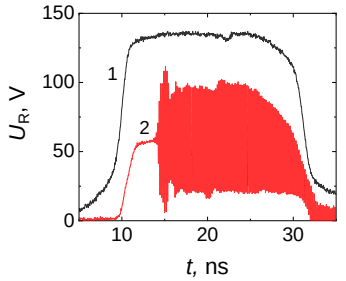


Рис.1. Приложенный импульс U(t) (кривая 1) и колебания напряжения на нагрузке с частотой 5.4 ГГц для диода с U_b=120 В и d=150 мкм (кривая 2).

Численное моделирование выполнено в диффузионно-дрейфовом приближении в предположении об однородности распределения тока по площади диода. Показано, что возникновение колебаний обусловлено неустойчивостью стационарного состояния на обратной «лавинной» ветви ВАХ с положительным дифференциальным сопротивлением. Механизм колебаний основан (i) на лавинном размножении носителей; (ii) экранировании электрического поля свободными носителями, которое приводит к уменьшению электрического поля и прекращению ударной ионизации; (iii) дрейфовом выносе носителей. Концентрация носителей на p-n переходе колеблется в интервале от $5\cdot10^{14}$ до 10^{16} см$^{-3}$, а напряженность электрического поля – от 180 до 350 кВ/см. Данный механизм колебаний аналогичен механизму СВЧ колебаний в мощных кремниевых диодах, работавших в схеме, типичной для дрейфовых диодов с резким восстановлением [3]. В отличие от классического режима работы лавинно-пролетного диода, самовозбуждение колебаний происходит в отсутствие внешнего резонатора. Центральную роль в механизме колебаний играет экранирование электрического поля свободными носителями. Большая амплитуда СВЧ колебаний (более 1 А) и простота электрической схемы делают исследованные диоды перспективными для модуляции мощных быстродействующих полупроводниковых лазеров в широкополосных фотонных волоконно-оптических линиях связи [4].

Работа поддержана грантом РНФ 23-22-00239.

[1] M. Ivanov, A. Rozhkov, P. Rodin, Solid St. Commun. 379, 115420 (2024).
[2] А.В. Рожков, М.С. Иванов, П.Б.Родин, Известия РАН, 87, 873 (2023).
[3] С.К. Любутин, С.Н. Рукин, Б.Г. Словиковский, С.Н. Цыранов, ФТП, 47, 658 (2015).
[4] Д.Ф. Зайцев, В.М. Андреев, И.А. Биленко и др., Радиотехника 85, 153 (2021).

Ионизирующие биполярные домены Ганна как механизм субнаносекундного переключения высоковольтных GaAs диодов

Иванов М.С., Рожков А.В., Родин П.Б.

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

Быстронарастающий импульс обратного напряжения, приложенный к высоковольтному Si или GaAs диоду, инициирует субнаносекундное переключение диода в проводящее состояние [1,2]. В отличие от Si обострительных диодов [3], переключение GaAs диодов менее изучено, а механизм оставался неизвестеным. В частности, не получили объяснения такие особенности как на порядок меньшее, по сравнению с Si диодами, остаточное напряжение и способность GaAs диодов переключаться за 100 пс после аномально долгой (несколько наносекунд) «сверхзадержки» [2]. В настоящей работе проведены экспериментальные исследования и численное моделирование. Показано, что механизм субнаносекундного переключения GaAs обострительных диодов основан на биполярном эффекте Ганна.

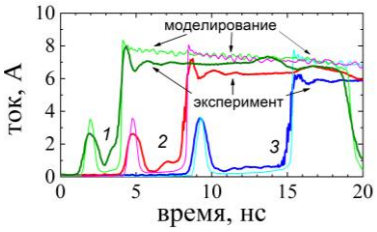


Рис.1. – Ток через диод для обычного (1) и сверхзадержанного (2,3) переключения.

Были исследованы p^+-p-n-n^+ диоды с напряжением стационарного лавинного пробоя U_b ~ 500 В и диаметром 1 мм. Квазипрямоугольный запускающий импульс амплитудой до 800 В накладывался на постоянное смещение с величиной 50, 75 и 100 В и был приложен к диоду и последовательной нагрузке 50 Ом. Задержка включения составляла соответственно 2, 3 и 6 нс (рис.1, кривые 1, 2 и 3). Регистрируемое с помощью инфракрасной камеры рекомбинационное излучение указывает на протекание тока в узких каналах с совокупным сечением S_a около одной сотой полной площади прибора S.

Численное моделирование показывает, что сверхбыстрое переключение GaAs диода обусловлено ударно-ионизационной генерацией неравновесных носителей в узких (порядка мкм) доменах Ганна, которые спонтанно возникают в электронно-дырочной плазме вследствие отрицательной дифференциальной подвижности электронов в GaAs. Напряженность электрического поля в таких биполярных доменах Ганна (т.н. коллапсирующих доменах [4,5]) превышает 300 кВ/см. Сценарий переключения таков. При подъеме напряжения выше U_b обычный ударно-ионизационный пробой создает носители с концентрацией n_o~10^{16} см$^{-3}$ в проводящих каналах. В силу малой величины S_a проводимость каналов при этом недостаточна для переключения (ток $2q\, n_0\, v_s S_a$ < 1 А). Затем в каналах возникают ионизирующие домены Ганна, что обеспечивает быстрый рост концентрации. При достижении концентрации n_{max}~10^{18} см$^{-3}$ пассивная часть структуры разряжается через проводящие каналы, что приводит к переключению менее чем за 200 пс. Длительность «сверхзадержки» переключения определяется амплитудой приложенного импульса, т.е. «перенапряжением» структуры. Генерация плазмы в доменах Ганна является механизмом переключения и при высоком уровне «перенапряжения», когда характер переключения внешне схож с переключением Si обострителя. Величина n_{max} S_a для GaAs диодов оказывается большей, чем для Si (хотя отношение S_a/S для GaAs меньше), что объясняет малое остаточное напряжение. Таким образом, механизмы переключения Si и GaAs обострителей качественно различны.

Работа поддержана грантом РНФ № 23-22-00239.

*[1] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев, Письма в ЖТФ, **5**, 950 (1979).*
*[2] Ж.И. Алферов, И.В. Грехов, В.М. Ефанов и др. Письма в ЖТФ **13**, 1089 (1987).*
*[3] M. Ivanov, V. Brylevskiy, I. Smirnova, P. Rodin, J. Appl. Phys., **131**, 014502 (2022).*
*[4] M.S. Ivanov, A.V. Rozhkov, P.B. Rodin, Solid State Commun., **379**, 115420 (2024).*
*[5] S.N. Vainshtein, V.S. Yuferev, J.T Kostamovaara. J. Appl. Phys. **97**, 024502 (2005).*

Андреевские генераторы терагерцевого излучения

Баграев Н.Т.[1], Клячкин Л.Е.[1], Кукушкин С.А.[2], Маляренко А.М.[1], Осипов А.В.[2], Романов В.В.[3], Руль Н.И.[1,3], **Таранец К.Б.**[1,3]

[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Институт проблем машиноведения Российской академии наук, 199178, Санкт-Петербург, Россия*
[3]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Россия*

Последние несколько лет интенсивно обсуждаются способы создания и исследования Андреевских молекулярных состояний. Андреевская молекула (АМ) представляет собой связанные состояния двух джозефсоновских барьеров, обеспечивающих, в свою очередь, создание Андреевских граничных состояний за счет многократного Андреевского отражения (МАО). В таком случает, спектр АМ меняется в зависимости от объекта исследования, сохраняя некоторые общие черты. Хотя Андреевское граничное состояние, возникающее в джозефсоновском переходе за счет МАО, обусловлено наличием слева и справа сверхпроводящей щели, тем не менее функцию барьера, аналогичную сверхпроводящей щели, может выполнять не только сверхпроводник, но и любой потенциальный барьер, существующий в исследуемой структуре. Ключевая особенность такого состояния заключается в необходимости наличия связи двух барьеров, ограничивающих области квантовой интерференции одиночных носителей вследствие МАО. Более того, подавление электрон-электронного взаимодействия, которое способствует наблюдению интерференции носителей, является исключительно важным требованием, необходимым для наблюдения спектра АМ на вольтамперных характеристиках (ВАХ) исследуемых образцов, что в настоящей работе достигается созданием оболочек АМ, состоящих из дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией.

В работе впервые представлены оптические спектры МАО трех сандвич структур – фторида кадмия, карбида кремния и кремния с краевыми каналами, ограниченными дипольными центрами бора с отрицательной корреляционной энергией [1]. Исследование ВАХ МАО и полевых зависимостей магнитной восприимчивости показали, что в краевых каналах образуется система последовательных областей, «пиксел», с одиночными носителями, которые представляют собой разные версии АМ. На рисунке 1 представлен ИК-Фурье спектр электролюминесценции (ЭЛ), позиции пиков которого взаимосвязаны с характеристиками МАО (2Δ/n, где 2Δ — значение критической щели, определенное из ВАХ МАО 44 meV [1], и n – номер пика МАО). Спектры ЭЛ содержат расщепление Раби и гигагерцевые модуляции, обусловленные наличием микрорезонаторов, встроенных в краевые каналы. Таким образом, впервые демонстрируется экспериментальная версия Андреевского генератора многомодового терагерцевого излучения, которая не ограничивается параметрами зонной структуры материала.

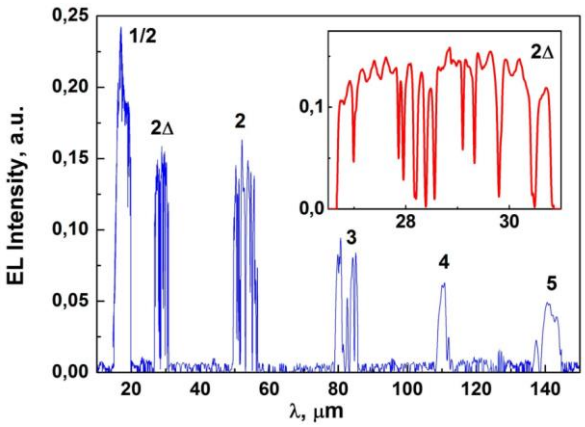


Рис. 1. Спектр электролюминесценции, индуцировванной МАО из краевых каналов кремниевой наносандвич структуры.

[1] *N. T. Bagraev et al., Low Temperature Physics, **43**(1), 110-119 (2017).*

Модуляция терагерцового излучения в тонких плёнках MoS_2 различных толщин под воздействием фемтосекундного лазерного излучения

Паршина Л.С.[1], Николаева И.Н.[2], Конникова М.Р.[1,2], Солянкин П.М.[1], Шанин М.С.[1,2], Гусев Д.С.[1], Поляков А.С.[1], Воронин Р.И.[1], Черебыло Е.А.[1], Новодворский О.А.[1], Шкуринов А.П.[1,2]

[1]*НИЦ «Курчатовский институт», 123182, Москва, пл. Академика Курчатова – 1*
[2]*Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы – 1*

ТГц модулятор является важным элементов для многих практических применений, таких как беспроводная связь, ТГц визуализация и сканирование в целях безопасности [1]. Глубина оптической модуляции может быть значительно увеличена благодаря использованию дихалькогенидов переходных металлов, в частности MoS_2, для создания модулятора. Многослойный MoS_2 имеет непрямую ширину запрещенной зоны 1.2 эВ. Монослой MoS_2 имеет аналогичную однослойную атомную структуру с графеном, который также обладает высокой подвижностью и высокой поверхностной проводимостью, но имеет прямую запрещенную зону 1.8 эВ, как и традиционные полупроводники, отличающиеся от графена с нулевой запрещённой зоной. Это полупроводниковое свойство обеспечивает ему больше преимуществ, чем у графена, в полупроводниковых функциональных устройствах. Взаимодействие ТГц излучения с тонкими плёнками MoS_2, а также механизм модуляции при лазерном воздействии в настоящее время находятся в центре внимания исследований.

Метод импульсного лазерного осаждения, применяемый в работе для роста MoS_2, способен осуществить стехиометрический перенос аблированных частиц от мишени к подложке. Использование бескапельного режима роста и высокая энергия частиц в плазменном факеле позволяют создавать атомарно гладкие бездефектные эпитаксиальные пленки MoS_2 высокого кристаллического совершенства, толщиной до 1 нм. Этот метод является перспективным для крупномасштабного осаждения многоэлементных слоистых материалов [2].

Тонкие пленки синтезированы методом импульсного лазерного осаждения вплоть до монослоя из твёрдотельной мишени на подложках большой площади (1×1 см^2) с использованием эксимерного KrF-лазера. В качестве подложек использовался *c*-Al_2O_3, решетка которого соответствует ориентации кристалла MoS_2 (002) [3], и высокоомный кремний. Разработана технология изготовления керамических мишеней путём прессования порошка MoS_2 с последующим отжигом. КР-спектры от мишеней чётко показывают два пика E^1_{2g} и A_{1g}, что подтверждает хорошее качество. Исследовано влияния условий бескапельного импульсного лазерного осаждения тонких пленок MoS_2 (плотности энергии на мишени, давления азота в вакуумной камере) и температуры подложки на скорость осаждения плёнок, структурные свойства, состав и морфологию поверхности, а также на оптические и электрические характеристики пленок. Установлено, что пропускание плёнок MoS_2 уменьшается с увеличением их толщины. По данным КР-спектров прослеживается чёткая зависимость характерных фононных мод комбинационного рассеяния света от количества монослоёв в пленках MoS_2. Определена скорость отклика и глубина модуляции в зависимости от толщины плёнки MoS_2 и интенсивности накачки фемтосекундного Ti:Sa-лазера.

[1] Z.T. Ma et al., Research, 2019, 6482975 (2019).
[2] F. Barakat et al., J. Mater. Res. Technol., 14, 780 (2021).
[3] D. Gudi et al., AIP Advances, 12, 065027 (2022).

Усиление и лазерная генерация терагерцового излучения в металлическом желобе с активным графеном в двухрезонансном режиме

Морозов М.Ю., Машинский К.В., Попов В.В.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38

Разработка новых концепций терагерцовых (ТГц) лазеров – одно из важных направлений современной ТГц фотоники. Уникальные свойства двумерного материала графена, такие как нулевая ширина запрещенной зоны и линейный энергетический спектр носителей заряда [1], делают графен привлекательным материалом на роль активной среды для ТГц генераторов и усилителей. Возможность создания в графене отрицательной проводимости на ТГц частотах была обоснована в работе [2], что привело к появлению первых концепций ТГц лазеров на основе графена [3-4].

В настоящей работе теоретически исследованы усиление и лазерная генерация ТГц излучения в металлическом желобе с активным графеном (с инверсным распределением носителей заряда). Схематическое изображение исследуемой структуры представлено на рис. 1. Графен на диэлектрической подложке толщиной d помещен в прямоугольный металлический желоб ширины L (в теоретической модели желоб полагается бесконечно глубоким). Низшая по частоте ТЕ мода плоскопараллельного металлического волновода над графеном нормально падает на графен и отражается от структуры, усиливаясь при взаимодействии с активным графеном.

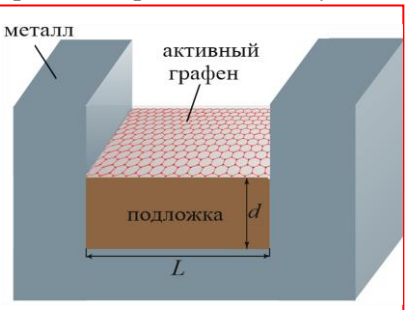


Рис.1. – Схематическое изображение структуры.

На рис. 2 представлен спектр отражения падающей ТГц волны в зависимости от частоты и ширины желоба при толщине подложки d = 20 мкм, квази-энергии Ферми 35 мэВ и времени рассеяния импульса носителей заряда в графене 1 пс. При данных параметрах реальная часть проводимости графена отрицательна в диапазоне частот от 3 до 13 ТГц. Резонансный рост отражения происходит при возбуждении резонансов Фабри-Перо в подложке. По ширине желоба вблизи частоты отсечки, падающей ТЕ волны возбуждается основной резонанс Фабри-Перо. Область частот ниже частоты отсечки $c/2L$ падающей ТЕ волны, где c – скорость света, показана на рис. 2 серым цветом.

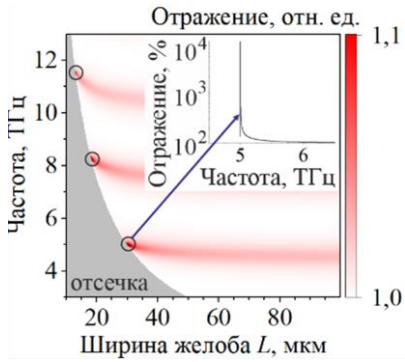


Рис.2. – Спектр отражения падающей волны в зависимости от частоты и ширины желоба. На вставке показан коэффициент отражения падающей волны в зависимости от частоты при L = 30 мкм.

Показано, что ТГц лазерное излучение возникает вблизи частоты отсечки падающей ТЕ волны (точки лазерной генерации отмечены «кружками» на рис. 2), при одновременном возбуждении двух резонансов Фабри-Перо – по толщине подложки графена и по ширине металлического желоба.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-22-00114).

*[1] K. S. Novoselov, et al., Nature, **490**, 192 (2012).*
*[2] V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji, J. Appl. Phys., **101**, 083114 (2007).*
*[3] V. Ya. Aleshkin, A. A. Dubinov, V. Ryzhii, Письма в ЖЭТФ, **89**, 70 (2009).*
*[4] V. V. Popov, et al., Phys. Rev. B, **86**, 195437 (2012).*

О механизмах ТГц генерации в гетероструктурном p-i-n диоде $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$

Трухин В.Н.[1], Малевич В.Л.[3,4], Калиновский В.С.[1], Мустафин И.А.[1], Контрош Е.В.[1], Fan X.[2], Прудченко К.К.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 603950, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*Университет ИТМО, 603950, 197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, д.49, лит. А*
[3]*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 220013, Республика Беларусь, г. Минск, ул. П. Бровки, 6.*
[4]*Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларуси, 220072, Республика Беларусь, г. Минск, пр-т Независимости, 68-2*

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования и моделирования методом Монте-Карло процесса генерации терагерцового излучения гетероструктурными *p-i-n* диодами $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами. Процесс терагерцовой генерации изучался методом терагерцовой спектроскопии с временным разрешением.

На основе полученных результатов, было показано, что при изменении прикладываемого обратного смещения к p-i-n диодам $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$ происходит смена механизма ТГц генерации. При положительном смещении напряженность электрического поля в i-слое мала и преобладающий вклад в фототок обусловлен отражением фотовозбужденных электронов от границы p-$Al_xGa_{1-x}As/n^{00}$-GaAs, так называемый «реактивный» эффект [1]. Для данного механизма формирования фототока характерна большая крутизна переднего фронта импульса фототока и, соответственно, малая задержка терагерцового импульса относительно возбуждающего оптического импульса. При электрических полях <10 кВ/см (обратное смещение <-0.5 В) механизм ТГц генерации меняется и определяется эффектом экранирования внутреннего электрического поля фотовозбужденными носителями тока. При таком электрическом поле фотовозбуждённый электрон за время импульсной релаксации не успевает набрать энергию для перехода в L-долину с большей эффективной массой электронов. Эффект экранирования приводит к спаду фототока. Скорость фотоэлектрона будет максимальной в момент времени, когда существенно начнет изменяться электрическое поле за счет эффекта экранирования. Этот временной момент зависит от величины электрического поля. Повышение электрического поля приводит к увеличению временной задержки максимума фототока, соответственно и ТГц импульса, так как для экранирования такого электрического поля требуется больше времени для пространственного разделения электронов и дырок. Дальнейшее повышение обратного смещения до -2 В, (соответственно, увеличение электрического поля до 22 кВ/см) приводит к очередной смене механизма ТГц генерации за счет проявления эффекта «velocity overshoot» в нижней области i-слоя, где начальное электрическое поле меньше экранируется. Формирование импульса фототока в данном случае обусловлено ускорением электронов в электрическом поле до скорости, значительно превышающей скорость насыщения на временах сотен фемтосекунд, и последующего резкого спада, связанного с междолинным переходом электронов из Г-долины. Начало проявления эффекта «velocity overshoot» зависит от длины волны оптического излучения. При электрическом поле >22 кВ/см ТГц генерация в *p-i-n* диоде происходит за счет эффекта «velocity overshoot» во всей области *i*-слоя. Повышение обратного смещения приводит к уменьшению временной задержки фототока, соответственно и ТГц импульса. Сдвиг максимума фототока и ТГц импульса при изменении обратного смещения от -2 В до -8 В составляет порядка 100 фс.

[1] В.И. Белиничер, С.М. Рывкин, ЖЭТФ, 81 (1), 353 (1981)

АТОМАРНО-ТОНКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Транспорт экситонов в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах

Глазов М.М.[1]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург*

В последнее десятилетие атомарно-тонкие полупроводники на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), MoS_2, $MoSe_2$, WS_2, WSe_2 и подобные им, стали привлекать особое внимание исследователей своими необычными физическими свойствами. Яркие кулоновские эффекты, проявляющиеся в значительных (сотни мэВ) энергиях связи экситонов, киральные правила отбора при оптических переходах, связь спиновых и долинных степеней свободы носителей заряда (spin-valley locking), возможность формирования на основе монослоев ДПМ и нитрида бора ван-дер-ваальсовых гетероструктур с управляемыми свойствами, эффекты муара в них, – далеко не полный список отличительных черт этих полупроводников [1,2].

Сочетание сильных экситонных эффектов и яркого оптического отклика атомарно-тонких ДПМ открыло широкие возможности для исследования не только классических сюжетов экситонной спектроскопии: ридберговской серии экситонных состояний, тонкой структуры экситонов, их электро- и магнитооптики, генерации оптических гармоник на экситонах, но и позволило изучать процессы распространения экситонов в плоскости двумерного кристалла [3]. Помимо ожидаемого диффузионного распространения экситонов, уже в первых экспериментах были обнаружены загадочные эффекты, например формирование экситонных гало [4], связанное со спецификой двумерных полупроводников, их зонной структуры, и эффектов межчастичных взаимодействий.

В докладе после краткого введения в физику атомарно-тонких полупроводников будет представлен обзор эффектов экситонного транспорта. Особое внимание будет уделено сопоставлению развитых теоретических моделей с экспериментальными данными. Основные описываемые явления включают в себя:

— нелинейную диффузию экситонов и эффекты взаимодействия [4];
— эффекты увлечения электронов фононами и эффект Зеебека [5,6];
— проявления в диффузии интерференции экситонов – их слабой локализации [7];
— диффузия экситонов в ферми-море свободных носителей заряда [8];
— транспорт и «отрицательная» диффузия в гетеробислоях ДПМ [9];
— сверхбыстрое – квазигидродинамическое распространение экситонов [10-12].

Будут также обрисованы перспективы дальнейших исследований и открытые проблемы.

Работа поддержана грантом РНФ № 23-12-00142.

[1] Gang Wang, et. al., Rev. Mod. Phys. 90, 021001 (2018).
[2] Yao Xiao, et al., Matter 3, 1142 (2020).
[3] A. Chernikov, M. Glazov, Exciton diffusion in 2D van der Waals semiconductors, in Semiconductors and Semimetals, Elsevier, Amsterdam (2023).
[4] Marvin Kulig, et al., Phys. Rev. Lett. 120, 207401 (2018).
[5] M. M. Glazov, Phys. Rev. B 100, 045426 (2019).
[6] R. Perea-Causín, et al., Nano Letters 19, 7317 (2019).
[7] K. Wagner, et al., Phys. Rev. Lett. 127, 076801 (2021).
[8] K. Wagner, Z. A. Iakovlev, et al., Nano Lett. 23, 4708 (2023).
[9] E. Wietek et al., Phys. Rev. Lett. 132, 016202 (2024).
[10] Andrés Granados del Águila, et al., Nature Nanotechnol. 18, 1012 (2023).
[11] M.M. Glazov, Nat. Nanotechnol. 18, 972 (2023).
[12] М.М. Глазов, Р.А. Сурис, ЖЭТФ 166, 20 (2024).

Затухание изгибных фононов в двумерных гибких материалах

Коковин А.Д.[1,2], Качоровский В.Ю.[3], **Бурмистров И.С.**[1]

[1]*ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, г. Черноголовка, просп. акад. Семенова 1а*
[2]*МФТИ, 141700 Москва*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург*

Построена теория динамики изгибных фононов (внеплоскостных деформаций) в гибких двумерных кристаллических материалов. Как хорошо известно [1], специфика статических деформаций в таких материалов связана с тем, что из-за взаимодействия фононов изгибная жесткость, κ, начинает зависеть от волнового вектора, q, или характерного размера, L, из-за взаимодействия изгибных фононов: $\kappa \sim q^{-\eta}$ или $\kappa \sim L^{\eta}$. Значение критического индекса η известно только численно, η=0.795. В тоже время как взаимодействие фононов влияет на динамику двумерных мембран оставалось не изученным. В случае свободно подвешенных кристаллических мембран в пределе малых волновых векторов нам удалось точно вычислить динамический критический индекс, определяющий степенную зависимость частоты изгибного фонона от волнового вектора, $\omega \sim q^{z}$, где $z=2-\eta/2=1.6$. Отметим, что у частоты мнимая и действительная части оказываются одного порядка. Такая дисперсия изгибных фононов приводит к тому, что временная динамика изгибных деформаций оказывается субдиффузионной, $\langle[h(x,t)-h(x,0]^2\rangle \sim t^{2\zeta/z}$, где $\zeta=1-\eta/2$ — статический индекс шероховатости $\langle[h(x,t)]^2\rangle \sim L^{2\zeta}$. Также в пределе малых волновых вектором нами был точно вычислен динамический критический индекс для плоскостных фононов (обычных продольных и поперечных акустических фононов в двумерном кристалле): $\omega \sim q^{z'}$, где $z'=(2-\eta/2)/(1+\eta/2)=1.14$. Детально результаты изложены в [2].

Наличие затухания изгибных фононов порядка действительной части их частоты находится в противоречии с экспериментами по высокой добротности наномеханических резонаторов на основе графена. Причина такого различия состоит в наличии в наномеханических резонаторах конечного натяжения графеновой мембраны. Конечное натяжение σ делает спектр изгибных фононов акустическим ω~q на совсем малых волновых векторах, в то же время, почти не оказывая влияния на взаимодействие фононов и, как следствие, на затухание изгибных фононов. Аккуратное вычисление затухания изгибных фононов в области малых волновых векторов при наличие натяжения приводит к ответу Im ω/Re ω ~ (ql)2(Y/σ)1+a(T/κ)a, где a=η/(2-η), l=(κ/Y)1/2, а Y — модуль Юнга двумерного кристалла. Этот результат объясняет природу высокой добротности колебаний мембран при наличии конечного натяжения. Детально результаты изложены в [3].

[1] D. Nelson, T. Piran, S. Weinberg, "Statistical Mechanics of Membranes and Surfaces", World Scientific (2004)
[2] A. D. Kokovin, V. Yu. Kachorovskii, I. S. Burmistrov, "Narrowing of the flexural phonon spectral line in stressed crystalline two-dimensional materials", arxiv:2312.04139
[3] A. D. Kokovin, I. S. Burmistrov, "Attenuation of flexural phonons in free-standing crystalline two-dimensional materials", arxiv:2312.04138 (принято к печати в Phys. Rev. B)

Долинное смешивание интерфейсных экситонов на латеральных гетеропереходах

Дурнев М.В.[1], Смирнов Д.С.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26*

Гетероструктуры на основе атомарно тонких слоёв дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) являются предметом активных научных исследований в последние десять лет [1]. Основное внимание уделяется вертикальным (ван-дер-ваальсовым) гетероструктурам, которые состоят из нескольких положенных друг на друга монослоёв различных материалов. Благодаря разрывам зон второго рода между различными ДПМ, в таких структурах возможно формирование пространственно непрямых (диполярных) экситонов, состоящих из электрона и дырки, находящихся в соседних слоях и связанных в плоскости слоёв за счёт кулоновского взаимодействия. Такие межслоевые возбуждения могут иметь энергию, меньшую, чем внутрислоевые экситоны и, тем самым, определять оптический отклик структуры.

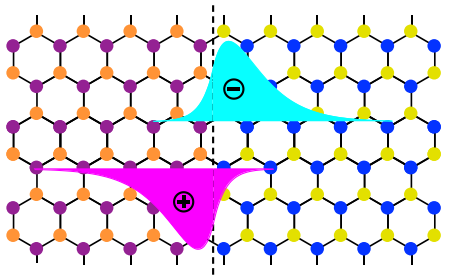


Рис.1. – Схематическое изображение интерфейсного экситона, локализованного на латеральном гетеропереходе. Кружками разных цветов изображены атомы металлов и халькогенов, которые отличаются по разные стороны от гетероперехода.

Помимо вертикальных стэков различных ДПМ, сравнительно недавно были синтезированы так называемые латеральные гетероструктуры [2]. В этих структурах монослои различных ДПМ сменяют друг друга в плоскости, образуя одномерные гетеропереходы, рис. 1. Латеральные гетероструктуры с атомарно резкими интерфейсами были недавно синтезированы методами газофазной эпитаксии [3].

Так же, как и вертикальных гетероструктурах, электрон и дырка на латеральном гетеропереходе пространственно разделены и могут образовывать непрямые интерфейсные экситоны [4, 5], обладающие большим статическим дипольным моментом, лежащим в плоскости слоя и перпендикулярным интерфейсу [6], рис. 1. Локализация электрона и дырки вблизи гетероперехода приводит к тому, что тонкая структура спектра и динамика интерфейсных экситонов в значительной степени определяется микроскопическим строением гетероинтерфейса. В частности, интерфейс типа «armchair», изображённый на рис. 1, приводит к смешиванию электронных, а также дырочных состояний в долинах K и K', расположенных в противоположных вершинах зоны Бриллюэна. В работе развита микроскопическая теория такого смешивания и получено аналитическое выражение для константы долинного смешивания в рамках модели сильной связи. Показано, что долинное смешивание приводит к новому эффекту – зеемановскому расщеплению электронных и экситонных состояний однородным магнитным полем, лежащим в плоскости слоя. Рассчитан эффективный g-фактор такого междолинного эффекта Зеемана, а также тонкая структура экситонных уровней в присутствии магнитного поля. Показано, что магнитное поле, лежащее в плоскости слоя, приводит к линейной поляризации фотолюминесценции интерфейсных экситонов, степень которой может достигать 1/3.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00211).

[1] K. S. Novoselov, A. Mishchenko, A. Carvalho, and A. H. Castro Neto, Science 353, aac9439 (2016).
[2] C. Huang et al., Nature Materials 13, 1096 (2014).
[3] P. K. Sahoo, S. Memaran, Y. Xin, L. Balicas, and H. R. Gutiérrez, Nature 553, 63 (2018).
[4] K. W. Lau, Calvin, Z. Gong, H. Yu, and W. Yao, Phys. Rev. B 98, 115427 (2018).
[5] R. Rosati et al., Nature Communications 14, 2438 (2023).
[6] L. Yuan et al., ACS Nano 17, 15379 (2023).

Аллотропные наноструктуры Ga_2Se_3/GaSe, выращенные методом ван-дер-ваальсовой эпитаксии: узкие экситонные линии и однофотонное излучение

Рахлин М.В.[1], Сорокин С.В.[1], Галимов А.И.[1], Елисеев И.А.[1], Давыдов В.Ю.[1], Кириленко Д.А.[1], Торопов А.А.[1], Шубина Т.В.[1]

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

Способность излучать узкие экситонные линии с определенной поляризацией, является одним из ключевых условий использования наноструктур на основе монохалькогенидов металлов III группы в нанофотонике и квантовых технологиях (для излучателей одиночных фотонов). В настоящее время основным методом их формирования является эксфолиация слоистых кристаллов в дополнении с деформационной инженерией. Фактором, ограничивающим применение эпитаксии, является наличие различных политипов и структурных фаз в выращенных слоях. Однако контроль над их формированием может позволить создавать структуры с заданными свойствами.

В данной работе мы исследуем наноструктуры Ga_2Se_3/GaSe, изготовленные методом ван-дер-ваальсовой эпитаксии при высоком соотношении потоков VI/III. С помощью просвечивающей электронной микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния было обнаружено, что наноструктуры образованы из аллотропов: GaSe и Ga_2Se_3, которые состоят из одних и тех же атомов, но имеют различную кристаллическую структуру. Сверхтонкие включения Ga_2Se_3 в матрице GaSe характеризуются упорядочением вакансий Ga в определенных кристаллических направлениях, что обуславливает линейную поляризацию излучения. Энергия излучения определяется квантовым ограничением, как в квантовых точках разных размерах.

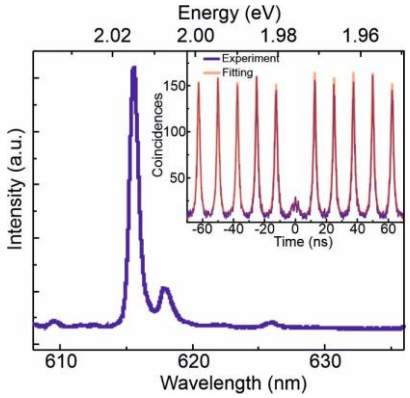


Рис.1. – Спектр микро-ФЛ одиночной экситонной линии, измеренный при 10 К. На вставке изображена измеренная корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}(\tau)$.

Спектроскопия микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) позволила обнаружить линейно поляризованные (степень поляризации до 75%) узкие линии экситонного излучения шириной ~ 1 мэВ (Рис. 1). Между наборами узких линий из включений с моноклинной и орторомбической кристаллической структурой, различающихся по энергии на ~200 мэВ, поляризационный сдвиг составляет 60^0. Малые времена затухания линий (~400 пс) согласуются с прямозонной структурой Ga_2Se_3, а уменьшение интенсивности ФЛ с ростом температуры связано с использованием в качестве барьера GaSe (E_g~2.13 эВ, как определено в [1]). Зарегистрированное однофотонное излучение узких линий с $g^{(2)}(0)$ ~ 0.1 (Рис. 1, вставка) указывает на наличие квантовых уровней в наноструктурах Ga_2Se_3/GaSe [2]. Полученные результаты открывают путь к созданию аллотропных наноструктур для квантовых технологий.

*[1] M. Rakhlin et al., Bull. Russ. Acad. Sci. Phys, **87**, Suppl. 1, S60-S65 (2023).*
*[2] M. Rakhlin et al., Nanoscale, **16**, 4, 2039 (2024).*

Управление сегнетоэлектрическими доменами в релаксированных сверхрешетках муара

Еналдиев В.В. [1]

[1]*Московский физико-технический институт,141701, Долгопрудный, Институтский пер. 9*
[2]*Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая 11/7*

Образование муаровой сверхрешетки на интерфейсе двумерных материалов с небольшим углом разориентирования между кристаллическими осями слоев существенно модифицирует электронные свойства гетероструктур за счёт пространственной модуляции межслоевой гибридизации состояний. В длиннопериодных сверхрешетках модуляция стакинга в сверхрешетке приводит к релаксации узора муара в массив доменов, разделенных сетью доменных стенок [1,2]. В параллельно ориентированных бислоях дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) такие домены имеют ромбоэдрическую атомную структуру, симметрия решетки которой допускает возникновение спонтанной сегнетоэлектрической поляризации перпендикулярной плоскости слоев [3,4] (см. вставки на рис. 1). Перпендикулярное электрическое поле, взаимодействующее с сегнетоэлектрической поляризацией доменов, позволяет управлять структурой доменов за счет дополнительной релаксации под действием приложенного поля. В докладе будет представлена аналитическая модель [4], описывающая дополнительную релаксацию сегнетоэлектрических доменов под действием электрического поля, и продемонстрировано её сопоставление с экспериментом [3,5]. Также будут обсуждаться экспериментальные результаты вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельного перехода, в котором туннельный барьер состоит из широкозонного диэлектрика (hBN) и слабо разориентированного бислоя ДПМ с сегнетоэлектрическими доменами на межслоевом интерфейсе (см. рис. 1) [6]. Оказывается, что ВАХ таких туннельных переходов зависят от отношения латерального размера доменов к размеру области контакта (graphene на рис. 1). В частности, будет показано, что гистерезис ВАХ возникает только во том случае, когда под областью контакта образуется единственная доменная стенка, разделяющая противоположно поляризованные домены. Моделирование ВАХ для таких структур позволяет связать появление гистерезиса с локальным движением доменной стенки, переключающей поляризацию доменов в бислое ДПМ, находящихся под областью контакта. Работа выполнена при поддержке гранта РНФ №24-72-10015.

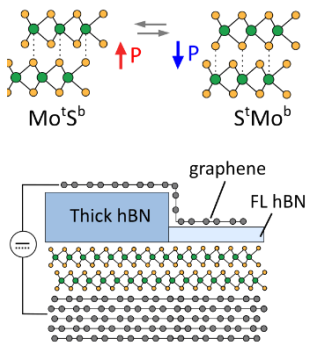


Рис.1. – Схема туннельного перехода с интерфейсным сегнетоэлектриком в качестве переключаемого барьера. На верхних вставках показаны два типа ромбоэдрической укладки с противоположной поляризацией

[1] *Weston et al., Nature Nanotechnology, **15**, 592 (2020)*
[2] *V.V. Enaldiev et al., Phys. Rev. Letters, **124**, 206101 (2020).*
[3] *Weston et al., Nature Nanotechnology, **17**, 390 (2022).*
[4] *V.V. Enaldiev, F. Fereira, V.I. Fal'ko, Nano Letters 22, 1534 (2022).*
[5] *K. Ko et al., Nature Materials, **22**, 992 (2023).*
[6] *Y. Gao et al., arXiv:2403.09399. – (2024) (accepted Nature Comm).*

Экситоны и экситон-поляритоны в напряженных наноструктурах на основе дихалькогенидов переходных металлов

Шубина Т.В., Галимов А.И., Рахлин М.В., Елисеев И.А., Казанов Д.Р., Пошакинский А.В.

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

Механические напряжения, возникающие в наноструктурах на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) в процессе синтеза, при переносе на подложки-носители или инкапсуляции, могут радикально изменить их фундаментальные свойства. На примере MoS_2 методами микроспектроскопии исследовано влияние деформации на: i) зонную структуру и спектр экситонных состояний в атомарно-тонких слоях; ii) оптические моды и образование экситон-поляритонов в нанотрубках.

Установлено, что уникальное свойство монослоев ДПМ – прямозонность – реализуется в относительно узком диапазоне деформации кристаллической решетки, менее 0.3% для MoS_2, что в несколько раз меньше теоретических оценок. Приближение к этой величине приводит к вкладу в излучение непрямых переходов. В ненапряженном монослое MoS_2 в серии А экситона величина расщепления между светлыми и темными состояниями Δ_{AF} не превышает 2 мэВ, причем светлый экситон является нижним по энергии. В бислое деформация снимает вырождение, вызванное отсутствием спин-орбитального расщепления при четным числе слоев. При деформации сжатии величина Δ_{AF} может увеличиться в несколько раз, а при растяжении уменьшиться вплоть до инвертирования порядка следования экситонов, что непосредственно влияет на интенсивность излучения [1].

Несмотря на сложную структуру экситонного спектра, многослойные нанотрубки MoS2, сплющенные при синтезе из-за деформации растяжения в слоях ~1%, демонстрируют сильные экситонные резонансы и оптические моды шепчущей галереи. Постепенное уменьшение зазора между стенками уплощенного сечения приводит к расщеплению мод на четную и нечетную составляющие, аналогично тому, как это происходит при уменьшении ширины барьера в двухямном потенциале [2]. Расщепленные моды экспоненциально быстро смещаются в противоположных направлениях по шкале энергии. При достижении модой экситонного резонанса реализуется режим сильной связи с образованием верхней и нижней ветвей экситон-поляритона (рис. 1). Большое расщепление Раби (40 и 60 мэВ для А и В экситонов) исключает влияние темных экситонов (по спину или моменту), потенциально расположенных ниже светлого экситона, но внутри области расщепления в уплощенных нанотрубках. Это способствует увеличению яркости фотолюминесценции и наблюдению сильных экситон-поляритонных резонансов в спектрах отражения. Возможность подстраивания энергии оптической моды под экситонный резонанс является эффективным оптико-механическим методом формирования экситон-поляритонов в одиночных нанотрубках [3].

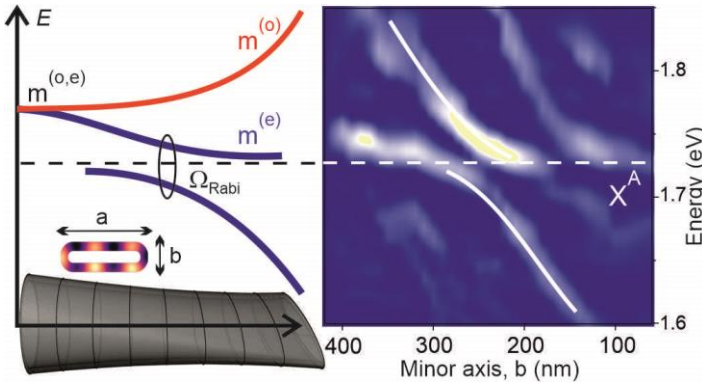


Рис.1. –Расщепление моды на четную (e) и нечетную (o) составляющие в нанотрубке MoS_2 при ее уплощении, приводящее к формированию экситон-поляритонов. Справа экспериментальные спектры отражения.

Исследования выполнены при частичной поддержке проектом РНФ № 23-12-00300.

[1] T.V. Shubina et al., Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. ***87****, S52, 2023.*
[2] I.A. Eliseyev et al., Advanced Optical Materials ***11****, 2202782, 2023.*
[3] A.I. Galimov et al., Nanoscale Horizons ***9****, 2024. DOI: 10.1039/d4nh00052h*

Тонкая структура энергетического спектра тетронов Суриса в двумерных полупроводниках

Яковлев З.А.[1], Глазов М.М.[1]

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

Отличительными особенностями экстремально-двумерных полупроводников, в первую очередь, монослоев дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), являются сильное кулоновское взаимодействие, приводящее к образованию экситонов и трионов с больши́ми по сравнению с объемными материалами и квантовыми ямами энергиями связи, а также возможность варьировать концентрацию свободных носителей заряда в широких пределах. К настоящему времени в литературе описаны две основные конкурирующие модели взаимодействия экситонов с носителями заряда: модель трехчастичных комплексов (трионов) и модель тетронов Суриса (ферми-поляронов), в которой учитываются корреляции триона с морем Ферми (рис. 1, вставка) [1,2]. Это обуславливает необходимость построения последовательной теории квазичастиц, возникающих при взаимодействии экситонов с ферми-морем резидентных электронов или дырок в атомарно-тонких ДПМ, и развития теоретического описания их транспортных и оптических свойств, включая тонкую структуру энергетического спектра.

С использованием методов функций Грина построена теория взаимодействия экситонов с резидентными электронами и дырками в двумерных ДПМ, учитывающая особенности зонной структуры и кулоновского взаимодействия в таких системах. В работе рассчитаны оптические спектры монослоев ДПМ в экситонной области спектра, позволившие качественно и количественно описать экспериментальную немонотонную зависимость коэффициента диффузии квазичастиц от энергии Ферми [3].

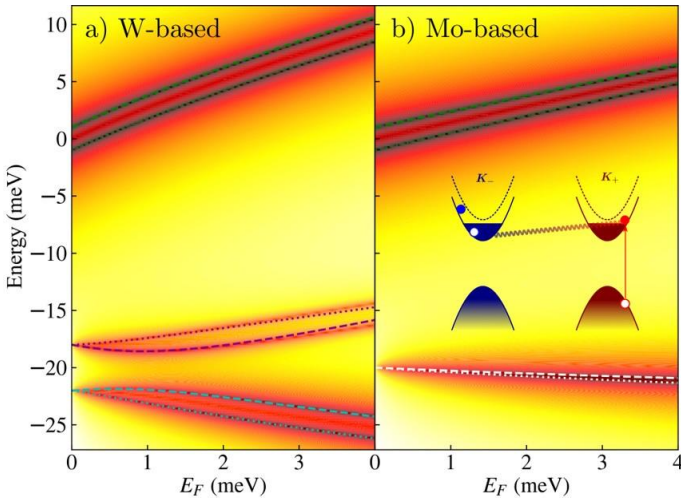


Рис.1. – Спектр поглощения дихалькогенидов вольфрама и молибдена в циркулярной поляризации при наличии анизотропной упругой деформации в зависимости от степени легирования. На вставке тетрон Суриса (ферми-полярон).

Симметрийный анализ показывает, что спиновое вырождение тетронов Суриса в отличие от трионов снимается при понижении симметрии монослоев ДПМ. В работе найдены расщепления радиационного дублета состояний притягивающих ферми-поляронов, обусловленные электрон-дырочным обменным взаимодействием при анизотропной деформации ДПМ (рис. 1) [4] и при движении квазичастицы (продольно-поперечное расщепление) [5]. Мы показали, что эти расщепления параметрически больше в дихалькогенидах вольфрама, чем в дихалькогенидах молибдена. Наблюдение тонкой структуры притягивающих тетронов Суриса позволит поставить точку в дискуссии о выборе наиболее адекватной модели – трионной или тетронной – для описания таких систем.

Работа поддержана грантом РНФ № 23-12-00142.

*[1] R.A. Suris, V.P. Kochereshko, et. al., physica status solidi (b), **227**, 343 (2001)*
*[2] A.V. Koudinov, et. al., Phys. Rev. Lett., **112**, 147402 (2014)*
*[3] K. Wagner, Z.A. Iakovlev, et. al., Nano Letters, **23**, 4708-4715 (2023)*
*[4] Z.A. Iakovlev and M.M. Glazov, 2D Mater., **10**, 035034 (2023)*
[5] Z.A. Iakovlev and M.M. Glazov, J. Lumin., 120700 (2024)

Двумерные фазы кремния и германия на высокоориентированном пиролитическом графите

Лозовой К.А.[1], Дирко В.В.[1], Кукенов О.[1], Коханенко А.П.[1]

[1]*Национальный исследовательский Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36*

Двумерные кремний (силицен) и германий (германен) в последние годы привлекают особое внимание исследователей. Основным способом создания графеноподобных материалов является их эпитаксиальное выращивание на согласованных по параметру решетки подложках. При этом одними из перспективных подложек для выращивания силицена и германена является высокоориентированный пиролитический графит (HOPG) и графен. Однако, на сегодняшний день процессы, протекающие при эпитаксиальном выращивании кремния и германия на поверхности таких подложек, изучены слабо.

Попытки синтезировать силицен и германен на поверхности HOPG предпринимаются с 2016 года [1, 2], однако эти результаты были подвергнуты сомнению в работе [3] и этот вопрос до сих пор остается открытым.

В настоящей работе эпитаксиальный рост кремния и германия изучался непосредственно в процессе осаждения материала на поверхность HOPG методом дифракции быстрых электронов. Ростовые исследования, представленные в данной работе, проводились методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на установке «Катунь-100». Во время эпитаксиального роста структур поддерживать давление в установке на уровне < 10^{-10} Торр. Для испарения материалов Ge и Si используются электронно-лучевые испарители, имеющие систему охлаждения, которая обеспечивает сохранение высокой чистоты материала и стабильность скорости испарения материала. Рассмотрен широкий диапазон температур осаждения от 25 до 800 °C и определены температурные интервалы для различных режимов роста кремния и германия на HOPG. Кроме того, полученные образцы были исследованы методами рамановской спектроскопии и сканирующей электронной микроскопии.

Показано, что при температурах, близких к комнатным, материалы растут аморфно, а при высоких температурах наблюдается поликристаллический рост. Установлено, что в области температур 250–400 °C кристаллическая структура кремния и германия в течение 1 монослоя повторяет структуру графита, а затем на дифракционной картине появляются рефлексы типа $1/N$ (N(Si) = 1,56 и N(Ge) = 1,62), которые соответствуют постоянным решетки силицена и германена и могут свидетельствовать о наличии участков графеноподобных 2D-фаз при эпитаксиальном осаждении кремния и германия на поверхность высокоориентированного пиролитического графита.

Полученные результаты могут быть применены для разработки технологии выращивания силицена и германена. Кроме того, представленные результаты будут справедливы и для эпитаксиального роста слоев кремния и германия на графене.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда.

[1] M. De Crescenzi et al., ACS Nano, 10, 11163 (2016).
[2] L. Persichetti et al., J. Phys. Chem. Lett., 7, 3246 (2016).
[3] W. Peng et al., ACS Nano, 12, 4754 (2018).
[4] K. Lozovoy et al., C Journal of Carbon Research, 10, 36 (2024).

Прямые и непрямые трионы в гетероструктурах с монослоями дихалькогенидов переходных металлов в вертикальном электрическом поле

Черненко А.В.[1], Бричкин А.С.[1], Голышков Г.М.[1]

[1]*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул академика Осипьяна, 2*

Энергия связи экситонов в монослоях дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) достигает нескольких сотен мэВ, что позволяет наблюдать экситонные эффекты вплоть до комнатной температуры [1]. Экситоны определяют оптические свойства ДПМ-структур, при этом наличие свободных носителей заряда приводит к образованию заряженых экситонов (трионов). Вертикальное электрическое поле является эффективным инструментом управления плотностью и распределением носителей заряда, что позволяет воздействовать на экситоны и трионы и изучать их свойства. В работе исследовались гетероструктуры с одним монослоем и двумя различными монослоями ДПМ (MoSe2 и WSe2), было изучено поведение внутрислоевых (прямых) и межслоевых (непрямых) трионов в зависимости от приложенного электрического поля. Образцы изготавливались методом механической эксфолиации и последовательного переноса на подложку SiO_2/Si. В качестве обкладок конденсатора использовался многослойный графен (MGr). Контакты Cr/Au для приложения вертикального поля к структурам MGr-hBN-$MoSe_2$-hBN-MGr и MGr-hBN-WSe_2-$MoSe_2$-hBN-MGr были созданы термическим напылением.

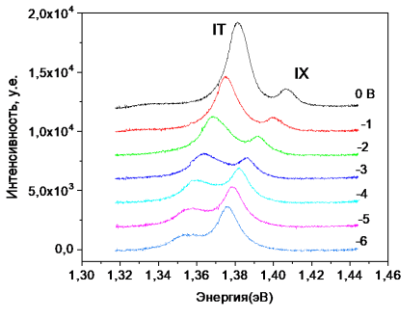


Рис.1 Непрямые экситоны (IX) и трионы (IT) в спектрах ФЛ структуры MGr-hBN-WSe_2-$MoSe_2$-hBN-MGr при различных значениях приложенного напряжения V_g, T=14 K и нерезонансном лазерном возбуждении

Приложение вертикального поля F к структурам с монослоями ДПМ приводит к изменению плотности электронов в монослое, которое определяется по вариации энергетического расстояния между линиями фотолюминесценции (ФЛ) экситонов и трионов $E_{T-X}(F)$, меняющегося пропорционально Ферми-энергии электронного газа. Причиной такой зависимости является эффект отдачи при рекомбинации триона [2]. Из зависимости изменения расщепления линий ФЛ экситона и триона в структуре с одиночным монослоем MoSe2 от поля F, которое составляет ~ 5 мэВ при изменении поля от -250 кВ/см до -250 кВ/см, определено изменение электронной плотности на 1×10^{12} см$^{-2}$ [3]. Эффект отдачи проявляется в характерной форме линии ФЛ триона, которая обычно имеет низкоэнергетический «хвост», в отличие от линии ФЛ экситона, у которого «хвост» наблюдается с высокоэнергетической стороны [2]. Непрямые трионы наблюдаются в спектре ФЛ вплоть до T ~150 K, что указывает на их большую энергию связи, сравнимую с энергией связи прямых трионов. В электрическом поле 0-200 кВ/см непрямые экситоны и трионы демонстрируют штарковский сдвиг ~30 мэВ (Рис.1), в котором преобладает линейная компонента, что является следствием их ненулевого дипольного момента. Влияние эффекта отдачи на форму линии непрямых трионов не удается определить из-за существенно большей, чем у прямых трионов ширины линии ФЛ. Для непрямых экситонов и трионов, так же как и для прямых, наблюдается изменение расщепления $E_{T-X}(F)$, сравнимое с аналогичным расщеплением для прямых экситонов и трионов.

[1] А. С. Бричкин, Г. М. Голышков, А. В. Черненко ЖЭТФ, 163, 852(2023).
[2] J. Zipfel, W. Koloman M.A. Semina et al., Phys. Rev. B 105, 075311(2022)
[3] A.V. Chernenko, A.S. Brichkin, G.M. Golyshkov, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 88, 213(2024).

Люминесценция монослоев $MoSe_2$: влияние температуры и накачки

Бисти В.Е., Бричкин А.С., Голышков Г.М., Черненко А.В.

ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, д.2

Для структур, состоящих из монослоев MoSe2, инкапсулированных гексагональным нитридом бора hBN, изучалась люминесценция экситонов и трионов при нерезонансном фотовозбуждении электронно-дырочных пар в монослое MoSe2 в температурном диапазоне T~10-70K при постоянной накачке и при T=4K при изменении интенсивности накачки в широких пределах. Вследствие туннелирования электронов с донорных примесей из окружающих слоев hBN [1] в слое MoSe2 имеются двумерные электроны, образующие ферми-газ и частично локализованные. При стационарном возбуждении в системе в динамическом равновесии с электронами и дырками существуют экситоны и трионы, которые также могут быть частично локализованы. В спектрах люминесценции различаются две линии, интерпретируемые как линии экситона и триона (или экситон-полярона, что при низких концентрациях свободных электронов эквивалентно). С ростом температуры линии люминесценции сдвигаются в сторону меньших энергий, сдвиг сильнее для линии триона. Интенсивность люминесценции падает, причем для триона быстрее, чем для экситона. При низких температурах преобладает трион, при высоких – экситон (Рис.1). При значительном увеличении накачки интенсивность люминесценции растет, при меньших накачках преобладает трион, при больших – экситон. Также с ростом накачки наблюдается сдвиг в сторону меньших энергий, более сильный для триона (Рис.2). Общий для экситона и триона сдвиг можно объяснить изменением ширины запрещенной зоны монослоя MoSe2 с температурой (при накачке — незначительный сдвиг за счет разогрева). Изменение расстояния между линиями экситона и триона при низких температурах пропорционально энергии Ферми электронов [2], что может говорить о росте концентрации свободных электронов. С ростом температуры увеличивается влияние распределения частиц по энергиям. Также возможен вклад в люминесценцию с участием локализованных состояний. Трионы, связанные с положительно заряженными донорными центрами в окружающих монослой $MoSe_2$ барьерах hBN, по оценкам, являются четырехчастичными комплексами типа биэкситонов. Падение интенсивности с ростом температуры можно объяснить ростом безызлучательной рекомбинации. С ростом накачки интенсивность линии экситонов растет быстрее, поскольку число трионов ограничено числом электронов, туннелировавших из hBN.

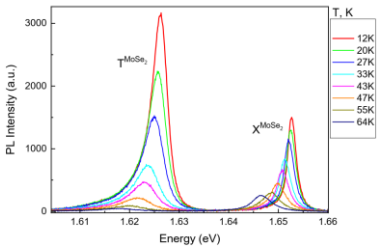


Рис.1. – Люминесценция экситона и триона в зависимости от температуры.

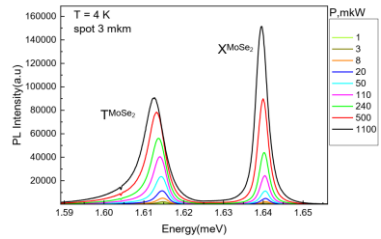


Рис.2. – Люминесценция экситона и триона в зависимости от накачки.

[1] Roland Gillen, John Robertson, Janina Maultzsch, Phys. Status Solidi B 251, 2620 (2014).
[2] M. M. Glazov, J. Chem. Phys. 153, 034703 (2020).

Структура и электронное строение катиона формамидиния, бромида формамидиния и перовскитного кристалла $FAPbBr_3$

Смирнов М.Б.[1], **Замолоцких С.С.[1]**

[1]СПБГУ, 199034, Россия, Санкт-Петербург, Университетская наб., д. 7–9

Сравнительно недавно гибридные органо-неорганические перовскитные галиды (в которых используют органические катионы) привлекли внимание исследователей своими превосходными полупроводниковым характеристикам, таким как высокая подвижность носителей, большая длина пробега носителей и низкая плотность ловушек. Наибольший интерес проявляется к кристаллам свинцово-галоидных перовскитов $APbHal_3$, в которых в позиции однозарядного катиона A+ использован метиламмоний (MA) или формамидий (FA).

Перовскитные йодиды долгое время считались лучшими в этом классе соединений. Однако у йодидов есть существенный недостаток – наличие термоиндуцированных фазовых переходов. Поиск способов преодоления этого недостатка заставил обратить внимание на перовскиты с другими анионами. Было установлено, что изоструктурные бромиды уже при комнатной температуре принимают термоустойчивую кубическую структуру.

Исследования перовскитов с FA катионами выявили преимущество этих соединений перед метиламмониевыми аналогами, обусловленное главным образом более высокой термической стабильностью и меньшей шириной запрещенной зоны, что обеспечивает поглощение в ближнем инфракрасном диапазоне.

В работе изложены результаты теоретического анализа структуры и колебательных спектров нескольких структур, имеющих непосредственное отношение к $FAPbBr_3$: изолированного катиона FA+, молекулы FABr и кристалла $FAPbBr_3$. В результате проведенных исследований установлено:

- Квантовая теория в приближении функционала плотности позволяет с высокой точность воспроизвести данные эксперимента относительно структуры и колебательного спектра как изолированного катиона, так и включающего его свинцово-бромидного кристалла;
- Сравнение электронных структур свободного катиона FA+ и молекулы FABr показывает, что образование водородных связей N-H-Br существенно уменьшает ширину энергетической щели между основным и возбужденными состояниями. Это происходит вследствие того, что роль энергетический уровень неподеленных электронных пар атомов Br попадает почти в середину энергетической щели катиона;
- Анализ электронного строения неорганического перовскита CsPbBr3 показывает, что сравнительно узкая энергетическая щель в этом кристалле образована неподеленными парами атомов Br (потолок валентной зоны) и 6p-состояниями атомов Pb (дно зоны проводимости);
- Сравнение электронных структур $CsPbBr_3$ и $FAPbBr_3$ показывает, что их отличие состоит в наличии бездисперсионной ветви, расположенной недалеко от дна зоны проводимости. Состояния, образующие эту ветвь, происходят из LUMO состояний катионов FA. Слабо выраженная дисперсия этой ветви указывает на то, что такие состояния, локализованные в катионах соседних ячеек, слабо взаимодействуют между собой. Этот факт, совместно с разнообразием возможных позиций катиона FA в перовскитной свинцово-бромидной решетке, может объяснить высокое значение длины диффузии носителей в кристалле $FaPbBr_3$.

Новый механизм асимметрии вольтамперной характеристики симметричного молекулярного проводника с различными якорными группами

Шубин Н.М.[1,2], Журавлев М.Н.[2], Емельянов А.В.[1], Успенский Ю.А.[1] и Горбацевич А.А.[1,2]

[1]*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53*
[2]*НИУ «МИЭТ», 124498, Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, 1*

Выпрямитель с асимметричной ($j(V) \neq j(-V)$) вольт-амперной характеристикой (ВАХ) представляет собой один из необходимых базовых элементов молекулярной электроники. Некогернетный донорно-акцепторный механизм работы такого прибора по аналогии с полупроводниковым диодом был впервые описан Авирамом и Ратнером. Позже были предложены и другие механизмы выпрямления в молекулярных проводниках, в том числе существенно интерференционной природы [1]. Принципиальным для работы выпрямителя является асимметрия молекулярного проводника, которая в простейшем случае может быть связана с различной электростатической связью с электродами [2]. Различие величин туннельной связи с левым и правым электродами ($\Gamma_L \neq \Gamma_R$) также может приводить к асимметрии зарядки молекулы от электродов и, соответственно, асимметрии сдвига резонансного уровня из-за кулоновского взаимодействия [3]. В данной работе показано, что возникновение асимметрии ВАХ при $\Gamma_L \neq \Gamma_R$ возникает в симметричной молекуле и без учета межэлектронного взаимодействия за счет поляризации молекулы в поле между электродами даже при ее симметричном расположении.

Простейшая модель резонансного туннелирования (формула Брейта-Вигнера для туннельной прозрачности) через одиночную молекулярную орбиталь (МО) всегда будет иметь симметричную ВАХ вне зависимости от соотношения между Γ_L и Γ_R при условии симметричной электростатической связи молекулы с электродами. Существенно более богатая интерференционная картина возникает в случае двухуровневой модельной системы (высшая занятая МО (HOMO) и низшая незанятая МО (LUMO)). Ключевую роль для механизма выпрямления играет поляризация МО в электрическом поле между электродами, а также эффект слияния резонансов, имеющий место в таких системах [4]. В работе показано, что при условии существенного различия Γ_L и Γ_R в режиме слияния резонансов спектр пропускания $T(E)$ будет иметь один максимум с близким к единице значением (даже при $\Gamma_L \neq \Gamma_R$ в отличие от механизма [2]). Асимметричная зависимость положения максимума $T(E)$ от приложенного напряжения определяет возможность реализации асимметричной ВАХ и степень выпрямления. Эта зависимость оказывается непосредственно связанной с поляризацией молекулы, при отсутствии которой ВАХ становится симметричной. Отметим, что в нашей модели, в отличие от [2], электростатическая связь молекулы с L и R электродами предполагается симметричной.

Фиттинг первопринципных расчетов спектров туннельной прозрачности аналитической моделью Хюккеля показал, что величина Г может меняться на несколько порядков в зависимости от типа якорной группы. Первопринципный расчет полиеновых цепочек с различными якорными группами в программных пакетах Quantum ATK и SIESTA позволил верифицировать результаты аналитической модели и подтвердить наличие асимметричных ВАХ.

Работа выполнена при частичной поддержке (НМШ, МНЖ и ААГ) проекта №075-03-2020-216 (код 0719-2020-0017).

[1] M. L. Perrin et al., Phys. Chem. Chem. Phys. ***22****, 12849-12866 (2020).*
[2] P. E. Kornilovitch, A. M. Bratkovsky and R. S. Williams, Phys. Rev. B. ***66****, 165436 (2002).*
[3] M. Paulsson, F. Zahid and S. Datta, Handbook of Nanoscience, Engineering, and Technology, 3rd edn, CRC Press, 2012.
[4] A. A. Gorbatsevich and N. M. Shubin, Phys. Rev. B ***96*** *(20), 205441 (2017).*

Эффект краевого легирования в графене и приборы на его основе

Васильев Ю.Б.[1]

[1]*ФТИ им.Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург*

В докладе рассматривается метод создания p-n переходов в графене (а также и в других атомарно тонких пленках), основанный на эффекте краевого легирования [1,2]. Обычно считается, что легирующие носители заряда переходят в слой графена с дефектов, расположенных в подложке SiO_2 под пленкой графена. Оказывается, что носители заряда могут переходить в графен из примесных центров, не только находящихся непосредственно под пленкой графена (базовое легирование), но и отстоящих от края пленки графена на расстояниях вплоть до 100 нм (краевое легирование). Этот эффект имеет близкую аналогию с легированием квантовых ям, когда легируется не яма, а барьеры, так называемое удаленное легирование (remote doping). В отличие от базового легирования особенность краевого легирования состоит в том, что концентрация носителей в образце графена зависит от его размеров. Чем больше размеры образца графена, тем меньше в нем концентрация носителей заряда, поступающих из подложки. Это объясняется тем, что количество поставляемых из подложки носителей слабо зависит от размера образца (все примеси, на расстоянии меньше 100 нм от края образца графена поставляют носители), и, соответственно, их концентрация определяется размером образца. Как установлено экспериментально, краевое легирование проявляется в образцах графена менее 4 мкм. Очевидно, что чем меньше размеры образца, тем сильнее эффект краевого легирования, и необходимый для предложенного метода субмикронный размер чешуек графена согласуется с возможностями технологии.

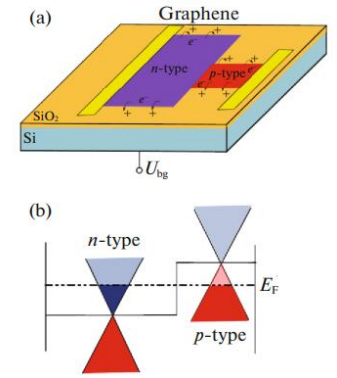


Рис.1. – Схема p-n перехода

Зависимость концентрации носителей (также и типа проводимости) от размеров образца открывает широкие возможности для изготовления приборов и управления их параметрами путем выбора формы образца. В качестве примера на Рис. 1 показана схема составного образца графена, содержащего две области различной ширины и условное изображение энергетической диаграммы такого образца, демонстрирующее формирование p-n перехода при определенном значении напряжения на затворе. При этом для создания p-n перехода нет необходимости изготавливать образец, в котором изначально имеются части с различным типом проводимости. Достаточно изготовить образец графена с различной концентрацией носителей в смежных частях, поскольку, управляя напряжением на затворе, можно сдвигать уровень Ферми между точками Дирака в двух соседних областях образца с различной концентрацией носителей. Таким образом, положением и высотой p-n переходов можно управлять с помощью напряжения на затворе.

Помимо приборов с одним p-n переходом, можно изготовить приборы с несколькими p-n переходами. Проблемой для изготовления диодов и транзисторов является отсутствие выпрямления на p-n переходе в однослойном графене из-за туннелирования Клейна. По-видимому, использование двухслойного графена, а также атомарно тонких слоев других материалов, таких как дихалькогениды переходных металлов, позволит решить эту проблему.

[1] Г.Ю. Васильева, и др. ФТП, 53(12), 1682 (2019).
[2] Yu.B. Vasilyev, Semiconductors, 54 (12), 1664 (2020).

Нанодиагностика колебательных свойств моно- и мультислоев MoS_2 в режиме щелевого плазмона

Милёхин И.А.[1,2], Родякина Е.Е.[2], Чиглинцев Э.О.[3,4], Чернов А.И.[3,4], Милёхин А.Г.[2], Латышев А.В.[2]

[1]*НГУ, 630090, г. Новосибирск, ул. Пирогова, 1*
[2]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева,13*
[3]*МФТИ, 141700, г. Долгопрудный, Дирижабельная ул, 13*
[4]*Российский квантовый центр, 143026, г. Сколково, Большой бульвар ул, 30*

Комбинационное рассеяние света, и нано-фотоломинесценция, усиленные острием атомно-силового микроскопа (нано-ФЛ и нано-КРС, соответственно) — относительно новые и быстро развивающиеся методы для локального структурного анализа на наномасштабе. Эти методы сочетают в себе преимущества КРС и ФЛ спектроскопии для химического анализа, высокую чувствительность поверхностно-усиленных КРС и ФЛ и наномасштабное пространственное разрешение, обеспечиваемое сканирующей атомно-силовой микроскопией (АСМ). Возникающая область усиленного электромагнитного поля между металлизированным острием АСМ и поверхностью образца (“горячая точка”) позволяет преодолеть ограничение дифракционного предела и значительно усилить фононный и экситонный отклик. Нано-КРС и нано-ФЛ основаны на возможности контролировать расположение горячей точки между металлизированным острием АСМ и поверхностью образца и выполнять нано-КРС и/или нано-ФЛ картирование.

В данной работе мы представляем результаты исследования нано-КРС и нано-ФЛ в режиме щелевого плазмона от моно- и мультислоев MoS_2, перенесенных на массив нанодисков Au диаметром около 150 нм и высотой 50 нм (Рис.1а). В экспериментах по нано-КРС наблюдается значительное усиление как оптических, так и акустических фононных мод, а в случае нано-ФЛ- усиление интенсивности экситонной ФЛ в моно- и мультислоях MoS_2, расположенном в зазоре между плазмонной структурой и острием металлизированного АСМ зонда. Режим щелевого плазмона обеспечивают беспрецедентное нано-КРС усиление до 10^{10} и пространственное разрешение всего 5 нм при нормальных условиях окружающей среды. Изучены нано-КРС (Рис. 1б) и нано-ФЛ изображения (не приведено) одного и того же нанодиска Au с монослоем MoS_2 при двух энергиях возбуждения 1.94 (638 нм) и 1.58 эВ (785 нм). Картирование интенсивности мод нано-КРС и экситонных мод, позволило установить распределение электромагнитного поля по поверхности одного нанодиска Au, оценить локальные механические напряжения и наблюдать структурные дефекты в монослое MoS_2. Более того, благодаря сильному легированию горячими электронами наблюдалось структурное изменение MoS_2 из фазы 2H в фазу 1T. Мы считаем, что полученные результаты открывают перспективы оптической диагностики с нанометровым разрешением многих других 2D-материалов.

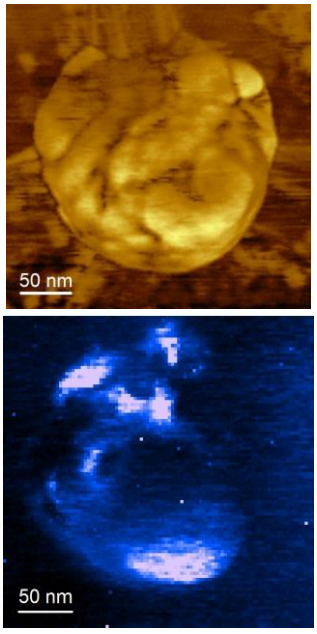


Рис.1. – а) фазовое АСМ изображение одиночного нанодиска Au, покрытого монослоем MoS_2. б) нано-КРС карта структуры, представленной на Рис. 1а, демонстрирует локальное распределение усиления интенсивности мод оптических фононов монослоя MoS_2.

Исследование поддержано Российским Научным Фондом (грант №22-12-00302).

Электросопротивление двухслойного графена, ограниченное электрон-дырочным рассеянием

Грибачёв А.В., Свинцов Д.А., Вьюрков В.В.

Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

В данной работе рассматривается проблема минимальной проводимости графена с наведенной запрещенной зоной в условиях, когда основным механизмом является электрон-дырочное рассеяние. Показано [1], что в случае чистого электрон-дырочного рассеяния нарушается закон Аррениуса. При малых значениях запрещенной зоны имеется аннигиляционный минимум, а при больших значениях сопротивление от величины запрещенной зоны зависит линейно. Получено выражение для концентрации примесей, при которой эффект становится наблюдаемым.

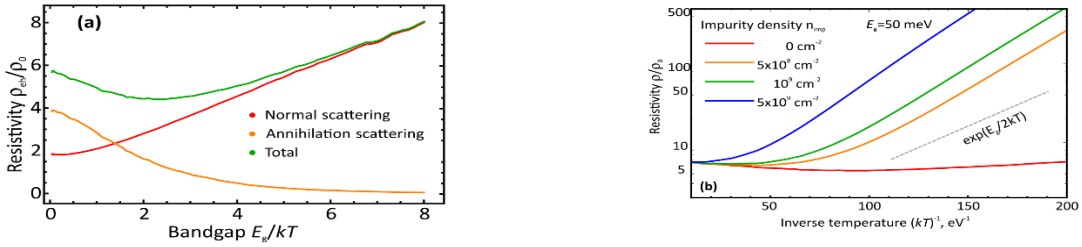


Рис.1 (а) Зависимость сопротивления от ширины запрещенной зоны с учетом нормального и аннигиляционного канала рассеяния. (б) Зависимость сопротивления от температуры при фиксированной ширине запрещенной зоны при учете электрон-дырочного рассеяния и рассеяния на примесях. Пунктиром показан закон Аррениуса. На обоих графиках сопротивление измеряется в единицах кванта сопротивления.

Электронный транспорт, в случае, когда доминирующий вклад в рассеяние обусловлен межчастичным рассеянием, приобретает все больший интерес научного сообщества, особенно в связи с развитием сверхчистых двумерных материалов.

В настоящее время [2] умеют получать графен, в котором концентрация остаточных примесей заметно ниже, нежели концентрация термически-активированных электронов и дырок. В этом случае, межчастичное рассеяние доминирует над рассеянием на примесях, что ведет к интересным физическим эффектам и неразрешенным проблемам. Одной из таких проблем является проблема минимального сопротивления [1]. Хотя и имеется довольно много теоретических и экспериментальных исследований посвященых электрон-дырочному рассеянию в бесщелевом случае, довольно мало внимания уделено системам с щелью [3,4].

В данной работе [1] производится аккуратный теоретический вывод времени рассеяния и электрического сопротивления в точке нейтральности для графена с щелью, описываемого двумерным гамильтонианом Дирака с массой. Вывод производится вариационным методом из кинетических уравнений с учетом межчастичного рассеяния и рассеяния на примесях, в предположении, что заряды взаимодействуют посредством неэкранированного кулоновского потенциала.

В работе исследуются зависимости сопротивления и частоты рассеяния относительно обратной температуры. Показано, что при большой запрещенной зоне сопротивление в точке нейтральности прямо пропорционально Eg/KT, что противоречит ожидаемому закону Аррениуса. В работе проводится строгий вывод того факта, что в случае доминирования eh-рассеяния закона Аррениуса не возникает, т.к. сами плотности носителей экспоненциально убывают по параметру Eg/kT и события рассеяния так же экспоненциально становятся редки.

[1] Gribachov A.V., Svintsov D.A., Vyurkov V. Electron-hole collision limited resistance of gapped graphene // Phys. Rev. B. Vol. 109(8): 085424. DOI: 10.1103/PhysRevB.109.085424.

[2] Cao Y., Mishchenko A., Yu G. L. [et al.]. Quality Heterostructures from Two-Dimensional Crystals Unstable in Air by Their Assembly in Inert Atmosphere. — Nano Letters 2015, V. 15. P. 4914–4921.

[3] Jung J., DaSilva A. M., MacDonald A.H. [et al.]. Origin of band gaps in graphene on hexagonal boron nitride // Nature Communications. 2015. V.6: 6308.

[4] McCann E., Abergel D. S.L., Fal'ko V. I. The low energy electronic band structure of bilayer graphene // The European Physical Journal Special Topics. 2007. V.148. P. 91–103.

Возбуждённые состояния экситонов в монослоях $MoSe_2$ и WSe_2 в спектрах отражения

Голышков Г.М., Бричкин А.С., Черненко А. В., Бисти В.Е.

ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Московская обл., Черноголовка, ул. Акад. Осипьяна, д.2

Гетероструктуры на основе монослоёв дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) представляют собой новый класс материалов, привлекающий внимание как перспективный объект для создания на их основе разнообразных оптоэлектронных устройств. Ширина запрещенной зоны монослоев ДПМ обеспечивает межзонную рекомбинацию в видимом диапазоне и дает возможность наблюдать и исследовать такие системы оптическими методами. Энергии связи экситонов достигают нескольких сотен мэВ, что позволяет наблюдать экситонные эффекты при температурах вплоть до комнатной, что вызывает особый интерес в плане практического применения [1]. Методика спектроскопии отражения позволяет детектировать в структурах с монослоями ДПМ основные и возбужденные состояния A и B-экситонов, отделенных за счет спин-орбитального расщепления зон.

В работе исследованы спектры отражения hBN-инкапсулированных монослоев $MoSe_2$ и WSe_2, дающие возможность наблюдать переходы, относящиеся к основным A:1s, B:1s возбужденным A:2s, A:3s, B:2s экситонным состояниям в диапазоне температур 7-295 К. Для оценки параметров экситонов были проведены расчеты с численным решением уравнения Шредингера для s-состояний экситонов с использованием потенциала электронно-дырочного взаимодействия в тонких пленках. Спектры отражения рассчитывались с использованием формализма метода матриц переноса, учитывающего конкретные параметры исследуемых структур, таких как толщины слоев hBN и подложки SiO_2.

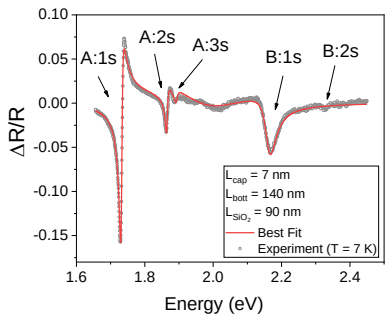


Рис.1 Дифференциальный коэффициент отражения для монослоев WSe_2. Точками обозначены экспериментальные результаты при 7 К. Красная линия – численное моделирование.

При температуре 7 К в спектре отражения отчётливо наблюдаются линии экситонов A:1s, B:1s и их возбуждённые состояния: A:2s, A:3s, B:2s, как в монослоях $MoSe_2$, так и WSe_2 (рис. 1). Важной особенностью WSe_2 является то, что отщеплённый из-за спин-орбитального взаимодействия B-экситон находится заметно выше по энергии, чем возбуждённые состояния A-экситона A:2s, A:3s (рис. 1). Благодаря этому в WSe_2 все пять упомянутых экситонных линий отделены друг от друга в спектре и хорошо прослеживаются в сериях по температуре, в отличие от $MoSe_2$ или MoS_2, где B:1s находится близко по энергии к возбуждёнными состояниям A:2s, A:3s и их линии перекрываются. С ростом температуры линии уширяются, а их интенсивность падает, тем не менее, линии основного A:1s, B:1s и возбуждённого состояния A:2s видны спектре отражения вплоть до температуры 295 К и хорошо описываются результатами численного моделирования с использованием формализма метода матриц переноса. Наблюдаемый температурный сдвиг экситонных линий связан с изменением ширины запрещённой зоны. Возбужденные состояния A:3s и B:2s наблюдаются исходном спектре отражения в диапазоне 7-100 К, при более высокой температуре данные линии удается разрешить в спектре производной.

[1] G. Wang, A. Chernikov, M. Glazov et al., Rev. Mod. Phys. 90, 021001 (2018).

Неэрмитов след в решении задачи о движении носителей в графене вскрещенных полях

Германенко А.В., Румянцев Е.Л.

Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Т Спектр носителей в графене в присутствии скрещенных постоянных и однородных магнитном и электрическом полях обычно рассматривается в рамках подхода Фока-Фейнмана-Гель-Манна [1,2], что обусловлено формальным подобием релятивистского гамильтониана Дирака и $\boldsymbol{kp}$ гамильтониана графена. Решение системы Дирак-подобных уравнений в графене как правило сводится к решению дифференциальных уравнений второго порядка подобных Шредингеровскому с помощью операции «квадрирования» [3]. Подобный подход, однако требует выбора конкретной калибровки вектор-потенциала, что противоречит принципу градиентной инвариантности. В этой связи особое значение приобретает так называемый алгебраический подход, основанный на градиентно-инвариантных коммутационных свойствах кинетических импульсов. Предложенный нами «чисто» алгебраический подход с использованием операторов псевдо-импульсов позволяет полностью отказаться от конкретной фиксации вида вектор потенциала, что отличает его от решений, рассмотренных в работах [4,5]. Особенностью алгебраического решения в скрещенных полях, которое также проходит через стадию «квадрирования», является появление неэрмитовой составляющей в псевдо-Шредингеровском гамильтониане, действующей в пространстве псевдо-спиновых переменных графена. Аналогичная проблема возникает и при решении релятивистского уравнения Дирака в скрещенных полях. Интересно, что на эту особенность в используемом подходе нет указания ни в одной известной нам работе. Поскольку данный гамильтониан инвариантен относительно $\boldsymbol{\mathcal{PT}}$ преобразования, собственные значения его остаются действительными, что позволяет получить спектр задачи, игнорируя отсутствие эрмитовости. Проблемы возникают при анализе волновых функций, поскольку неэрмитовы гамильтонианы требуют переопределения скалярного произведения и введения би-ортогональной метрики [6]. Показано, что развитый последовательный подход позволяет избежать данной проблемы. Единственным наследием появления неэрмитовости при решении является коллапс уровней Ландау при стремлении дрейфовой скорости к скорости Ферми графена [4].

[1] V. Fock, Phys. Zeit. Sowjetunion 12, 404 (1937).
[2] R. P. Feynman and M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1958).
[3] A. H. MacDonald, Phys. Rev. B 28, 2235 (1983).
[4] N. M. R. Peres and E. V. Castro, J. Phys.: Condens. Matter 19, 406231 (2007).
[5] U.D. Jentschura, Phys. Rev. D 108, 016016 (2023).
[6] H. B. Geyer, W. D. Heiss, and F. G. Scholtz, Can. J. Phys. 86, 1195 (2008).

Особенности фотолюминесценции слоев гексагонального α-In_2Se_3 нанометровой толщины

Елисеев И.А.[1], Рахлин М.В.[1], Галимов А.И.[1], **Веретенников А.И.**[1], Котова Л.В.[1], Китаев Ю.Э.[1], Осоченко Г.В[1], Гасникова К.А.[1], Алексеев П.А.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Направление исследований двумерных слоистых материалов с ковалентными связями внутри слоя и ван-дер-ваальсовой межслоевой связью является одним из наиболее активно развивающихся в современной физике твердого тела, благодаря огромному разнообразию как самих материалов, так и областей их применения.

Двумерный селенид индия (III) – In_2Se_3 – известен большим разнообразием модификаций кристаллической структуры. Вопрос об оптических свойствах и особенностях зонной структуры различных кристаллических фаз является на данный момент открытым, а представленные в литературе данные – противоречивыми [2, 3], что связано в том числе с трудностями в идентификации различных фаз и определении толщины кристаллов In_2Se_3 [1].

В настоящей работе исследуются оптические свойства чешуек α-In_2Se_3 гексагонального политипа 2*H* толщиной от 5 до 100 слоев, изготовленных методом микромеханического отслаивания и перенесенные на подложку Au(50 nm)/Si. В качестве исходного материала использовался объемный кристалл In_2Se_3 α-фазы. Принадлежность исходного кристалла к α-фазе была подтверждена данными рентгеновской дифракции, а анализ данных спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) позволил однозначно определить кристаллическую модификацию исходного кристалла и изготовленных из него чешуек. Данные спектроскопии КРС и атомно-силовой микроскопии использовались для определения количества слоев исследуемых чешуек, кроме этого, были проанализированы зависимости параметров основных линий спектров КРС от количества слоев.

Фотолюминесцентные свойства чешуек различной толщины исследовались в широком температурном диапазоне (от 10 до 300 К). При росте числа слоев обнаружено значительное увеличение интенсивности фотолюминесценции (ФЛ), а также сдвиг максимума ФЛ в сторону низких энергий. В спектрах ФЛ обнаружено две полосы излучения, носящие в литературе названия *A* (~ 1.5 эВ) и *B* (~ 1.35 эВ) [2, 3]. Анализ данных низкотемпературной спектроскопии ФЛ с временным разрешением позволил сделать предположения о природе данных пиков. Высокоэнергетическая полоса с характерными временами затухания менее 1 нс, вероятнее всего, связана с экситонной ФЛ. Природа низкоэнергетической полосы *B*, доминирующей в спектре при низких температурах и имеющей характерные времена затухания величиной до нескольких сотен наносекунд, предположительно, связана с излучательной рекомбинацией носителей заряда на дефектах кристаллической решетки.

Анализ полученных результатов с помощью расчетов и моделирования в рамках дальнейшей работы позволит получить новую информацию о происхождении полос *A* и *B* в ФЛ гексагонального α-In_2Se_3 и зависимости оптических свойств и зонной структуры этого материала от его толщины.

*[1] C.K.Y. Tan et al., Chem. Rev., **123**, 8701 (2023).*
*[2] M. Balkanski et al., Solid State Commun., **59**, 423 (1986).*
[3] Yu.I. Zhirko et al, arXiv:1802.02781 [cond-mat.mtrl-sci] (2018)

Фотолюминесценция с временным разрешением в дихалькогенидах переходных металлов

Каменская Т.А.[1], Скориков М.Л.[2], Пугачев М.В.[2], Кунцевич А.Ю.[2]

[1]*НИУ ВШЭ,101000, г. Москва, ул.Мясницкая, д.20*
[2]*ФИАН, 119991, г. Москва, Ленинский проспектр, д.53*

Дихалькогениды переходных металлов (ДХПМ) представляют собой неорганические соединения с химической формулой MX_2, где M — атом переходного металла (например Mo,W), а X — атом халькогена (S, Se, Te). Объемный кристалл ДХПМ состоит из слоев, соединенных Ван дер Ваальсовой связью. Монослой ДХПМ состоит из подслоев X-M-X, где атомы M образуют ковалентные связи с атомами X [1]. Объемные ДХПМ являются непрямозонными полупроводниками, в то время их монослои – прямозонные [2]. Оптические свойства ДХПМ сильно изменяются с толщиной образца [1]. В литературе были широко изучены время-интегрированные и время-разрешенные спектры фотолюминесценция (ФЛ) ДХПМ. Однако, динамика ФЛ меньше всего изучена в монослоях WS_2, поэтому задачами этого исследования являлось измерение спектров микро-ФЛ, в том числе с временным разрешением, в широком диапазоне температур и плотностей мощности возбуждения.

Монослои WS_2 получены методом механического расслоения с помощью металлической пленки (см. пример фото образца на рис. 1а) [3]. Гетероструктура hBN/WS_2 была собрана для сохранения свойств монослоя методом сухого горячего переноса [4]. Широкие пики обнаружены в стационарных спектрах ФЛ гетероструктуры hBN/WS_2 при разных температурах, постепенно сужающиеся с понижением температуры (рис. 1б). В то же время, интегральная интенсивность возрастает при уменьшении температуры, что характерно для трионного пика [5]. Измерения ФЛ с временным разрешением показали очень быструю динамику (рис. 1в), слабо меняющуюся с температурой. Быстрая динамика также свидетельствует о трионной природе основного пика ФЛ. Можно сделать вывод, что монослои, полученные методом механического расслоения с помощью металлической пленки, являются сильно легированными.

Работа поддержана грантом РНФ 23-12-00340.

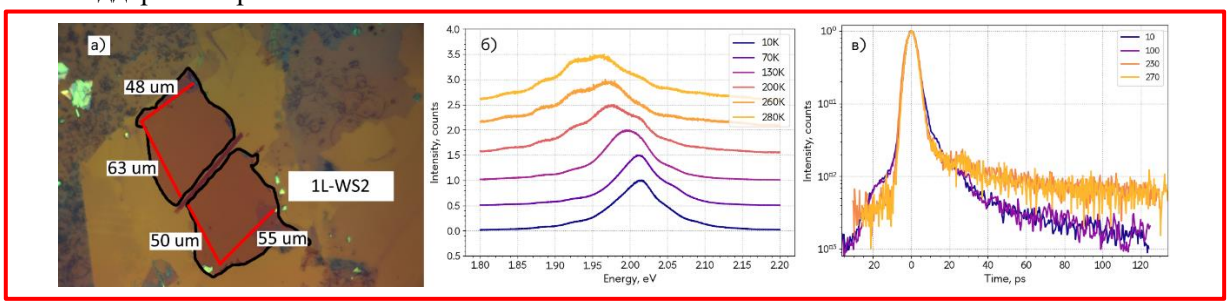


Рисунок 1: а) фотография монослоя WS_2, полученного методом механического расслоения с помощью металлической пленки; температурная зависимость б) время-интегрированных и в время-разрешенных спектров ФЛ

[1] Mak, Kin Fai, et al. "Atomically thin MoS 2: a new direct-gap semiconductor." Physical review letters 105.13 (2010): 136805.
[2] Splendiani, Andrea, et al. "Emerging photoluminescence in monolayer MoS2." Nano letters 10.4 (2010): 1271-1275.
[3] Desai, Sujay B., et al. "Gold-mediated exfoliation of ultralarge optoelectronically-perfect monolayers." Adv. Mater 28.21 (2016): 4053-4058
[4] Martanov, Sergey G., et al. "Making van der Waals heterostructures assembly accessible to everyone." Nanomaterials 10.11 (2020): 2305.
[5] Arora, Ashish, et al. "Dark trions govern the temperature-dependent optical absorption and emission of doped atomically thin semiconductors." Physical Review B 101.24 (2020): 241413.

Влияние контактов на транспортные характеристики одиночных металлических углеродных нанотрубок

Гайдученко И. А.[1], Прудкогляд В. А.[2], **Кунцевич А.Ю.**[1,2]

[1]*НИУ ВШЭ, 101000, Москва*
[2]*ФИАН, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинский проспект, 53*

В зависимости от того, под каким углом к кристаллографическим осям лист графена закручен в углеродную нанотрубку (УНТ), УНТ может быть металлической, почти металлической или полупроводниковой [1]. Трубка с литографически нанесенными контактами, лежащая на Si/SiO_2 подложке представляет собой полевую структуру. Знание и спектра одиночной УНТ и использование ее соответствующих свойств необходимо для возможных приборных применений.

Ранее, например, в работе [2], нами была отработана методология изготовления омических и туннельных контактов к одиночным нанотрубкам, что позволяло исследовать плотность состояний из вольт-амперных и затворных характеристик, а также оценить длину пробега электрона вдоль УНТ. Приложение магнитного поля вдоль трубки вызвает расщепление сингулярности Ван-Хова вблизи дна зон, что является дополнительным источником информации о спектре.

В данной работе (см. также [3]) нами были выбраны для исследования чисто металлические УНТ — объекты, в которых закон дисперсии линеен, и, как следствие, плотность состояний не должна зависеть от энергии. Металличность доказывалась слабой температурной зависимостью сопротивления и открытием щели в магнитном поле. Несмотря на то, что трубки были металлическими, на затворных зависимостях проводимости наблюдался провал, слабо зависящий от температуры (Рис.1). Данное явление указывает на образование небольшого пространственно и по энергии туннельного барьера, очевидно, формирующегося в приконтактной области. Недавние расчеты[4] подтверждают, что открытие щели в спектре чисто металлической нанотрубки, достаточное для объяснения наблюдаемого эффекта, может происходить из-за ее деформации вблизи напыленного металлического контакта. При этом размер деформированной области оказывается порядка диаметра нанотрубки, а величину щели можно оценить как несколько сот мэВ. Такая большая величина щели выглядит обнадеживающей для транзисторных применений полевых структур с металлическими УНТ.

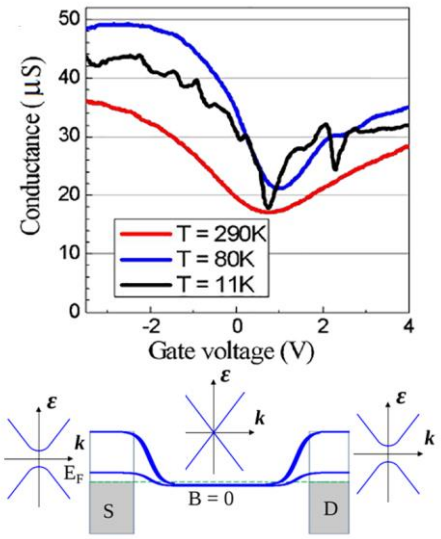


Рис. 1. – Затворные зависимости кондактанса металлической УНТ при разных температурах(сверху) и ее зонная диаграмма(снизу).

Работа поддержана программой Фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

*[1] R. Saito et al., Appl. Phys. Lett., **60**, 2204 (1992).*
*[2] Y. Matyushkin et al., App. Phys. Lett. **120**, 083104 (2022).*
*[3] I. Gaiduchenko et al, Phys. Rev. B **109**, L161401 (2024).*
*[4] G. Fedorov et al, Nanomaterials **13**, 1774 (2023)*

Синтез и характеризация кристаллической структуры и электрофизических свойств тонких пленок WS_2 и WSe_2

Лобанова Е.Ю.[1, 2], Грассер Т.[3], Дворцова П.А.[1], Илларионов Ю.Ю.[1,4,] Канафиева Е.К.[1, 5], Коровин А.М.[1], Кузин Д.С.[1], Мамаев И.М.[1, 5], Сутурин С.М.[1], Соколов Н.С.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26,*
[2]*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, корп. А,*
[3]*Институт микроэлектроники Технического университета, 1040, Вена, Гусхаусштрассе, 29,*
[4]*Южный университет науки и технологий, 518055, Шеньжень, Хиеуиан Rd, 1088,*
[5]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5, лит. Ф.*

Широко известный интерес к синтезу и исследованию 2D-дихалькогенидов переходных металлов (TMDC), таких как MoS_2, $MoSe_2$, WS_2, WSe_2 и др., обусловлен их уникальными электронными и оптическими свойствами, которые делают их перспективными материалами для применения в электронике и сенсорике. При разработке методики выращивания эпитаксиальных тонких пленок TMDC в различных исследовательских группах использовались методы CVD [1], MOCVD [4] и MBE [5], требующие высоких температур во время роста или послеростового отжига (до 900-1000 °C), которые несовместимы с кремниевой технологией. Метод импульсного лазерного осаждения позволяет выращивать тонкие пленки при более низких температурах подложки. В этом случае необходимая для формирования эпитаксиального слоя подвижность атомов и молекул на подложке достигается за счет высокой кинетической энергии частиц плазменного факела. Целью настоящей работы была разработка методики выращивания наноразмерных структурно упорядоченных пленок WS_2 и WSe_2 на подложках Al_2O_3(0001) и CaF_2(111) с последующей характеризацией их кристаллической структуры и электрофизических свойств.

Синтез проводился на установке импульсного лазерного осаждения (SURFACE, Германия). Для абляции поликристаллических мишеней WS_2 и WSe_2 был использован эксимерный лазер CompexPro 201 KrF. Морфология пленок изучалась с помощью атомно-силовой микроскопии (АСМ). Кристаллическая структура пленок контролировалась *in situ* с использованием дифракции быстрых электронов на отражение (3D-RHEED). Последний метод позволил напрямую контролировать дальний порядок в растущих слоях в процессе их синтеза, а также эпитаксиальные соотношения между слоем и подложкой. При выращивании пленок на поверхности Al_2O_3(0001) наблюдались два типа эпитаксиальных отношений: 0° и 30° относительно направления [100] подложки. При выращивании пленок на поверхности CaF_2(111) наблюдались эпитаксиальные соотношения WX_2 [100] || CaF_2 [110], причем азимутальная разориентация кристаллитов TMDC была выражена существенно слабее, чем в случае роста на Al_2O_3(0001). Для характеризации электрофизических свойств выращенных пленок на их поверхность наносились золотые контакты с размерами в диапазоне 60..250 мкм. Полученные структуры использовались для измерения вольт-амперных характеристик при различных расстояниях между контактами. Продемонстрирована связь величины продольной проводимости пленок с толщиной слоя TMDC. Проведенные исследования создали задел для реализации транзисторных структур на основе TMDC, CaF_2 и Si в интегральном исполнении. Можно ожидать, что характеристики полученных при вышеупомянутом подходе транзисторов существенно превзойдут ранее продемонстрированные прототипы таких приборов с использованием эксфолиированных слоев TMDC [4].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 21-52-14007.

[1] L. Liu et al, Nature. 605, 69–75 (2022).
[2] M. Chubarov et al, ACS Nano. 15, 2532–2541 (2021).
[3] M. Nakano et al, Nano Lett. 17, 5595–5599 (2017).
[4] Yu. Illarionov et al, Nat. Electron. 2, 230–235 (2019)

Двухслойный графен для детектирования длинноволнового излучения

Титова Е.И.[1,2], Кащенко М.А.[1,2], Сёмкин В.А.[1], Домарацкий И.К.[1], Мыльников Д.А.[1], Свинцов Д.А.[1]

[1]*МФТИ(НИУ), 141701, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д.9.*
[2]*Лаборатория физики программируемых функциональных материалов «Центр нейрофизики и нейроморфных технологий», 127495, Москва*

Детекторы длинноволнового (терагерцового и дальнего/среднего инфракрасного) излучения находят применение во многих областях науки и техники – от систем беспроводной связи и медицинского сканирования до исследования астрономических объектов. Однако в данном диапазоне электромагнитного излучения наблюдается провал по чувствительности фотодетекторов по сравнению с детекторами соседних оптического и радиодиапазонов. Графен обладает рядом уникальных качеств, позволяющих использовать этот материал для эффективного детектирования длинноволнового излучения [1]. Например, в графене наблюдается низкая теплоемкость и высокая энергия фононов, что приводит к быстрому нагреву фотоиндуцированных электронов и медленному охлаждению их на решетке. Благодаря эффекту «горячих электронов» в графене велик фото-термоэлектрический эффект, который можно использовать для фотодетектирования в структурах с латеральным p-n переходом [2]. Использование двухслойного графена позволяет повысить температурную чувствительность материала благодаря возможности электростатического индуцирования запрещенной зоны в двухслойном графене, что должно приводить к более сильному фото-термоэлектрическому отклику.

В данной работе мы исследовали графеновые фотодетекторы, представляющие собой транзисторные структуры на основе двухслойного графена с латеральными p-n переходами. Мы показали, что индуцирование запрещённой зоны в двухслойном графене позволяет улучшить терагерцовую чувствительность и эквивалентную мощность шума детектора в несколько раз (см. Рис. 1). Максимальная чувствительность при криогенной температуре в наших детекторах достигала 50,5 кВ/Вт по напряжению и 22,8 А/Вт по току, тогда как эквивалентная мощность шума падала до 36,4 фВт/Гц$^{1/2}$ с индуцированием запрещённой зоны до 25 мэВ [3].

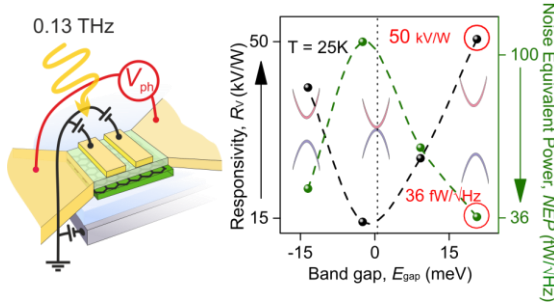


Рис.1. – Схематическое изображение транзисторной структуры на основе двухслойного графена, а также зависимости фоточувствительности и эквивалентной мощности шума от ширины запрещенной зоны в такой структуре.

Мы также исследовали краевые низкорезистивные состояния в графеновом канале, проявляющиеся в насыщении сопротивления канала как функции запрещённой зоны в графене. Мы показали, что использование структур с натуральным графеновым краем, в отличие от химически травлёного края, позволяет избавиться от таких краевых состояний. Мы показали, что отношение токов ON/OFF может превышать 10^5 в транзисторах на основе графена с естественным краем [4]. Кроме того, нами были исследовали подобные графеновые фото-транзисторы при комнатной температуре. Мы показали, что такие транзисторы могут служить в качестве фотодетекторов широкого диапазона излучения — от суб-терагерцового до инфракрасного.

[1] F. Bonaccorso et al., Nature Photonics, vol.4, 2010
[2] N.M. Gabor et al., Science, Vol 334, Issue 6056, 2011
[3] E. Titova et al., ACS Nano 2023, 17, 9, 8223–8232
[4] I. K. Domaratskiy et al., Russian Microelectronics, 2023, Vol. 52

ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ, МИКРОРЕЗОНАТОРЫ И МЕТАМАТЕРИАЛЫ. НАНОФОТОНИКА, КВАНТОВАЯ ОПТИКА

Хиральные метаповерхности для управления направлением и поляризацией излучения из волноводов и микрорезонаторов

Кулаковский В.Д.

ИФТТ РАН, 142432 Черноголовка ул. Академика Осипьяна, 2

Метаповерхности — плоские версии метаматериалов субволновой толщины, состоящие из оптически тонких и плотно упакованных плоских массивов резонансных или почти резонансных субволновых элементов [1-3]. Их электромагнитные свойства и функциональность определяются структурой субволновых элементов и подложкой. Оптические метаповерхности открывают уникальные возможности управления светом и широко используются в качестве основы для многих устройств, благодаря малым размерам конструкции, простоте эксплуатации и технологической совместимости процесса их изготовления.

Одним из перспективных направлений использования метаповерхностей является контроль и манипулирование состояниями поляризации света в нехиральных полупроводниковых материалах. Такая возможность основана на том, что поляризационные свойства образца определяются его общей симметрией, а не деталями возникновения этой симметрии[4]. Для управления поляризационными свойствами света можно использовать как диэлектрические решетки с большим контрастом диэлектрических проницаемостей, не вносящие джоулевых потерь [5], так и решетки на основе металлических наночастиц, локализованные поверхностные плазмонные резонансы в которых позволяют изготовить эффективные антенны с относительно невысокими джоулевыми потерями [6]

В докладе обсуждаются

i) управление поляризацией излучения квантовых точек InAs, внедренных в активный слой планарного волновода GaAs и микрорезонатора GaAs/AlAs посредством модификации структуры электромагнитных мод с помощью тонкой субволновой диэлектрической фотонно-кристаллической решетки, изготовленной методом частичного травления, соответственно, волновода и верхнего брэгговского зеркала в микрорезонаторе[7,8]

ii) реализация циркулярно-поляризованной генерации света при комнатной температуре и эллиптически поляризованных экситон-поляритонных конденсатов при низких температурах в микрорезонаторе с диэлектрическими фотонно-кристаллическими метаповерхностями при оптической и электрической накачке [9]

(iii) способность плазмонных решеток, изготовленных на волноводе, выводить встречно распространяющиеся фотонные моды с комплементарными круговыми поляризациями в свет с противоположными круговыми поляризациями [10,11]

[1] S. Walia et al,. Appl Phys Rev.,2, 011303 (2015)
[2] A Glybovski., et al., Phys Rep, 634, 1 (2016)
[3} A. Li et al, Nanophotonics 7, 989 (2018)
[4] L. D. Barron, Nature (London) 238, 17 (1972)
[5] A. Arbabi et. al. Nature Nanotechnol. 10, 937 (2015)
[6] N. Yu and F. Capasso. Nature Mater. 13, 139 (2014)
[7] A. A. Maksimov et al Phys. Rev. B 89, 045316 (2014)
[8] S. V. Lobanov et al., Phys. Rev. B 92, 205309 (2015)
[9] A. A. Demenev et al. Appl.Phys. Lett. 109, 171106 (2016)
[10] I. M. Fradkin, et al. Appl. Phys. Lett.120, 171702 (2022)
[11] I. M. Fradkin. et al., Adv. Optical Mater, 2303114 (2024)

Плазмонные метаструктуры: от физики к приложениям

В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин

Институт Физики Твердого Тела имени Ю.А. Осипьяна, Черноголовка, Россия

Двумерные плазменные возбуждения являются предметом активного исследования на протяжении более 40 лет [1,2]. Эти исследования принесли множество новых фундаментально-физических и прикладных результатов. Условием наблюдения двумерных плазмонов является то, что плазменная частота превосходит обратное время электронной релаксации. Данное условие ограничивает наблюдение двумерных плазмонов в современных полупроводниковых и слоистых материалах областью криогенных температур (в частотном диапазоне до 1 ТГц). Это обстоятельство значительно затрудняет практическое использование двумерной плазмоники.

Недавно было показано, что трёхмерная решётка из металлических проволочек проявляет на СВЧ частотах при комнатной температуре электродинамические свойства эквивалентные отклику трёхмерной плазмы [3]. Начиная с этих работ снова возродился интерес к исследованию электродинамических свойств метаматериалов. То есть искусственно созданных материалов, размер элементарной ячейки которых много меньше длины волны электромагнитного излучения. К сожалению, многолетние исследования в этой области не привели к прорыву в реальных приложениях. Это связано как с трудностями синтеза таких материалов, так и с большими потерями присущими метаматериалам.

В настоящем цикле исследований был разработан простой способ производства трёхмерных метаматериалов [4]. Метаматериал собирается из кремниевых чипов с предварительно произведённой на их поверхности при помощи фотолитографии металлической сетки. Было экспериментально установлено, что электродинамический отклик метаматериала может быть описан в терминах эффективной диэлектрической проницаемости. Оказалось, что когда длина волны электромагнитного излучения много превосходит толщину единичного чипа, диэлектрическая проницаемость метаматериала имеет плазменный характер. При этом, плазменная частота однозначно определяется геометрическими параметрами сетки, толщиной чипов и диэлектрической проницаемостью подложки. С другой стороны, когда толщина единичного чипа становится соизмеримой с длиной волны электромагнитного излучения, метаматериал начинает демонстрировать принципиально новое свойство – аномально большую дисперсию (то есть зависимость фазовой скорости от частоты). При этом, потери в метаматериале остаются сравнительно малыми, что делает его привлекательным для различного рода приложений.

На основе обнаруженного супер-дисперсионного свойства был разработан и изготовлен целый ряд новых устройств, работающих в слабо освоенном терагерцовом частотном диапазоне (0.1 – 1 ТГц): супер-призма, терагерцовый спектрометр, мультиплексор [5].

[1] D. Tsui, S. Allen et al.,Surf. Sci. ***73****, 419 (1978).*
[2] T.N. Theis., Surf. Sci. ***98****, 515 (1980).*
[3] J.B. Pendry et al.,Phys. Rev. Lett. ***76****, 4773 (1996).*
[4] V.M. Muravev et al.,Phys. Rev. Applied ***21****, 034041 (2024).*
[5] М.С. Соколова et al.,Письма в ЖЭТФ ***119****, 752 (2024).*

Фазовые домены в неравновесных спинорных конденсатах поляритонов

Гаврилов С.С.[1]

[1]*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2*

Двумерные экситонные поляритоны, локализованные в активной области плоского микрорезонатора, могут возбуждаться резонансной световой волной и в таком случае образуют макроскопически когерентные состояния, которые рассматриваются в приближении среднего поля по аналогии с неравновесными бозе-конденсатами. Благодаря нелинейности поляритонная система оказывается мультистабильной и в ней возможны быстрые переключения между альтернативными когерентными состояниями, различающимися по амплитуде или поляризации [1,2]. В докладе рассматривается эффект спонтанного нарушения симметрии, приводящий к образованию макроскопических фазовых доменов [3,4].

Фазовые домены аналогичного типа возникают в двухкомпонентных бозе-эйнштейновских конденсатах (первая работа – [5]) или сверхпроводниках ([6]), у которых два параметра порядка связаны когерентным образом. Все такие состояния, как правило, неустойчивы; в статье [7] описаны основные механизмы распада фазовой границы, в частности, формирование пар вихрей и антивихрей или *snake instability*.

Спонтанное появление фазовых доменов в поляритонной системе достаточно неожиданно, если учесть, что она возбуждается внешним полем и, следовательно, имеет нарушенную симметрию U(1) уже на уровне исходной теории. Оказалось, однако, что в определенных нетривиальных случаях решения для нее могут совпадать с решениями из [5–7]. Качественное отличие в общем случае состоит в том, что в спектре элементарных возбуждений поляритонов ([8]) существует энергетическая щель, благодаря которой решения с доменной границей и находящимися на ней вихрями могут стать полностью устойчивыми. Более того, фазовые домены образуются даже тогда, когда в своем начальном состоянии поляритонная система однородна, симметрична по спину и возбуждается плоской электромагнитной волной. Некоторые численные примеры были приведены в [3]. В докладе рассматриваются новые макроскопические эффекты, характерные для неравновесных бозе-систем: 1) устойчивое самопроизвольное вращение доменной границы вокруг вихрей и 2) состояния типа *supersolid*, образующиеся в двумерном периодическом потенциале.

[1] С.С. Гаврилов, УФН 190(2), 137 (2020)
[2] С.С. Гаврилов, Н.Н. Ипатов, В.Д. Кулаковский, Письма в ЖЭТФ 118(9), 649 (2023)
[3] S.S. Gavrilov, Phys. Rev. B 102, 104307 (2020)
[4] Н.Н. Ипатов, С.С. Гаврилов, Письма в ЭЧАЯ 20(5), 1245 (2023)
[5] D.T. Son and M.A. Stepanov, Phys. Rev. A 65, 063621 (2002)
[6] Y. Tanaka, Phys. Rev. Lett. 88, 017002 (2001)
[7] A. Gallemi, L.P. Pitaevskii, S. Stringari, A. Recati, Phys. Rev. A 100, 023607 (2019)
[8] S.S. Gavrilov, Phys. Rev. B 106, 045304 (2022)

Спектроскопия фото- и электролюминесценции SiGe наноструктур с двумерными фотонными кристаллами

Яблонский А.Н.[1], Новиков А.В.[1], Юрасов Д.В.[1], Степихова М.В.[1], Шмагин В.Б.[1], Захаров В.Е.[1,2], Перетокин А.В.[1], Шалеев М.В.[1], Шенгуров Д.В.[1], Родякина Е.Е.[3], Смагина Ж.В.[3], Дьяков С.А.[4], Михайлов А.Н.[2], Тетельбаум Д.И.[2]

[1]ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105
[2]ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
[3]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[4]Сколковский институт науки и технологий, 121205, Москва, Большой бульвар д.30, стр.1

Одним из актуальных направлений исследований в области фотоники является разработка компактных и эффективных источников света, интегрированных с современной полупроводниковой микроэлектроникой. С точки зрения интеграции наиболее привлекательным подходом является создание источников излучения на основе элементов IV группы, таких как Si и Ge, в частности на основе SiGe структур с самоформирующимися Ge(Si) островками, совместимых с технологиями кремниевой оптоэлектроники. Повышение излучательной эффективности таких источников может быть достигнуто за счет модификация взаимодействия излучения с активной средой благодаря использования микрорезонаторов различного типа, в частности фотонных кристаллов (ФК).

Настоящая работа посвящена изучению основных факторов, приводящих к значительному возрастанию интенсивности излучения структур с Ge(Si) наноостровками, встроенными в двумерные ФК, по сравнению с неструктурированными активными слоями. Среди таких факторов рассматриваются: увеличение интегрального вывода излучения из структуры; улучшение направленности вывода излучения на длинах волн, соответствующих различным модам ФК; возрастание вероятности излучательной рекомбинации носителей заряда в наноостровках вследствие их взаимодействия с модами ФК (эффект Парселла). Для разделения вклада данных механизмов, наряду с периодическими ФК, рассмотрены апериодические ФК со случайным расположением отверстий и двумерные структуры, сочетающие периодический ФК и непроцессированную область без отверстий. Методом спектроскопии микро-ФЛ с высоким пространственным (1 мкм), спектральным (0.1 нм) и временным (50 пс) разрешением исследованы характеристики люминесцентного отклика полученных ФК, изучены особенности вывода излучения из структур для разных типов ФК. Рассматриваются возможные пути уменьшения вклада безызлучательной рекомбинации носителей заряда (и как следствие, повышения эффективности люминесценции) за счет оптимизации параметров и условий получения структур с ФК.

В докладе представлены результаты исследования люминесцентных свойств ФК, встроенных в i-область латеральных p-i-n диодов, полученных на основе структур с Ge(Si) островками. Выявлены различия в оптической и электрической накачке Ge(Si) островков в ФК, установлено влияние ФК и пространственной локализации носителей заряда в наноостровках на протекание тока в светодиодах и их люминесцентные свойства. Рассматриваются пути оптимизации дизайна диодных структур для эффективного взаимодействия Ge(Si) островков с высокодобротными модами ФК, в частности с модами "bound-state-in-the-continuum" (BIC).

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки в рамках соглашения № 075-15-2022-316 (НЦМУ "Центр фотоники") с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" ИФМ РАН, ЦКП "Наноструктуры" ИФП СО РАН и ЦКП ВТАН НГУ.

[1] M.V. Stepikhova, et al. Semicond. Sci. Technol., ***34****, 024003 (2019).*
[2] S.A. Dyakov, et al. Laser Photonics Reviews, 15(7), 2170040 (2021).
[3] A.V. Peretokin, et al., Nanomaterials, 13(10), 1678 (2023).
[4] V.B. Shmagin, et al., Nanotechnology, 2;35(16) (2024).

О порогах лазерной генерации и мультистабильности в хиральных полупроводниковых микрорезонаторах

Тиходеев С.Г.[1,2]

[1]*МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1*
[2]*ИОФ РАН им. А.М.Прохорова, 119991, Москва, ул. Вавилова, д. 38*

В последнее десятилетие разработка компактных источников света и лазеров с высокой степенью циркулярной поляризации излучения на основе хиральных фотонных структур привлекает большое внимание исследователей во всем мире [1-6]. Такие источники света, не требующие приложения внешнего магнитного поля и использования макроскопических четвертьволновых пластин, могут быть весьма полезны в областях спектроскопии, сенсорики, в том числе био-сенсорики, информатики. В частности, была продемонстрирована лазерная генерация с высокой, достигающей 90% степенью циркулярной поляризацией в полупроводниковом микрорезонаторе с хирально-модулированным верхним зеркалом при оптической [1] и электрической [6] накачке. В этих работах хиральный фотонный кристалл имел номинальную симметрию четвертого порядка C4, однако после порога лазерной генерации излучение всегда было эллиптически поляризовано, с высокой степенью циркулярно-поляризованной компоненты, но и с воспроизводимой существенной долей линейной поляризации.

Доклад посвящен анализу причин понижения симметрии лазерного излучения в хиральных микрорезонаторах. К понижению симметрии и снятию вырождения [7] резонансного дублета в Г-точке зоны Бриллюэна хирального фотонного кристалла с различным направлением циркулярной поляризации могут приводить слабые отклонения симметрии фотонного кристалла от номинальной C4 (например, слегка прямоугольная решетка вместо квадратной), анизотропия экситона в квантовой яме микрорезонатора, спонтанное отклонение направления излучения от нормали к структуре, а также отсутствие вращательной симметрии области возбуждения (например, ее эллиптичность). Возникающее в результате расщепление резонансного дублета приводит, в том числе, к расщеплению добротностей образовавшихся синглетов и, следовательно, порогов лазерной генерации. Дальнейший рост населенности моды с большей добротностью и меньшим порогом генерации приводит, за счет экситон-поляритонной нелинейности, к существенной отстройке этой моды от другой компоненты поляризационного дублета, подобно тому, как это происходит вследствие мультистабильности в экситон-поляритонной хиральной системе при резонансной накачке [8].

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 24-12-00411.

[1] A. A. Demenev et al., Appl. Phys. Lett. 109, 171106 (2016).
[2] W.-C. Liao et al., Sci. Reports 6,26578 (2016).
[3] G. Liang et al., ACS Photonics 4, 517 (2017).
[4] H. Hübener et al., Nature Materials 20, 438 (2021).
[5] Zhang et al., Science 377, 1215 (2022).
[6] A. A. Maksimov et al., Phys. Rev. Appl. 17, L021001 (2022).
[7] B. Hopkins et al., Laser Photonics Rev. 10, 137 (2016).
[8] О.А. Дмитриева, Н.А. Гиппиус, С.Г. Тиходеев, Доклады РАН. Физика, технические науки 510, 10 (2023).

Полупроводниковые метаповерхности для интегральной нанофотоники и оптических аналоговых вычислений

Федянин А.А.

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

Современные интегральные фотонные платформы должны сочетать в себе управление светом с малыми потерями, спектральную гибкость, высокую концентрацию света и плотную упаковку оптических компонентов. Использование оптических резонансов Ми в полупроводниковых наноструктурах — наноантеннах и метаповерхностях — позволяет выявить новые физические эффекты, которые могут быть использованы во многих приложениях, от перестраиваемых антенн и плоских оптических устройств до сверхчувствительных датчиков и активных нанофотонных компонентов. В этом докладе мы обсуждаем различные оптические эффекты в фотонных наноструктурах, состоящих из ми-резонансных полупроводниковых наночастиц, при их взаимодействии с фемтосекундными лазерными импульсами. Сначала будут рассмотрены нелинейно-оптические эффекты, основанные на квадратичной и кубической нелинейностях резонансных фотонных наноструктур, включающих локализацию света в электрических и магнитных дипольных резонансах. Особое внимание будет уделено олигомерам наночастиц, состоящим из нескольких, вплоть до четырех, наночастиц, обладающих коллективными резонансами. Будут обсуждаться проблематика сверхбыстрой перестраиваемости и полностью оптического переключения в субволновых нелинейных диэлектрических наноструктурах, проявляющих локализованные магнитные резонансы Ми [1]. Затем будет рассмотрена новая перспективная платформа для интегральнной нанофоники, основанная на использовании блоховских поверхностных волн. Этот подход является полностью диэлектрическим аналогом поверхностных плазмон-поляритонов, но обладает преимуществами большой длины распространения (до см в видимом диапазоне), сверхширокого спектрального диапазона работы (от УФ до среднего ИК и ТГц) и высокой пространственной локализации электромагнитного поля, что делает применение блоховских волн перспективным для интегральной нанофотоники, сенсорики и других областей. Разработано несколько способов направленного и высокоэффективного возбуждения блоховских волн с использованием диэлектрических наноструктур различной конструкции на поверхности фотонных кристаллов [2]. Наконец, будет обсуждаться использование нанофотонных подходов для нейроморфных аналоговых вычислений. Будет рассмотрено несколько примеров реализации оптических (фотонных) нейронных сетей и оптического глубокого обучения, то есть построения нейронных сетей оптическим методом вместо традиционных искусственных нейронных сетей и их обучения. Также будет рассмотрена проблематика реализации оптических тензорных вычислений [3].

[1] D.V. Obydennov et al., Adv. Optical Mater. ***12****, 2302276 (2024).*
[2] K.R. Safronov et al., Laser Photonics Rev. ***16****, 2100542 (2022).*
[3] А.И. Мусорин и др., УФН ***193****, 1282 (2023).*

Плазмонная решётка на планарном волноводе для связи поляризованных волноводных мод и циркулярного света

Деменев А.А.[1], Фрадкин И.М.[2,3], Ковальчук А.В.[4], Кулаковский В.Д.[1], Антонов В.Н.[2], Дьяков С.А.[2] и Гиппиус Н.А.[2]

[1]*ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2*
[2]*Сколковский институт науки и технологий, 121205, Москва, Большой бульвар, 30, стр.1*
[3]*МФТИ (НИУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 2*
[4]*ИПТМ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 6*

Создание метаповерхностей, в том числе плазмонных, является актуальным направлением развития нанофотоники. Плазмонные метаповерхности позволяют эффективно управлять светом на нано уровне вследствие возбуждения в них локализованных плазмонных резонансов. В работе [1], на примере GaAs волноводных метаструктур нами было показано, что TE-поляризованные волноводные моды (TE-BM) выводятся плазмонными решётками (ПР) определённой геометрии в практически (80%) циркулярный свет.

В настоящей работе [2] исследована возможность организации с помощью подобных золотых ПР взаимодействия между циркулярно-поляризованным (ЦП) внешним оптическим полем и поляризованными модами Si_3N_4 планарного волновода при комнатной температуре.

Найдено, что при накачке изучаемой метаструктуры с ПР в активном слое возбуждаются и TE- и TM-поляризованные BM. Продемонстрирован эффект маршрутизации BM: при накачке центральной решётки циркулярным светом TE- и TM-BM распространяются всегда в противоположных направлениях вдоль оси X (рис.1c), а смена закручивания поляризации лазера приводит к смене направления распространения BM на противоположное. Была оценена эффективность подобной маршрутизации, модуль которой достигал 95-96% (показана цифрами на рис.1c). Изучаемая метаструктура демонстрировала эффективность и в решении задачи вывода ЦП излучения: от направления распространения и поляризации BM зависела циркулярная компонента выводимого решёткой света. Модуль степени ЦП излучаемого в направлении нормали света достигал 97%. Таким образом, простота исследованной волноводной метаструктуры и многообразие параметров управления её свойствами указывают на существенный потенциал использования в качестве интерфейса связи между интегрированными оптическими схемами или компактного излучателя циркулярно-поляризованного света.

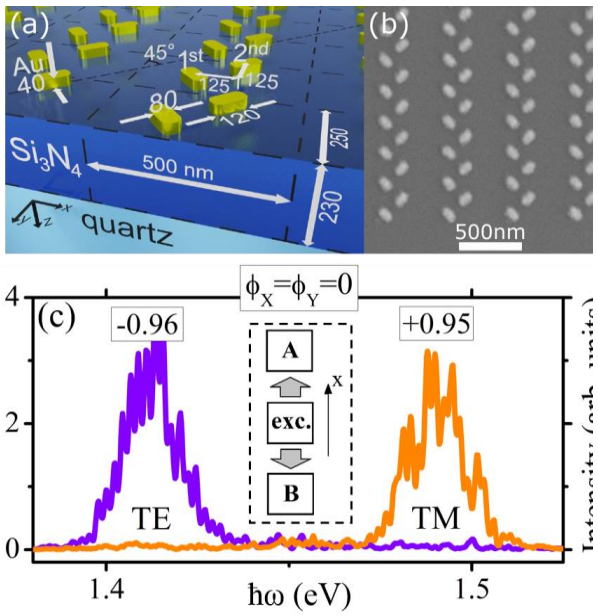


Рис.1. Схема метаструктуры с плазмонной решёткой на Si_3N_4 планарном волноводе (a) и изображение решётки, полученное методом электронной микроскопии (b); (c)-спектры излучения из плазмонных решёток A и B при детектировании в направлении нормали к структуре ($\phi_X = \phi_Y = 0$) при накачке правой циркулярной поляризацией. На вставке показана схема расположения накачиваемой (центральная решётка) и детектируемых плазмонных решёток (решётки A и B). T=300 K.

[1] I.M. Fradkin et al., Appl. Phys. Lett. ***120****, 171702 (2022).*
[2] I.M. Fradkin et al., Adv. Optical Mater. ***20****, 2303114 (2024).*

Временная когерентность микрорезонаторных поляритонов в 0D, 1D и 2D системах

Shan H.,[1] Sun M.[2], Höfling S.[3], **Savenko I.G.**[4] and Schneider C.[1]

[1]*Institute of Physics, Carl von Ossietzky University, 26129 Oldenburg, Germany*
[2]*Faculty of Science, Beijing University of Technology, 100124 Beijing, China*
[3]*Universität Würzburg, Lehrstuhl für Technische Physik, Am Hubland, 97074 Würzburg, Germany*
[4]*Guangdong Technion Israel Institute of Technology (GTIIT), 241 Daxue Road, Shantou 515603, China*

Генерация экситонных поляритонов и их бозонная конденсация в микрорезонаторах — интереснейшее явление на стыке физики конденсированных сред, твёрдого тела, и оптики. Поляритоны предоставляют собой универсальную платформу для изучения неравновесной физики многих тел, более того, совсем недавно они оказались в авангарде квантовых технологий.

В нашей работе [1] изучается статистика фотонов посредством экспериментального и теоретического исследования поведения временной корреляционной функции второго порядка $g^{(2)}$ при генерации поляритонов в микрорезонаторе с внедрённым двумерным атомарно-тонким кристаллом $MoSe_2$. Показан макроскопический фазовый переход поляритонов при изменении мощности накачки и температуры.

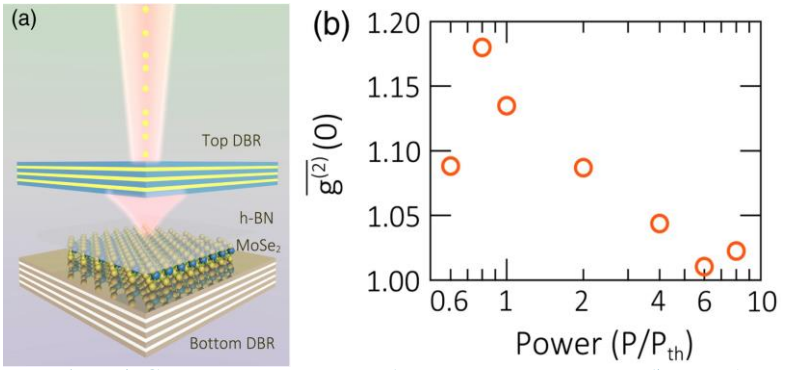


Рис.1. – а) Схематическое изображение системы. б) Поведение функции временной когерентности с накачкой.

Поляритоны на нижней ветке дисперсии демонстрируют «bunching» ниже порога, что подразумевает преобладающее тепловое распределение излучения, тогда как выше порога корреляция второго порядка стремится к единице, что свидетельствует об образовании когерентного состояния. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с числовыми данными, полученными с помощью микроскопической численной модели на основе метода стохачтических траекторий или «квантовых прыжков» (the quantum jump approach), которая учитывает рассеяние поляритонов на фононах и друг на друге, а также некогерентную накачку и конечное время жизни частиц.

Данная работа продолжает серию ранее опубликованный работ, посвящённых когерентности поляритонов в системах с локализацией, в частности, в 0-мерных [2] и 1-мерных системах с топологически нетривиальной структурой [3]. В 0-мерных системах, наблюдается возрастание когерентности при уменьшении диаметра микростолбца, локализующего поляритоны. В топологических системах, разработанных подход позволяет изучать когерентность топологических состояний.

[1] H. Shan, J.-C. Drawer, Meng Sun, C. Anton-Solanas, M. Esmann, K. Yumigeta, K. Watanabe, T. Taniguchi, S. Tongay, S. Höfling, I.G. Savenko, C. Schneider, Phys. Rev. Letters 131, 206901 (2023).
[2] M. Klaas, H. Flayac, M. Amthor, I.G. Savenko, S. Brodbeck, T. Ala-Nissila, S. Klembt, C. Schneider, and S. Höfling, Phys. Rev. Letters 120, 017401 (2018).
[3] T.H. Harder, M. Sun, O.A. Egorov, I. Vakulchyk, J. Beierlein, P. Gagel, M. Emmerling, C. Schneider, U. Peschel, I.G. Savenko, S. Klembt, and S. Höfling, ACS Photonics 8(5) 1377 (2021).

Управление излучением в структурах с Ge наноостровками, встроенными в фотонные кристаллы, за счет управляемого понижения симметрии

Юрасов Д.В.[1], Степихова М.В.[1], Перетокин А.В.[1], Шалеев М.В.[1], Дьяков С.А.[2], Гиппиус Н.А.[2], Тиходеев С.Г.[3] Смагина Ж.В.[4], Уткин Д.Е.[4], **Новиков А.В.[1]**

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*Сколтех, 143025, Москва, Большой бул. 30 стр.1*
[3]*МГУ им. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д.1*
[4] *ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, д.13*

Одним из вариантов решения проблемы низкой эффективности Si-совместимых излучателей на основе Ge наноостровков является их встраивание в микрорезонаторы на основе фотонных кристаллов (ФК). Модификация зонной структуры ФК позволяет управлять модовым составом ФК и как следствие, излучением таких структур [1]. В данной работе рассмотрено влияние понижения симметрии элементарной ячейки ФК на модовую структуру ФК со встроенными Ge наноостровками и возможности управления его излучением. На рис.1 показаны СЭМ снимки “стандартного” ФК с гексагональной ячейкой, имеющей симметрию типа C6v, и двух вариантов изменения ячейки ФК, понижающей её симметрию до C2. Последнее достигалось либо за счет искажения ячейки (рис. 1b), либо за счет изменения формы отверстий (с круглой до эллиптической) при неизменной форме ячейки (рис. 1c). Несмотря на кажущееся одинаковым понижение симметрии, модовая структура при таких модификациях меняется по-разному. На рис. 2a и 3a представлены результаты теоретических расчетов модовой структуры для таких модификаций ячейки ФК. При модификации ячейки (рис.2a) видно смещение мод ФК по энергии, которое происходит с разной “скоростью”. За счет этого можно добиться того, что в диапазон излучения островков будет попадать только 1 мода ФК, что было подтверждено измерениями микроФЛ структур при 300К (рис. 2b). При этом, однако, дисперсионная зависимость оставшейся моды оказывается достаточно сильной, что приводит к тому, что добротность данной моды снижается. Изменение формы отверстий в ячейке не приводит к сильному смещению мод ФК, что сохраняет многомодовую структуру спектра излучения (рис. 3), однако приводит к увеличению расстояния между соседними дублетными модами, что также было наблюдено экспериментально (рис. 3b)

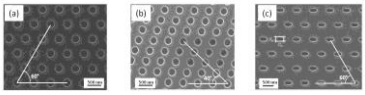


Рис.1. СЭМ снимки ФК со стандартной ячейкой (a), сжатой ячейкой (b), измененной формой отверстий в ячейке (c).

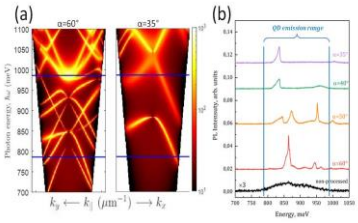


Рис.2. (a) – Расчет модовой структуры ФК с измененной ячейкой (b) – спектры микроФЛ при изменении ячейки ФК.

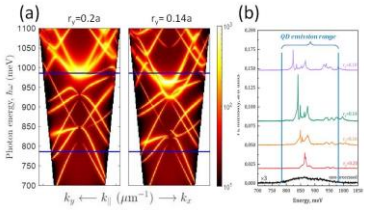


Рис.3. (a) – Расчет модовой структуры ФК с измененной формой отверстий,(b) – спектры микроФЛ при изменении формы отверстий в ФК.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ “Центр фотоники” (Соглашение № 075-15-2022-316) с использованием оборудование ЦКП ИФМ РАН и ИФП СО РАН.

[1] C.F. Doiron, I. Brener and A. Cerjan, Nat. Commun.,13:7534 (2022).

Генерация когерентных многофотонных состояний из одиночной квантовой точки

Крайнов И.В., Галимов А.И., Рахлин М.В., Шубина Т.В., Торопов А.А.

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

Кластерные фотонные состояния – это многочастичные запутанные состояния, способные демострировать корреляции, необходимые для реализации квантовых вычислений и коммуникаций. Используя в качестве источника одиночных фотонов квантовую точку (КТ), помещенную в оптический микрорезонатор, кластерные состояния могут быть получены из неразличимых одиночных фотонов с помощью вероятностных гейтов – интерференции двух неразличимых фотонов на световом делителе и последующих проективных измерений. Другой способ — применение спин–фотонного запутывания в одиночной заряженной КТ. Отличительная особенность существующих методов является формирование кластеров последовательными импульсами накачки экситонов или трионов в КТ, при этом, как правило, используются π-импульсы.

Целью настоящей работы является исследование возможности генерации многофотонных состояний из одиночной КТ с использованием одного импульса накачки. Исследовались одиночные КТ InAs/GaAs с резидентной дыркой в оптическом микрорезонаторе. Хорошо известно, что при оптической резонансной накачке триона в КТ наблюдаются осцилляции Раби, при этом, для 2π-импульса накачки происходит обнуление вероятности заселенности трионного состояния. Однако в действительности накачка осуществляется когерентным лазерным импульсом, состоящим из состояний с разным числом фотонов. Из-за зависимости частоты осцилляций Раби от числа фотонов в импульсе реализуется суперпозиция состояний резидентной дырки и триона, имеющих разные фазы для различного числа фотонов, вследствие чего при 2π-импульсе имеется не нулевая вероятность заселенности состояния триона. Керровская нелинейность, присутсвующая в оптическом резонаторе из-за наличия триона в КТ приводит к повороту плоскости поляризации света при возбуждении линейно поляризованным светом. Благодаря резонатору эта нелинейность усиливается на порядки, приводя к «повороту» плоскости поляризации выходящего импульса до десяти градусов.

Экспериментально нами измерялась корреляционная функция второго порядка $g^{(2)}$ в зависимости от мощности импульса резонансной накачки в кросс-поляризационной оптической схеме при нулевом времени задержки, рис. 1. При значениях мощности накачки, соответствующей нечетному количеству π-импульсов, $g^{(2)}(0)$ равна нулю, что соответствует однофотонному излучению возбужденного триона, однако при четных значениях ее значение резко увеличивается, и может превосходить 2, из-за подмешивания лазерной составляющей. Построена теоретическая модель, описывающая данные корреляционные особенности, которая показывает наличие суперпозиции одиночного фотона и подмешанной когерентной компоненты лазерного импульса накачки, фазы и амплитуды которых зависят от длительности и мощности импульса накачки. Обнаруженное явление открывает возможность создания управляемых по составу многофотонных состояний.

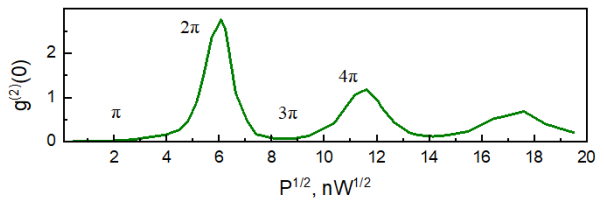


Рис.1. – Экспериментальная зависимость корреляционной функции второго порядка при нулевом времени задержки от мощности импульса накачки.

Работа поддержана госкорпорацией «Росатом» в рамках Дорожной Карты Квантовые Вычисления (контракт No. 868-1.3-15/15-2021 от 5.10.2021 и контракт No. R2152 от 19.11.2021).

Оптическая наноскопия полупроводниковых наноструктур

Милёхин А.Г.[1], Курусь Н.Н.[1], Басалаева Л.С.[1], Родякина Е.Е.[1,2], Васильев Р.Б.[3], Милёхин И.А.[1,2], Zahn D.R.T.[4], Латышев А.В.[1,2]

[1]*Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск*
[2]*Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Пирогова, 1*
[3]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва*
[4]*Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, D-09107 Chemnitz*

Визуализация и спектральный анализ отдельных полупроводниковых наноструктур с высоким пространственным разрешением традиционными оптическими методами ограничены дифракционным пределом, а малое сечение поглощения или рассеяния затрудняет наблюдение оптического оклика от наноструктуры. Методы оптической наноскопии, включая комбинационное рассеяние света и фотолюминесценцию с нанометровым пространственным разрешением (нано-КРС и нано-ФЛ, соответственно), призваны преодолеть дифракционный предел и обеспечить интенсивный оптический отклик. Они основаны на локальном плазмонном усилении оптического отклика полупроводниковых наноструктур вблизи металлизированного зонда атомно-силового микроскопа (АСМ), где возникает сильное увеличение локального поля (эффект Парселла), обусловленное локализованным поверхностным плазмонным резонансом (ЛППР).

В данной работе обсуждаются результаты исследования колебательного и электронного спектра полупроводниковых 2D, 1D и 0D наноструктур с помощью нано-КРС и нано-ФЛ с пространственным разрешением вплоть до единиц нанометров, находящимся далеко за дифракционным пределом.

Картирование сигнала нано-ФЛ на межзонных экситонах монослоев дихалькогенидов металлов (MoS_2, WS_2), нанокристаллов и наностержней GaAs (Рис.1), в сочетании с АСМ позволило визуализовать отдельные наноструктуры и их структурные дефекты. Обсуждается влияние металла зондов на интенсивность нано-КРС на оптических фононах 2D (монослои MoS_2, графен и мультиграфен), 1D (наноколонны AlN) и 0D наноструктур (нанокристаллы CdSe и AlN). Установлено влияние поляризации и длины волны возбуждающего излучения на характер нано-КРС изображений. Показано, что рассеяние на ЛППР зонда при взаимодействии с поверхностью наноструктуры в ряде случаев позволяет выполнить картирование отдельных наноструктур.

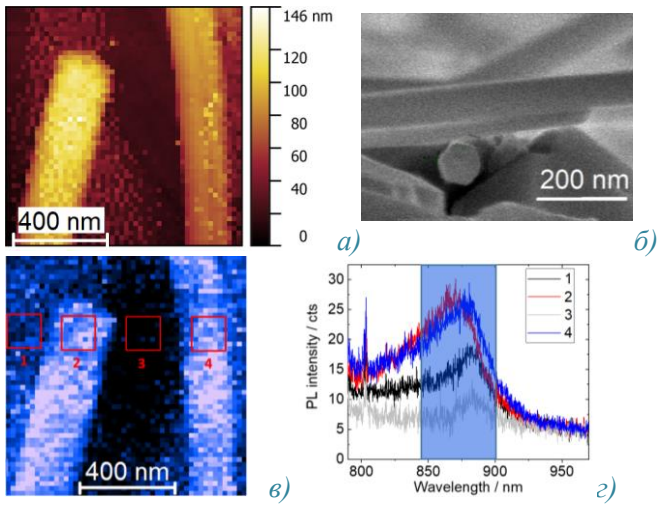


Рис.1. –а) АСМ и б) СЭМ изображения наностержней GaAs. в) Карта нано-ФЛ области на Рис.1а и г) нано-ФЛ спектры от областей, указанных на Рис.1в.

Работа проводилась при финансовой поддержке РНФ, грант № 22-12-00302.

[1] N.N. Kurus, V. Kalinin, N.A. Nebogatikova, I.A. Milekhin, I.V. Antonova, E.E. Rodyakina, A.G. Milekhin, A.V. Latyshev, D.R.T. Zahn, RCS Advances, 14, 3667 (2024).
[2] A. Milekhin, K.V. Anikin, N.N. Kurus, V.G. Mansurov, T.V. Malin, K.S. Zhuravlev, A.G. Milekhin, A.V. Latyshev, D.R.T.Zahn, Nanoscale Advances, 3, 5, 2820-2830 (2023).
[3] Y. Pan, L. He, I. Milekhin, A. Milekhin, and D.R.T. Zahn, Appl.Phys.Lett., 122, 233106 (2023).

Возникновение спинового и орбитального углового момента света в закрученных фотонных структурах

Вяткин Е.С., Пошакинский А.В., Тарасенко С.А.

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

Большой интерес к киральным наносистемам связан с возможностью их использования для управления структурой света, например, для создания источников циркулярно поляризованного излучения [1]. Оптическими аналогами киральных ван-дер-ваальсовых полупроводников [2] являются фотонные структуры, состоящие из двух или нескольких слоев с латеральной модуляцией диэлектрической проницаемости, характеристиками которых можно управлять, варьируя расстояние между слоями и угол скручивания [3].

В данной работе теоретически исследован оптический отклик киральной структуры, состоящей из двух одинаковых диэлектрических слоев, расположенных на расстоянии d и повернутых друг относительно друга на угол φ, см. рис. 1. Диэлектрическая проницаемость каждого слоя периодически модулирована в плоскости в форме квадратной решетки с периодом меньше длины волны света. Каждый изолированный слой обладает изотропным оптическим откликом: поляризация плоской волны при прохождении через слой не меняется. Однако при сближении слоев возникает взаимодействие через ближние поля, что приводит к возникновению оптической активности.

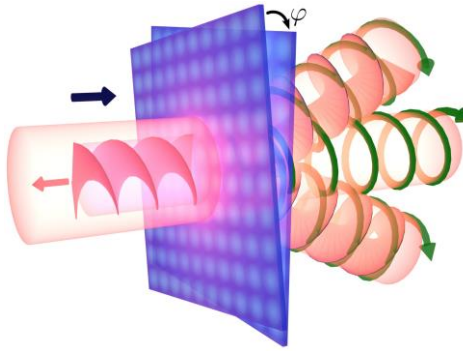


Рис.1. – Закрученная фотонная структура, состоящая из двух слоев с латеральной модуляцией диэлектрической проницаемости. Прошедший, отраженный и дифрагированный на мауре свет приобретает спиновый и орбитальный угловой момент.

Разработанная теория показывает, что неполяризованный световой пучок при отражении от такой структуры приобретает орбитальный угловой момент. В прошедшем пучке возникает спиновый угловой момент (циркулярная поляризация). Механизм возникновения циркулярной поляризации в прошедшем пучке необычный и не связан с циркулярным дихроизмом – различным поглощением фотонов разной спиральности – известным явлением в объемных киральных средах. В данной системе эффект наблюдается и в отсутствие поглощения и обусловлен дифракцией света на муаре, который неизбежно возникает в закрученной структуре. Интенсивность дифракции оказывается очень чувствительной к спиральности фотонов и закрученности структуры. Дифрагированные пучки обладают значительной степенью циркулярной поляризации и орбитальным угловым моментом. Описываемые эффекты наиболее выражены на частотах собственных волноводных мод системы.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 23-12-00142.

*[1] S.V. Lobanov, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius et al., Phys. Rev. B **92**, 205309 (2015),*
*[2] A.V. Poshakinskiy, D.R. Kazanov, T.V. Shubina, S.A. Tarasenko, Nanophotonics **7**, 753 (2018),*
*[3] B. Lou, N. Zhao, M. Minkov et al, Phys. Rev. Lett. **126**, 136101 (2021).*

Управление экситонной фотолюминесценцией в дисковых резонаторах на основе гетероструктур дихалькогенидов переходных металлов

Алексеев П.А.[1], Милёхин И.А.[1,2], Елисеев И.А.[1], Гасникова К.А.[1], Бородин Б.Р.[1], Кравцов В.А.[3], Михин А.О.[3], Давыдов В.Ю.[1], Милёхин А.Г.[1,2]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая 26*
[2]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[3]*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49*

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) вызывают большой фундаментальный и прикладной интерес, поскольку, являясь ван-дер-Ваальсовыми материалами, могут быть получены в форме отдельных мономолекулярных слоёв. Основные исследования данных материалов были сфокусированы на моно- или бислойных структурах, обладающих высокой энергией связи экситона ~0.5 эВ и сильной зависимостью зонной структуры и фотолюминесценции (ФЛ) от количества слоёв. С другой стороны, объёмные ДПМ обладают рекордными показателями преломления света (n) в видимом и ближнем ИК диапазонах (до n~ 5), что открывает возможность создания оптических диэлектрических резонаторов рекордно малых размеров. Например, недавно была продемонстрирована генерация лазерного излучения в области непрямых переходов при оптической накачке микродисков WS_2 микронного диаметра и толщиной 50 нм [1]. Нами сообщалось об усилении ФЛ в микродисках MoSe2 толщиной 70 нм [2]. Усиление ФЛ происходило за счёт эффекта Парселла. В обоих случаях [1,2] наблюдалась, как прямозонная, так и непрямозонная фотолюминесценция. С другой стороны, многослойные ДПМ обладают относительно слабой ФЛ по сравнению с монослоями и усиленная резонатором ФЛ монослоя может быть интенсивнее усиленной ФЛ многослойного ДПМ.

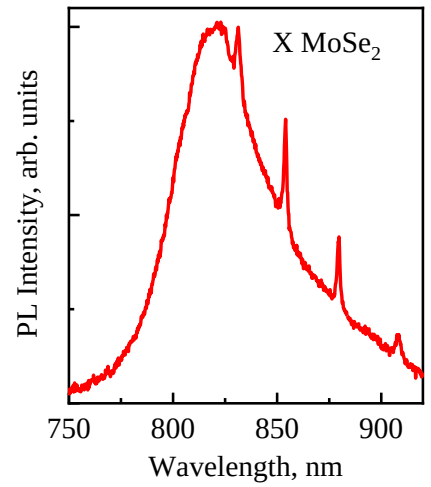


Рис.1. – Спектр ФЛ микродискового резонатора.

Целью данной работы является создание и исследование дисковой гетероструктуры, состоящей из многослойного ДПМ, в который внедрен монослой другого ДПМ с интенсивной экситонной ФЛ. Методом микромеханического отшелушивания и прецизионного трансфера была создана гетероструктура 20 нм WS_2/ 1 монослой $MoSe_2$/ 20 нм WS_2. Далее, методом фрикционной контактной зондовой литографии [2] формировались микродиски с диаметром от 1 до 5 мкм. Исследование дисков производилось методом картирования спектров микро-ФЛ при комнатной температуре. Были получены спектры ФЛ в зависимости от длины волны и интенсивности накачки, а также от диаметра микродиска. При конфокальном измерении вблизи края микродиска обнаружена модуляция экситонной ФЛ резонансами, соответствующими модам шепчущей галереи (МШГ) (Рис.1). Установлено, что в зависимости от размеров микродиска и толщины слоёв возможна модуляция экситонной ФЛ как монослоя $MoSe_2$, так и многослойного WS_2. Анализ резонансов показал, что оптическая добротность дисков может достигать 600. Таким образом, разработана платформа, позволяющая управлять экситонной ФЛ ДПМ на основе диэлектрических резонаторов рекордно малых размеров.

Исследование поддержано грантом Российского научного фонда № 24-12-00209.

[1] J. Sung, et al., Nature Photonics 16, 792, (2022).
[2] B.R. Borodin, et al., Nanoscale Horizons 8, 396, (2023).

Оптически- и магнитоуправляемые метадиполи на СВЧ

Крафтмахер Г.А.[1], Бутылкин В.С.[1], Фишер П.С.[1]

[1]*ФИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 141190, Фрязино, Московской обл., пл. ак. Б.А. Введенского, 1*

Впервые предложены, выполнены и исследованы в диапазоне 3–12 GHz измерениями в свободном пространстве (в разрыве прямоугольных волноводов) оптически- и магнито-управляемые полуволновые мета-диполи, представляющие собой мини резонаторы на основе многозаходной медной спирали, содержащей спаренные сердечники: (полупроводниковый *GaAs* или *Si*) и ферритовый ($Y_3Fe_5O_{12}$).

Исследована динамика резонансных откликов отражения *R* и прохождения *T* мета-диполей (дипольные резонансы DR) в отсутствие феррита и в случае спаренных сердечников при фотовозбуждении полупроводника и при наложении постоянного магнитного поля H_0, возбуждающего ферромагнитный резонанс FMR в феррите. Для фотовозбуждения полупроводника применяем волоконно-оптическое облучение мощностью P_λ (λ = 0.97 μm) или на расстоянии зеленую лазерную указку (λ = 0.53 μm). Для намагничивания феррита и возбуждения FMR используем дисковый магнит, величина H_0 зависит от расстояния между ним и ферритом (схема эксперимента для измерения *T* приведена на Рис. 1).

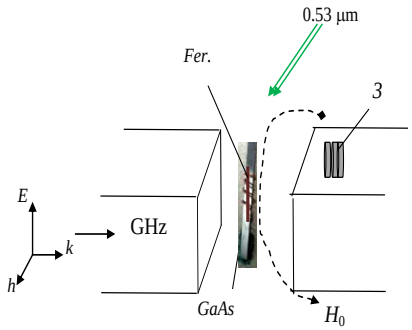


Рис.1. – Схема эксперимента для измерения частотной зависимости прохождения T при оптическом(0.53 μm) и магнитном

На Рис. 2 продемонстрирована наблюдаемая трансформация DR: а – изменение интенсивности и добротности резонанса при фотовозбуждении (*P*=60 mW), связанное с поведением фотоиндуцированной диэлектрической проницаемостью полупроводника [1, 2] и режимом связи мета-диполя с волноводом; б – сдвиг резонансной частоты DR в сторону низких частот, зависящий от величины H_0, обусловленный взаимовлиянием FMR и DR подобно эффектам в одномерной кирально-ферритовой среде [3].

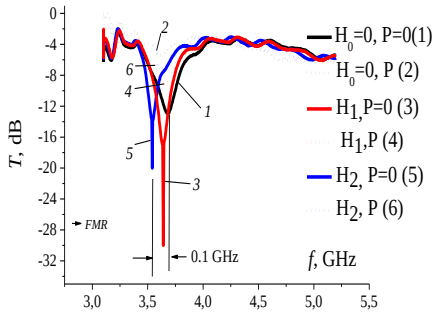


Рис.2. – Трансформация дипольного резонанса с GaAs и ферритом при мощности облучения P в маг-

[1] Г.А. Крафтмахер, В.С. Бутылкин, Ю.Н Казанцев и др., Письма в ЖЭТФ, 114. 586 (2021).
[2] В.С. Бутылкин, П.С. Фишер, Г.А. Крафтмахер и др., Радиотехника и электроника, 67, 1185 (2022).
[3] Г.А. Крафтмахер, Радиотехника и электроника, 48, 106 (2003).

Плазмонный резонанс в системах наночастиц Sb и Bi в AlGaAs

Ушанов В.И.[1], Еремеев С.В.[2], Силкин В.М.[3], **Чалдышев В.В.[1]**

[1]*ФТИ им.А.Ф.Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, пр. Академический 2/4*
[3]*Ikerbasque, Basque Foundation for Science, E-48011 Bilbao, Basque Country, Spain*

Локализованные поверхностные плазмоны позволяют резонансно усилить электромагнитное поле, локализуя его на масштабах, существенно меньших соответствующей длины волны света в вакууме. В настоящее время это явление находит применение в различных областях физики, химии, оптики, квантовой информатики, биологии, медицины и других [1]. Применительно к полупроводникам реализация этого явления в оптическом диапазоне частот наталкивается на существенные трудности. А именно, формирование плазмонов путем легирования полупроводника возможно только в СВЧ-ТГц диапазоне; использование плазмонных наночастиц Ag или Au оказывается возможным только для структур на поверхности.

В настоящем докладе мы представляем результаты работ [2-4], в которых анализируются возможности создания, условия получения и достижимые параметры локализованного плазмонного резонанса, возникающего в системе нетрадиционных для плазмоники наночастиц Sb или Bi, встроенных в объем кристаллической матрицы $Al_xGa_{1-x}As$.

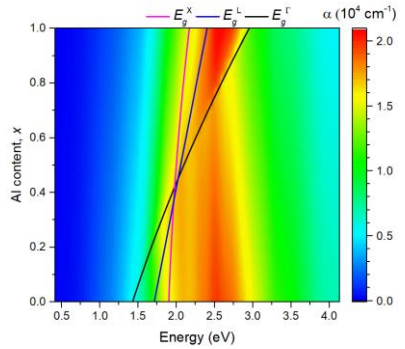


Рис.1. – Карта спектров оптической экстинкции для системы сферических наночастиц Bi, встроенных в матрицу $Al_xGa_{1-x}As$.

Расчеты оптических свойств композиционных металло-полупроводниковых материалов проводились в рамках теории Ми для сферических наночастиц различного размера. В расчетах использовались известные комплексные диэлектрические функции для $Al_xGa_{1-x}As$. Зонная структура и комплексные диэлектрические функции для Bi, Sb, а также сплавов AsSb, расчитывались из первых принципов методом функционала плотности.

На рис.1 представлена карта спектров оптической экстинкции для системы сферических наночастиц висмута, встроенных в матрицу $Al_xGa_{1-x}As$. Наночастицы имеют диаметр 10 нм и заполняют 1% объема метаматериала, что соответствует экспериментальным наблюдениям. Цветовая гамма соответствует изменению коэффициента экстинкции от 0 до 2.3 10^4 см$^{-1}$. Сплошные линии отмечают энергию прямой и непрямых запрещенных зон. Видно, что в твердых растворах с небольшим содержанием Al плазмонный резонанс реализуется в спектральной области прямых зона-зонных переходов в полупроводниковой матрице. При большом содержании Al в твердом растворе плазмонный резонанс может быть реализован на фоне непрямых оптических.

Нами проведен анализ спектров оптического поглощения, связанного с плазмонным резонансом в системе нановключений Bi и Sb и с зона-зонными переходами в полупроводниковой матрице $Al_xGa_{1-x}As$. Показано, что даже при небольшом содержании нановключений их вклад в оптическое поглощение превалирует вблизи и ниже края прямой запрещенной зоны. Определены спектральные области существования локализованных плазмонных возбуждений.

Исследование выполнено за счет гранта РНФ и СПбНФ № 24-22-20012.

[1] A.N. Koya et al., Appl. Phys. Rev., 10, 021318 (2023).
[2] V.M. Silkin et al., Nanomaterials, 13, 1355 (2023).
[3] V.I. Ushanov et al., Nanomaterials, 14, 167 (2024).
[4] V.I. Ushanov et al., Nanomaterials, 14, 109 (2024).

Резонаторы ИК-лазеров на основе двумерных фотонных кристаллов для организации поверхностного вывода излучения

Орешко И.В.[1], Золотарев В.В.[1], Казакова А.Е.[1], Слипченко С.О.[1], Пихтин Н.А.[1]

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

Резонаторы на двумерных фотонных кристаллах (2D ФК) для поверхностно-излучающих ИК-лазеров представляют значительный интерес в оптоэлектронике, обусловленный возможностью получения выходного лазерного пучка большой мощности и малой расходимости [1,2]. Также за счет брэгговской дифракции в области ФК и наличия фотонной зонной структуры возможна организация высоко-когерентного одномодового выходного излучения, направленного строго по нормали к поверхности структуры [3].

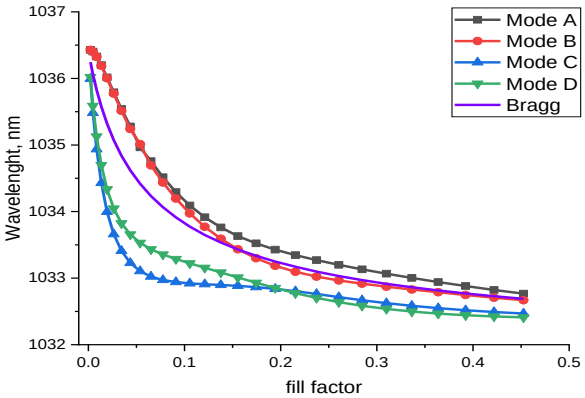


Рис.1. – Спектральная зависимость от фактора заполнения для отверстий в форме равнобедренного прямоугольного треугольника

Нами исследовалась модель бесконечного 2D ФК с квадратной симметрией решетки, сформированного в виде массива воздушных отверстий в верхней обкладке лазерной гетероструктуры. Расчеты проводились по 3D методу связанных мод [4] при поперечной поляризации электрического поля, для ФК с различной формой отверстий (круг, прямоугольный треугольник, равносторонний треугольник). В результате проведенных расчетов был получен ряд важных характеристик – потери на выход, длины волн, а также гамма-факторы для всех мод ФК, и их зависимости от геометрических параметров структуры – размеров отверстий, глубины травления и толщины волноводного слоя.

Анализ показывает, что ФК с круглыми отверстиями неэффективны для организации выходного лазерного излучения в силу наличия безызлучательной моды с нулевыми потерями на выход. Спектральные зависимости мод ФК с треугольной формой отверстий демонстрируют, что для получения вертикального одномодового когерентного излучения рациональней всего использовать отверстия в форме равнобедренного прямоугольного треугольника с размерами~15-20% от площади элементарной ячейки ФК, так-как это обеспечивает наибольшее согласие с условием брэгговской дифракции (Рис.1). Анализ динамики выходных потерь от глубины травления отверстий говорит, что технологически выгоднее травить глубокие отверстия, оставляя между областями эмиттера и ФК тонкий, ~0.1-0.2мкм, остаточный слой. Рассчитанные значения гамма-факторов для области ФК и активной области показывают, что наиболее эффективная связь между квантовой ямой и ФК обеспечивается при использовании тонкого, ~0.3мкм толщиной, волновода.

Исследования выполнены за счет гранта РНФ (проект № 23-72-01038)

[1] Noda S. et al., Science, 293, 1123-1125 (2001).
[2] Imada M. et al., Physical Review B, 65, 195306 (2002).
[3] Wang Z. et al., Optics Express, 25, 11997-12007 (2017).
[4] Liang Y. et al., Physical Review B, 84, 195119 (2011).

Кремниевые дисковые резонаторы с контролируемым позиционированием излучателей

Смагина Ж.В.[1], Зиновьев В.А.[1], Зиновьева А.Ф.[1,2], Родякина Е.Е.[1,2], Кацюба А.В.[1], Степихова М.В.[3], Новиков А.В.[3], Михайловский М.С.[4], Петров М.И.[4]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3]*ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., Кстовский район, д. Афонино, ул. Академическая, 7*
[4]*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49*

В последнее время наблюдается повышенный интерес к кремниевым субволновым резонаторам, поддерживающим оптические резонансы Ми, с активной средой из самоформирующихся GeSi квантовых точек (КТ) [1]. Управление оптическими характеристиками таких систем осуществляется подбором параметров резонаторов, обеспечивающих эффективное взаимодействие активной среды и мод резонатора. В нашей работе рассмотрен новый подход к управлению излучательными свойствами таких источников за счёт точного позиционирования GeSi КТ внутри дисковых резонаторов в местах, соответствующих максимумам напряженности электрического поля.

Структуры с пространственно-упорядоченными GeSi КТ, встроенными в кремниевые дисковые резонаторы, создавались в несколько этапов. На первом этапе на структурированных подложках «кремний на изоляторе» были выращены многослойные структуры с упорядоченными в квадратную решетку GeSi КТ [2]. На втором этапе проводилось формирование резонаторов над областями с пространственно-упорядоченными КТ. С помощью электронной литографии и магнетронного напыления на поверхности многослойной GeSi структуры с КТ были получены массивы Cr дисков, которые служили маской для создания резонаторов [3]. Диаметр дисков варьировался в диапазоне от 1000 до 1500 нм с шагом 100 нм. Через маску Cr проводилось анизотропное плазмохимическое травление GeSi структур до скрытого слоя SiO_2. Полученные резонаторы имели вертикальные боковые стенки с малой шероховатостью. Высота резонаторов составляла примерно 220 нм. Было реализовано два варианта расположения КТ относительно центра резонаторов: вблизи центра и на краю диска (рис.1). Люминесцентные свойства структур с дисковыми резонаторами исследовались методом микро-фотолюминесценции (ФЛ). При смещении GeSi КТ от центра дискового резонатора к его краю в спектрах ФЛ появляются узкие высокодобротные пики. Проведённые расчёты показали, что присутствие данных пиков связано с взаимодействием излучения GeSi КТ с высокодобротными модами дисковых резонаторов, типа мод шепчущей галереи (МШГ). Обнаружено, что для эффективного вывода излучения вверх на поверхности резонатора необходимо присутствие островка-антенны, расположенного вблизи мест пространственной локализации МШГ.

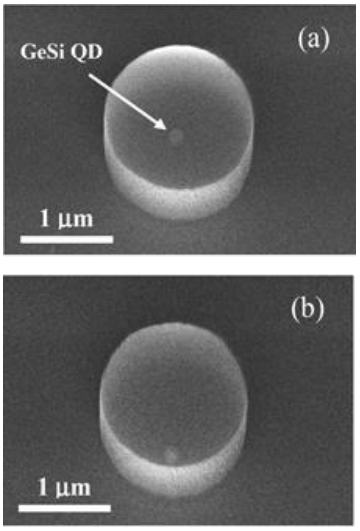


Рис.1. – Изображения Si резонаторов со встроенными GeSi КТ: (a) – КТ (GeSi QD) вблизи центра диска, (b) – на краю диска.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №21-72-20184).

[1] V. Rutckaia et al. ACS Photonics, 8, 1, 209 (2021).
[2] Zh.V. Smagina et al. J. Appl. Phys., 123, 165302 (2018).
[3] V.A. Zinovyev et al. Photonics 10, 1248 (2023).

Брэгговский резонанс в системе слоёв плазмонных наночастиц Bi в матрице GaAs

Поленок Е.Д.[1,2], Берт Н.А.[2], Иванов А.А.[2], Преображенский В.В.[3], Путято М.А.[3], Семягин Б.Р.[3], Снигирев Л.А.[2], УшановВ.И.[2], ЯговкинаМ.А.[2], Чалдышев В.В.[2]

[1]*СПБПУ Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[3]*ИФП СО РАН им.А.В. Ржанова,630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

Локализованный поверхностный плазмонный резонанс позволяет сконцентрировать электромагнитное поле на субволновых масштабах и усилить взаимодействие света с веществом.В полупроводниках это явление можно реализовать, если создать систему плазмонных наночастиц в полупроводниковой матрице. Для дополнительного усиления эффекта систему можно сделать периодической так, чтобы в области плазмонного резонанса реализовывался еще и брэгговский резонанс.

В данном докладе мы сообщаем о первой успешной реализации плазмонной брэгговской решетки, состоящей из 24 слоев наночастиц Bi, сформированных в матрице GaAs.

Исследованные образцы получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Были проведены электронно-микроскопические и рентгеноструктурные исследования, в которых определены структурные и геометрические параметры метаматериала.В частности, характерный диаметр наночастиц Biсоставил около 10 нм.

На рис.1 представлены экспериментальные (а) и расчетные (б) спектры отражения света, падающего под различными углами. Расчёт выполнен методом матриц переноса по теории Ми. Для диэлектрической функции арсенида галлия использовалась модель Адачи[1], для диэлектрической функции висмута использовались данные статьи Ушанова и др.[2].

Спектры отражения демонстрируют брэгговские осцилляции в спектральной области 870-1100 мкм. Со стороны коротких длин волн эта область ограничена окном прозрачности матрицы GaAs,определяемой величиной E_g. В длинноволновой области затухание осцилляций на длинах волн, больших 1100 нм связано с дисперсией диэлектрической функции Bi. Наши расчеты показали, что в этой длинноволновой спектральной области наночастицы Bi не могут поддерживать локализованный плазмонный резонанс в матрице GaAs.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и Санкт-Петербургского научного фонда № 24-22-20012, https://rscf.ru/project/24-22-20012/.

*[1]Adachi S., J.Appl.Phys.**58**, R1-R29(1985).*
*[2] Ushanov V. I. et al.,Nanomaterials **14**, 109(2024).*

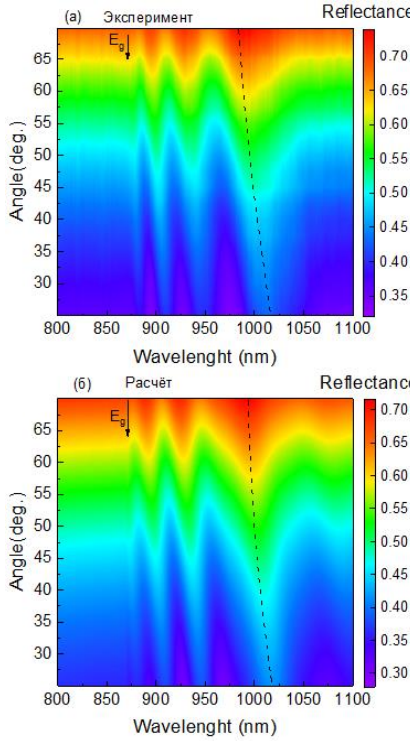


Рис.1. Экспериментальные (а) и расчётные (б)спектры отражения света от 24 слоёв наночастиц висмута в матрице арсенида галлия при s-поляризации и температуре 300К. Максимумы отражения соединены штриховой линией

Комбинационное рассеяние света на молекуле аденина

К.С. Киселёв[1], Н.Н. Курусь[1], В.М. Голышев[2,3], Е.С. Дюдеева[2], А.Г. Милёхин[1], А.А. Ломзов[2], А.В. Латышев[1,3]

[1]*ИФП им.А.В.Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева,13*
[2]*ИХБФМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 8*
[3]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС), благодаря высокой чувствительности к химическому составу молекул, широко применяется для качественного анализа неорганических и органических соединений. Информация об оптических спектрах данного класса биоорганических соединений, в том числе нуклеиновых кислот, важна для развития методов секвенирования и лабораторной диагностики заболеваний. При этом, размер области, с которой собирается оптический сигнал, ограничен дифракционным пределом на уровне порядка 100 нм. Поэтому для изучения свойств отдельных молекул необходим метод, позволяющий преодолеть дифракционный предел и значительно усилить оптический отклик. Таким методом является нано-КРС, увеличение оптического отклика в котором обеспечивается полем плазмона, локализованного в небольшой (~10 нм) области вблизи металлизированного острия зонда атомно-силового микроскопа, называемой горячей точкой. При этом размер горячей точки определяет пространственное разрешение в эксперименте. Таким образом, метод нано-КРС позволяет записывать пространственные карты распределения интенсивности колебательных спектров образца с шагом ~10 нм, усиливая оптический отклик в каждой точке до 10^{11} раз. Этот метод, развитый нами для анализа для анализа полупроводниковых материалов, распространен на отдельные органические молекулы.

В данной работе изучен модельный олигонуклеотид, 10-звенный дезоксирибоаденин (дА10), один из четырёх нуклеотидов, формирующих молекулу ДНК. Молекулы дА10 были иммобилизованы на поверхности подложки Si, покрытой слоем золота. На основе анализа колебательных мод, наблюдаемых в спектрах нано-КРС (Рис.1), визуализована одна молекула дА10.

Карта нано-КРС колебательных мод единичной молекулы дА10 длиной 4 нм представлена на Рис.1. Фиолетовым цветом выделены моды, принадлежащие дА10. Как видно, наиболее интенсивными являются моды на частотах при 1590 и 1131 см$^{-1}$, что соответствует колебаниям C5H5N5 [1]. При этом важно отметить, что интенсивности мод в спектре нано-КРС на порядки превышают величины, представленные в литературе, что обеспечивается модой «щелевого» плазмона, используемой в эксперименте. Дальнейшим этапом исследования будет получение спектров нано-КРС остальных олигонуклеотидов и переход к секвенированию длинных цепей ДНК. Развитие подхода к секвенированию ДНК, иммобилизованной на твердотельной подложке, является важным этапом разработки полупроводниковых биоэлектронных устройств.

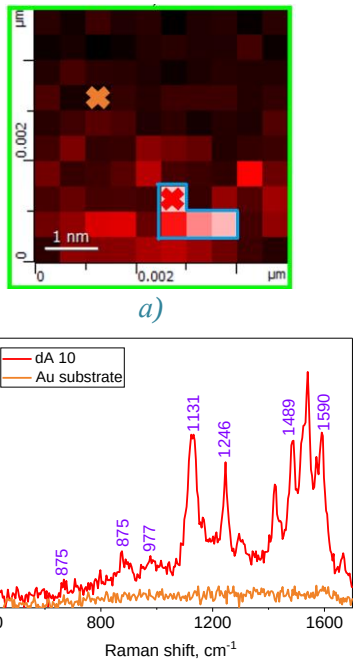


Рис.1. – а) Карта распределения интенсивности сигнала нано-КРС дезоксирибоаденина на золотой подложке; б) Спектры нано-КРС, соответствующие областям, указанным на Рис.1а.

Исследование поддержано Российским Научным Фондом (грант №22-12-00302).

[1] S. Najjar, The Journal of Physical Chemistry C, 2014, vol. 118, pp. 1174-1181.

Два режима дальнего резонансного распространения электромагнитного возбуждения вдоль линейной цепочки малых сфер

Сапегин А.А.[1,2], Барабаненков М.Ю.[2]

[1]*АО «НИИ Молекулярной Электроники», 124460, Москва, г. Зеленоград, улица Академика Валиева, 6/1*
[2]*ФГБУН Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН, 142432, Московская область, г. Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, д. 6*

Рассматривается задача распространения электромагнитного (ЭМ) возбуждения по конечной ($1 \le j \le N$) цепочке однородных изотропных немагнитных сфер, положение которых задается $\vec{r}_j$, при возбуждении крайней сферы коллимированным линейно поляризованным лучом с электрическим $\vec{E}^{(0)}(\vec{r}) = E^{(0)}\left(\vec{r}_\perp^{\,0}\right)\vec{e}_0 \exp(ik_0\vec{s}_0\vec{r})$ и магнитным $\vec{H}^{(0)}(\vec{r}) = \varepsilon_0^{1/2}\vec{s}_0 \times \vec{E}^{(0)}(\vec{r})$ полем, где $\left|\vec{k}_0\right| = (\omega/c)\varepsilon_0^{1/2}$ — волновой вектор ЭМ волны в вакууме ε_0. Единичные векторы $\vec{s_0} \parallel \vec{r}$ и $\vec{e}_0 \perp \vec{r}$ задают направление распространения и поляризации волны. Коллективное сечение экстинкции цепочки сфер может быть записано через амплитуду рассеяния поля цепочкой или в энергетических величинах, описывающих работу электрического поля волны над токами $I^{(j)}$, наведенными в сферах. Для линейной $\vec{r}_j \parallel \vec{r}$ цепочки малых частиц сечение экстинкции выражается через коэффициент коллективной экстинкции цепочки $F_N = \sum_{j=1}^{N} \exp(-ik_0\vec{s}_0\vec{r}_j) I^{(j)} / E^{(0)}(0)$. В приближении волнового взаимодействия ближайших соседей самосогласованные токи в частицах и коллективное сечение даются формулами

$$I^{(j)} = (-1)^{j+1} 2\cos(\vartheta)\sin\left[(N+1-j)\vartheta\right] / \sin\left[(N+1)\vartheta\right], \ \cos\vartheta = -1/(2a_{12}) \tag{1}$$

$$F_N = 2\cos(\vartheta)\sin(N\vartheta) / \sin\left[(N+1)\vartheta\right] \tag{2}$$

Комплексный параметр ϑ связан с параметром волнового взаимодействия двух частиц $a_{12} = \tilde{t}G_0^{tr}$, где $\tilde{t} = -4\pi k_0^2\eta$ — амплитуда рассеяния частицы, η — её поляризуемость, G_0^{tr} — поперечная, по отношению к вектору $\vec{r}_{12}$, составляющая диадной функции Грина в свободном пространстве.

Анализ формул (1,2) показал два возможных режима дальнего резонансного распространения возбуждения. В первом режиме коэффициент экстинкции $F_N \le 1$ в зависимости от четного или нечетного числа частиц, соответственно. Сечение экстинкции цепочки точно равно или меньше сечения экстинкции одиночной частицы, несмотря на возможное большое число частиц в цепочке, что соответствует практическому отсутствию рассеянного цепочкой излучения. С точки зрения теории дифракции волн Френеля, отсутствие рассеянного цепочкой излучения аналогично суммированию амплитуд волн, приходящих в точку наблюдения из соседних зон Френеля. Во втором режиме сечение экстинкции цепочки равно сумме сечений экстинкции всех одиночных частиц $F_N \approx N$, что означает наличие существенного рассеянного излучения, несмотря на дальнюю передачу возбуждения по цепочке. Физически, амплитуды токов соседних частиц суммируются с одинаковыми фазами.

Отметим, что кроме указанных двух режимов дальнего распространения возбуждения возможен экспоненциальный спад возбуждения в зависимости от числа частиц. В этом случае $F_N \approx 1$.

The presented study is performed by grant № 23-29-00944 from the Russian Science Foundation.

[1] M. Barabanenkov et al., Phys. Stat. Sol., 257, 2000151 (2020).

Локальные источники оптического излучения на основе туннельного контакта, интегрированные в GaP нановолноводы

Лебедев Д.В.[1,2], Соломонов Н.А[1], Шаров В.А.[1,3], Федеров В. В.[1,4], Мухин И.С.[1,4]

[1]*СПбАУ им. Ж.И. Алфёрова, 194021, Россия, г. Санкт-Петербург, ул. Хлопина, д. 8*
[2]*ИАП РАН, 190103, Россия, Санкт-Петербург, Рижский пр., д. 26*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194064, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[4]*СПбПУ Петра Великого, 195251, Россия, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29*

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы — ННК (или нановискеры — НВ) из III-V материалов представляют собой перспективную платформу для разработки электронных и фотонных компонентов интегральных схем нового поколения. В рамках работы был предложен интегрированный в волновод источник оптического излучения (см. принципиальную схему на Рис. 1). В частности, была исследована возможность использования GaP нановискеров (НВ) в качестве оптических волноводов совмещенных со встроенными источниками света, которые могут решить задачу ввода излучения в волновод. Важной особенностью представленного подхода является использование туннельного контакта в такой системе, что позволяет реализовать различные механизмы генерации фотонов (неупругое туннелирование электронов и электролюминесценцию). Были исследованы НВ GaP с переменной кристаллической структурой, зависящей от условий синтеза. Проделанные в ходе работы теоретические расчеты показали, что исследуемые образцы обладают волноводными модами, что перспективно для создания интегральных фотонных устройств на основе НВ.

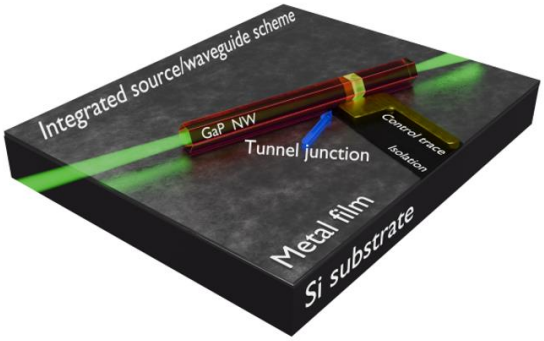


Рис.1. – Схема источника оптического излучения интегрированного в GaP нановолновод.

В ходе работы были исследованы ННК GaP:Be и GaP:Si, обладающие p- и n-типами проводимости соответственно (уровни легирования составили $5x10^{18}$ см$^{-3}$ и $1x10^{18}$ см$^{-3}$). С помощью методов TEM и XRD была определена внутренняя кристаллическая структура исследуемых ННК. Показано, что ННК GaP:Be содержат больший объем сегментов вюрцитной фазы с псевдопрямой запрещенной зоной по сравнению с ННК GaP:Si. Различия в фазовом составе исследованных ННК были также подтверждены данными фотолюминесцентной спектроскопии и измерениями с временным разрешением. Было показано, что вставки вюрцитной кристаллической фазы в структуре ННК GaP:Be можно рассматривать как квазипрямозонный материал.

Были исследованы волноводные свойства для всех типов ННК. Кроме того, в ФЛ спектрах ННК достаточно большого диаметра присутствуют линии, соответствующие резонансам типа Фабри-Перо. Исследования генерации оптического излучения, методом индуцированной СТМ люминисценции (СТМ-Л), показали, что механизм эмиссии света в обоих типах GaP-ННК, скорее всего, определяется прямыми оптическими переходами (т.е. электролюминесценцией). Прямозонные вюрцитовые вставки в ННК GaP:Be можно рассматривать как наноразмерные источники света с электрическим управлением, интегрированные в волноводы на основе ННК GaP. В то же время ННК GaP:Si могут быть предложены в качестве эффективных оптических волноводов. Полученные результаты открывают путь к разработке компактных интегральных нанофотонных схем на основе исследованных источников света, образованных полупроводниковыми волноводами на основе ННК.

Авторы благодарят Министерство науки и высшего образования РФ (проект FSRM 2023-0007) за финансовую поддержку.

Фотогальванические эффекты в изолирующих наноструктурах на основе сверхпроводящих плёнок

Миронов А.Ю[1], Насимов Д.А.[1]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*

Представлены результаты исследования низкотемпературного токового отклика и эволюции линейной и нелинейной проводимости в присутствии рассеянного лазерного излучения видимого спектра, воздействующее на изолирующую наноструктуру, сформированную в сверхпроводящей плёнке NbTiN. Наноструктура представляет собой перфорированную плёнку с периодом перфорации 100 нм и диаметром отверстий 40 нм, то есть систему сверхпроводящих островков, соединенных слабыми связями. При низких температурах в таких системах происходит переход Березинского-Костерлица-Таулесса, приводящий к появлению сверхизолирующего состояния, характеризующегося пороговым напряжением разрушения этого состояния и степенным характером вольтамперных характеристик и температуре ниже температуры перехода. Контактные провода припаиваются индием к участкам сверхпроводящей плёнки нитрида ниобия-титана NbTiN, бесшовно переходящим в изолирующую наноструктуру. В экспериментах мы используем лазеры с длиной волны от 457 до 850 нм.

Воздействие рассеянного лазерного излучения видимого спектра при температуре криостата растворения 20 мК приводит к нескольким эффектам в зависимости от мощности излучения. Минимальные уровни мощности излучения подавляют сверхизолирующие свойства наноструктуры, точнее к подавлению порогового напряжения в наноструктуре. В то же время в системе появляется ненулевой фототок и, направление которого зависит от положения измерительных контактов. Увеличение мощности излучения при этом приводит к увеличению фототока. Дальнейшее увеличение мощности излучения приводит к реализации перехода, напоминающий переход Березинского-Костерлица-Таулесса и возникновению ненулевой фотопроводимости (например, при длине волны $\lambda = 750$ нм степенная вольтамперная зависимость изменяется на линейную при мощности излучения 16 мкВт). Отметим, что температурный переход Березинского-Костерлица-Таулесса в данной наноструктуре происходит при температуре 230 мК. Независимое измерение температуры образца с помощью защищенного от света терморезистора, расположенного в непосредственной близости от образца, показывает, что лазерное излучение также приводит к его физическому разогреву. При этом температура Березинского-Костерлица-Таулесса достигается при уровне мощности излучения на два порядка превышающей мощность излучения, при которой появляется ненулевой фототок и на порядок превышающей мощность появления ненулевой фотопроводимости (например, 128 мкВт при длине волны $\lambda = 750$ нм). В результате этих наблюдений мы делаем вывод, что фототок и фотопроводимость обусловлены возникновением дополнительных носителей заряда непосредственно под действием лазерного излучения видимого спектра, а не разогрева наноструктуры. Механизм генерации носителей в данный момент не ясен, однако, подавление светом порогового напряжения указывает на разрушение локализованных куперовских пар и уменьшению ширины запрещенной зоны.

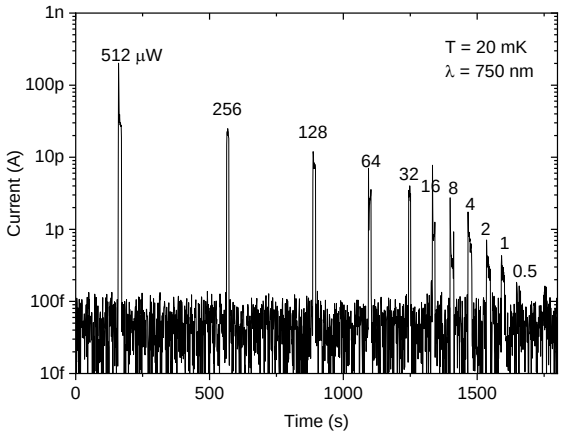


Рис.1. – Типичное поведение тока, индуцированного импульсами рассеянного лазерного излучения видимого спектра.

Особенности пространственного распределения излучения Ge(Si) наноостровков в двумерных фотонных кристаллах в условиях оптического и электрического возбуждения

Захаров В.Е.[1,2], Яблонский А.Н.[1], Новиков А.В.[1,2], Юрасов Д.В.[1], Шмагин В.Б.[1], Шалеев М.В.[1], Шенгуров Д.В.[1], Родякина Е.Е.[3], Смагина Ж.В.[3], Дьяков С.А.[4]

[1]*ИФМ РАН, 603087, Кстовский р-н, Нижегородская обл д. Афонино, ул. Академическая, 7.*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, г. Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23.*
[3]*ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, г. Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13.*
[4]*Сколковский институт науки и технологий, 121205, г. Москва, Большой бульвар д.30, стр.1.*

Одним из важных направлений современной фотоники являются исследования возможности модификации излучения за счет использования различных мирорезонаторов, в том числе фотонных кристаллов (ФК). С точки зрения развития кремниевой оптоэлектроники значительный интерес в качестве активной среды представляют различные типы SiGe структур, в частности структуры с самоформирующимися Ge(Si) наноостровками. Известно, что использование двумерных ФК позволяет добиться значительного (до двух порядков величины) увеличения сигнала люминесценции Ge(Si) наноостровков по сравнению с исходными планарными структурами. При этом одним из основных факторов такого увеличения является повышение эффективности вывода излучения из структур [1, 2]. В связи с этим в настоящей работе были проведены исследования пространственного распределения излучения Ge(Si) наноостровков в двумерных ФК с различными параметрами в условиях как оптического, так и электрического возбуждения. С помощью метода спектроскопии микро-ФЛ и микро-ЭЛ с высоким пространственным (~ 1 мкм) и спектральным (~ 0.1 нм) разрешением [2] проведены сравнительные исследования областей вывода излучения Ge(Si) островков в различных типах ФК. Обнаружена существенная зависимость интенсивности и пространственного распределения излучения ФК от типа мод ФК (низкодобротные "радиационные" моды и высокодобротные "BIC" моды), размеров и пространственного расположения области возбуждения ФЛ, а также от размеров самих ФК.

В структурах с Ge(Si) наноостровками в ФК, встроенных в i-область латеральных светоизлучающих p^+-i-n^+ диодов [3], обнаружена существенная неоднородность распределения сигнала ЭЛ по длине i-области диода, а также зависимость положения максимума профиля распределения излучения от условий возбуждения ЭЛ, в частности от напряжения, приложенного к подложке диодной структуры (рис.1.). Данный эффект связывается с локализацией носителей заряда в Ge(Si) островках, что качественно подтверждается результатами расчетов в модели двумерного p^+-i-n^+ диода. На основании полученных результатов, обсуждаются возможности повышения эффективности ЭЛ Ge(Si) наноостровков в ФК, наблюдения в спектрах ЭЛ диодных структур узких линий, связанных с высокодобротными модами ФК, а также практического применения эффекта перераспределения сигнала ЭЛ.

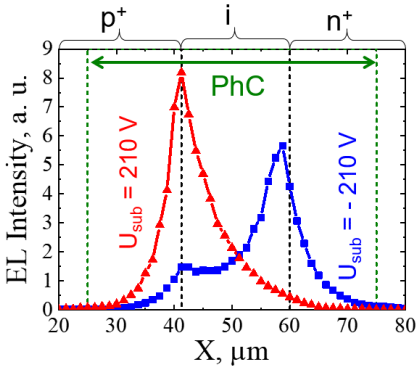


Рис.1. Распределение интенсивности ЭЛ в p^+-i-n^+ диоде в зависимости от смещения на подложке (Usub).

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки в рамках соглашения № 075-15-2022-316 (НЦМУ "Центр фотоники") с использованием оборудования ЦКП "Физика и технология микро- и наноструктур" ИФМ РАН, ЦКП "Наноструктуры" ИФП СО РАН и ЦКП ВТАН НГУ.

[1] A.V. Peretokin, et al. // Nanomaterials 13, 1678 (2023).
[2] А.Н. Яблонский, и. др., ФТП., 54(10), 1150 (2020).
[3] В.Б. Шмагин, и. др. // ФТП 49(22), 12 (2023).

Неадибатическая поляритонная конденсация в кольцевых оптических ловушках

Честнов И. Ю [1], Черотченко Е. Д.[2], **Налитов А. В.**[3]

[1]*Университет ИТМО, 197101, г. Санкт-Петербург, Кронверкский пр. 49, стр. А*
[2]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе, 194021, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая 26*
[3]*Московский Физико-Технический Институт, 141701, г. Долгопрудный, Институтский пер. 9*

По аналогии со сверхтекучестью, неравновесная бозонная конденсация экситонных поляритонов может быть феноменологически описана моделью, включающей сконденсированную и нормальную части. В предположении, что динамика некогерентной нормальной части характеризуется гораздо более короткими временами, она может быть адиабатически исключена из модели. Однако, экспериментальные наблюдения поляритонных конденсатов без усреднения по времени свидетельсвуют о динамической неустойчивости, характерной для неадиабатического режима [1].

В нашей работе [2] мы учитываем связь между двумя частями поляритонной системы вне адиабатического приближения на примере конденсации в кольцевых оптически индуцированных ловушках [3]. В ней показано, что даже в случае существенного различия в характерных временах динамики, связь с нормальной частью, играющей роль резервуара для конденсатной части, существенно влияет на динамику последней и приводит к появлению до сих пор не изученных устойчивых фаз локализованного неравновесного поляритонного конденсата. Используя двухмодовое приближение, учитывающее пару вихревых состояния с противоположными знаками углового момента, мы определяем область применимости адиабатического исключения некогерентной резервуарной части. Вне этой области, неадибатическое взаимодействие с радиально симметричным резервуаром приводит к мультистабильности, динамике предельных циклов и формированию нейтрально устойчивой стоячей волны, спонтанно нарушающей непрерывную радиальную симметрию. В присутствии слабой асимметрии ловушки неадиабатичность препятствует формированию гиганстких поляритонных вихрей. Таким образом, детальное описание вне адиабатического приближения даёт интерпретацию подавлению вихревой фазы фазой стоячей волны.

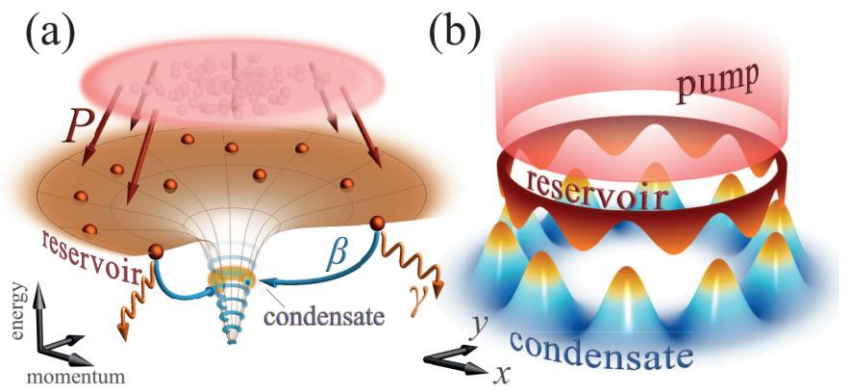


Рис.1. – Схематическое изображение неравновесной бозонной конденсации экситонных поляритонов в обратном (a) и в прямом (b) пространствах. Пространственно структурированная оптическая накачка (розовый) генерирует некогерентный экситонный резервуар (красный), компенсирующий потери в когерентной конденсатной части (голубой). В неадиабатическом режиме устойчиво состояние азимутальной стоячей волны.

*[1] E. Estrecho et al., Nat Commun. **9**, 2944 (2018).*
[2] I. Chestnov, E. Cherotchenko, A. Nalitov, arXiv:2311.04102v2 (2024).
*[3] A. Askitopoulos et al., Phys. Rev. B, **92**, 035305 (2015).*

Гигантский эффективный g-фактор в присутствии спиновых бифуркаций в поляритонных конденсатах

Бочин А.К.[1], Честнов И.Ю.[2], Налитов А.В.[1]

[1]*МФТИ, Москва, 141701, гор. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9*
[2]*ИТМО, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49, лит. А.*

Ярким примером взаимодействия света с веществом является магнитооптический эффект. При данном эффекте снимается вырождение фотонных мод в постоянном магнитном поле.Типичным примером является эффект Зеемана для электронных возбуждений в диэлектриках или полупроводниках, приводящий к расщеплению фотонных мод с круговой поляризацией в свою очередь, к магнитооптическому эффекту Фарадея или керровскому вращению[1].

Влияние магнитного поля на электромагнитное излучение слабо в оптическом диапазоне, оно может быть сильно усилено в режиме сильной связи со средой благодаря возникновению гибридных квазичастиц, например, таких как экситонные поляритоны.Кроме того, включение ферромагнитных материалов в оптических микрорезонаторах в режиме сильной связи было недавно предложено для получения гигантских значений эффективного g-фактора, характеризующего силу магнитооптической связи [2].

В термодинамическом пределе внешнее и эффективное самоиндуцированное магнитное поля антиколлинеарны и в точности компенсируют друг друга пока внешнее поля ниже некоторой критической величины, что приводит к спиновому эффекту Мейснера. Однако в неравновесных конденсатах, формируемых нерезонансной накачкой, спиновая поляризация и порождаемое ею эффективное магнитное поле могут формироваться спонтанно. Это механизм известен как спиновые бифуркации. Похожим образом резонансно возбуждаемые неравновесные поляритонные состояния также демонстрируют спонтанную спиновую поляризацию и спиновую мультистабильность. Искусственные калибровочные и зеемановские поля, возникающие в пространственно структурированных системах, могу заменить внешнее магнитное поле для создания топологических фотонных состояний.Так, было показано, что эффективное поле в решётках спин-поляризованных конденсатов, приводит к топологически нетривиальным спектрам возбуждений и однонаправленным краевым состояниям.Тем не менее, механизм спин бифуркции требует точного баланса и вырождения спиновых состояний, что говорит о крайней чувствительности системы к внешним нарушающим симметрию факторам.Данные соображения обосновывают исследование возможности использования этой чувствительности для управления зонными топологическими инвариантами в поляритонных решётках.

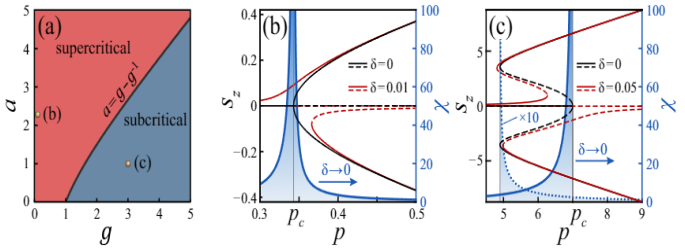


Рис.1. – (a) фазовая диаграмма для описания процесса бифуркации при $\delta = 0$ (b) *Проекция* S_z *от мощности накачки при* $g = 0.1, a = 2.28$ (c) *Тоже самое, что на панели (b), но при* $g = 3, a = 1$

В данной работе показано, что эффективное поле одиночного конденсата вблизи спиновой бифуркации не только сонаправлено с внешне приложенным зеемановским полем, но и существенно превосходит его по величине.Усиление зеемановского поля сонаправленным эффективным полем может быть также интерпретировано в терминах гигантского эффективного g-фактора.Показано, что предложенное усиление наиболее явно проявляется в окрестности критической точки бифуркации, также определёна область оптимальных параметров.

[1] M. Born, E. Wolf, and A. B. Bhatia, Principles of optics Cambridge University Press, Cambridge,2019)
[2] T. P. Lyons, D. J. Gillard, C. Leblanc et al., Nat. Photon. 16, 632 (2022)

Сингулярные и бисингулярные поверхностные поляритоны в анизотропных полупродниках

Голеницкий К.Ю., Аверкиев Н.С.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург

Для почти любого произвольно выбранного направления в анизотропном кристалле могут распространяться две независимые плоские монохроматические волны с частотой ω, имеющие разную поляризацию и разную модуль волнового вектора k. Исключительным случаем является оптическая ось, вдоль которой модули совпадают. Если при этом совпадают ещё поляризации волн, то такие направления принято называть *сингулярными осями*. Стоит отметить, что при распространении света вблизи оптической оси, которая будет и сингулярной осью в двуосном непоглощающем кристалле, наблюдается коническая рефракция. Для поверхностных волн возможна аналогичная ситуация, когда совпадают декременты затухания и поляризации собственных неоднородных волн. В этом случае общее решение для одной из компонент электрического поля неоднородной волны имеет вид

$$E_x = C_1 exp(ik_x x - \kappa z) + C_2 z exp(ik_x x - \kappa z), \quad (1)$$

где ось x — направление распространения, а ось z — нормаль к поверхности границы. Остальные компоненты электромагнитного поля выражаются через E_x. Второе слагаемое в (1) называется в литературе решением или волной Фохта [1]. Волны такого вида (сингулярные поверхностные поляритоны) на границе двух анизотропных кристаллов рассматриваются в этой работе. Наиболее перспективными для практической реализации исследуемых поляритонов являются кристаллы, в которых компоненты тензора диэлектрической проницаемости имеют разный знак. Как известно, это условие реализуется в анизотропных полупроводниках вблизи полосы остаточных лучей в ИК-области [2].

В литературе обсуждались сингулярные поверхностные поляритоны на границе одноосного и двуосного кристалла с изотропной средой [3]. Насколько известно авторам, случай сингулярных поверхностных поляритонов на границе двух анизотропных кристаллов в литературе подробно не рассматривался. Для наглядности будет рассмотрен случай двух одноосных кристаллов, оптические оси которых лежат в плоскости границы. Если оптические оси кристаллов скрещиваются, то существуют направления, вдоль которых в одном из кристаллов или сразу в обоих неоднородные волны имеют вид (1). Решение в первом случае это сингулярный поляритон, решение во втором случае мы называем бисингулярным. В работе получены условия существования сингулярных и бисингулярных решений на границе двух одноосных кристаллов, в общем случае разных, в зависимости от угла скрещивания оптических осей. Их можно свести к двум принципиальным случаям: случай диэлектрических кристаллов, когда все компоненты тензора диэлектрической проницаемости положительны, и случай гиперболической дисперсии, когда одна из компонент отрицательна. В первом случае требуется сильная анизотропия $\epsilon_e > 3\epsilon_o > 0$, где ϵ_e — диэлектрическая проницаемость вдоль направления оптической оси, ϵ_o — диэлектрическая проницаемость перпендикулярно оптической оси, которая вероятнее всего возможна только в метаматериалах. В гиперболическом случае условие менее жёсткое $\epsilon_e < -\epsilon_o < 0$, и представляется более реализуемым.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант №22-12-00139).

[1] Ф.И.Федоров, Теория Гиротропии, Наука и техника, Минск (1976).
*[2] K.Korzeb et al, Opt. Express, **23**, 25406 (2015).*
*[3] Ф.Н.Марчевский и др., ФТТ, **26**, 1501 (1984).*

Усиление излучения GeSi квантовых точек в волноводной структуре за счёт совмещения с метаповерхностью из наночастиц Ge

Зиновьев В.А.[1], Зиновьева А.Ф. [1,2], Смагина Ж.В.[1], Блошкин А.А.[1,2], Кучинская П.А.[1], Двуреченский А.В. [1,2], Родякина Е.Е. [1,2], Дьяков С.А. [3], Смагин И.А.[3], Степихова М.В.[4], Новиков А.В.[4]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3]*Сколковский институт науки и технологий, 143026, Москва, ул. Нобеля, 3*
[4] *Институт физики микроструктур РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7*

В настоящее время наблюдается значительный прогресс в применении фотонных кристаллов и метаповерхностей для создания эффективных излучателей, работающих в телекоммуникационном диапазоне [1, 2]. В качестве источников излучения, встроенных в такие структуры, обычно используются квантовые точки (КТ). Усиление эмиссии КТ связано с увеличением вероятности излучательных переходов, когда КТ располагаются в области максимальной амплитуды электрического поля внутри структуры поддерживающей высокодобротные моды [1]. Дополнительные возможности в управлении амплитудой, фазой и поляризацией излучения может быть обеспечено использованием метаповерхностей [3]. Наши эксперименты показали, что создание периодических массивов диэлектрических наночастиц на поверхности волноводного слоя со встроенными КТ позволяет получить многократное усиление излучения КТ. Исследуемые структуры представляли собой двумерные квадратные решётки наноостровков Ge конусообразной формы, нанесённые поверх многослойной структуры с GeSi КТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках “кремний на изоляторе”. В спектрах микро-фотолюминесценции (микро-ФЛ) созданных структур наблюдались интенсивные узкие пики с ассиметричной формой, характерной для резонансов Фано [4]. Исследования показали, что спектральное положение пиков и их интенсивность зависят от периода решётки наночастиц Ge. Наибольшее значение добротности резонансных пиков излучения, полученное в наших экспериментах, составило ~350. При оптимальных параметрах массива наночастиц Ge наблюдалось 6-кратное усиление интенсивности фотолюминесценции GeSi КТ. Проведенные теоретические расчёты угловых зависимостей излучательной способности исследуемых структур показали, что в основе эффекта усиления лежит резонансное взаимодействие излучающих КТ с собственными модами гибридной волноводной структуры, совмещённой с метаповерхностью.

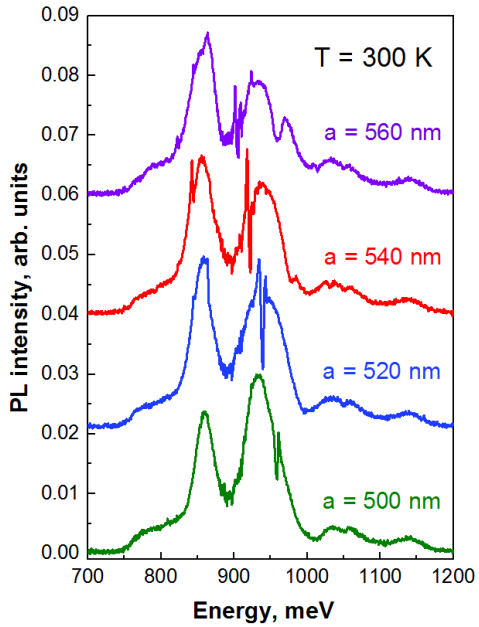


Рис.1. – Спектры микро-ФЛ гибридной структуры в зависимости от периода двумерной решётки наночастиц Ge.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 21-72-20184).

*[1] T. Poempool et al., Optics Express., **31**, 15565 (2023).*
[2] S. Yuan et al. ACS Nano, 11, 10704 (2017).
[3] М.А. Ремнев, В.В. Климов УФН, 188, 169 (2018).
[4] P. Gu ACS Nano 14, 1003 (2020).

Динамика оптических мод в нанотрубках MoS_2: от мод шепчущей галереи до экситон-поляритонов и мод Фабри-Перо

Казанов Д.Р.[1], Пошакинский А.В.[1], Шубина Т.В.[1]

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

Известно, что одиночные нанотрубки, синтезированные из дихалькогенидов переходных металлов, представляют собой резонаторы, в стенках которых могут распространяться оптические моды шепчущей галереи (МШГ), поляризованные вдоль оси нанотрубки [1]. Нанотрубки с идеальным цилиндрическим сечением обладают двухкратно вырожденными МШГ, однако механическое воздействие, приводящее к сплющиванию поперечного сечения нанотрубок, понижает симметрию системы и снимает их вырождение. Энергия расщепленных по энергии четных и нечетных мод сильно зависит от степени сжатия трубки [2]. При приближении энергии МШГ к экситонному резонансу возможно формирование экситон-поляритонов [3].

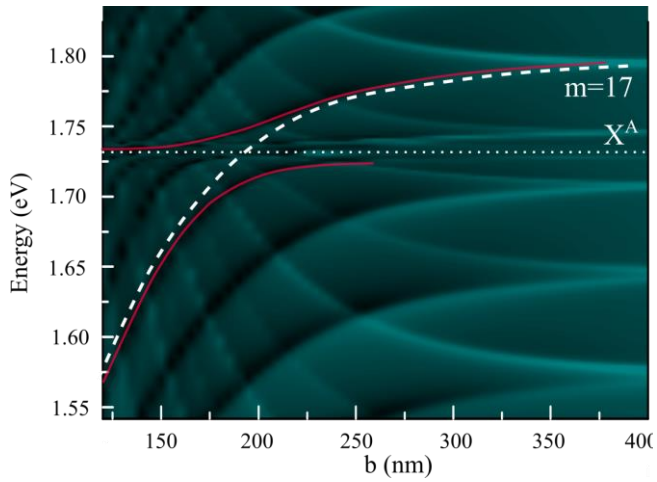


Рис.1. – Расчетный спектр отражения расщепленных мод шепчущей галереи в зависимости от величины зазора между стенками нанотрубки вблизи А-экситонного резонанса

Для описания экспериментально наблюдаемых явлений мы рассмотрели динамику МШГ в зависимости от степени сплющивания сечения. С этой целью была построена теоретическая модель обратного рассеяния падающего света от одиночной нанотрубки как индикатор эволюции мод. Для получения полной картины возбужденного набора мод и моделирования спектров фотолюминесценции были проведены численные электродинамические расчеты в Comsol Multiphysics в области непрямого экситона и в области А и В экситонных резонансов с учетом их сильного диэлектрического отклика. В качестве примера на рисунке 1 показан расчетный спектр отражения в окрестности А экситона для различной степени уплощения сечения, определяемого величиной зазора *b* между противоположными стенками трубки. Пунктиром показано поведение одной из четных МШГ с угловым номером 17 без учета взаимодействия с А экситонным резонансом, а красными линиями показаны верхняя и нижняя поляритонные ветви, образующиеся в режиме сильной связи с экситонным резонансом. Расщепление Раби около 40 мэВ близко к экспериментально наблюдаемой величине. Численное моделирование выявило дополнительный эффект формирования мод Фабри-Перо в двух случаях: а) в почти цилиндрическом сечении возникают оптические моды низкого порядка в полости нанотрубки, вызывающие фоновое отражение в широком диапазоне спектра; б) при сильном сплющивании трубки, вплоть до ее коллапса, наблюдается плавный переход от МШГ к модам Фабри-Перо в стенках нанотрубки. В целом разработанная модель адекватно описывает экспериментальные данные, как наблюдаемые в области непрямого экситона в нанотрубках с «дышащим» и постоянным сечениями, так и показывающие формирование экситон-поляритонов в области прямых экситонов.

Работа была выполнена при частичной поддержке стипендии Президента РФ СП-5068.2022.5.

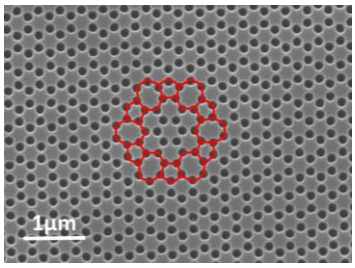
*[1] D.R. Kazanov et al., Appl. Phys. Lett., **113**, 101106 (2018).*
*[2] I.A. Eliseyev et al., Adv. Optical Mater., **11**, 2202782 (2023).*
*[3] A.I. Galimov et al., Nanoscale Horizons **9**, 6, (2024).*

Проявления топологических дефектов в люминесцентном отклике двумерных фотонных кристаллов

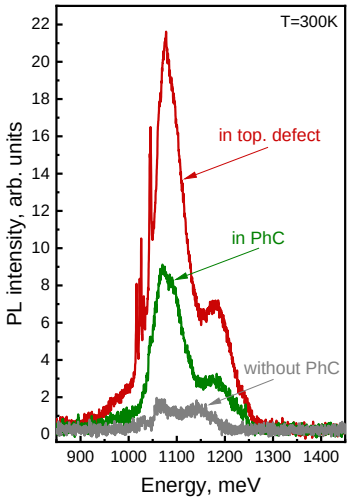
Степихова М.В.[1], Смолина Е.О.[2], **Перетокин А.В.**[1], Юрасов Д.В.[1], Шалеев М.В.[1], Шенгуров Д.В.[1], Родякина Е.Е.[3], Новиков А.В.[1]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*Институт прикладной физики РАН, 603905, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46*
[3]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*

Развитие интегральной фотоники требует поиска новых подходов, позволяющих контролировать поведение электромагнитных волн в оптических средах. Перспективными здесь представляются идеи топологической фотоники, изучающей состояния света, свойства которых не подвержены локальным мелкомасштабным возмущениям периодически структурированных сред, например, фотонных кристаллов (ФК). В данном случае поведением электромагнитного излучения в фотонных кристаллах можно управлять введением дефектов, являющихся топологическими в реальном пространстве. Топологическими дефектами (ТД) являются кристаллографические дефекты, представляющие собой относительно крупномасштабные особенности решетки, что делает их устойчивыми к локальным деформациям и позволяет использовать в различных приложениях [1]. ТД возникают в результате соответствующей пространственной перегруппировки структурных элементов, составляющих решетку, без их удаления и добавления. Целью данной работы являлось исследование излучающих свойств топологических дефектов, формируемых в кремниевых структурах, ориентированных на создание новых, перспективных элементов фотоники.



а)



б)

Рис.1. – СЭМ изображение (а) и спектр ФЛ топологического дефекта, приведенный в сравнении с сигналом ФЛ, измеренным в фотонном кристалле, рядом с дефектом, и в исходной, непроцессированной области образца (б).

В работе рассмотрены особенности люминесцентного отклика гексагональных фотонных кристаллов с топологическими дефектами, представляющими собой замкнутую границу зерен (grain boundary loop, рис. 1а), а также с массивами таких дефектов разных конфигураций. Фотонные кристаллы формировались на кремниевых структурах с толщиной волноводного слоя 260 нм, диаметр отверстий ФК d = 150 – 160 нм, период решетки a = 335 нм. Измерения проводились при комнатной температуре методом микро-фотолюминесценции с высоким спектральным (до 0.01 см$^{-1}$) и пространственным (~ 1 мкм) разрешением. Трехмерное моделирование исследуемых структур выполнялось в программном пакете «Comsol Multiphysics».

В ходе выполнения работы получен спектр и картины ближнего поля выделенных мод ТД, с помощью которых восстановлены диаграммы направленности их излучения в дальней зоне, а также поляризационные особенности. Показано хорошее соответствие теории с экспериментом (в качестве примера спектр одиночного ТД приведен на рис. 1б).

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» и финансируется Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316.

*[1] X. Zhang et al., Nature, **618.7966**, 687 (2023).*

Поляризационные особенности люминесцентного отклика двумерных фотонных кристаллов с наноостровками Ge(Si)

Перетокин А.В.[1,2,*], Степихова М.В.[1,§], Новиков А.В.[1,2], Юрасов Д.В.[1], Дьяков С.А.[3]

[1]*Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, 7, д. Афонино, Кстовский р-он, Нижегородская обл., Россия 603087*
[2]*ННГУ им. Н.И. Лобачевского, пр. Гагарина, д.27, Нижний Новгород, Россия 603022*
[3]*Сколковский институт науки и технологий, ул. Нобеля, 3, Москва, 143005*
*aperetokin@ipmras.ru, §mst@ipmras.ru

На данный момент структуры с наноостровками Ge(Si) являются одним из возможных решений задачи создания эффективных источников излучения на кремнии, так как они излучают в ближнем ИК диапазоне (1.2÷1.6 мкм) при комнатной температуре [1]. Значительное увеличение люминесцентного отклика таких структур, необходимого для их практических применений в схемах оптоэлектроники, может быть достигнуто в низкоразмерных резонаторах и фотонных кристаллах (ФК), где последние представляются наиболее перспективными [2].

Как было показано нами ранее, для управления зонной структурой ФК и его люминесцентным откликом требуется изменение его геометрических параметров, таких как период решётки [3], радиус и глубина травления отверстий [4]. При этом, за счёт подбора параметров ФК, можно не только управлять спектральным положением линий в спектрах фотолюминесценции, но и получать различные особенности в зонной структуре ФК, проявляющиеся в спектрах ФЛ. Здесь наиболее интересной особенностью является возможность формирования мод с плоской дисперсионной характеристикой вблизи Г-точки, характеризуемых вовлеченностью в сигнал связанных состояний в континууме (BIC) [4].

Для ФК с квадратной решёткой отверстий авторами работы [5] было теоретически показано, что состояния BIC обладают топологическими особенностями в дальнем поле, проявляющимися во вращении вектора поляризации при обходе BIC-состояния в *k*-пространстве. В более поздних работах [6,7] утверждалось, что такие же особенности поляризации BIC-состояний должны наблюдаться и в ФК с гексагональной решёткой отверстий, была показана возможность управления BIC-состояниями в *k*-пространстве за счёт изменения геометрии ФК.

В данной работе будут впервые рассмотрены проявления поляризационных особенностей различных мод ФК с состояниями BIC в люминесцентном отклике, будут представлены результаты исследований BIC-состояний с разным топологическим зарядом и дисперсионными характеристиками. Исследуемые особенности интересны как с фундаментальной точки зрения, так и с практической, позволяя создавать эффективно излучающие структуры с узкими спектральными характеристиками выделенных поляризаций. Результаты экспериментальных исследований, обсуждаемые в данной работе, были получены методом спектроскопии микро-ФЛ, включая методику измерений в геометрии диаграммы направленности. Теоретические расчеты выполнялись Фурье-модальным методом в формализме матрицы рассеяния [8].

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» и финансируется Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2022-316

[1] V. Ya. Aleshkin et al. JETP Letters, 67, 48 (1998).
[2] S.A. Dyakov et al. Laser Photonics Rev., 15, 2000242 (2021).
[3] M.V. Stepikhova et al. Nanomaterials, 12, 2687 (2022).
[4] A.V. Peretokin et.al. Nanomaterials, 13, 1678 (2023).
[5] Bo Zhen et al. Phys. Rev. Letters, 113, 257401 (2014).
[6] M. Kang et al. Light: Science & Applications 11,228 (2022).
[7] J. Jin et al. Nature, 574, 501 (2019).
[8] S. G. Tikhodeev et al., Phys. Rev. B. 66, 045102 (2002).

Проблемы выращивания гетероструктур для реализации поляритонных лазеров

Курдюбов А.С.[1], **Столяров В.А.**[1], Ложкин М.С.[2], Ефимов Ю.П.[2], Елисеев С.А.[2], Ловцюс В.А.[2], Игнатьев И.В.[1]

[1]*Лаборатория Оптики Спина, СПБГУ, 198504, Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, 1.*
[2]*РЦ «Нанофотоника», СПБГУ, 198504, Санкт-Петербург, Петергоф, ул. Ульяновская, 1.*

Прогресс в области эпитаксиального роста полупроводниковых гетероструктур открыл дорогу к реализации Бозе-Эйншейновской конденсации (БЭК) в твердотельный системах при криогенных температурах [1]. Рост таких структур сопряжен с рядом фундаментальных и технологических сложностей, преодолевать которые научились лишь немногие группы в мире. В данной работе мы представляем наш подход к выращиванию планарных GaAs/AlGaAs микрорезонаторов (МР) со встроенными квантовыми ямами (КЯ).

Режим сильной связи реализуется в структурах с высокой добротностью МР, большой силой осциллятора и низкими нерадиационными потерями экситонов в КЯ. Достижение добротности МР выше 10000 и высокого качества КЯ является двумя независимыми задачами. К трудностям получения МР высокой добротности можно отнести обеспечение стабильности ростовых параметров в течение длительного роста. К росту КЯ выдвигаются особые требования ввиду чувствительности экситонов к неоднородностям структуры, шероховатостям интерфейсов и наличию дефектов.

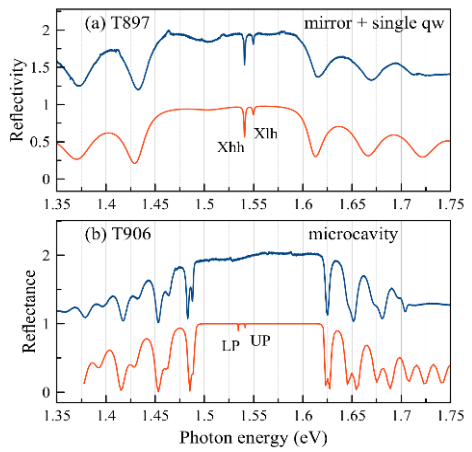


Рис.1. – Спектры отражения полурезонатора с одиночной КЯ (a) и МР с шестью КЯ (b). Синие линии – эксперимент, красные – расчет. T = 12K.

Нами была проведена серия технологических экспериментов по выращиванию высокодобротных микрорезонаторов. Для контроля различных этапов технологического процесса были выращены боле просты структуры. В частности, одиночные КЯ, серии из нескольких КЯ, отдельные брэгговские зеркала. Мы установили, что оптимальной тестовой структурой является полурезонатор – брэгговского зеркало, над котором выращивается одиночная КЯ. Преимущество такого образца состоит в том, что КЯ не закрыта верхним зеркалом и экситонный резонанс проявляется в виде глубокого провала, При этом Анализ спектра отражения полурезонатора позволяет проверить спектральное положение стоп-зоны брэгговского зеркала и ширину линии экситона в КЯ (см. рис. 1(a)).

Для количественной характеризации выращенных структур нами была разработана программа, моделирующая их спектры отражения с учетом резонансов экситонов в КЯ. Интерференционная точность моделирования достигается за счет тщательно подобранного показателя преломления слоев Al(x)Ga(1-x)As в диапазоне концентраций 0<x<1 при температурах 0<T<300K. Сравнение расчетных спектров отражения с экспериментальными позволило диагностировать отклонение толщин слоев изучаемой структуры от ее номинальных значений на единицы процентов.

В докладе будут представлены результаты по выращенных структурам и продемонстрирована поляритонная конденсация в оптической ловушке. Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ (грант № 19-72-20039-П). А.С. и В.А. благодарят СПбГУ в рамках проекта № 122040800257-5.

[1] J. Kasprzak et al., Nature 443, 409–414 (2006)

Упорядоченная генерация в разбросанных нанокристаллитах оксида цинка

Сибирев Н.В.[1], Лабзовская М.Э.[1], Новиков Б.В.[1], Серов А.Ю.[1], Микушев С.В.[1], Кадинская С.А.[2], Кондратьев В.М.[4], Большаков А.Д.[2,4], Штром И.В.[1-3]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет 198504, Санкт-Петербург*
[2]*Алферовский университет 195220, Санкт-Петербург*
[3]*Институт аналитического приборостроения РАН 198095, Санкт-Петербург*
[4]*Московский физико-технический институт 117303, Долгопрудный*

В настоящей работе обсуждается лазерная генерация в неупорядоченных системах на основе массивов нанокристаллитов оксида цинка (ZnO).

Оксид цинка, ввиду своих уникальных электронных и оптических свойств давно вызывает интерес у исследователей. Различные наноструктуры на основе ZnO (нановискеры, тонкие пленки и т. д.) являются многообещающими кандидатами для создания лазерных устройств микрометрового размера.

В данной работе исследуются образцы, полученные оригинальным гидротермальным методом, описанным в работе [1]. На рисунке 1 представлено изображение образца, полученное растровым электронным микроскопом Supra 25 Zeiss (РЭМ).

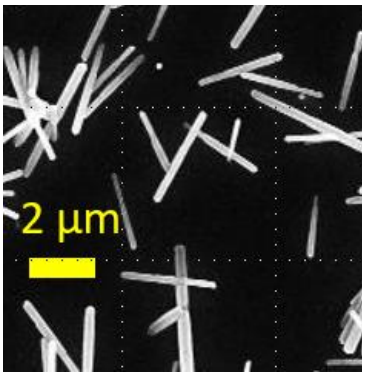


Рис.1. – РЭМ изображение нанокристаллитов ZnO

Были проведены измерения спектров фотолюминисценции (ФЛ) различных точек на поверхности описанного образца при низкой температуре (T = 5 K) и высокой (до ~ 600 кВт/см²) мощности возбуждающего лазера. На большей части образца спектры ФЛ соответствуют излучению ZnO при сильной накачке [2]. Однако, в некоторых выделенных точках образца картина излучения резко меняется. На длинноволновом крае полосы в области, начиная от 374 nm, в некоторых точках от 372 нм, и далее, возникают узкие менее 2 мэВ пики. На рисунке 2 представлены спектры, измеренные в одной и той же точке, при разных мощностях накачки.

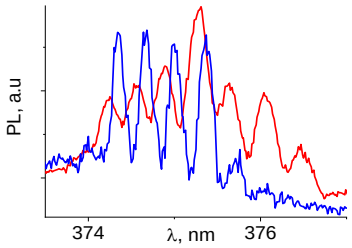


Рис.2. – Спектр фотолюминесценции выделенной точки.

В разных точках образца количество, интенсивность и спектральный состав пиков различаются, но спектральная область излучения остается практически неизменными. При изменении мощности накачки положение пиков даже в одной точке может довольно сильно смещаться. Однако даже спустя довольно продолжительное время пространственное положение точек остается неизменным.

Расстояние между пиками составляет ~ 0,3 — 0,6 нм. В ряде точек расстояние между пиками почти не меняется, а в некоторых случаях наблюдается изменение расстояния между пиками более чем в полтора раза. Это позволяет оценить оптическую длину резонатора и её изменение в зависимости от длины волны. По известному коэффициенту хроматической аберрации можно найти, какая часть резонатора была в воздухе, а какая часть в оксиде цинка. Оптическая длина резонаторов в разных точках менялась от 100 до 200 мкм, из них в ZnO от 3 до 60 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта СПбГУ № 95440344. Оптические исследования частично проводились в РЦ Оптические и лазерные методы исследования вещества Научного парка СПбГУ.

[1] S. Kadinskaya et al., Nanomaterials 13, 1, 58 (2023)
[2] М.Э. Лабзовская и др. ФТТ 66, 1, 17 (2024).

Сфокусированный ионный пучок как инструмент для разработки новых приборов нанофотоники

Евтихиев В.П., Митрофанов М.И., Вознюк Г.В.

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

При разработке новых конструкций полупроводниковых приборов часто приходится использовать оптические элементы, для изготовления которых требуется применение субмикронной литографии. К сожалению, стандартная DUV-литография на этапе прототипирования стоит неоправданно дорого. Более того, при изучении влияния изменения конструкции прибора на оптические характеристики удобно использовать готовое устройство со стандартными параметрами. В этом случае невозможно применять литографические методы, требующие использования резиста. Наиболее гибким и оперативным методом при разработке новых приборов оказывается метод прямой литографии сфокусированным ионным пучком (СИП). Он позволяет формировать литографический рисунок с нанометровым разрешением непосредственно как в металлическом (контактном) слое, так и в полупроводниковой гетероструктуре без использования масок. Традиционно СИП широко используется для подготовки образцов для просвечивающих электронных микроскопов, локального контроля интегральных схем, прототипирования элементов пассивной фотоники и МЭМС [1]. Ограничением метода СИП для решения задач нанофотоники является возможность образования радиационных дефектов (вакансий, межузельных атомов и их комплексов) в полупроводниковой структуре под действием ионов высоких энергий.

Мы исследовали влияние энергии ионов Ga+ и дозы облучения на образование радиационных дефектов в гетероструктурах III/V [2]. Изучение методом микрорамановской спектроскопии показало, что в процессе травления гетероструктур A3B5 образуются структурные дефекты, количество которых растет с увеличением ионной дозы и энергии ионов. Исследование фотолюминесцентным методом показало, что радиационные дефекты являются центрами безызлучательной рекомбинации и что глубина их формирования за фронтом травления может достигать 900 нм. Полученные сведения позволили использовать метод прямой сфокусированной ионно-лучевой литографии для реализации различных конструкций оптических элементов и для модификации параметров различных типов полупроводниковых лазеров – распределенных брэгговских отражателей для проектирования одномодовых квантово-каскадных лазеров (ККЛ) [3]; субволновые текстурированные слои для обеспечения вывода излучения через поверхность в кольцевом резонаторе ККЛ [4]; решетка второго порядка на кольцевом резонаторе для селекции мод ККЛ[5]; лазерные диоды с расщепленным резонатором Фабри-Перо для перестройки спектральных мод [6].

Помимо прямой ионно-лучевой литографии сфокусированный ионный пучок может быть использован для формирования локальных областей с высокими потерями на безызлучательную рекомбинацию. Мы использовали облучение ионами Ga с энергией 30 кэВ для изменения состава латеральных мод инжекционного полоскового лазера. В результате облучения выходного зеркала лазера с антиотражающим AlN покрытием в области максимума нежелательной латеральной моды происходило подавление генерации излучения в этом канале без травления полупроводникового зеркала.

*[1] P. Li et al., Nanoscale, **13**, 1529 (2021).*
*[2] G.V. Voznyuk et al., Semiconductors, **56**, 894 (2022).*
*[3] A.V. Babiehev et al., Technical Physics Letters, **46**, 312 (2020).*
*[4] A.V. Babichev et al., Semiconductors, **54**, 1816 (2020).*
*[5] A.V. Babichev et al., Semiconductors, **56**, 908 (2022).*
*[6] A. S. Payusov et.al., Technical Physics Letters, **47**, 51 (2021).*

Исследование оптических свойств микрорезонаторов дисковой геометрии на основе широкозонных III-N материалов

Комаров С.Д.[1], Войнилович А.Г.[2], Фейгин Г.А.[1], Сахаров А.В.[3], Николаев А.Е.[3], Иванов К.А.[1], Моисеев Э.И.[1], Крыжановская Н.В.[1], Никитина Е.В.[4], Цацульников А.Ф.[3], Луценко Е.В.[2], Жуков А.Е.[1]

[1]*НИУ ВШЭ – Санкт-Петербург, 194100, Санкт-Петербург, Кантемировская ул., 3, корп. 1*
[2]*Институт физики НАН Беларуси, 220072, Республика Беларусь, Минск, пр. Независимости, 68-2*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[4]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, корп. 3, литер. А*

Микролазеры на основе III-N соединений, в том числе выращенные на Si подложке, являются перспективными кандидатами для создания компактных и эффективных источников света в оптоэлектронных и фотонных системах благодаря малым габаритам, малому модовому объему, низкому энергопотреблению и высокой скорости модуляции [1]. Такие микролазеры вызывают большой интерес и активно изучаются для таких приложений как низкопороговые лазерные источники [2], нелинейная оптика [3], оптическая передача данных в видимом диапазоне [4] и оптические межсоединения [5].

В данной работе выполнено исследование оптических свойств полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами InGaN/GaN, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках Si и Al_2O_3, а также микрорезонаторов на их основе. Выполнено моделирование дизайна гетероструктур для обеспечений высокого фактора оптического ограничения мод дискового резонатора в спектральной области излучения InGaN/GaN квантовых ям (~415 нм). Из структур с помощью фотолитографии и двухстадийного травления были созданы микрорезонаторы дисковой геометрии диаметром от 1 до 12 мкм. Исследование микрофотолюминесценции структур было выполнено с помощью конфокальной оптической системы Confotec NR500 при оптической накачке в непрерывном и импульсном режимах.

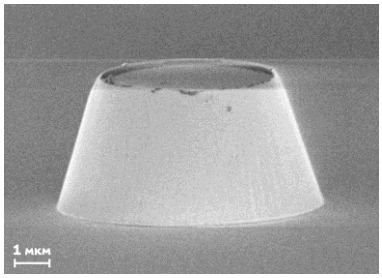


Рис.1. – Изображение микростолбика диаметром 5 мкм, полученное при помощи сканирующей электронной микроскопии.

Интегральная интенсивность фотолюминесценции квантовых ям InGaN/GaN при комнатной температуре имеет линейную зависимость от мощности оптической накачки в широком диапазоне, что свидетельствует о преобладании излучательного механизма рекомбинации, и, как следствие, высоком качестве полученных структур. В спектрах фотолюминесценции микростолбиков наблюдаются резонансы, соответствующие высокодобротным модам шепчущей галереи. В структурах на Si подложке продемонстрировано стимулированное излучение квантовых ям InGaN/GaN и определен порог мощности оптической накачки для его достижения. Полученные результаты позволяют сделать вывод о возможности создания высокодобротных микродисковых лазеров с активной областью на основе квантовых ям InGaN/GaN на подложках Si и Al_2O_3.

Исследование выполнено в раках фундаментального научного проекта «Международное академическое сотрудничество» между НИУ ВШЭ и Институтом физики НАН Беларуси.

*[1] Mei Y. et al., Journal of Lightwave Technology, **40.9**, 2952-2958 (2022).*
*[2] Zhao C. et al., Applied Physics Letters, **117.3**, 031104 (2020).*
*[3] Roland I. et al., Scientific reports, **6.1**, 34191 (2016).*
*[4] Shi Z. et al., Applied Physics Letters, **111.24**, 241104 (2017)*
*[5] Thubthimthong B., Sasaki T., Hane K., IEEE Photonics Journal, **7.4**, 1-11 (2015).*

Градиентные фотонно-кристаллические решетки для локализации света

Салахова Н.С.[1], Гиппиус Н.А.[1]

[1]*Сколковский институт науки и технологий, Территория Инновационного Центра «Сколково»,Большой бульвар д.30, стр.1, Москва 121205, Россия*

Основным свойством оптических систем является способность взаимодействовать со световым пучком желаемым образом, к примеру управлять его дифракцией или локализацией. Локализация лазерного излучения в малом объеме является одной из важнейших задач фотоники. Однородные и строго периодические линейные системы не позволяют получить локализованное поле, что требует изучения более сложных систем. Существует множество подходов для решения данной задачи. Активно используются локализованные плазмоны в металлических частичках и поверхностные плазмон поляритоны на границе раздела сред между металлом и диэлектриком [1]. Так же хорошо известны различные диэлектрические нано-резонаторы и квази-связанные состояния в континууме (ССК/BIC) представляющие собой моды с очень высокой добротностью [3]. Однако все данные системы имеют сильную дисперсию мод, т.е. энергия мод системы сильно зависит от волнового вектора.

Альтернативным решением могут служить системы с плоской дисперсионной зависимостью [3], поддерживающие свет с нулевой групповой скоростью в широком диапазоне зоны Бриллюэна. Такие системы обеспечивают усиление взаимодействия света с веществом и нелинейные свойства системы. Кроме того, плоская дисперсионная зависимость может оказаться чрезвычайно полезной для реальных оптических систем, в которых лазерный пучок обычно не является плоской волной, а обладает значениями волновых векторов в некотором диапазоне.

В данной работе мы численно исследуем градиентную диэлектрическую фотонно-кристаллическую одномерную решетку, поддерживающую моду с плоской дисперсией. Прежде всего рассматривается диэлектрический волновод с синусоидальной зависимостью диэлектрической проницаемости, что является наиболее простым случаем для расчетов при помощи Фурье модального метода. Такой волновод будет обладать параболической дисперсией с запрещенной зоной, определяемой глубиной модуляции диэлектрической проницаемости. Небольшое изменение максимального значения диэлектрической проницаемости приводит к смещению запрещенной зоны. Таким образом, постепенно изменяя данное значение от одного периода к другому мы можем сформировать эффективную потенциальную яму. Итоговая система имеет сложный гармонический профиль изменения диэлектрической проницаемости, представляющий суперпозицию синусов и косинусов. Зная параметры эффективной потенциальной ямы, мы можем решить квантово-механическую задачу и найти уровни энергии и волновые функции. Так же волновод с таким профилем диэлектрической проницаемости может быть с высокой точностью посчитан при помощи Фурье-модального метода. В работе мы демонстрируем, что одна из мод системы обладает плоской дисперсией в достаточно широком диапазоне волновых векторов. В реальном пространстве это приводит к локализации поля вблизи центра сверхпериода решетки модуляции.

Предложенная в данной работе система, поддерживающая моду с плоской дисперсией, обеспечивает локализацию поля лазерного пучка и может быть использована для усиления взаимодействия света с веществом, в частности с экситонами в полупроводниках и двумерных материалах, для наблюдения поляритонных состояний, создания микролазеров и сенсинга.

[1] Giannini, Vincenzo, et al, Small 6.22 (2010): 2498-2507
[2] Hsu, Chia Wei, et al., Nature 499.7457 (2013): 188-191.
[3] Baboux, F., et al, PRL,116.6 (2016): 066402.

Плазмон-усиленное комбинационное рассеяние света графеном

Курусь Н.Н.[1], Небогатикова Н.А.[1,2], Романенко А.А.[3], Милёхин И.А.[1,2], Милёхин А.Г.[1], Антонова И.В.[1], Родякина Е.Е.[1,2], Латышев А.В.[1,2]

[1]*ИФП им. А.В.Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева,13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*
[3]*B.I. Stepanov Institute of Physics, National Academy of Sciences of Belarus, Minsk*

Спектроскопия комбинационного рассеяния света (КРС), как один из основных методов исследования оптических свойств материалов, сталкивается с проблемами уменьшения оптического отклика при уменьшении размеров кристаллов. В связи с этим поиск способов повышения интенсивности спектров КРС от одиночных наноструктур является актуальной задачей современной оптической спектроскопии. В методе гигантского КРС (ГКРС) усиление оптического отклика обеспечивается полем плазмона, локализованного в металлических структурах на подложке. При этом размер исследуемой области образца ограничен дифракционным пределом на уровне сотен нанометров. Частным случаем ГКРС, позволяющим увеличить интенсивность сигнала и добиться пространственного разрешения порядка 1-10 нм, является метод нано-КРС. Суть метода заключается в усилении сигнала КРС полем плазмона, локализованного на острие металлизированного зонда АСМ. Еще большего оптического сигнала можно достичь при помещении наноструктуры в зазор между острием металлизированного зонда и металлической плазмонной подложкой (режим щелевого плазмона) [1].

В работе показано, что помещение графена на подложку с массивом нанодисков Au (Рис.1а) позволило достичь 50-кратного увеличения интенсивности основных колебательных мод. Продемонстрировано, что усиление оптического отклика от графена зависит от диаметра дисков и носит резонансный характер. В условиях резонанса выполнено исследование оптических свойств графена методом нано-КРС в режиме щелевого плазмона с пространственным разрешением 10 нм. Достигнут коэффициент усиления интенсивности G-моды КУ=150. Выполнена оценка величины механической деформации в плёнке графена на золотых нанодисках [2].

Предложен подход к усовершенствованию методики ГКРС для исследования двумерных материалов на примере графена. При нанесении агрегатов наночастиц Fe_3O_4/Au на поверхность графена позволяет повысить площадь контакта между плёнкой и золотыми нанодисками под действием внешнего магнитного поля. Продемонстрировано увеличение интенсивности моды G графена в 5 раз (Рис.1б). Этот результат открывает возможность эффективного управления оптического усиления в аналитических платформах ГКРС и является основой для создания нового типа датчиков магнитного поля.

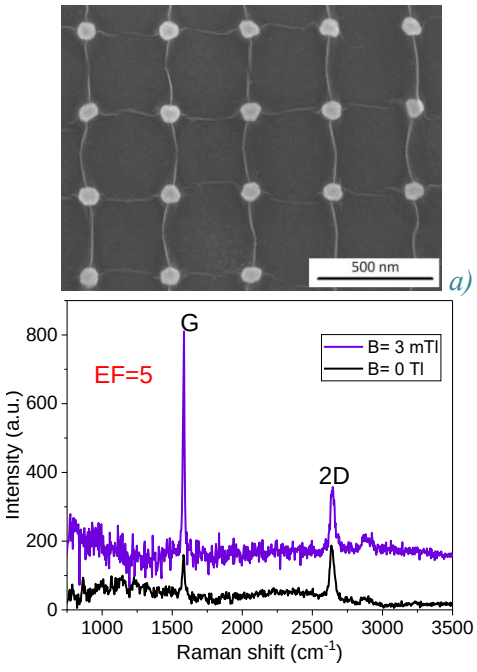


Рис.1. – а) СЭМ-изображение; б) спектр ГКРС графеновой пленкой на массиве нанодисков Au, с нанесенными агрегатами Fe_3O_4/Au, в отсутствие внешнего магнитного поля и в магнитном поле 3 мТл.

Работа проводилась при финансовой поддержке РНФ, грант № 22-12-00302.

[1] N. N. Kurus et al., The Journal of Physical Chemistry C, 127, 10 (2023).
[2] N. N. Kurus et al., RSC Advances, 14, 6, pp. 3667-3674 (2024).

Создание оптических микрорезонаторов GaPNAs на кремнии

Дворецкая Л.Н.[1], Можаров А.М.[1], Комаров С.Д.[3], Вячеславова Е.А.[1], Моисеев Э.И.[3], Фёдоров В.В.[1,2], Мухин И.С.[1,2]

[1]*Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, 197101, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8 к3*
[2]*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, Политехническая 29*
[3]*Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", Санкт-Петербургский филиал, 194100, Санкт-Петербург, Кантемировская 3, к1*

Особый интерес в области микроэлектроники представляют системы, обеспечивающие альтернативный способ передачи информации, например, в виде оптических сигналов, с помощью оптоэлектронных устройств. Одним из способов реализации оптоэлектронных устройств на кремнии является прямое формирование полупроводниковой структуры III-V группы на кремниевой подложке. Рост материалов III-V на Si теоретически обеспечивает низкую стоимость и надежный способ интеграции оптоэлектронных элементов на кремнии [1]. При этом, существует проблема создания фотонных структур на кремнии заключающаяся в низкой локализации света в резонаторе и утекании оптической моды в подложку. Решением проблемы захвата кремнием света является формирование пустот между фотонными элементами GaP/GaPNAs и кремнием, которые можно реализовать, например, путем удаления (вытравливанием) подложки под участками фотонной схемы.

В работе представлены результаты исследований по формированию микродисковых резонаторов на основе системы материалов GaP/GaPNAs/GaP, синтезированных на Si подложке, с использованием методов оптической литографии и сухого травления (Рис.1). Подобран режим травления, обеспечивающий низкий уровень шероховатости боковой стенки при сохранении её вертикальности стенки. Комбинация режимов травления для системы GaP/GaPNAs и Si, обладающих высокой селективностью к выбранной группе материалов, позволила создать микродисковые резонаторы с подвешенной областью вблизи периферии структур. В результате проведения оптических исследований ФЛ установлено, что на периферии микрорезонаторов наблюдается формирование оптических мод Фабри-Перо вдоль оси роста полупроводниковой структуры. Предложенная технология может быть применена для изготовления не только резонаторов, но и других оптических элементов, таких как волноводы, фильтры, лазерные структуры и др.

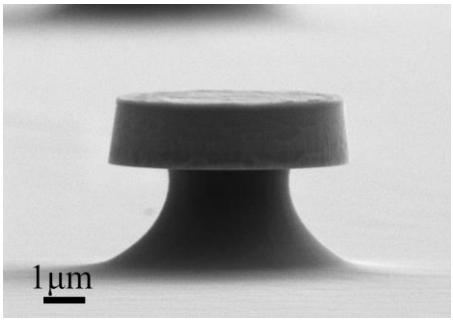


Рис.1. – СЭМ изображение микродисковой структуры после травления Si

Исследование поддержано Российским Научным Фондом (грант №23-72-01133).

*[1] A. Lee et al., Semiconductor science and technology, **28**, 015027 (2012).*

10. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА, СЕНСОРЫ

Вертикально излучающий компактный инжекционный полупроводниковый лазер циркулярно-поляризованного света на основе хирального AlAs/(Al,Ga)As/GaAs микрорезонатора

Максимов А.А., Тартаковский И.И.

ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2

Полупроводниковые технологии в настоящее время позволяют создавать искусственные хиральные метаматериалы с весьма необычными оптическими свойствами. Такие, изготовленные из обычных ахиральных полупроводников фотонные кристаллы, микрорезонаторы, волноводные структуры, могут обладать гигантской оптической активностью, которая значительно превышает оптическую активность естественных хиральных материалов. Интенсивность, направленность и степень поляризации излучения таких структур зависит от локальной плотности электромагнитных мод в самой наноструктуре, которой можно управлять на стадии изготовления. Неэквивалентность право- и лево-поляризованных электромагнитных мод в подобных гетероструктурах на основе ахиральных A^3B^5 полупроводников возникает из-за общей хиральной симметрии системы. Такие структуры легко встраиваются в оптоэлектронные схемы и могут быть использованы для создания компактных как однофотонных, так и лазерных источников циркулярно-поляризованного излучения без приложения внешнего магнитного поля.

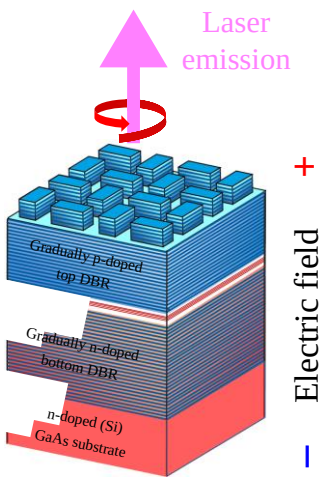


Рис.1. – Схематическое изображение части микрорезонатора лазерной структуры инжекционного полупроводникового лазера с циркулярно-поляризованным излучением.

В докладе планируется подробно обсудить результаты экспериментальных исследований спектральных и поляризационных свойств излучения инжекционных полупроводниковых лазерных структур, демонстрирующих генерацию циркулярно-поляризованного света [1–6]. Будет продемонстрирована реализация таких лазеров на основе AlAs/(Al,Ga)As/GaAs микрорезонаторов, на верхнем брэгговском зеркале которых на определенную глубину были вытравлены фотонные кристаллы с различной хиральной симметрией (рис. 1). Показано, что в условиях развитой генерации излучение обладает очень высокой степенью циркулярной поляризации, подробно исследован многомодовый характер генерации и основные оптические свойства таких лазеров. Изучены свойства генерации, степень циркулярной поляризации, временные особенности излучения при возбуждении лазеров электрическими импульсами различной длительности при высоких температурах вплоть до ~ 220 К. Обсуждаются неравновесные процессы в электронных и фононных подсистемах таких лазеров, протекающие при их возбуждении длинными электрическими импульсами.

*[1] А.А. Максимов и др., Изв. РАН. Сер. физ., **85**, 241(2021).*
*[2] A.A. Maksimov et al., Phys. Rev. Applied, **17**, L021001 (2022).*
*[3] А.А. Максимов и др., Изв. РАН. Сер. физ., **86**, 494 (2022).*
*[4] А.А. Максимов и др., Письма в ЖЭТФ, **116**, 500 (2022).*
*[5] А.А. Максимов и др., Изв. РАН. Сер. физ., **87**, 182 (2023).*
*[6] A.A. Maksimov, I.I. Tartakovskii., Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., **88**, 156 (2024).*

Мощные диодные лазеры диапазона длин волн 800-2000 нм для различных применений

Пихтин Н.А., Слипченко С.О.

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

Будут обсуждаться конструкции торцевых (с резонатором Фабри-Перо) лазерных диодов на основе квантоворазмерных гетероструктур из Al-In-Ga-As-P твердых растворов, выращенных на подложках GaAs (диапазон длин волн излучения 630-1100 нм) [1-5] и InP (диапазон длин волн излучения 1260-2000 нм) [6-8] методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОС-гидридной эпитаксией). Главное внимание в докладе будет уделено требованиям к их основным выходным электрооптическим характеристикам (оптическая мощность, КПД, расходимость, спектральная и пространственная яркость, температурная стабильность, надежность (срок службы)) в зависимости от конкретных применений. Соответственно, будут представлены научно-технические подходы к их достижению. В этой связи будут рассмотрены технологические процессы эпитаксиального роста гетероструктур, их пострстовой обработки (планарные технологии), технологии монтажа кристаллов и их интеграции с источниками питания. Будут приведены достигнутые выходные параметры разработанных и изготовленных в ФТИ им. А.Ф. Иоффе многомодовых и одномодовых торцевых полупроводниковых лазеров, работающих при непрерывной и импульсной накачке, и дано сравнение с мировыми результатами. В частности, будут рассмотрены основные экспериментальные результаты, связанные с разработкой и исследованием источников мощного импульсного лазерного излучения на основе полупроводниковых гетероструктур с длительностями импульсов в нс- и суб-нс диапазонах. Будут обсуждаться фундаментальные и технологические причины, ограничивающие их характеристики.

[1] В.В. Шамахов и др. Technologies, v.11, 4, ArtNo: #89 (2023)
[2] В.В. Золотарев и др., Квант. электрон., 52(10), стр. 889 – 894 (2022)
[3] И.С. Шашкин и др., ФТП, 54(4), стр. 408-413 (2020)
[4] D.A. Veselov et al., Semicond.Sci.Technol., 36(11), ArtNo: 115005 (2021)
[5] П.С. Гаврина и др., Квант. электроника, 51(2), стр. 129-132 (2021)
[6] Н.А. Волков и др., Квант. электроника, 51(4), стр. 283-286 (2021)
[7] В.Н. Святогоров и др., Квант. электроника, 51(10), стр. 909-911 (2021)
[8] Yu. Kirichenko et al. Nanomaterials, v.13, 20, ArtNo: #2746 (2023)

Высокоэффективные гетероструктурные солнечные элементы на кремнии

Теруков Е.И.[1,2]

[1] *Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, 194021, ул. Политехническая, 26*
[2] *ООО «НТЦ тонкопленочных технологий в энергетике», Санкт-Петербург, 194064, ул. Политехническая, 28*

Наземная солнечная энергетика, в основе которой лежит кремний - это отрасль, стремящаяся к максимальному снижению затрат. На данный момент можно утверждать, что базовая технология солнечных элементов (СЭ) типа PERC сталкивается с проблемами сокращения затрат и повышении эффективности и поэтому стремление рынка к новым технологиям становится актуальным. Среди новых технологий особое место занимает технология основанная на гетеропереходе между кристаллическим и аморфным кремнием т.к. называемая HJT – технология (Heterojunction with Intrinsic Thin Layer) [1]. Почему можно утверждать, что Россия выбрала правильный путь запустив в 2016 году промышленное производство гетероструктурных модулей? Ответ на данный вопрос надо искать в преимуществах этой технологии в сравнении с классической диффузионной.

Как известно, для достижения высокой эффективности преобразования необходимо решить проблему высоких потерь на рекомбинацию носителей в объеме полупроводника и на его поверхности. Переход на подложку n-типа решает проблему потерь за счет рекомбинации в объеме, а отличная пассивация поверхности достигается за счет нанесения очень тонких слоев собственного гидрированного аморфного кремния (i-a-Si: H) с обеих сторон кремниевой пластины n-типа. Выбор подложки n-типа исключает эффект фотоиндуцированной деградации, который связан с образования бор-кислородных комплексов в солнечных элементах на подложках p-типа. Гетеропереход и пассивирующие слои a-Si: H, выращенные при низкой температуре на поверхности кристаллического кремния, позволяют достичь более высоких напряжений холостого хода (до 750 мВ). Другим преимуществом HJT - СЭ является низкий температурный коэффициент (ниже - 0,3% / °C), в отличии от кремниевых солнечных элементов диффузионных типа (IBC, PERC, PERT или TOPCon).

Также отличительной особенностью HJT -СЭ является высокая (> 95%) двусторонность. Это означает, что такие элементы, собранные в модуль, могут выиграть за счет дополнительного использования отраженного от земной поверхности излучения (альбедо). Простая структура HJT - элемента делает их также подходящими для варианта IBC- ячеек. Правда в этом случае фактор двухсторонности практически отсутствует. Не следует забывать и о простоте технологического процесса получения HJT –элемента, который состоит из четырех технологических операций и может быть легко перенастроен на любой размер кремниевой пластины.

Все эти преимущества делают HJT - СЭ очень привлекательными для фотоэлектрической промышленности. Сегодня многие производители уже используют HJT -технологию для крупномасштабного производства солнечных элементов с КПД более 23%.

[1] A.S. Abramov, D.A. Andronikov, S.N. Abolmasov and E I. Terukov «Silicon Heterojunction Technology: A Key to High Efficiency Solar Cells at Low Cost» Springer Nature Switzerland AG (2020) V. Petrova-Koch et al. (eds.), High-Efficient Low-Cost Photovoltaics, Springer Series in Optical Sciences 140.

Мега-приборы кремниевой микроэлектроники

Еремин В.К.[1], Вербицкая Е.М.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26*

Вызовы науки космических масштабов оказывают прямое воздействие на границы области, в которой полупроводниковая технология и приборы уверенно занимают лидирующее положение. Эта устойчивая тенденция продолжилась и в последние десятилетия, когда смелые планы фундаментальной физики высоких энергий стали последовательно реализовываться. Цепочка развития экспериментальной базы ускорителей и экспериментов в ЦЕРНе является ярким примером.

В докладе эта тенденция представляется новыми мега-приборами - такими как космический кремниевый гамма-телескоп и кремниевый детектор нейтрино, в которых масштабы кремниевой части устройств выходят за пределы привычного понимания «полупроводниковый прибор». В докладе указанные устройства будут представлены в терминах физики полупроводников, что позволит оценить сложность их реализации и перспективы развития таких приборов.

Двухфотонные квантовые каскадные лазеры терагерцового диапазона

Гавриленко В.И.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Идея создания двухфотонных лазеров, в которых релаксация электронов между квантовыми уровнями с инверсией населенностей происходит за счет одновременного излучения двух фотонов, была высказана еще в 1960-х годах (см., например, [1]). Такие лазеры имеют огромный потенциал для различных приложений, однако их экспериментальная реализация является сложной задачей. Первая и единственная их реализация в оптическом диапазоне частот с использованием атомов бария относится к 1992 году [2]. В работе [3] была предложена структура двухфотонного терагерцового (ТГц) квантового каскадного лазера (ККЛ). В докладе будут представлены результаты исследований излучательных характеристик двухфотонных ККЛ с резонансным (частоты двух фотонов совпадают) и нерезонансным дизайном, выращенных методом металлоорганической газофазной эпитаксии в НИИ Полюс им. М.Ф. Стельмаха [4].

Для дизайна гетероструктур $GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ ККЛ была выбрана пятиуровневая лазерная схема с резонансно-фононным опустошением нижнего лазерного уровня с четырьмя квантовыми ямами в каскаде (см., например, [4, 5]. Из структур с толщиной активной области около 10 мкм, выращенных методом металлоорганической газофазной эпитаксии (МОСГЭ), изготавливались ККЛ с двойным металлическим волноводом из золота с резонатором Фабри−Перо (ширина 100 мкм, длина 1-3 мм) [4]. Исследования проводились в импульсном режиме в интервале температур 4,2 – 90 К. В спектрах излучения ККЛ с двухфотонным «резонансным» дизайном наблюдалась генерация на нескольких модах резонатора Фабри-Перо в сравнительно узкой области спектра (0,1 ТГц) вблизи расчетной центральной частоты 3,8 ТГц. В то же время в ККЛ с «нерезонансным» дизайном генерация наблюдалась в широком спектральном интервале (0,33 ТГц) вокруг «центральной» частоты 3,6 ТГц, причем в спектрах излучения отчетливо наблюдалась фрагментация на 3-4 группы линий, между которыми моды резонатора не возбуждались. Это указывает на участие в стимулированном излучении практически всех из четырех возможных переходов, формирующих широкую полосу усиления.

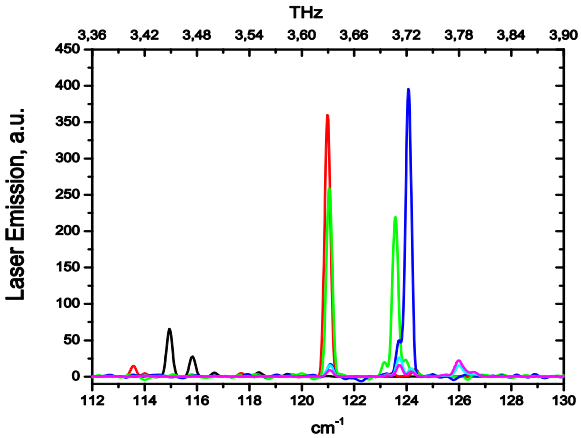


Рис.1. – Спектры излучения двухфотонного ККЛ с «нерезонансным дизайном».

В заключение будут представлены результаты исследования непрерывного двухфотонного ККЛ ТГц диапазона.

*[1] A.M. Prokhorov, Science, **49**, 828 (1965).*
*[2] D.J. Gauthier et al., Phys. Rev. Lett., **68**, 464 (1992).*
*[3] M.A. Talukder et al., Optics Express, **30**, 31785 (2022).*
*[4] Т.А. Багаев и др., Письма в ЖТФ, **48**(10), 16 (2022).*
*[5] Д. В. Ушаков и др., Вести НАН Беларуси, сер. физич., **58**, 237 (2022).*

Непрерывный квантово-каскадный лазер терагерцового диапазона с T_{max} = 90 К

Хабибуллин Р.А.[1,2], Ушаков Д.В.[3], Афоненко А.А.[3], Павлов А.Ю.[1], Галиев Р.Р.[1], Пономарев Д.С.[1], Кузьменков А.Г.[4], Малеев Н.А.[4], Васильев А.П.[5], Зубов Ф.И.[6], Максимов М.В.[6], Белов Д.А.[7], Иконников А.В.[7], Анфертьев В.А.[8], Жукавин Р.Х.[8], Курицын Д.И.[8], Гавриленко В.И.[8]

[1]*ИСВЧПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный пр., 7/5*
[2]*МФТИ, Физтех, 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9.*
[3]*БГУ, 220030, Минск, пр. Независимости, 4*
[4]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[5]*НТЦ Микроэлектроника РАН, 19021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[6]*СПб АУ РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8*
[7]*МГУ им. М.В. Ломонова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1*
[8]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*

С 2015 г. в России активно ведется работа по созданию квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона (ТГц ККЛ). В рамках данной работы удалось освоить технологию роста гетероструктур для ТГц ККЛ двумя эпитаксиальными методами (молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) и МОС-гидридная эпитаксия). Разработаны постростовые технологии изготовления ТГц ККЛ с двойным металлическим (ДМ) и поверхностно плазмонным волноводами. В кооперации с белорусскими коллегами предложены оригинальные зонные дизайны для ТГц ККЛ, что позволило увеличить максимальные рабочие температуры T_{max} до 130 К в импульсном режиме. Однако долгое время не удавалось продемонстрировать ТГц ККЛ в непрерывном (*CW*) режиме генерации, что сильно ограничивало использование данных источников ТГц излучения в прикладных задачах.

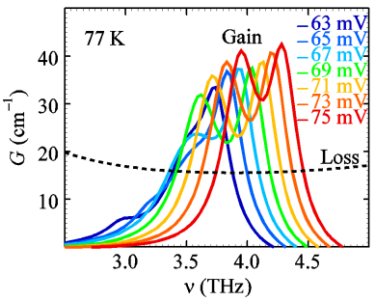


Рис.1. – Спектры коэффициента усиления для различных

Целью данной работы является достижение *CW* режима для ТГц ККЛ за счет оптимизации зонного дизайна и конструкции лазера. Оптимизация двухфотонного дизайна для достижения максимального оптического усиления (см. Рис. 1) при низкой потребляемой электрической мощности позволила существенно уменьшить плотность порогового тока (рассчитанная J_{th} менее 100 А/см^2). На основе разработанного зонного дизайна для *CW* режима была выращена лазерная структура методом МЛЭ и изготовлены ТГц ККЛ с ДМ волноводом с шириной лазерных полосков 100, 30 и 20 мкм. Для ТГц ККЛ с 20 мкм полоском выделяемая тепловая мощность не превышала 2.5 Вт.

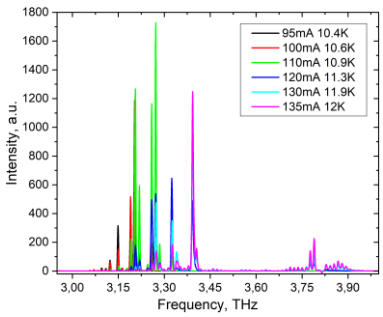


Рис.2. – Спектр излучения CW ТГц ККЛ No.82117L с шириной полоска 30 мкм.

Измерения изготовленных ТГц ККЛ были проведены в импульсном, квази-*CW* и *CW* режимах. Для *CW* режима T_{max} составила около 90 К. Длительная работа ТГц ККЛ в *CW* режиме (эксперименты в течении двух недель) не приводит к уменьшению оптической мощности. В измеренных спектрах излучения (см. Рис. 2) наблюдается многомодовый режим с двумя областями генерации (около 3.3 ТГц и 3.8 ТГц), что коррелирует с рассчитанными спектрами усиления (см. Рис. 1). Следующей задачей будет создание *CW* ТГц ККЛ с распределенной обратной связью для одночастотной генерации.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 21-72-30020, https://rscf.ru/project/21-72-30020.

Возможность закрытия «терагерцовой дыры» квантово-каскадных лазеров

Дубинов А.А.[1], Афоненко А.А.[2], Ушаков Д.В.[2], Хабибуллин Р.А.[3], Гавриленко В.И.[1]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Россия, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*БГУ, 220030, Беларусь, Минск, пр. Независимости, 4*
[3]*ИСВЧПЭ РАН, 117105, Россия, Москва, Нагорный проезд, 7, стр.5*

За два десятка лет своего существования квантово-каскадные лазеры терагерцевого диапазона частот (ТГц ККЛ) прошли значительный путь от криогенных приборов с относительно невысокими значениями выходной мощности до мощных ТГц источников с термоэлектрическим охлаждением на элементах Пельтье [1]. Однако существует диапазон частот “терагерцовой дыры” (6 – 10.5 ТГц), где ККЛ не работают из-за сильного фононного поглощения в гетероструктурах на основе арсенидов (AlInGaAs), из которых они сделаны.

Гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) GaInP/AlGaInP являются перспективной активной средой для решения задачи создания ККЛ с рабочим диапазоном частот 6 – 7 ТГц, вследствие их более высоких энергий оптических фононов по сравнению с арсенидами. Впервые были рассчитаны температурные зависимости усиления и поглощения на частотах 6.3 -6.9 ТГц для ККЛ на основе GaInP/AlGaInP с 2 КЯ в каскаде и двойным металлическим волноводом. Показано, что максимальная рабочая температура такого ККЛ может достигать 108 К [2].

Кроме того, мы показали, что возможности гетероструктур GaAs/AlGaAs с КЯ более широки, чем считалось ранее. Была исследована возможность создания такого дизайна GaAs/AlGaAs ККЛ (с подавлением безызлучательной рекомбинации) с двойным металлическим волноводом, который обеспечивает генерацию с частотой большей 6 ТГц при температурах выше 77 К. Для этого был предложен зонный дизайн ККЛ с частотой генерации 5.7-6.3 ТГц и активной областью на основе 4 КЯ $GaAs/Al_{0.14}Ga_{0.86}As$ [3].

Результаты данных исследований открывают путь к созданию ККЛ для работы в значительной части области фононной полосы поглощения GaAs, недоступной для существующих ККЛ.

Работа выполнена при поддержке РНФ (№ 23-19-00436).

*[1] A. Khalatpour, et al., Nat. Photonics, **15**, 16 (2021).*
*[2] D.V. Ushakov, et al., Phys. Stat. Solidi RRL, **18**, 2300392 (2024).*
*[3] D.V. Ushakov, et al., J. Appl. Phys. **135**, 133108 (2024).*

Фотоэлектрические преобразователи солнечного и лазерного излучения на гетероструктурах A^3B^5

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

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

Теоретические, технологические и экспериментальные решения для A3B5 гетероструктур позволили добиться максимальных показателей по эффективности преобразования энергии фотоэлектрическими преобразователями (ФП) как солнечного (более 47%) [1], так и лазерного излучения (более 67%) [2]. Многопереходные солнечные элементы (СЭ) с широкой спектральной чувствительностью активно используются в космических солнечных батареях и наземных модулях с концентраторами излучения, а узкополосные специализированные приемники-преобразователи составляют основу систем с энергетической подпиткой мощным лазерным излучением.

Направление высокоэффективных каскадных СЭ на основе Ge и A3B5 эпитаксиальных гетероструктур в ФТИ им. А.Ф. Иоффе (г. Санкт-Петербург) начало развиваться более 20 лет назад в лаборатории фотоэлектрических преобразователей. Практически значимым результатом этих разработок является научное сопровождение работ по становлению технологии газофазной эпитаксии при создании приборов космического назначения на предприятии АО «Сатурн» (г. Краснодар) с выходом на промышленный выпуск в 2012 году. КПД СЭ на основе стандартной GaInP/GaAs/Ge структуры достиг 28-29% (AM0), что соответствует современному мировому уровню. В ФТИ им. А.Ф. Иоффе получили развитие работы по преобразованию концентрированного солнечного излучения, которые объединяют оптические и фотоэлектрические методы приема, трансформации (концентрирования) и преобразования солнечного излучения с выходом на приборы и устройства наземного применения с кпд более 35% (AM1.5, 100-500 крат). Разрабатываются варианты концентраторых фотоэлектрических модулей гибридного двухконтурного типа, в которых обеспечивается преобразование прямой (конценраторным контуром) и диффузной (планарным контуром) компонент солнечного излучения для повышения энерговыработки [3].

Освоение технологий и архитектур для многопереходных СЭ сильноконцентрированных световых потоков дало импульс развитию преобразователей мощного лазерного излучения (ЛИ). Здесь на основе каждого из хорошо технологически освоенных материалов GaInP, Ga(In)As, Ge (и других) формируется ФП, селективно настроенный на длину волны лазерного излучения. Очевидно, что основным критическим моментом для таких ФП будет согласование параметров материала (ширины его запрещенной зоны) и структуры с длиной волны преобразуемого ЛИ для снижения термализационных потерь энергии. Реализация возможностей ростовых и постростовых процессов позволили предложить целый набор ФП, эффективно преобразующих ЛИ в диапазонах длин волн 450-650 нм (GaInP ФП), 700-900 (GaAs ФП), 900-1300 нм (ФП на основе метаморфных GaInAs структур) и 1350-1700 нм (GaSb, Ge и GaInAs согласованный по параметру решетки с InP). Не остаются в стороне и варианты исполнения ФП ЛИ с применением так называемых методов «обратного» роста, в результате которых получены приборы со встроенными комбинированными металл-диэлектрик зеркалами, запускающими процессы циклирования поглощаемого и рекомбинационного излучения, что обеспечивает рост напряжения и кпд таких устройств. Разработаны ФП мощного (до 500Вт/см^2) ЛИ с кпд более 62% и 55% с длиной волны 809 и 1064 нм, соответственно.

[1] Green M.A., et al., Prog Photovolt Res Appl. 2024; 32(1): 3-13.
[2] H. Helmers, et al., Phys. Status Solidi RRL (2021), 2100113.
[3] Shvarts, M.Z., et al., Tech. Phys. Lett. 49 (Suppl 2), S130–S133 (2023).

Молекулярно-пучковая эпитаксия метаморфных гетероструктур с квантовыми точками InAs/InGaAs для создания источников одиночных фотонов телекоммуникационного диапазона 1.55 мкм

Сорокин С.В.[1], Климко Г.В.[1], Седова И.В.[1], Галимов А.И.[1], Серов Ю.В.[1], Веретенников А.И.[1], Кириленко Д.А.[1], Прасолов Н.Д.[1], Торопов А.А.[1]

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

Использование полупроводниковых квантовых точек (КТ) является одним из наиболее перспективных подходов для создания источников одиночных фотонов (ИОФ), которые востребованы для применений в системах оптических квантовых вычислений и квантовых коммуникаций. Для осуществления возможности передачи квантовой информации на большие расстояния необходимы эффективные ИОФ, излучающие в телекоммуникационном С-диапазоне длин волн (λ = 1530-1565 нм), т.е. в пределах спектрального диапазона современных систем волоконно-оптической связи. Один из возможных вариантов их реализации связан с выращиванием метаморфного буферного слоя (ММБС) $In_xGa_{1-x}As/GaAs$ и последующим формированием КТ InAs в матрице InGaAs.

В настоящей работе мы представляем результаты исследований гетероструктур с КТ InAs/InGaAs, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на поверхности метаморфных буферных слоев $In_xGa_{1-x}As$ с линейным профилем изменения состава на подложках GaAs(001). Для характеризации выращенных гетероструктур использовались методы рентгеновской дифрактометрии, просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) в геометрии поперечного сечения, атомно-силовой микроскопии (АСМ) (при формировании дополнительного слоя КТ на поверхности структур), спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и микро-ФЛ. Методом ПЭМ подтверждена низкая плотность (менее 10^6/см^2) прорастающих дислокаций в выращенных структурах. Известно, что в отличие от классической системы КТ InAs/GaAs, в системе КТ $InAs/In_xGa_{1-x}As$ при больших *x* существует тенденция к формированию квантовых объектов, вытянутых вдоль выделенного направления [1-10] (т.н. квантовых «штрихов»), которая обусловлена асимметричной поверхностной миграцией In в различных кристаллографических направлениях. Поэтому важным представляется определить влияние различных факторов на процесс формирования КТ InAs/InGaAs. В частности, установлено, что введение в конструкцию гетероструктуры промежуточного слоя GaAs, расположенного между ММБС и слоем КТ InAs/InGaAs оказывает влияние на кинетику формирования КТ, а также приводит к увеличению критической толщины (h_{S-K}) 2D–3D перехода в ростовую моду Странского-Крастанова. На основе данных измерений методами АСМ и ПЭМ проведена оценка поверхностной плотности, размеров и формы КТ в зависимости от условий МПЭ. Из анализа изображений АСМ следует, что при формировании на поверхности ММБС $In_xGa_{1-x}As$ (x=0.05-0.4) плотность всех формируемых нанообъектов InAs/InGaAs составляет ~(2-5)×10^{10} см$^{-2}$, при этом плотность «больших» КТ с латеральными размерами ~ 30-40 нм и высотой 4-6 нм, ответственных за излучение в диапазоне ~1.55 мкм [1], составляет ~(1-3)×10^8 см$^{-2}$. Подтверждено, что основным фактором, определяющим сдвиг максимума ФЛ из КТ InAs/InGaAs в длинноволновую сторону, является содержание In в матрице $In_xGa_{1-x}As$. Методом спектроскопии микро-ФЛ продемонстрировано наличие узких линий, связанных с излучением из отдельных КТ, в целевом спектральном диапазоне. В работе также будут приведены результаты характеризации метаморфных структур с КТ InAs/InGaAs, выращенных на поверхности распределенного брэгговского отражателя $Al_{0.9}Ga_{0.1}As/GaAs$, и результаты по созданию на их основе ИОФ спектрального диапазона 1.55 мкм.

[1] P. Wyborski et al., Phys. Rev. Appl., ***20****, 044009 (2023)*

Полупроводниковый источник интенсивных терагерцовых импульсов с массивом сапфировых ближнепольных микролинз

Пономарев Д.С.[1], Лаврухин Д.В.[1,2], Галиев Р.Р.[1], Зенченко Н.В.[1], Ячменев А.Э.[1,3], Хабибуллин Р.А.[1,4], Кведер В.В.[5], Курлов В.Н.[5], Спектор И.Е.[2], Зайцев К.И.[2]

[1]*ИСВЧПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный пр., 7/5*
[2]*ИОФ РАН, 119991 ГСП-1, Москва, ул. Вавилова, д. 38*
[3]*МГТУ им. Н.Э. Баумана, 105005, Москва, 2-я Бауманская ул., д. 5, стр. 1*
[4]*МФТИ, Физтех, 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9.*
[5]*ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипяна, д.2*

Компактные и эргономичные спектроскопические и изображающие системы в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот активно развиваются и находят своё применение в решении широкого круга задач [1,2]. Благодаря малому размеру, а также простоте и надежности, для генерации электромагнитных импульсов в современных спектрометрах широко применяются оптоэлектронные полупроводниковые источники. Несмотря на значительные успехи, достигнутые научными группами с применением оригинальных подходов [3], основная проблема таких излучателей – низкая эффективность преобразования энергии импульса лазерной накачки в ТГц излучение.

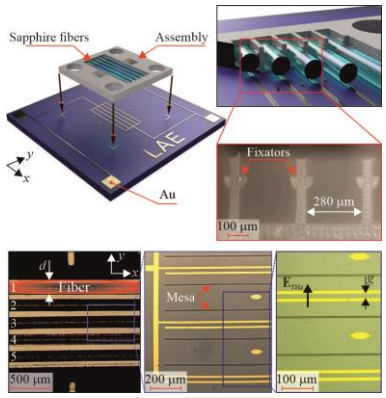


Рис.1. – Концепция предложенного излучателя с массивом микролинз.

В работе предложен оригинальный и эффективный подход, связанный с локализаций излучения импульса лазерной накачки непосредственно вблизи электродов оптоэлектронного излучателя большой площади функциональной области 3.2×10^{-3} см^2 за счет использования массива плотноупакованных сапфировых (Fiber) микролинз, создающих значительный оптический контраст на границе сапфир/полупроводник [4].

Концепция разработанного излучателя с массивом сапфировых микролинз, LAE (Large-Area THz Emitter), и электронная микроскопия его электродов приведена на Рис. 1. Численные расчеты показали, что локализация за счет использования ближнепольных микролинз соответствует усилению напряженности электрического поля в ~ 10 раз. Спектры измерения мощности генерации ТГц импульсов показали 8.5-кратное усиление по сравнению с излучателем без микролинз (см. Рис. 2), соответствующее +9.3 дБ увеличению сигнал/шум [5]. На вставке к Рис. 2. приведена зависимость коэффициента усиления K_{exp} от мощности лазерной накачки, показывающая монотонный рост K_{exp} вплоть до 120 мВт.

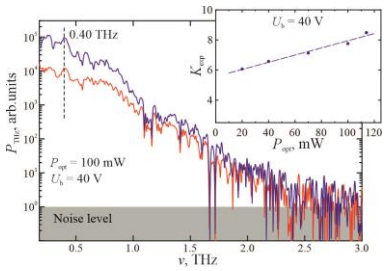


Рис.2. – Спектр генерации ТГц излучения для двух излучателей: с массивом микролинз (синяя кривая) и без него (красная кривая).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 19-79-10240, https://rscf.ru/project/22-79-41001/

*[1] X. Li et al., Light: Sci. Appl., **12**, 233 (2023).*
*[2] D.S. Ponomarev et al., Phys. Usp., **67**, 3 (2024).*
*[3] A. Singh et al., Opt. Exp., **27**, 13108 (2019).*
*[4] D.S. Ponomarev et al., Opt. Lett., **47**(7), 1899 (2022).*
*[5] N.V. Zenchenko et al., Appl. Phys. Lett., **124**(12), 121107 (2024).*

Изготовление солнечно-слепых фотодиодов Шоттки на основе AlGaN гетероструктур с высоким содержанием Al

Семенов А.Н.[1], Нечаев Д.В.[1], Алексеев П.А.[1], Буренина Д.С.[1], Смирнова И.П.[1], Задиранов Ю.М.[1], Кулагина М.М.[1], Трошков С.И.[1], Лихачёв А.И.[1], Калиновский В.С.[1], Контрош Е.В.[1], Прудченко К.К. [1], Нагорный А.В.[2], Луценко Е.В.[2], Давыдов В.Ю.[1], Смирнов А.Н.[1], Жмерик В.Н.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, ул. Политехническая, 26, 194021, Санкт-Петербург,*
[2]*Институт физики имени Б.И. Степанова, Минск, Белоруссия*

Для создания солнечно-слепых фотоприемников используются гетероструктуры на основе широкозонных слоев $Al_xGa_{1-x}N$ с высоким содержанием Al (x>0.4) [1]. Выходные характеристики этих фотоприемников, выращенных, как правило, на сильно рассогласованных подложках с-сапфира или кремния [2], сильно зависят от паразитных токов утечки, которые могут достигать больших значений вследствие высокой плотности прорастающих дислокаций (>10^9см$^{-2}$) в этих гетероструктурах.

В данной работе исследуются возможности оптимизации конструкции фотодиодов Шоттки на основе n-AlGaN/AlN/c-Al_2O_3 гетероструктур, выращенных методом плазменно-активированной молекулярно-пучковой эпитаксии (ПА МПЭ) на подложках c-сапфира для достижения максимальной чувствительности и снижения токов утечки. Исследовалось влияние различных буферных слоев, выращенных как методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (ГФЭ МО), так и ПА МПЭ. Плотность дислокаций определялась рентгеновским и металлографическим методами и сопоставлялась с распределением токов утечки по поверхности приборных структур с применением атомно силового микроскопа. В активной области фотодиодов использовались слои $Al_{0.55}Ga_{0.45}N$ с толщиной 200 нм, выращенные как в азот-, так и металл-обогащенных условиях роста (с периодическими остановками для испарения избытка металла), а также в виде монослойных короткопериодных сверхрешеток GaN/AlN (цифровых твердых растворов).

Приборные меза-структуры формировались с помощью реактивного ионно-плазменного травления в хлорсодержащей среде. Омические n-контакты представляли собой последовательность слоев Ti/Al/Ti/Au или V/Al/V/Au, оптимальная температура и длительность вжигания которых, определялись на основе TLM измерений контактного сопротивления. Минимальные значения контактного сопротивления для слоев $Al_{0.7}Ga_{0.3}N$ составили 4-6 Ω×mm (характеристическое сопротивление ~5×10^{-4} Ω×cm^2). Диаметры контактов Шоттки варьировались от 30 до 400 мкм и представляли собой слои Ni/Au без вжигания.

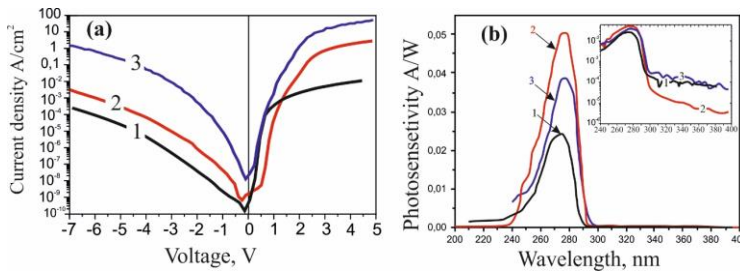


Рис.1. – ВАХ (a) и спектральные чувствительности (b) фотодиодов Шоттки с различными AlN буферными слоями, выращенными: 1 – ПА МПЭ с толщиной 1 мкм (чувствительность 24 mA/W), 2 – ПА МПЭ с толщиной 2 мкм (чувствительность 51 mA/W), 3 –ГФЭ МО с толщиной 2 мкм (чувствительность 40 mA/W).

В результате были продемонстрированы солнечно-слепые фотодиоды Шоттки на основе гетероперехода n*-$Al_{0.7}Ga_{0.3}N$/n-$Al_{0.55}Ga_{0.35}N$ с фоточувствительностью в диапазоне длин волн <290 нм и спектральной чувствительностью до 51 mA/W. ВАХ и спектральные чувствительности этих фотодиодов показаны на рис.1a и b соответственно.

[1] W. Fang et al., Crystals, 13(6), 915 (2023)
[2] L. Gautam et al., IEEE Journal of Quantum Electronics 58(3), 4000205 (2022).

Полупроводниковые лазеры и фотоприемники на основе InP

Мармалюк А.А., Иванов А.В., Ладугин М.А., Лобинцов А.В., Сапожников С.М., Симаков В.А.

АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1

Гетероструктуры на основе InP нашли широкое распространение для изготовления полупроводниковых лазеров и фотоприемников телекоммуникационного диапазона и области длин волн, безопасных для глаз человека. В работе обсуждаются различные подходы, направленные на совершенствование выходных характеристик таких приборов, в первую очередь, за счет вариации конструкции гетероструктур.

Рассмотрены особенности полупроводниковых лазеров на основе сильно асимметричных и сверхузких волноводов. Выполнено их сравнение с лазерами на основе классических симметричных, узких и расширенных волноводов [1-3].

Представлены результаты создания гетероструктур с упруго-напряженными квантовыми ямами, способствующие повышению выходной мощности приборов. Тщательный контроль упругих напряжений позволяет создавать высокоэффективные лазеры с длиной волны генерации, сдвинутой в длинноволновую область [4].

Обсуждаются перспективы применения напряженных слоев с увеличенной шириной запрещенной зоны в качестве блокирующих барьеров, ограничивающих утечку носителей из активной области. Приведены примеры использования указанных барьеров в лазерах на основе гетероструктур различных типов [5-6].

Изучено применение периодических оптически связанных волноводов для сужения диаграммы направленности лазеров рассматриваемого спектрального диапазона [7].

Показаны результаты создания одночастотных РОС-лазеров с боковой брэгговской дифракционной решеткой [8].

Обсуждены вопросы эпитаксиальной интеграции отдельных лазерных секций в рамках одного процесса роста и показано повышение выходной мощности излучателей на двойных гетероструктурах.

Приведены данные сравнительного анализа фотоприемников на основе классических p-i-n структур и однозарядных (uni-traveling-carrier photodiode) структур. Показаны преимущества и недостатки каждой из конструкций [9].

Затронуты вопросы формирования гетероструктур для фотоприемников со сдвинутой в длинноволновую область границей чувствительности [10].

Обсуждены перспективы развития данных направлений.

*[1] А.А. Мармалюк и др., Квантовая электроника, **47**, 272 (2017).*
*[2] А.А. Мармалюк и др., Квантовая электроника, **48**, 197 (2018).*
*[3] Н.А. Волков и др., Квантовая электроника, **51**, 283 (2021).*
*[4] В.Н. Светогоров и др., Квантовая электроника, **51**, 909 (2021).*
*[5] А.А. Мармалюк и др., Квантовая электроника, **49**, 519 (2019).*
*[6] В.Н. Светогоров и др., Квантовая электроника, **50**, 1123 (2020).*
*[7] О.О. Багаева и др., Квантовая электроника, **50**, 600 (2020).*
*[8] О.О. Багаева и др., Квантовая электроника, **50**, 143 (2020).*
*[9] Н.Н. Брагин и др., Квантовая электроника, **53**, 883 (2023).*
[10] К.О. Болтарь и др., Прикладная физика, 49 (2017).

Переключения длины волны генерации в оптически связанной паре диодных лазеров на InAs/InGaAs/GaAs квантовых точках

Зубов Ф.И.[1], Шерняков Ю.М.[2], Салий Ю.А.[2], Максимов М.В.[1]

[1]*Алферовский университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, корпус 3, литер А*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

В настоящее время для решения ряда вычислительных задач чрезвычайно перспективными являются способы обработки информации, аналогичные тем, которые осуществляются в биологических нейронных сетях. Ранее были предложены и реализованы нейроморфные фотонные интегральные схемы, основанные на переключении генерации с основного состояния (ОС) на возбужденное состояние (ВС) в диодном лазере на InAs/InGaAs/GaAs квантовых точках (КТ) диапазона 1.3 мкм при оптической накачке другим лазером на КТ [1]. Такие переключения позволяют имитировать эффекты, похожие на нервную возбудимость (периодические всплески активности). Однако, используемая в работе [1] оптическая схема была очень сложной и громоздкой т.к. включала в себя большое количество оптических элементов (изоляторы, фильтры и др.).

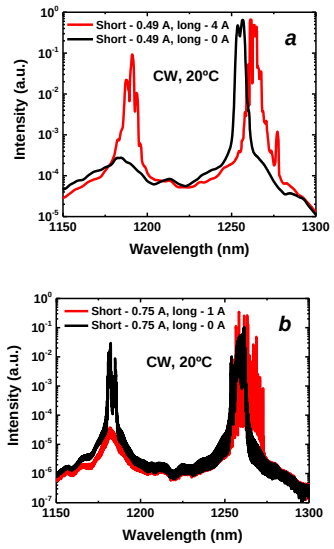


Рис.1. – Спектры излучения, исходящего с торца короткого лазера при различных токах накачки длинного и короткого лазеров.

В настоящей работе исследована двухуровневая генерация пары оптически связанных полосковых диодных лазеров на квантовых точках (КТ) InAs/InGaAs/GaAs. Оптическая связь лазеров достигалась посредством их монтажа p-контактом вниз на один теплоотвод встык с зазором между зеркалами около 4 мкм. Ширина лазерных полосков составляла 50 мкм. Покрытия на зеркала не наносились. До оптической связи (до монтажа) первый лазер с резонатором 2 мм (длинный лазер) излучал исключительно на ОС КТ ($\lambda \approx 1260$ нм). Второй лазер с резонатором 0.8 мм (короткий лазер) до монтажа при токе ниже $I_c = 0.5$ А демонстрировал генерацию только на ОС, а свыше этого тока включалась также генерация на ВС ($\lambda \approx 1190$ нм). В оптически связанных резонаторах был обнаружен эффект возникновения генерации на ВС в коротком лазере при его инжекционной накачке чуть ниже тока I_c (при 0.49 А) за счёт оптической накачки длинным лазером (см. рис. 1*a*). Такое поведение может рассматриваться как имитация тормозного оптического нейрона [1]. При иных комбинациях токов накачки приборов наоборот наблюдалось полное гашение генерации на ВС короткого лазера за счёт оптического воздействия длинного (см. рис. 1*b*). Это поведение может интерпретироваться как имитация возбуждающего оптического нейрона [1]. Простота и компактность конструкции исследованной оптической пары лазеров делает её перспективной для реализации вычислительных нейроморфных фотонных интегральных схем.

Также было обнаружено, что при накачке выключенного короткого лазера излучением ОС ($\lambda \approx 1260$ нм) длинного лазера, с торца короткого прибора наблюдалось одночастотное излучение в диапазоне ВС ($\lambda \approx 1190$ нм). При этом длинный лазер сам по себе ни при каких накачках не демонстрировал генерации в полосе ВС.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ 24-12-00358 https://rscf.ru/project/24-12-00358/.

[1] C. Mesaritakis et al., Sci. Rep. ***6****, 39317 (2016).*

Исследование α-фактора длинноволновых вертикально-излучающих лазеров на основе квантовых ям InGaAs/InAlGaAs

Ковач Я.Н.[1], Блохин С.А.[1], Бобров М.А.[1], Блохин А.А.[1], Малеев Н.А.[1], Бабичев А.В.[2], Новиков И.И.[2], Гладышев А.Г.[2], Карачинский Л.Я.[2], Колодезный Е.С.[2], Воропаев К.О.[1], Егоров А.Ю.[2], Устинов В.М.[1]

[1]*Физико-технический институт, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, пр. Кронверкский, 49*

Работа посвящена исследованию α-фактора вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) спектрального диапазона 1.55 мкм. Исследуемые приборы представляли собой гибридный вертикальный оптический микрорезонатор InAlGaAsP/InP с инжекцией носителей заряда в активную область на основе квантовых ям (КЯ) InGaAs/InAlGaAs через внутрирезонаторные контакты InP, ограниченный с обеих сторон распределенными Брэгговскими отражателями AlGaAs/GaAs. Оптическое и токовое ограничение реализовано в рамках концепции зарощенного туннельного перехода. Детальное описание объектов исследования представлено в работе [1].

Наиболее прямой способ оценки α-фактора ВИЛ основан на анализе зависимости ширины спектральной линии лазерного излучения $\Delta\nu$, полученной, например, с помощью сканирующего интерферометра Фабри-Перо, от обратной выходной оптической мощности P_{out}^{-1}. В области линейной зависимости $\Delta\nu(P_{out}^{-1})$, когда слабы тепловые эффекты и эффекты нелинейности усиления, α-фактор можно определить в рамках модели Шавлова-Таунса-Генри [2]. Увеличение значения фактора инверсной заселенности n_{sp} ведет к падению α-фактора, тогда как уменьшение времени жизни фотов в резонаторе τ_p ведет к росту α-фактора.

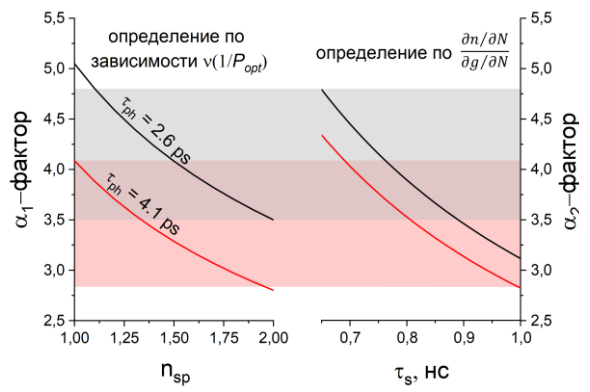


Рис.1. – Оценка α-фактора двумя способами, выполненная для исследуемых ВИЛ с различным временем τ_p

Второй подход основан на оценке вариации вещественной части показателя преломления активной области с концентрацией носителей заряда dn/dN по сдвигу резонансной длины волны с током [3], полученной из спектров спонтанного излучения ВИЛ, и вариации модового усиления с концентрацией носителей заряда dg/dN по скорости нарастания резонансной частоты с током, опираясь на результаты малосигнального частотного анализа [4]. Уменьшение времени жизни носителей заряда τ_s ведет к росту α-фактора, тогда как увеличение времени τ_p ведет к падению α-фактора.

Комбинация двух способов позволяет уточнить значения α-фактора. Полагая, что время жизни носителей заряда τ_s слабо зависит от времени жизни фотов в резонаторе τ_p (при сохранении уровня внутренних оптических потерь) наиболее вероятный диапазон значений n_{sp} и τ_s лежит в пределах 1.25–1.6 и 0.7-0.9 нс, соответственно. В результате, α-фактор лежит в диапазоне ~(3.2-3.6) для ВИЛ с большим временем τ_p, тогда как для ВИЛ с малым временем τ_p наблюдается рост до ~(4-4.5).

Работа авторов из Университета ИТМО выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект тематики научных исследований № 2019-1442.

*[1] A. Babichev et al., Photonics **10**(6), 660 (2023).*
*[2] C. Henry, IEEE J. Quantum Electron. **18** (2), 259 (1982).*
*[3] K. Stubkjaer et al., Electron. Lett. **16** (23), 895 (1980).*
*[4] S.A. Blokhin et al., Semiconductors **52** (1), 93 (2018).*

Эластичные светоизлучающие структуры на основе массивов AIIIBV ННК, инкапсулированных в полимерные матрицы

Мухин И.С.[1,2], Неплох В.В.[1,2], Кочетков Ф.М.[1,2], Федоров В.В.[1,2], Кавеев А.К.[1,3], Новикова К.Н.[1], Можаров А.М.[1,2], Цырлин Г.Э.[1,4], Исламова Р.М.[4], Насибулин А.Г.[5], Чернышева М.[6]

[1]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, 194021, Санкт-Петербург, улица Хлопина, 8/3 А*
[2]*СПбПУ Петра Великого, 195251, г. Санкт-Петербург, ул. Политехническая, д. 29*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*
[4]*СПбГУ, 199034, г. Санкт-Петербург, Университетская набережная, д. 7/9*
[5]*Сколтех, 121205, г. Москва, Большой бульвар д.30, стр.1*
[6]*Centre for nanoscience and nanotechnology, Paris, France, 10 Boulevard Thomas Gobert, 91120*

Эластичные и гибкие оптоэлектронные устройства востребованы в сенсорных экранах складных гаджетов, светоизлучающих диодах (СИД) и ярких экранах, имплантируемых датчиках, носимой электронике и т.д. В настоящее время наиболее развиты гибкие устройства на основе органических материалов. Однако полупроводниковые AIIIBV и перовскитные материалы имеют ряд преимуществ в сравнении с «традиционными» органическими соединениями с точки зрения долговременной стабильности, электролюминесцентных свойств и квантовой эффективности, особенно в синем и красном спектральных диапазонах. Нитевидные нанокристаллы (ННК) из AIIIBV материалов, благодаря своей геометрической форме и высокому аспектному отношению длины к диаметру, обладают прекрасными механическими свойствами, их геометрическая форма также способствует эффективному распространению света в ННК (волноводный эффект) и улучшает направленность излучения, что особенно важно при разработке эффективных светоизлучающих устройств. Современные эпитаксиальные технологии AIIIBV наноструктур (в особенности, молекулярно-пучковая эпитаксия, МПЭ) позволяют управлять шириной запрещенной зоны синтезируемых материалах, а также контролировать форму ННК, их состав и профиль легирования.

В данной работе представлены результаты МПЭ синтеза GaP ННК с прямозонными вставками GaPAs в геометрии «ядро-оболочка», и их применение как для создания СИД, работающих в красной области спектра, так и для разработки оптических ИК-визуализаторов. Массивы GaP/GaPAs ННК, выращенные на кремниевой подложке, инкапсулировались в эластичную оптически прозрачную полимерную матрицу (из полидиметилсилоксана) и механически отделялись от ростовой подложки, формируя тонкую мембрану с ННК. Прозрачные проводящие контакты к мембране формировались из слоев одностенных углеродных нанотрубок (УНТ). При этом УНТ наносились на выступающие из мембраны вершины ННК (с обеих сторон мембраны). Экспериментально измеренные спектры электролюминесценции продемонстрировали, что такие эластичные мембраны на основе GaP/GaPAs ННК излучают свет в красном спектральном диапазоне. Комбинируя созданные мембраны с ННК фосфидных соединений с подобными мембранами с ННК нитридных соединений, можно добиться создания гибких RGB устройств. В докладе также будут представлены результаты исследований по созданию гибких СИД ультрафиолетового диапазона на основе GaN/AlGaN ННК, инкапсулированных в полимерную матрицу.

Следует отметить, что разработанные гибкие и растягивающиеся мембраны с GaP ННК (обладающими выраженными нелинейными оптическими свойствами) можно использовать при создании эффективных визуализаторов ИК излучения в видимый диапазон света, преобразованный свет которых можно обнаружить невооруженным глазом.

Предлагаемый подход к инкапсуляции массивов ННК в гибкие полимерные мембраны может также найти применение при разработке пьезогенераторов, солнечных элементов или ИК-фотодетекторов на основе систем материалов (In)GaN, GaAs или InAs(P,N).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект РНФ № 22-19-00494).

Мощные квантово-каскадные лазеры спектрального диапазона 8 мкм

Дюделев В.В.[1], Черотченко Е.Д.[1], Врубель И.И.[1], Д.А.Михайлов[1], Чистяков Д.В.[1], Мыльников В.Ю.[1], Лосев С.Н.[1], Коговицкая Е.А.[1], Лютецкий А.В.[1], Слипченко С.О.[1], Гладышев А.Г.[2], Подгаецкий К.А.[3], Бабичев А.В.[4], Папылев Д.С.[3], Андреев А.Ю.[3], Яроцкая И.В.[3], Ладугин М.А.[3], Мармалюк А.А.[3], Новиков И.И.[2,4], Кучинский В.И.[1], Карачинский Л.Я.[2,4], Пихтин Н.А.[1], Егоров А.Ю.[2], Соколовский Г.С.[1]

[1]ФТИ им. А.Ф. Иоффе (Ioffe Institute), 194021, Санкт-Петербург, ул.Политехническая, 26
[2]ООО «Коннектор Оптикс» (Connector Optics LLC), 194292, Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, 16 лит. Б
[3]АО «НИИ «Полюс им. М.Ф. Стельмаха» (POLYUS JSC)», 117342, Москва, ул.Введенского, 3
[4]Унверситет ИТМО (ITMO University), 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский проспект, 49

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) применяются в медицине [1], экологическом мониторинге [2] и мониторинге технологических процессов [3], а также многих других областях науки и техники. В данной работе мы представляем исследование мощных квантово-каскадных лазеров (ККЛ) для спектрального диапазона 8 мкм. Гетероструктуры ККЛ с различной конструкцией активной области были изготовлены методом двухстадийной эпитаксии, включающей молекулярно-лучевую эпитаксию активной области и газофазную эпитаксию из металлоорганических соединений для верхней волноводной обкладки на основе InP. Мы исследовали ККЛ спектрального диапазона 8 мкм с активными областями, согласованными по параметру решетки с подложкой InP [4] (тип 1), и конструкциями с напряженной активной областью со сбалансированной деформацией [5] (тип 2). Использование напряженных гетеропар позволило увеличить энергетический барьер между верхним лазерным уровнем и континуумом на ~200 мэВ [6], что значительно снижает скорость выброса электронов из активной области в континуум. Исследованные образцы ККЛ имели 50 и 40 квантовых каскадов в активной области для структур типов 1 и 2 соответственно. ККЛ, изготовленные на основе обоих типов структур, имели длину резонатора 5 мм и ширину полоска 50 мкм. Зеркала лазеров были образованы сколами без дополнительных покрытий. Исследования проводились в импульсном режиме со скважностью 0,1% (100 нс/10 кГц). Исследование пороговых и мощностных характеристик показало, что внутренние потери у ККЛ обоих типов практически идентичны и составляют ~ 2 см$^{-1}$. При этом ККЛ типа 2 имели вдвое более высокую характеристическую температуру T_0 до 256 К по сравнению со 143 К для ККЛ типа 1, что явно указывает на уменьшение теплового выброса носителей заряда в континуум. В импульсном режиме ККЛ типа 2 продемонстрировали высокую эффективность 12% и высокую выходнласти в непрерывномую оптическую мощность 21 Вт (более 10 Вт на грань). Насколько нам известно, это самая высокая выходная мощность, продемонстрированная ККЛ в спектральной области 8 мкм. Исследования ватт-амперных характеристик изготовленных из структур типа 2 ККЛ в импульсном и непрерывном режимах, а также осциллограмм излучения при квазинепрерывной накачке показали, что перегрев активной области при непрерывной генерации составляет порядка 100К..

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 21-72-30020).

*[1] V.L. Vaks et al., Proc. SPIE **9934**, 99340E (2016).*
[2] A. Cousin et al. Instrumentation and Measurement Technologies for Water Cycle Management, Springer International Publishing, pp. 251-277, (2022).
*[3] C. Kumar and N. Patel, Proc. of SPIE **8268**, 826802 (2012).*
*[4] E. Cherotchenko et al., Nanomaterials **12**, 3971, (2022).*
*[5] V.V. Dudelev et al., Physics: Uspekhi **67**, 92 (2024).*
*[6] A.V. Babichev et al., Technical Physics Letters **46**, 444, (2020).*

Универсальный измеритель концентраций летучих углеводородов на основе полупроводниковых сенсоров

Казаков С.А.[1], Гревцев М.А.[1], Арефьева О.А.[2], Джагацпанян И.Э.[2]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*АО «НПО «ПРИБОР», 199034, Санкт-Петербург, 17-линия В.О.,.4-6*

В рамках исследований резистивных полупроводниковых газовых сенсоров проведены измерения электропроводности датчиков, работающих в режиме термоциклирования в интервале температур 400÷700 К, при подаче на них различных газов (CH_4, C_2H_6, C_3H_8, C_4H_{10}, C_3H_6O, n-C_7H_{16}, H_2S). По температурным максимумам калибровочных кривых рассчитаны значения энергии активации хемосорбции детектируемых молекул микропримесей, обнаружена их корреляция со справочными спектрометрическими данными по поглощению ИК излучения данными молекулами в газовой фазе [1].

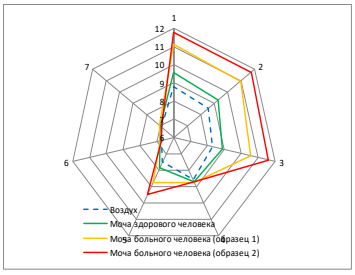


Рис.1. – Сигнал от биологических проб

Актуальность представленной в работе технологии заключается в применении на основе полупроводниковых пленок сульфидов и оксидов металлов современной методики газового экспресс-анализа — термической модуляции полезного сигнала сенсора. Развиваемый метод детектирования основан на поиске оптимальной по температуре газочувствительности полупроводникового элемента к концентрационному воздействию той или иной микропримеси, содержащейся в анализируемой среде [2]. Универсальная технология производства измерений концентраций летучих углеводородов на основе полупроводниковых газочувствительных элементов отвечает требованиям и задачам целевых федеральных программ развития промышленности РФ в таких областях, как ядерная энергетика, космические технологии, электронная промышленность, экологическая безопасность, биомедицина.

Рис.2. – Полупроводниковый газоаналитический прибор

Основные результаты успешной реализации проектов РФФИ № 18-03-00660 А и НИОКР № 122011300301-0 позволяют разработать новый класс газовых экспресс-анализаторов различного применения с возможностью получения быстродействующего отклика в масштабе реального времени, а новые портативные модификации приборов позволят достичь критериев мобильности аналитических систем, надежности в эксплуатации и оперативности сервисного обслуживания с привлечением технологий ИИ. Предлагаемая к реализации технология имеет следующие особенности и преимущества:

- обработка «спектральной характеристики» полупроводниковых сенсоров, позволяющая решить вопрос селективного определения микропримесей;
- повышение достоверности газового анализа за счет метода термомодуляции с математической обработкой данных с помощью преобразований Фурье и последующей селекцией в «on-line» режиме;
- получение быстродействующего отклика в масштабе реального времени;
- нелинейно-регрессионный алгоритм калибровки сенсоров в поверочных газовых смесях.

[1] S.A. Kazakov, M.A. Grevtsev, S.M. Soloviev, N.V. Sharenkova, In book (collection): "Ioffe Institute – 105 years", Saint-Petersburg, pp. 116 – 118 (2023).
*[2] С.А. Казаков, В.В. Каминский, Н.В. Шаренкова, С.М. Соловьев, М.А. Гревцев, Научное приборостроение, **27**, 3, (2017).*

Низкочастотные шумы в ИК свето- и фотодиодах на основе гетероструктур p-InAsAsP/n-InAs

Матвеев Б. А.[1], Карандашев С. А.[1], Левинштейн М. Е. [1], Ременный М. А.[1], Dyakonova N.[2]

[1]*ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26*
[2]*Laboratoire Charles Coulomb (L2C), University of Montpellier, CNRS, Montpellier, France*

Оптоэлектронные устройства среднего инфракрасного (ИК) диапазона, работающие в первом окне прозрачности атмосферы (3 – 5 мкм), используются в газовом анализе, дистанционном измерении температуры, тепловидении и термофотоэлектрических преобразователях. Большинство этих приложений предполагает наличие приемников и источников излучения с низким уровнем шумов.

В течение многих лет основные исследования шумов ИК фотодиодов (ФД) среднего ИК диапазона проводились при разработке ФД на основе CdHgTe, но из-за недавно введенных ограничений на использование токсичных Cd и Hg всё б***о***льшую значимость приобретают ФД и светодиоды (СД) на основе гетероструктур (ГС), состоящих из узкозонных соединений A^3B^5 и их твердых растворов [1].

Ранее проводились исследования шумов ФД среднего ИК диапазона на основе ГС InAsSbP/InAs (см. [2] и ссылки в ней), но до сих пор нет полной картины зависимости шума от конструкции ГС, температуры и режимов использования. В настоящей работе приведены зависимости шума от прямых и обратных темновых токов и фототока I_{ph}, а также проведен сравнительный анализ токового шума ФД на основе InAs при комнатной и криогенной температурах. Представлены и проанализированы характеристики шума оптического сигнала СД с активными слоями из InAs (λ=3.4 мкм), $InAs_{0.63}Sb_{0.14}P_{0.23}$ (λ=2.8 мкм) и соответствующих оптопар СД-ФД при 300 К. Выводы работы получены из: (*i*) анализа шума прямого и обратного тока в ФД на основе одиночной гетероструктуры (ОГС) и двойной гетероструктуры (ДГС) с поглощающим слоем из InAs и (*ii*) анализа шума оптического сигнала СД на основе ОГС и ДГС. ОГС из $InAs_{0.63}Sb_{0.14}P_{0.23}$, а также ОГС p-InAsSbP/n-InAs и ДГС n- InAsSbP/n-InAs/p-InAsSbP были получены эпитаксией на подложках n^+-InAs (100) ($n \approx 10^{18}$ см$^{-3}$).

Спектральная плотность шума флуктуаций тока S_I была получена с использованием предусилителя 5113 EG&G и анализатора спектра Photon+. Шум напряжения S_U измерялся на нагрузочном сопротивлении R_L. После вычитания фонового шума (без тока в цепи) спектральная плотность шума S_I рассчитывалась как $S_I = S_U[(R_L + R_o)/R_L R_o]^2$, где R_0 — динамическое сопротивление ФД при U=0. В фотовольтаическом режиме (смещение на ФД U = 0) спектральная плотность шума фототока SI измерялась в ФД, освещённом излучением СД или Глобара, подключенного к источнику Keithley 2280S.

На СД подавалось смещение *U* от высокостабильного источника тока через последовательно соединенное нагрузочное сопротивление, величина которого значительно превышала статическое и дифференциальное сопротивления СД во всем диапазоне токов.

Один из практически значимых выводов, полученных в исследовании, состоял в том, что лучший из ФД на основе ДГС имел токовой шум значительно ниже, чем лучший фотодиод из одиночной ГС как при комнатной, так и при криогенной температуре (на ~10–13 дб при 300 К и на 10–16 дб при криогенных температурах) при сопоставимых размерах, составе и толщине светочувствительного слоя. Кроме того, шумы в ДГС при рабочих частотах f>100 Гц не превышали значения дробового шума, а коэффициент передачи оптопары СД-ФД (λ=3.4 мкм) при комнатной температуре достигал рекордного значения $1.27 \cdot 10^{-3}$ (I_{ph} = 127 мкА, I_{LED} = 100 мА).

[1] A. Rogalski et al., Antimonide-based Infrared Detectors: A New Perspective, Bellingham, SPIE Press, Washington, USA (2018).
[2] N. V. Dyakonova et al., Semicond. Sci. Techn. ***33****, 065016 (2018).*

Тепловой транспорт через соединения многослойных полупроводниковых структур

Глазов А.Л.[1], Муратиков К.Л.[1], Капралов А.А.[1], Козлов В.А.[1]

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

В настоящее время существенное уменьшение размеров элементов полупроводниковых приборов привело к значительному увеличению плотности выделяемой в них тепловой энергии. Экспоненциальная температурная зависимость обычно определяет срок службы таких устройств [1]. Поскольку основной теплоотвод идет через слои в направлении радиаторов основным препятствием для вывода тепла являются тепловые сопротивления между слоями, особенно учитывая тенденцию уменьшения толщин отдельных полупроводниковых слоев. Многие современные приборы работают в нестационарных режимах, и, следовательно, важную роль в них играют динамические процессы теплопереноса. Таким образом, актуальной проблемой современной теплотехники для создания эффективного теплоотвода является понимание механизмов теплопередачи через интерфейсы полупроводниковых приборов.

Возможность использования лазерных термоволновых методов для диагностики тепловых свойств контактов показана в [2]. В этой работе исследован латеральный тепловой перенос через границу раздела бикристаллов кремния. Показано, что можно измерить термическое сопротивление на уровне $2{,}3 \times 10^{-9}$ м^{2}К/Вт, создаваемое слоем SiO_2 толщиной 4 нм. Высокая чувствительность лазерно-фототермических методов к теплофизическим свойствам контактов позволяет использовать их для диагностики широко используемых в современной микроэлектронике контактов, таких как контакты, изготовленные пайкой [3] и бондингом [4]. В работах [5-7] тепловые характеристики различных контактов были исследованы фотодефлекционным (ФД) методом. Особенностью лазерных ФД методов является возможность проведения локальных измерений в области размером несколько десятков микрон. Именно локальные динамические тепловые режимы для импульсных силовых приборов часто определяют их предельные возможности и надежность.

Целью данного исследования было определение влияния степени обработки поверхностей слоев перед соединением в многослойные сборки на величину теплового сопротивления соединения. Результаты исследования показали, что при использовании технологии бондинга для обеспечения наименьшего теплового сопротивления следует использовать структуры с обеими полированными поверхностями. Увеличение теплового сопротивления при использовании шлифованной поверхности достигает 10 и более раз.

В работе исследовались образцы с металлизацией и без нее. Это позволило изучить вопрос о степени влияния электронно-дырочной плазмы полупроводника на тепловые характеристики его контактных соединений. Этот вопрос также представляет особый интерес, поскольку многие полупроводниковые приборы работают в условиях инжекции носителей заряда.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00716, https://rscf.ru/project/24-19-00716/.

*[1] J.B.Bernstein et al., Microelectron. Reliab., **46**, 1957 (2006).*
*[2] D.H.Hurley et al., J. Appl. Phys., **109**, 083504 (2011).*
*[3] G.Chen et al., Adv. Mech. Eng. **9**, 1, (2017).*
*[4] J.Guo, et al., Nanomaterials, **11**, 1901 (2021).*
*[5] A.L.Glazov et al., Tech. Phys. Lett., **37**, 674–677 (2011).*
*[6] A.L.Glazov et al., Int. J. Heat Mass Transf., **120**, 870–878 (2018).*
*[7] A.L.Glazov, K.L.Muratikov, Sensors, **23**, 3590 (2023).*

Водородный генератор тока на основе диода Шоттки Pd/InP

ШутаевВ.А.[1], Сидоров В.Г.[2], Гребенщикова Е.А.[1], **Яковлев Ю.П.[1]**

[1]ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021 ,Санкт-Петербург, Россия
[2]ООО "АИБИ", 194021 Санкт-Петербург, Россия ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Сообщается об обнаружении нового явления – генерации тока в структурах Pd/InP, помещенных в водородную среду. Исследуемая структура представляла собой диод Шоттки Pd/InP с напыленным на полированную поверхность n-InP (10^{16} см$^{-3}$) сверхтонким слоем палладия (Pd) толщиной 20-40 нм. Технология изготовления исследуемых структур Pd/InP подробна изложена в работе [1].

Были изучены электрические свойства структур в условиях короткозамкнутой электрической цепи без приложения внешнего напряжения при 300 К в вакууме, воздухе и газовой среде с содержанием водорода 10-100 об.%. Проведены сравнительные исследования генерации тока в диодах Шоттки Pd/InP, помещенных в специальную кювету, в режиме солнечного элемента, а также в режиме погружения структуры (площадью 1 мм^2) в водородную среду. При напуске водородной смеси в кювету уже в темноте в электрической цепи возникает ток короткого замыкания, равный ~4 мкА, что соответствует протеканию в цепи порядка $2.5*10^{13}$ электронов в секунду. Этот ток назовем «водородным» током, т.к. он возникает только в водородосодержащей среде. При освещении поверхности структуры Pd/InP излучением светодиода с длиной волны 0,9 мкм в цепи возникает фототок неравновесных носителей заряда, который имеет такое же направление, что и «водородный» ток и увеличивается пропорционально увеличению интенсивности светодиода.

Кроме того, было изучено протекание «водородного» тока в кювете с водородом в течение 26 суток для диодов с большой площадью. Было показано, что с увеличением площади структуры наблюдается пропорциональное увеличение сгенерированного тока. Сделано предположение, что генерация тока в структурах Pd/InP вызвана ионизацией атомов водорода при их взаимодействии с палладием. Образующиеся при этом протоны и электроны разделяются полем барьера Шоттки и создают ток в электрической цепи.

Для проверки гипотезы ионизации атомов водорода отдельно исследовали электрические свойства тонкого слоя палладия (20-40 нм), напыленного на предметное стекло, в среде водорода (100 об.%). Размеры образца 2 x 0,2 см с толщиной пленки $3,5 * 10^{-6}$ см. При подаче водорода в кювету при напряжении 0.1 В сопротивление образца, имеющего размеры 2 x 0,2 x $3,5 * 10^{-6}$ см, уменьшилось в 5 раз (от 1550 Ом в вакууме до 300 Ом в водороде). Такое резкое изменение сопротивления тонкой пленки Pd-слоя, по мнению авторов, связано с ионизацией атомов водорода, растворенного в палладиевом слое.

На основании выполненных исследований делается вывод, что генерация тока в исследованных структурах связана с образованием свободных электронов в палладии в результате ионизации атомов водорода.

[1] В.А. Шутаев, Е.А. Гребенщикова, В.Г. Сидоров, Ю.П. Яковлев, ФТП, 55 (12), 1236 (2021). DOI: 10.21883/FTP.2021.12.51712.9725

Влияние различных методов обработок боковых стенок на характеристики глубоких центров в микро- и наносветодиодах

Алексанян Л.А.[1], Поляков А.Я.[1], Ли И.-Х.[2], Черных А.В.[1], Скориков М.Л.[3], Якимов Е.Б.[1], Щемеров И.В.[1], Васильев А.А.[1]

[1]*Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», 119049, Россия, Москва, Ленинский пр-кт, д. 4, стр. 1*
[2]*Университет Корё, 145 Anam-ro, Seongbuk-gu, Seoul, Республика Корея*
[3]*Физический институт им.П.Н. Лебедева Российской академии наук, 119991 ГСП-1Россия, Москва, Ленинский проспект, д.53*

В современном мире наблюдается огромный рост интереса к электрическим и оптическим свойствам светоизлучающих диодов на основе структур GaN/InGaN с микро- и наноразмеров.

Были измерены спектры ФЛ микросветодиодов, излучающих на длине волны 460 нм с КЯ GaN/InGaN с различными размерами столбцов. Пассивация структур достигалась электронно-лучевым напылением Al_2O_3 (250 нм). Спектры ФЛ всех образцов при 300 К, состояли из основной полосы 460 нм и полосы около 600 нм (рис. 1 (а)). Для полосы 600 нм наличие такого пика напоминает центры, ответственные за желтую люминесценцию в пленках n-GaN [1,2]. Эти глубокие акцепторы имеют уровень около E_v+1 эВ и принадлежат либо к комплексу вакансий галлия V_{Ga}^{3-} с мелкими донорами или к глубоким акцепторам углерода C_N^- [2]. Из спектров TRPL видно, что уменьшение размера столбцов усиливает безызлучательную рекомбинацию (рис. 1 (б)).

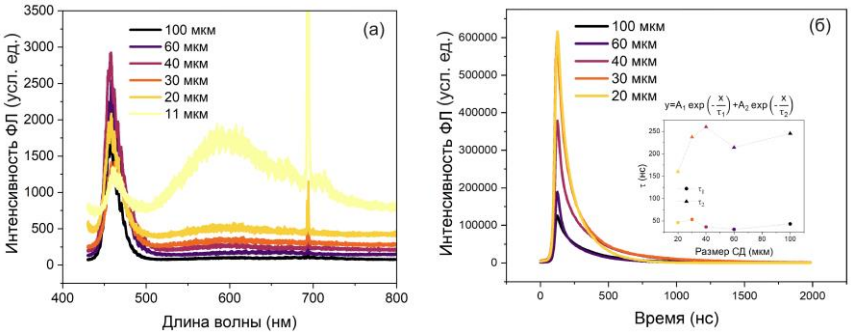


Рис.1. – (а) Спектры ФЛ при 300 К; (б) спектры TRPL при 300 К, расчетные времена релаксации представлены во вставке.

Измерения спектров РСГУ и ОРСГУ на наносветодиодах, обработанных в КОН и $(NH_4)_2S$ и подверженных быстрому термическому отжигу при 700 °С, показывают, что сухое травление увеличивает концентрацию глубоких электронных ловушек E_c-0,7 эВ (из-за акцепторов C_N^- в КЯ InGaN/GaN). Центры с E_c-0,7 эВ аналогичны центрам с E_c-1 эВ в n-GaN, которые являются эффективными центрами безызлучательной рекомбинации (рис. 2).

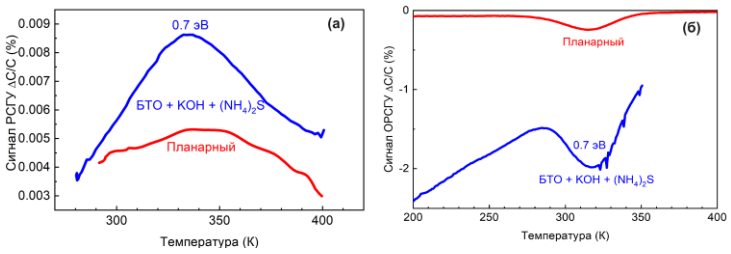


Рис.2. – Спектры РСГУ и ОРСГУ.

*[1] A.Y. Polyakov et al., J. Alloys Compd, **868**, 159211 (2021).*
*[2] A.Y. Polyakov, I.-H. Lee, Mater. Sci. Eng. R, **94**, 1–56 (2015).д*

Вклад «фотонного переноса» в транспорт электронов в p-GaAs фотокатоде

Шайблер Г.Э.[1,2,3], Бакин В.В.[1], Михеев С.С.[2], **Рожков С.А.**[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, Новосибирск, 630090, пр. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, Новосибирск, 630090, ул. Пирогова, 2*
[3]*НГТУ, Новосибирск, 630730, пр. Маркса, 20*

Транспорт неосновных носителей заряда определяет параметры полупроводниковых приборов, таких как фотодиоды, солнечные элементы, фотокатоды с эффективным отрицательным электронным сродством (ОЭС). При излучательной рекомбинации неосновных носителей испускаемый фотон может поглотиться в этом же слое, тем самым обеспечивая переход неосновного носителя со скоростью света из одной точки активного слоя в другую. Это явление получило название «фотонного переноса» (ФП). В настоящее время наибольший интерес к ФП связан с оптимизацией солнечных элементов [1]. Полупроводниковые фотокатоды с ОЭС являются основой фотоумножителей и электронно-оптических преобразователей, используются в качестве источников «холодных» и спин-поляризованных электронов. В работах [2,3] при моделировании процессов в p-GaAs фотокатоде исследователи не учитывали вклад ФП в перенос электронов. Для оценки правомерности такого приближения мы изучили вклад ФП в транспортные явления в p-GaAs фотокатоде. Нами был изготовлен вакуумно-полупроводниковый фотодиод, фотокатод которого помимо области со стандартной структурой фотокатода, содержал область, которая имела два слоя GaAs, разделенные слоем AlGaAs, причем второй слой GaAs имел границу с вакуумом. При освещении фотокатода со стороны первого GaAs слоя и полном поглощении света в нем фотоэлектроны могли перейти во второй GaAs слой и выйти в вакуум только при участии ФП. Для изучения влияния ФП на транспорт электронов были измерены спектры квантовой эффективности фотоэмиссии QE и энергетические распределения эмитированных электронов в обеих областях фотокатода. Совпадение формы распределений электронов для обеих областей фотокатода свидетельствовало об одинаковости вероятности выхода электронов в вакуум. Отношение квантовых эффективностей, измеренных в областях содержащих один слой GaAs и два слоя GaAs, в спектральной области 500-700 нм оказалось константой K = 3.40±0.04. Такое поведение обусловлено тем, что в области с двумя слоями GaAs весь свет поглощается в первом слое GaAs и фотоэмиссия происходит только при помощи ФП фотоэлектронов из первого слоя во второй. Сравнение величины K с результатами расчетов транспорта электронов и фотонов в фотокатоде методом Монте-Карло позволило определить величину внутренней квантовой эффективности фотолюминесценции η, которая для уровня легирования $p = 7.5\times10^{18}$ см$^{-3}$ оказалась равной $\eta = 0.89 \pm 0.01$. Расчеты показывают, что вклад ФП в транспорт электронов в полупрозрачном GaAs фотокатоде становится существенным (> 10 %) при толщине активного слоя $d_{акт} > 1$ мкм, а для толщин $d_{акт} > 3.5$ мкм фотонный перенос становится основным механизмом транспорта фотоэлектронов к эмитирующей поверхности. Анализ эволюции спектров QE при понижении температуры показал, что при уменьшении температуры происходит увеличение влияния ФП на транспорт электронов в p-GaAs из-за уменьшения времени излучательной рекомбинации.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда 23-72-30003, https://rscf.ru/project/23-72-30003/.

*[1] Z. Cheng et al., Adv. Sci., **8**, 2004076 (2021).*
*[2] K. Sahasrabuddhe et al., J. Appl. Phys., **112**, 094907 (2012).*
*[3] O. Chubenko et al., J. Appl. Phys., **130**, 063101 (2021).*

Механизмы эмиссии из мультищелочных $Na_2KSb(Cs,Sb)$ и полупроводниковых GaAs(Cs,O) фотокатодов

Рожков С.А.[1,2], Бакин В.В.[1], Русецкий В.С.[1], Кустов Д.А.[1], Голяшов В.А.[1,2], Шайблер Г.Э.[1,2,3], **Альперович В.Л.**[1,2], Терещенко О.Е.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3]*НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К.Маркса, 20*

Фотокатоды на основе полупроводниковых соединений A^3B^5, активированных до состояния с отрицательным эффективным электронным сродством (ОЭС), такие как *p*-GaAs(Cs,O), используются в приборах и для научных исследований благодаря высокой квантовой эффективности, а также явлению оптической ориентации спинов и эмиссии спин-поляризованных электронов в вакуум [1,2]. Фотокатоды на основе антимонидов щелочных металлов, хотя и уступают *p*-GaAs(Cs,O)-фотокатодам в квантовой эффективности, также находят широкое применение в приборах и в качестве источников электронов, поскольку отличаются простотой изготовления, большей стабильностью и возможностью генерации пучков электронов с малой поперечной энергией (малым эмиттансом) [3]. Однако имеющиеся сведения о зонной диаграмме и механизмах эмиссии из таких фотокатодов неполны и противоречивы. В работе [4] обнаружены оптическая ориентация и эмиссия спин-поляризованных электронов из мультищелочного фотокатода (МФ) $Na_2KSb(Cs,Sb)$, состоящего из поликристаллического активного слоя Na_2KSb толщиной ~ 100 – 140 нм, нанесенного на стеклянную подложку, и тонкого (~ 1 нм) активирующего (Cs,Sb) слоя, снижающего работу выхода. Эти результаты открывают новые возможности для создания стабильных источников спин-поляризованных электронов и повышают актуальность задачи надёжного определения зонных параметров и механизмов эмиссии из мультищелочных фотокатодов.

В данной работе экспериментально изучены спектры поглощения, фотолюминесценции и квантового выхода фотоэмиссии МФ, а также распределения эмитированных электронов по продольной компоненте энергии в диапазоне температур 80-300 К. Эксперименты выполнялись в компактных вакуумных диодах, состоящих из $Na_2KSb(Cs,Sb)$ или *p*-GaAs(Cs,O) фотокатодов, а также металлических или полупроводниковых анодов [4]. Результаты позволили определить параметры зонной диаграммы МФ, механизмы фотоэмиссии и, тем самым, разрешить имеющиеся в литературе противоречия. Установлено, что на поверхности $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатодов эффективное сродство отрицательно как при комнатной, так и при низких температурах. Наряду со сходством, выявлены существенные отличия в характере эмиссии электронов из поликристаллических $Na_2KSb(Cs,Sb)$ и монокристаллических *p*-GaAs(Cs,O) ОЭС фотокатодов. В частности, сопоставление распределений электронов по энергии, измеренных при низкой температуре $T = 80$ К, показывает, что, в отличие от *p*-GaAs(Cs,O), из $Na_2KSb(Cs,Sb)$ электроны эмитируются преимущественно вдоль нормали к поверхности фотокатода. Такая направленная фотоэмиссия свидетельствует о сравнительно слабом рассеянии электронов на поверхности $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатодов.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда 23-72-30003, https://rscf.ru/project/23-72-30003/.

[1] R. L. Bell, Negative Electron Affinity Devices, Clarendon Press, Oxford, England (1973).
[2] H.-J. Drouhin, C. Hermann and G. Lampel, Phys. Rev. B, 31, 3872 (1985).
*[3] P. Musumeci et al., Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A, **907**, 209 (2018).*
[4] V. S. Rusetsky et al., Phys. Rev. Lett., 129, 166802 (2022).

Беспороговая и пороговая оже-рекомбинации в лазерных гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe

Морозов С.В.[1], Кудрявцев К.Е.[1], Румянцев В.В.[1], Алешкин В.Я.[1], Янцер А.А.[1], Жолудев М.С.[1], Дубинов А.А.[1], Михайлов Н.Н.[2], Фадеев М.А.[1], Гавриленко В.И.[1]

[1]*ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[2]*ИФП СО РАН, 63090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*

Безызлучательная оже-рекомбинация в узкозонных полупроводниковых структурах является одним из основных факторов, ограничивающих достижимость стимулированной эмиссии на межзонных переходах. Как правило, оже-процессы имеют энергетический порог, определяемый законами сохранения энергии-импульса, и это может позволить за счет «подбора» электронной зонной структуры материала в заметной степени подавить безызлучательные процессы. Подобный подход был продемонстрирован в относительно длинноволновых волноводных структурах с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe [1]; в то же время, в более широкозонных КЯ могут реализовываться и дополнительные оже-процессы, сопровождающиеся переходом третьей частицы в надбарьерные состояния непрерывного спектра [2, 3]. Такие процессы, в которых полный импульс не сохраняется за счет наличия гетерограницы, оказываются беспороговыми и, как показано в ряде случаев для A3B5-систем, именно они могут определять пороги генерации в лазерах среднего ИК диапазона [4].

На настоящий момент возможная роль беспороговой оже-рекомбинации в относительно широкозонных КЯ HgTe/CdHgTe, излучающих в практически значимом диапазоне длин волн 3-5 мкм, фактически не изучена. В данной работе, на основании измерений температурной зависимости интенсивности фотолюминесценции (ФЛ), сделаны выводы о темпах межзонных процессов в интервале T=10-320K. Проведен анализ получаемых данных в рамках конкуренции излучательных и оже-процессов, оценены соответствующие оже-коэффициенты, обсуждаются возможности оптимизации параметров КЯ для снижения порогов генерации и повышения рабочих температур HgCdTe-лазеров. Проведены исследования температурного гашения ФЛ лазерных гетероструктур с КЯ HgTe/CdHgTe, излучающих в диапазоне длин волн 3-4 мкм и определены, характерные темпы основных межзонных процессов рекомбинации. Установлено, что доминирующую роль в динамике неравновесных носителей заряда в таких структурах могут играть «беспороговые» (резонансные) оже-процессы, проходящие с выбросом третьей частицы в высоколежащие возбужденные состояния в КЯ либо надбарьерные состояния непрерывного спектра [5]. Наличие подобных процессов, конкурирующих с классической «пороговой» оже-рекомбинацией, существенно влияют на максимальную температуру лазерной гнерации и могут принципиально различаться в зависимости от целевой длины волны генерации. Показано, что для повышения максимальной температуры лазерной гнерации в таких структурах необходимо разделение и учет вклада темпов пороговых и беспороговых оже-процессов. По этой причине именно КЯ с относительно низкими барьерами, максимально «отстроенные» от резонансных процессов, могут оказаться наиболее выигрышными для достижения высокотемпературной лазерной генерации в HgCdTe-структурах на длинах волн менее 5 мкм.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение №075-15-2022-316.

1. *S.V. Morozov et el. // ACS Photonics. 2021. v. 8. p. 3256.*
2. *Г.Г. Зегря, В.А. Харченко // ЖЭТФ. 1992. т. 101. с. 327*
3. *M.I. Dyakonov, V.Y. Kachorovskii // Phys. Rev. B. 1994. v. 49. p. 17130.*
4. *T.D. Eales et al. // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. 2017. v. 23. p. 1.*
5. *K.E. Kudryavtsev et al. // Appl. Phys. Lett. 2023. v. 123. p. 182102.*

Гибридные фотоэлектрические модули на основе короткофокусных линз Френеля с комбинированным профилем

Емельянов В.М.[1], Левина С.А., Нахимович М.В., Солуянов А.А. и Шварц М.З.

[1]*ФТИ им. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

Использование гибридных фотоэлектрических модулей (ГФМ) в составе фотоэлектрических энергоустановок является перспективным направлением солнечной фотовольтаики. Будучи построенными на основе высокоэффективных многопереходных гетероструктурных III-V солнечных элементов (СЭ), оптических концентраторов, а также планарных фотопреобразователей, ГФМ обеспечивают преобразование как прямого, так и диффузного (рассеянного) солнечного излучения [1].

Конструкция и характеристики ГФМ во многом определяются применяемым оптическим концентратором. Линзы Френеля (ЛФ) типа «силикон на стекле» обладают невысокой стоимостью производства. В диапазоне апертур до 40 x 40 до 120 x 120 мм такие ЛФ могут обеспечить концентрацию излучения в пятне диаметром от 2 до 6 мм при оптической эффективности выше 85 % (рис. 1). Кпд фотоэлектрических модуей на основе серийно производимых трехпереходных GaInP/Ga(In)As/Ge СЭ составляет более 34 % [2].

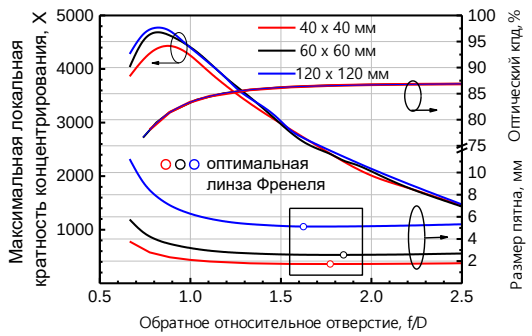


Рис.1. – Характеристики ЛФ от обратного относительного отверстия.

В то же время выбор апертуры и фокусного расстояния ЛФ должен учитывать ещё ряд факторов:

– материалоемкость ГФМ, от которой зависит масса и себестоимость энергоустановки;

– допустимый угол разориентации, определяющий требования к системе наведения;

– согласование апертуры ЛФ с размером планарного СЭ.

В работе [3] была продемонстрирована возможность сокращения фокусного расстояния ЛФ (а, следовательно и конструкционной высоты фотоэлектрического модуля) на 32 % при сохранении оптической эффективности ЛФ более 83 % и допустимом угле разориентации более 1°. При этом, однако, наблюдалось увеличение в 1.5 раза максимального значения локальной кратности концентрирования излучения на поверхности СЭ, что может снизить кпд преобразования солнечного излучения за счёт роста резистивных потерь. В настоящей работе будут представлены конструктивные решения для ГФМ на основе ЛФ с комбинированным профилем [4], согласованные с планарными кремниевыми СЭ размером от 157 x157 мм до 166 x 166 мм, обеспечивающими прирост кпд до 2 % при преобразовании прямого солнечного излучения, по сравнению с модулями без планарного контура.

[1] High-efficient low-cost photovoltaics, ed by V. Petrova-Koch, R. Hezel, A. Goetzberger. Springer Ser. in Optical Sciences (Springer, Cham, 2020), vol. 140. DOI: 10.1007/978-3-030-22864-4..

[2] E.A. Ionova, N.Yu. Davidyuk, A.V. Andreeva, N.A. Sadchikov, Tech. Phys., 66 (11), 1208–1215 (2021). DOI: 10.1134/S1063784221090073.

[3] М.З. Шварц, В.М. Емельянов, С.А. Левина, М.В. Нахимович, А.А. Солуянов, ПЖТФ, 50 (7), 8-11 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.07.57461.19823

[4] M.Z. Shvarts, M.V. Nakhimovich, N.A. Sadchikov, A.A. Soluyanov, AIP Conf. Proc. 2298, 050005 (2020). DOI: 10.1063/5.0032804.

Верификация метода оценки времени хранения логических состояний энергонезависимой памяти FeRAM на основе кусочной аппроксимации деградационных зависимостей

Быковский К.С.[1,2], Захаров П.С.[1], Скворцов Е.Б.[1,3], Константинов В.С.[1]

[1]*АО «НИИМЭ», 124460, Москва, ул. Академика Валиева, 6/1*
[2]*МФТИ (НИУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9*
[3]*РТУ МИРЭА, 119454, Москва, пр. Вернадского, 78*

Разработка перспективных методов оценки времени хранения (ВХ) логического состояния (ЛС) ячеек памяти (ЯП) устройств энергонезависимой памяти [1], в частности FeRAM [2] является актуальной задачей, ввиду наличия определенных погрешностей, привносимых существующими методами, использующими повышение температуры для ускорения деградации ЛС.

Предлагаемый в настоящей работе метод оценки ВХ на основе кусочной аппроксимации для ЯП FeRAM не предусматривает ускоряющих деградацию факторов, однако позволяет провести оценки в более короткие сроки, чем используемые сегодня методы прямого наблюдения. Для достижения заявленного эффекта процесс длительной деградации разделяется на более короткие этапы, что позволяет проводить несколько прямых наблюдений за каждым этапом отдельно. На каждый этап деградации выбирается соответствующий образец или группа образцов. Общее время наблюдений не превышает время самого длительного этапа.

Предложенный метод предполагает искусственное введение выбранных образцов в промежуточное ЛС, соответствующее определенному уровню деградации перед началом каждой стадии процесса деградации.

Применительно к ЯП FeRAM процесс искусственного введения в промежуточное ЛС по существу сводится к подбору соответствующих режимов записи и чтения. В настоящей работе такие режимы подобраны с учетом алгоритма работы дифференциальной ЯП, исходя из существующих модельных представлений о механизмах деградации ЛС, строящихся на основе так называемого эффекта импринта (ЭИ). Данный эффект представляет собой зарядку исходно нейтральных кислородных вакансий, существующих в ЯП FeRAM вблизи границы раздела активный слой/электрод. В результате импринта хранимое ЛС становится более устойчивым по сравнению с инверсным ЛС.

В результате анализа было установлено, что ЭИ создает электрическое поле, направленное противоположно внешнему полю записи инверсного состояния. Поэтому для имитации промежуточных ЛС необходимо:

1.снизить амплитуду импульсов записи инверсного состояния;

2.снизить амплитуду импульсов записи хранимого состояния;

3.амплитуда остальных импульсов и импульсов чтения оставить на рабочем уровне.

В соответствии с разработанными режимами записи и чтения для промежуточных ЛС была проведена начальная верификация метода. Она включала в себя анализ деградационной кривой, полученной представленным методом на основе экспериментальных данных. Получены результаты, показывающие то, что скорость деградации в начале своего пути увеличивается и замедляется к концу, что согласуется с модельными представлениями о механизме ЭИ.

[1] Г.Я.Красников, В.Д.Мещанов, Н.А.Шелепин, Семейство микросхем ПЗУ информационной емкостью 4-64 МБИТ для космических применений, Электронная техника. Серия 3. Микроэлектроника, ***2****, 4 (2015).*

[2] А.Г.Итальянцев, П.С.Захаров, В.А.Нагнойный, Е.Б.Скворцов, Ю.В.Шульга, Характер деградации электрического отклика элемента хранения FeRAM на основе тонких слоев диоксида гафния, Электронная техника. Серия 3: Микроэлектроника, ***4****, 18 (2022).*

Исследование влияния ловушек носителей заряда на линейность и шум ПЗС-фотоприемника

Сидоров В.В.[1,2], Петров П.В.[2]

[1]*Радиевый институт им. В.Г. Хлопина 194021, Россия, Санкт-Петербург, 2-й Муринский пр., д.28*
[2]*ФТИ им. А.Ф.Иоффе 194021, Россия, Санкт-Петербург, Политехническая ул., 26*

Фотоприемники на основе приборов с зарядовой связью широко применяются в научной аппаратуре, и увеличение их динамического диапазона является важной практической задачей. Традиционным способом увеличения чувствительности при детектировании слабых сигналов является накопление сигнала при многократной экспозиции. Однако, возможности этого метода сильно ограничены шумом 1/f, который присутствует во всех полупроводниковых приборах и связан с наличием ловушек носителей заряда. Для преодоления этого ограничения нами был разработан новый метод обработки результатов измерений на основе цифрового синхронного детектирования. В работе использовался фотоприемник на базе линейного ПЗС-сенсора Sony ILX554B размером 2048 пикселов с разрешением АЦП 16 бит. Детектируемый сигнал модулировался по амплитуде синусоидально с периодом 34 мс. На каждом периоде модуляции производилась запись 32 кадров, измеренные данные в количестве 3.7 мегабайт в секунду передавались в компьютер и в реальном времени обрабатывались специально разработанным программным обеспечением. При обработке производилось квадратурное демодулирование измерений для каждого пиксела, а полученный результат накапливался.

Для проверки эффективности такого метода накопления заряда были произведены измерения вариации Аллана [1]. Вариация Аллана представляет собой дисперсию двух последовательно накопленных за время *T* измерений. Если с увеличением времени T дисперсия перестаёт уменьшаться, это означает, что достигнут предел длительности накопления сигнала. В этом случае продолжение накопления сигнала не даст увеличения точности измерения из-за различных нестабильностей измерительной установки, например, из-за проявления шума 1/f. В наших измерениях вариация Аллана продолжала уменьшаться и после накопления в течение 10 часов, что позволило получить точность лучше чем одна десятая разряда АЦП фотоприёмника.

Применение синхронного детектирования в 10^3 раз увеличило динамический диапазон по сравнению с данными производителя фотоприёмника, что позволило измерить зависимость сигнала от интенсивности освещения при слабых накачках. Камера при этом освещалась светодиодом, интенсивность свечения которого модулировалась током синусоидально. Яркость светодиода контролировалась независимо фотодиодом, результаты измерений которого также демодулировались. Было обнаружено, что сигнал при слабых накачках растёт медленнее чем интенсивность накачки, и только при увеличении освещённости асимптотически выходит на линейный рост. Наиболее вероятным объяснением нелинейности на слабых сигналах является захват фотовозбужденных носителей заряда на ловушки. Для подтверждения этой гипотезы была разработана физическая модель пиксела представляющая собой потенциальную яму для электронов содержащую ловушки с определённой концентрацией и энергией локализации. Посредством решения уравнения электронейтральности были рассчитаны положение уровня Ферми и концентрация электронов находящихся на ловушках в зависимости от накачки. Из сопоставления расчётов с результатами измерений была определена концентрация ловушек отдельно для каждого пиксела. Использование измеренной концентрации ловушек в роли калибровочного коэффициента позволило лианеризовать результаты измерений. Таким образом, применение нашего метода позволило избежать влияния шума 1/f на измерения, а также скомпенсировать их нелинейность. Работа поддержана грантом РНФ №23-22-00333

[1] Т.Н. Сирая, Гироскопия и навигация. ***28(****1), 3-18 (2020)*

Характеризация низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур динамической вторично-ионной масс-спектрометрией

Бер Б.Я.[1], Казанцев Д.Ю.[1], Мамутин В.В.[1], Токарев М.В.[1]

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

Современные эпитаксиальные технологии позволяют формировать микро- и оптоэлектронные приборные структуры с наноразмерными активными областями, резкими гетерограницами и контролируемыми профилями распределения легирующих примесей. Разработка новых типов наногетероструктур и технологических подходов к их формированию требует постоянного использования целого комплекса тонких взаимодополняющих методов характеризации. Одним из ключевых методов является динамическая вторично-ионная масс-спектрометрия (Д-ВИМС), сочетающаяся с послойным ионным травлением структуры. Метод развивается уже в течение полувека и в настоящее время широко используется при исследованиях полупроводниковых структур QCL, VCSEL, многопереходных солнечных элементов, транзисторных структур и при разработке технологических маршрутов их формирования. Д-ВИМС позволяет анализировать строение многослойной структуры на глубины вплоть до нескольких микрон с высоким, вплоть до нанометрового, разрешением по глубине, изучать процессы формирования гетерограниц, внедрения легирующих и фоновых примесей, диффузию атомных компонентов, изучать строение, причины деградации и отказов приборных структур (включая их реинжиниринг).

В докладе показано применение метода количественного глубинного профилирования методом Д-ВИМС структуры квантового каскадного лазера. Лазерная структура с длиной волны излучения 5 μm была выращена на основе системы AlInAs/GaInAs методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Результат комплексного многоэтапного Д-ВИМС профилирования такой структуры представлен на Рис. 1.

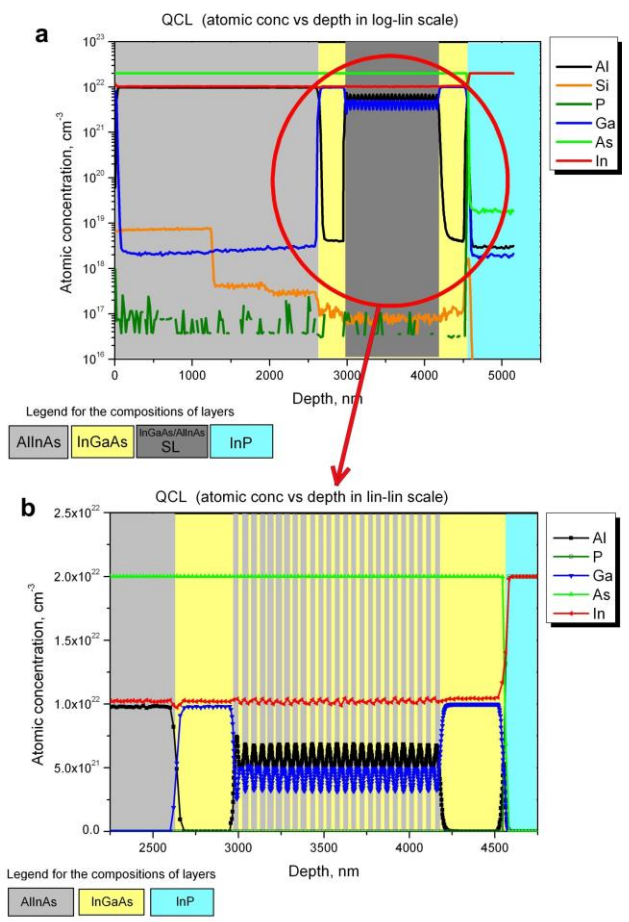


Рис.1. – ВИМС-профиль структуры QCL.

На примере этого исследования обсуждаются проблемы проведения количественного Д-ВИМС анализа наноразмерных многослойных гетероструктур и возможные их решения.

Суперлюминесценция субнаносекундных арсенид-галлиевых обострительных диодов

Рожков А.В., Кайбышев В.Х., Иванов М.С., Торопов А.А., **Родин П.Б.**

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

Быстронарастающий импульс обратного напряжения достаточной амплитуды, приложенный к высоковольтному GaAs диоду, приводит к переключению в проводящее состояние за время около 100 пс [1]. Недавно было показано, что это переключение связано с генерацией неравновесных носителей в ионизирующих биполярных доменах Ганна, известных как коллапсирующие домены [2]. Коллапсирующие домены ответственны также за длительное удержание диода в проводящем состоянии (lock-on) [3]. В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований рекомбинационного излучения электронно-дырочной плазмы, созданной в диоде при переключении.

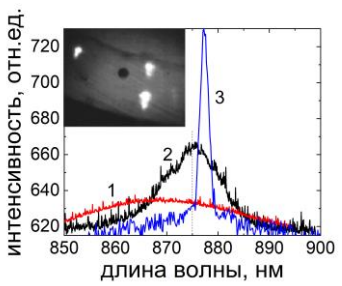


Рис.1. – Типичные спектры инфракрасного излучения токовых шнуров (комментарии в тексте). На вставке представлена фотография инфракрасного излучения диода в направлении катод-анод.

Пространственное распределение рекомбинационного излучения по площади структуры указывает на формирование в приборе узких шнуров (вставка к рис.1). Спектры инфракрасного излучения различны для разных шнуров и изменяются от импульса к импульсу для единичного шнура. Спектр, усредненный по многим импульсам, для части шнуров близок к спектру спонтанного излучения (рис.1, кривая 1), тогда как для других шнуров спектр оказывается заметно уже (рис.1, кривая 2). В этом случае для единичных импульсов спорадически наблюдались узкие "лазерные" спектры (рис.1, кривая 3), несмотря на отсутствие зеркал в конструкции диода.

С помощью методики коррелированного во времени счета единичных фотонов (TCSPC) была определена кинетика рекомбинационного излучения для единичных шнуров [4]. Время нарастания интенсивности излучения составляет 80 пс, что примерно соответствует времени переключения диода. Интенсивность излучения характеризуется субнаносекундным спадом после переключения для всех исследованных шнуров, что указывает на стимулированный характер излучения. Время спада лежит в интервале от 240 пс для шнуров с узким спектром излучения до 710 пс.

Наблюдаемое сужение спектра и субнаносекундный спад интенсивности излучения являются экспериментальным подтверждением того, что в результате переключения концентрация неравновесных носителей в токовых каналах превосходит порог стимулированного излучения $1.4\cdot10^{17}$ см$^{-3}$. Этот результат находится в согласии с результатами нашего численного моделирования, которое предсказывает концентрацию более 10^{18} см$^{-3}$ после переключения [2]. Полученные результаты подтверждают принципиальную возможность создания на базе GaAs диода ударно-ионизационного лазера [5].

Работа поддержана грантом РНФ 23-22-00239.

*[1] Ж.И. Алферов, И.В Грехов, В.М. Ефанов и др., Письма в ЖТФ **13**, 1089 (1987).*
*[2] M. Ivanov, A. Rozkhov, P. Rodin, Solid State.Commun. **379**, 115420 (2024).*
*[3] А.В. Рожков, М.С. Иванов, П.Б. Родин, Известия РАН, сер.физ. **87**, 873 (2023).*
*[4] А.В. Рожков, В.Х. Кайбышев, А.А. Торопов, П.Б. Родин, ПЖТФ **50**,11 (2024).*
*[5] И.В. Грехов, В.М. Ефанов, Письма в ЖТФ **16**, 9 (1990).*

Моделирование электронных свойств квантово-каскадных структур

Костромин Н.А.[1,2,3], Барыкин Д.А.[1,2,3], Дашков А. С.[1,3], Горай Л.И.[1,3,4,5]

[1]*СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, корп. 3, лит. А*
[2]*СПбПУ Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая 29*
[3]*СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5, лит. Ф*
[4]*АНО ВО "Университет при МПА ЕврАзЭС", 194044, Санкт-Петербург, ул. Смолячкова, д. 14, к. 1, лит. Б*

В течение нескольких последних десятилетий интерес к источникам и детекторам ТГц-диапазона не затухает. Это, в первую очередь, связано с многочисленными применениями ТГц-спектроскопии как в научных исследованиях в астрономии, биологии и медицине [1], так и в технических системах контроля багажа и качества продукции на производстве [2]. Создание новых и модификации существующих излучателей и датчиков ТГц-излучения на данный момент ограничено несколькими факторами: высокими требованиями к процессу их создания (роста и постпроцессинга соответствующих структур) и необходимостью проведения сложных расчетов [3]. В связи с этим, данная работа направлена на упрощение процедуры численного моделирования физических процессов, происходящих в каскаде таких структур.

Ранее авторами был предложен расширенный метод скоростных уравнений, являющийся продолжением классического метода скоростных уравнений, но при этом учитывающий квантовые поправки, необходимые для получения более точных значений транспортных характеристик. В представленном докладе раскрываются основные различия разработанного метода и классического метода скоростных уравнений и квантового метода, основанного на формализме матрицы плотности. Приведены сравнения результатов расчетов (ВАХи, оценочные КПД) транспортных характеристик с помощью различных методов моделирования на наборе верификационных структур квантово-каскадных лазеров (Рис. 1). Показано, что данные, полученные с помощью представленного метода, позволяют определять области анти-пересечений электронных энергетических уровней и потенциальных излучательных или поглощательных переходов. Проведенное сравнение с экспериментальными данными показывает, что метод обладает рядом улучшений по сравнению с другими методами, но по-прежнему не позволяет получить лишь приближение основных выходных характеристик. Дополнительно авторами приведены результаты нескольких оптимизационных численных экспериментов с применением алгоритма байесовской оптимизации. Их результаты показывают, что низкая вычислительная сложность метода позволяет применять его в полуавтоматической разработке новых дизайнов каскадов излучателей и детекторов, обладающих улучшенным выходными характеристиками.

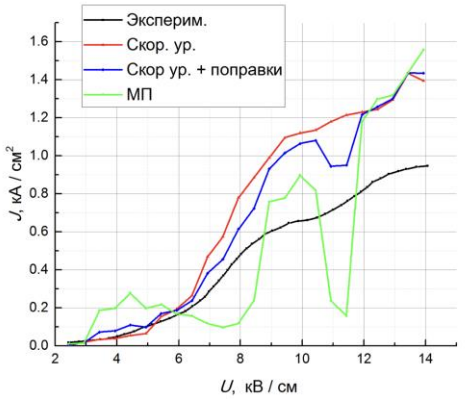


Рис.1. – Пример кривых ВАХ полученных с помощью численных методов моделирования.

[1] A. Banerjee, B. Chakraborty, H. Inokawa, J. N. Roy, Terahertz Biomedical and Healthcare Technologies, Elsevier, Amsterdam, (2020).
*[2] J. True, C. Xi, N. Jessurun, K. Ahi, N. Asadizanjan, Opt. Eng., **60**, 060901(2021).*
*[3] C. Jirauschek, T. Kubis, Appl. Phys. Rev., **1**, 011307(2014).*

Особенности краевой инжекционной электролюминесценции GaN pn структур

Стрельчук А.М.[1], Иванцов В.А.[2], Суховеев В.[2], Калядин А.Е.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, ул. Политехническая 26, С.Петербург, 194021, Россия*
[2]*Ostendo Technologies, Inc. 6185 Paseo Del Norte, Ste. 200 Carlsbad, CA 92011, USA*

Известно, что впервые инжекционная электролюминесценция (ИЭЛ) в полупроводниках наблюдалась О.В. Лосевым в 1920х гг в видимой области спектра при исследовании природных pn переходов в карбиде кремния. Затем в центре исследований широкозонных полупроводников оказались полупроводники A3B5, для которых технологические проблемы получения качественных pn структур были решены раньше, чем для SiC. В частности, при исследовании pn структур на основе GaP было обнаружено, что при нагреве выше комнатной температуры интенсивность краевой ИЭЛ падает. Позднее, исследование краевой ИЭЛ, как вспомогательной характеристики при изучении механизмов тока в pn структурах на основе различных политипов SiC показало, что, в отличие от GaP, интенсивность краевой ИЭЛ в SiC росла при нагреве выше комнатной температуры. Рост интенсивности краевой ИЭЛ при нагреве в диапазоне температур 300-800 К наблюдался нами в 6H-, 4H- и 3C-SiC pn структурах с энергией активации ~(70-150) meV ([1] и ссылки в [1] для 4H-SiC). Существуют различные трактовки механизма краевой ИЭЛ и в связи с этим представляет интерес увеличение массива экспериментальных данных, касающихся ее свойств в различных полупроводниках. В настоящее время наиболее активно исследуемым широкозонным полупроводником является нитрид галлия GaN, а также твердые растворы на его основе. В отличие от SiC и GaP нитрид галлия является прямозонным полупроводником и свойства краевой ИЭЛ в данном случае представляют особый интерес. Однако параметры краевой ИЭЛ (особенно температурная зависимость интенсивности краевой ИЭЛ при температурах выше комнатной) в GaN pn гомопереходах изучены недостаточно, их исследованию и посвящена данная работа.

Слои GaN n- и p-типа проводимости выращивались методом хлорид-гидридной газофазной эпитаксии в диапазоне температур 1000ºC-1050ºC. Слои легировались кремнием и магнием для получения n- и p-типа проводимости, соответственно. Характеризация эпитаксиальных слоев проводилась методами рентгеновской дифракции, зависимостей емкости от напряжения, поверхностной топографии и низко-когерентной интерферометрии. Зависимости тока от напряжения исследовавшихся GaN pn структур характеризуются большими падениями напряжения при относительно небольших прямых токах, а при малых прямых и обратных напряжениях наблюдаются значительные избыточные токи. В спектрах ИЭЛ при 300 К наблюдаются две полосы: краевая полоса ИЭЛ в ближней ультрафиолетовой (УФ) области ($h\gamma_{max}$~3,33 eV) и в желтой области спектра ($h\gamma_{max}$~2,15 eV). В диапазоне температур 300-650 К определены такие параметры полос ИЭЛ в зависимости от температуры и тока, как положение максимума, полуширина, интенсивность и др.. В частности, для коротковолновой УФ ИЭЛ установлено, что при нагреве от 300 К ее интенсивность падает с энергией активации ~80 мэВ, максимум УФ полосы при нагреве смещается в длинноволновую область линейно с температурой с наклоном "-5,4·10^{-4} эВ/К" и в диапазоне температур 300-650 К энергия фотона в максимуме полосы на 66 мэВ меньше E_g, полуширина при нагреве до 430 К уменьшается с 235 мэВ до ~145 мэВ, сохраняет это значение до температуры 550 К и затем растет до 195 мэВ при 650 К. Обсуждаются полученные результаты.

[1] A.M. Strel'chuk, Yu.S. Kuz'michev, K.F. Shtel'makh, Features of the band-edge injection electroluminescence in 4H-SiC pn structures, Mater. Sci. Forum ***821-823,*** *289 (2015).*

Управление излучением микродисковых лазеров с InAs/InGaAs квантовыми точками с помощью пространственно-неоднородного возбуждения

Махов И.С.[1], Караборчев А.А.[1], Фоминых Н.А.[1], Комаров С.Д.[1], Шандыба Н.А.[2], Черненко Н.Е.[2], Салий Ю.А.[3], Солодовник М.С.[2], Крыжановская Н.В.[1], Жуков А.Е.[1]

[1]*НИУ ВШЭ, 194100, Санкт-Петербург, ул. Кантемировская, 3а*
[2]*ЮФУ, 347922, Таганрог, ул. Шевченко, 2*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

Разработка миниатюрных излучателей для оптоэлектронных интегральных схем актуальна из-за увеличения потребностей в скорости и объёме передачи данных. Перспективным источником излучения являются микродисковые (МД) лазеры с квантовыми точками (КТ) благодаря простоте конструкции, малым пороговым токам, высокой температурной стабильности и быстродействию [1]. В них может быть достигнута генерация через основной (GS), возбуждённый (ES) или одновременно оба оптических перехода КТ, что перспективно для спектрального кодирования [2]. КТ характеризуются малыми длинами латеральной диффузии носителей (~100 нм). Как мы покажем, это позволяет реализовать пространственно-неоднородное распределение неравновесных носителей заряда в плоскости резонатора и тем самым управлять пороговыми характеристиками и модовым составом излучения МД. В работе исследованы оптические и инжекционные МД лазеры с активной областью, содержащей самоорганизованные InAs/InGaAs КТ спектрального диапазона 1.2…1.3 мкм при их неоднородном оптическом и электрическом возбуждении. Неоднородная оптическая накачка осуществлялась посредством фокусировки излучения накачки в пятно диаметром 3 мкм на поверхности резонатора. Для неоднородной накачки инжекционных МД осуществлялось разделение верхнего электрического контакта на секции посредством травления фокусированным ионным пучком.

Для инжекционных МД было изучено влияние площади и формы контактов и глубины травления. С уменьшением площади прокачиваемой секции контактов наблюдается рост порогового тока GS лазерной генерации и соответствующий спад для ES, что мы связываем с ростом внутренних потерь из-за наличия области, в которой отсутствует инжекция носителей заряда и происходит частичное поглощение излучения. В оптических МД генерация возникала на GS переходе КТ. Обнаружено, что при накачке в центр 10 мкм МД в спектре излучения проявляется доминирующая мода шепчущей галереи (МШГ) вблизи длины волны 1285 нм (рис. 1), которая гаснет при смещении пятна накачки от центра МД, и генерация возникает на длине волны 1313 нм. Такое переключение объясняется различным уровнем потерь для разных МШГ, которые имеют различную пространственную конфигурацию. В результате нами продемонстрирована возможность переключения длины волны генерации МД лазера на величину около 28 нм за счет изменения пространственной области возбуждения на расстояние в несколько микрометров. При этом обе лазерные моды соответствуют GS переходу КТ и сравнимый порог лазерной генерации.

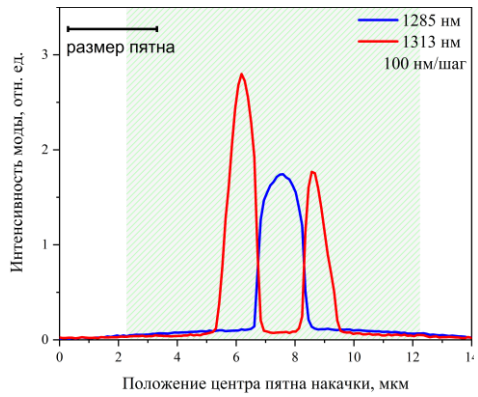


Рис.1. – Зависимости интенстивности лазерных МШГ от положения пятна накачки вдоль диаметра 10 мкм МД.

*[1] A.E. Zhukov et al., Light: Sci. & Appl., **10**, 80 (2021).*
[2] M.V. Maximov et al., Phys. Scr., 98, 125119 (2023).

Фотоприемные сверхрешетки InAs/GaSb

Бакаров А.К., Суханов М.А., Ярошевич А.С., Лошкарев И.Д., Гуляев Д.В., Журавлев К.С.

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13

Сверхрешетки InAs/GaSb имеют большое значение для создания эффективных и технологичных фотоприемных устройств инфракрасного диапазона. В периодической структуре InAs/GaSb дно зоны проводимости InAs лежит ниже потолка валентной зоны GaSb, электроны и дырки локализируются в разных слоях, формируется сверхрешетка второго рода (общепринятая аббревиатура T2SL). Подбором толщин слоёв можно изменять диапазон чувствительности сверхрешеток от 4 до 10 микрон [1].

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии были выращены сверхрешетки, состоящие из чередующихся слоев InAs 8ML / GaSb 13ML (T2SL1) и InAs 13.5ML / GaSb 7ML (T2SL2), по 100 повторений в каждой из сверхрешеток. Рост проводился на установке Riber Compact-21T, с использованием подложек GaSb с ориентацией (100), легированных теллуром с концентрацией носителей ~5×10^{17} см$^{-3}$. В качестве источников материалов пятой группы использовались вентильные источники. Температура зон крекинга составляла 900^{0}C, таким образом формировался поток димеров As_2 и Sb_2. Скорость роста материалов третьей группы калибровалась по осцилляциям зеркального пучка в дифракции быстрых электронов на отражение и составляла 0.2 ML/s для InAs и 0.4 ML/s для GaSb.

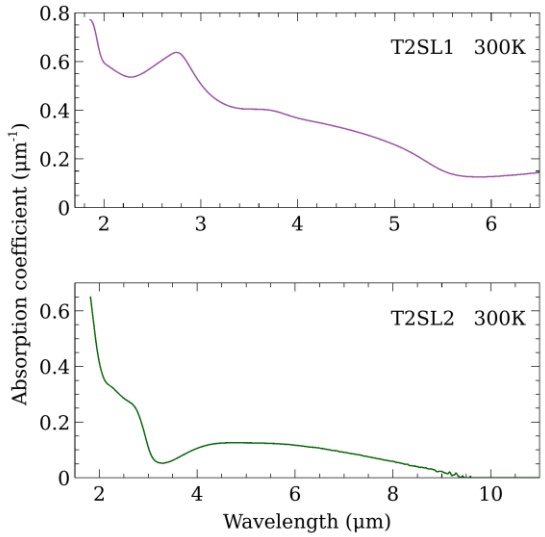


Рис.1. – Спектры поглощения сверхрешеток.

Статистический анализ рельефа поверхности, полученного с помощью атомно-силовом микроскопе, показал величину среднеквадратичной шероховатости поверхности T2SL1 равной 0.24 nm и 0.13 nm у T2SL2.

В рентгеновских кривых дифракционного отражения исследованных структур наблюдаются сателлиты до 4 порядка, что свидетельствует о высоком качестве и строгой периодичности сверхрешеток. Полная ширина на половине высоты нулевого сателлита T2SL1 и T2SL2 составляет 200 arcsec и 30 arcsec, соответственно, что говорит о более высоком структурном совершенстве T2SL2, и это согласуется с результатами АСМ.

Спектры ИК поглощения были получены с помощью вакуумного Фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v при комнатной температуре. В ходе экспериментов были измерены спектры отражения и пропускания сверхрешеток T2SL1 и T2SL2, а также подложки GaSb. Пересчитанные коэффициенты поглощения сверхрешеток приведены на рисунке 1. Край спектра поглощения сверхрешеток управляемо смещается в красную сторону при изменении толщины их слоев от ~5.6 μm до ~9 μm. Оптические параметры сверхрешеток близки к параметрам лучших образцов, полученных в мире.

*[1] D. O. Alshahran et al., Advanced Photonics Research, **3**, 2100094 (2021).*

Метаморфные фотодиоды на длину волны 1550 нм, выращенные на подложке GaAs

Самарцев И.В., Байдусь Н.В., Балясников Д.М., Зубков С.Ю.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Приборы электроники на подложках GaAs представляют интерес для замены используемых сейчас приборов, сформированных на подложках InP [1, 2]. Практическая реализация гетероструктур на GaAs, характеристики которых не уступали бы характеристикам гетероструктур на InP, затруднена неполным подавлением прорастания дислокаций в активные слои структуры и возникновением микрорельефа поверхности. Одним из наиболее перспективных методов перехода от используемых сейчас подложек InP к подложкам GaAs является использование метаморфных буферных слоев с изменяемым составом, которые позволяют плавно перейти к нужной постоянной кристаллической решетки и ширине запрещенной зоны.

В данной работе были изготовлены и исследованы фотодиоды с метаморфным буферным слоем (МБ) на подложке GaAs, имеющие фоточувствительность до 1.65 мкм на уровне 50% от максимума фоточувствительности. Исследуемые фотодиодные гетероструктуры были получены методом МОСГЭ при пониженном давлении (100 мбар) в горизонтальном реакторе на установке AIX 200 RF. Температура и скорость роста фотодиодной структуры составили 570°C и 0.5 нм/сек соответственно.

Процесс формирования МБ слоя заключался в постепенном увеличении концентрации In по квазикорневому закону от 7 до 53%. Данный слой обеспечивает переход от периода решетки $GaAs$ к периоду решетки $In_{0.53}Ga_{0.47}As$, а постепенное уменьшение градиента концентрации In позволяет снизить плотность дислокаций вблизи поверхности роста и повысить качество эпитаксиальных слоев [3]. Содержание Al оставалось неизменным на протяжении всей толщины слоя и составило примерно 8%.

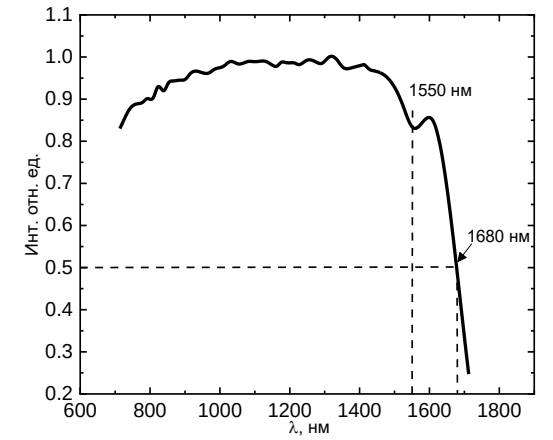


Рис.1. – Спектр фоточувствительности.

На основе данных структур изготовлены фотодиоды с диаметром мезаструктуры 1.4 мм с толщинами фоточувствительной области 0.5 и 1 мкм. С целью исследования приборных характеристик получены спектры фототока, ВАХ и значение фоточувствительности на длине волны 1.55 мкм. Спектр фототока имеет максимум на длине волны 1.3 мкм, длина волны 1.55 мкм располагается на уровне 83% максимума интенсивности спектра фототока (рис.1). Значения фоточувствительности на длине волны 1.55 мкм для фотодиодов с толщинами фоточувствительной области 0.5 и 1 мкм составили 0.53 и 0.6 А/Вт, соответственно, при этом плотность темнового тока при обратном смещении -2 В составила 3×10^{-6} A/cm^2 и 3×10^{-4} A/cm^2, соответственно.

Таким образом, технология получения МБ слоев InAlGaAs для InGaAs фотодиодов телекоммуникационного диапазона длин волн, на подложках GaAs является перспективной и может быть использована для создания коммерческих фотодетекторов.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации, проект № FSWR-2022-0007.

[1] Sun, et. al, Sci. Mater. Electron. 28, 745 (2017).
[2] Z. Zhang, et. al, J. Cryst. Growth 243, 71 (2002).
[3] J. Tersoff, Applied Physics Letters, 693, 62 (1993).

Перестройка частоты непрерывных микродисковых терагерцовых квантово-каскадных лазеров

Белов Д.А.[1], Иконников А.В.[1], Ушаков Д.В.[2], Афоненко А.А.[2], Павлов А.Ю.[3], Галиев Р.Р.[3], Кузьменков А.Г.[4], Малеев Н.А.[4], Васильев А.П.[5], Зубов Ф.И.[6], Максимов М.В.[6], Хохлов Д.Р.[1], Хабибуллин Р.А.[3,7]

[1]*МГУ им. М.В. Ломонова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1*
[2]*БГУ, 220030, Минск, пр. Независимости, 4*
[3]*ИСВЧПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный пр., 7/5*
[4]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[5]*НТЦ Микроэлектроника РАН, 19021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[6]*СПб АУ РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8*
[7]*МФТИ, Физтех, 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9.*

Терагерцовые квантово-каскадные лазеры (ТГц ККЛ) считаются одними из наиболее перспективных излучателей в ТГц диапазоне частот. Благодаря своей компактности, ТГц ККЛ имеют перспективы широкого применения за пределами лабораторных условий, однако для этого всё ещё требуется улучшение их рабочих характеристик. Среди требований, предъявляемых к ТГц ККЛ практикой, можно выделить возможность работы в одномодовом режиме, высокие рабочие температуры и возможность перестройки частоты генерации. Подобных характеристик помогает достичь исполнение ТГц ККЛ в виде микродиска – резонатора малых размеров с осевой симметрией, способного поддерживать моды шепчущей галереи (МШГ) [1]. Высокая добротность этих мод в сочетании с малыми размерами резонатора дает возможность существенно снизить порог генерации, что, в свою очередь, делает лазер пригодным к работе в непрерывном режиме. Кроме того, МШГ в небольших резонаторах характеризуются большим межмодовым расстоянием, что весьма удобно для достижения одночастотной генерации.

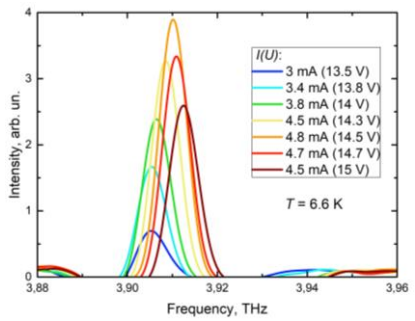


Рис.1. – Спектры излучения основной моды микродискового ТГц ККЛ диаметром 30 мкм при температуре 6,6 К.

В настоящей работе исследовались микродисковые ТГц ККЛ диаметром 30–100 мкм, работающие в непрерывном режиме. Исследуемые ТГц ККЛ на основе двухфотонного дизайна активной области с двойным металлическим волноводом полностью изготовлены в России. Оптимизация зонного дизайна и малые размеры резонатора позволили достичь крайне малых пороговых токов (до 2,4 мА). Спектральные характеристики микродисковых ККЛ, измеренные в диапазоне температур 5–90 К со сканированием по току (рис. 1), показывают преимущественно одночастотный режим работы лазеров. При изменении рабочего напряжения наблюдается существенный синий сдвиг частоты генерации (рис. 2) до 10 ГГц, что связывается с эффектом затягивания мод. Дополнительно представлены вольтамперные и мощностные характеристики микродисковых ККЛ.

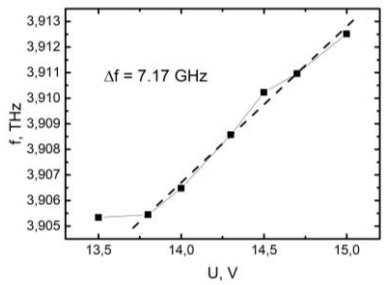


Рис.2. – Перестройка частоты микродискового ТГц ККЛ диаметром 30 мкм.

Работа выполнена при финансовой поддержке РНФ 21-72-30020. Д.А. Белов благодарит за поддержку фонд «БАЗИС» (грант № 23-2-10-29-1).

*[1] G. Fasching et al., IEEE journal of quantum electronics, **43**, 687-697 (2007).*

Генерация оптических импульсов наносекундного диапазона в InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазерах с помощью низковольтного GaAs-тиристора

Жидяев К.С., Чигинева А.Б., Байдусь Н.В., Самарцев И.В.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

В работе представлены результаты исследования особенностей генерации оптических импульсов наносекундной длительности в схеме, включающей линейку InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазеров и низковольтный GaAs-тиристор. Линейка гетеролазеров состояла из 2-х включенных параллельно активных областей полосковой геометрии (шириной 200 мкм и длиной 1 мм). Каждая активная область содержала две квантовые ямы InGaAs/GaAs и обеспечивала генерацию когерентного излучения на длине волны 970 нм. На торцы резонаторов наносились просветляющее и отражающее покрытия. Накачка линейки излучателей осуществлялась одиночными импульсами наносекундной длительности, полученными при разрядке конденсатора через низковольтный тиристор с напряжением переключения 32 В [1]. Конденсатор заряжался до напряжения 30 В, затем с помощью внешнего оптического управления тиристор переключался в открытое состояние, формируя импульс накачки, длительность которого задавалась емкостью конденсатора от 0.16 до 400 нФ.

Получены оптические импульсы длительностью 1–39 нс и с пиковой мощностью 1–29 Вт, соответственно (рис. 1, *a*). Уменьшение емкости конденсатора приводило к снижению пиковой оптической мощности излучения (рис. 1, *b*), что в первую очередь связывается не с особенностями гетеролазера, а с эффектами локализации тока в тиристоре, которые сильно влияют на эффективность генерации импульсов длительностью в несколько наносекунд [2]. Известно, что начальный этап перехода тиристора в открытое состояние характеризуется пространственной локализацией тока в базовых областях, что в случае сверхкоротких импульсов приводит к ограничению величины тока накачки лазеров.

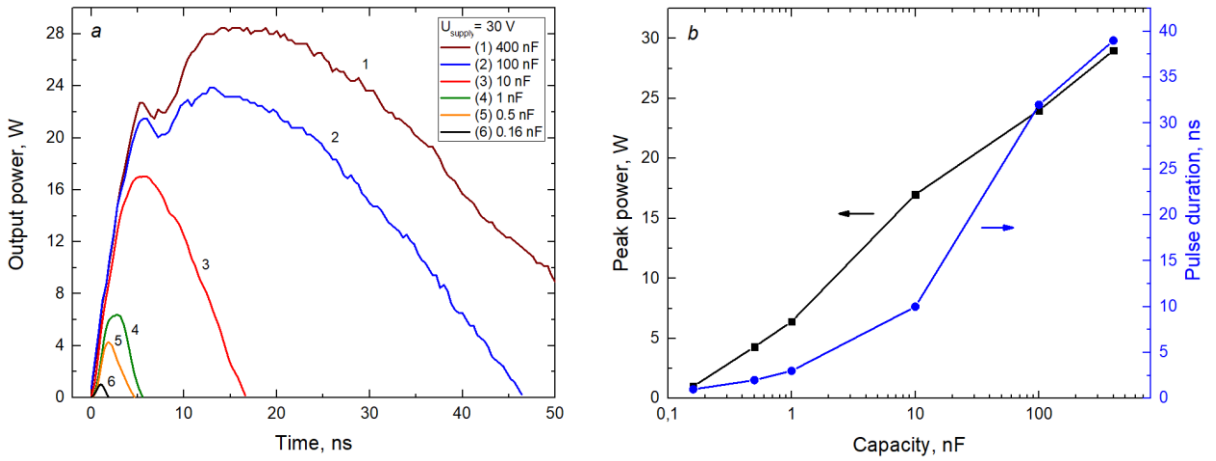


Рис. 1. – Динамика оптической мощности гетеролазера (a) и зависимость пиковой мощности и длительности импульсов от емкости конденсатора (b).

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства «Приоритет 2030» Министерства науки и высшего образования Российской Федерации.

*[1] К.С. Жидяев и др., Труды XXVIII Междунар. симп. «Нанофиз. и наноэл.», **2**, 648 (2024).*
*[2] S.O. Slipchenko et al., J. Appl. Phys., **121**, 054502 (2017).*

Температурная зависимость времени нарастания интенсивности ККЛ, излучающего в диапазоне длин волн 8 мкм

Черотченко Е.Д., Врубель И.И., **Михайлов Д.А.**, Мыльников В.Ю. Абдулразак С.Х., Дюделев В.В., Соколовский Г.С.

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

Впервые предложенные в 1971 году [1] квантово-каскадные лазеры (ККЛ) сегодня представляют собой перспективную платформу, адаптированную для самых разных приложений, таких как биомедицина, газоанализ, и многих других. Известно, что КПД ККЛ существенно ограничивается тепловыми процессами в лазере. Это вызывает необходимость тщательного управления температурным режимом для улучшения выходных характеристик. В зависимости от конкретного применения последние, обычно, включают выходную мощность, общий КПД и динамические свойства. В недавних работах [2,3] рассматривается распределение тепла внутри активной области ККЛ и метод тепловых измерений внутри ККЛ. Однако, точное описание динамики ККЛ оказывается нетривиальной задачей. Большинство моделей, основанных на скоростных уравнениях, используют идеализированную ступенчатую накачку или игнорируют температурную зависимость. В данной работе мы моделируем температурную зависимость времени нарастания интенсивности с использованием модифицированной системы уравнений скорости, учитывающей выделение джоулева тепла внутри активной области устройства. В частности, учитывается реальный профиль импульса накачки и термическая зависимость различных скоростей релаксации в системе. Помимо этого, мы сравниваем результаты с выводами разработанного нами аналитического подхода и показываем качественное и количественное совпадение.

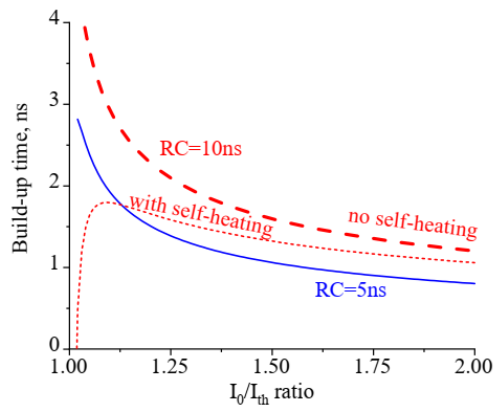


Рис.1. – Время нарастания моделируется с помощью системы скоростных уравнений. Сравниваются два случая для времени нарастания накачки RC = 10 нс (красные линии) при включении и отключении саморазогрева (джоулевой энергии, выделяемой внутри активной области). Для сравнения представлена кривая для более умеренного тока накачки, характеризующегося RC = 5 нс.

На рис.1. приведено сравнение двух случаев: время нарастания интенсивности с учётом выделенного тепла внутри активной области ККЛ. и без него. Результаты модели показывают, что нагрев сокращает время нарастания интенсивности по сравнению с моделью без температуры. Постоянное соотношение примерно 1,4 между синей и красной линиями во всем диапазоне предполагает, что характеристики источника питания, выраженные в терминах времени нарастания накачки (RC на графике), обеспечивают корневую зависимость в формировании времени нарастания интенсивности. В результате мы показываем, что чтобы обеспечить правильное значение времени нарастания и устранить немонотонный характер его тепловой зависимости, необходимо тщательное измерение порогового тока, а также учёт роли теплоотвода после первых 50 нс работы лазера [2].

Работа выполнена при поддержке РНФ (Грант № 21-72-30020)

[1] Kazarinov, R. F. and Suris, R. A., Soviet Physics Semiconductors 5(4), 707–709 (1971)
[2] Vrubel, I. I. et al.," Nanomaterials 13(23) (2023)
[3] Врубель,И. И. et al. Письма ЖТФ, т.50, 7, 2024, с. 3 - 7

Формирование металлических контактов и диэлектрических просветляющих покрытий для каскадных фотоэлектрических преобразователей концентрированного солнечного излучения

Романчук А.К.[1], Малевская А.В.[1], Малевский Д.А.[1], Лебедева Н.М.[1], Нахимович М.В.[1], Шварц М.З.[1]

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул. 26*

В XXI веке использование солнечной энергии становится все более актуальным из-за истощения ископаемых ресурсов и сопутствующих этому экологических проблем из-за их добычи и использования. Одним из вариантов на пути решения обозначенной проблемы является поиск новых технических и технологических решений для высокоэффективных полупроводниковых фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) солнечного излучения [1].

Данная работа посвящена трёхкаскадным ФЭП на основе гетероструктур GaInP/GaInAs/Ge. В трёхкаскадных ФЭП, в сравнении с однокаскадными, более эффективно преобразовывается энергия квантов солнечного излучения широкого спектрального диапазона, что обеспечивает увеличение КПД прибора.

На эффективность ФЭП солнечной энергии могут влиять: дефекты контактной сетки, просветляющих покрытий, сколы и механические повреждения, неконтролируемое подтравливание структуры при химической обработке и пр. [2]. Преобразование концентрированного солнечного излучения требует тщательного проектирования рисунка (топологии) контактной системы ФЭП. Целью исследования является поиск решений для процессов изготовления омических контактов, просветляющих покрытий и разделительной меза-структуры каскадных ФЭП различных типоразмеров [3], а также анализ влияния топологии и режимов постростовых операций приборов на их фотоэлектрические параметры.

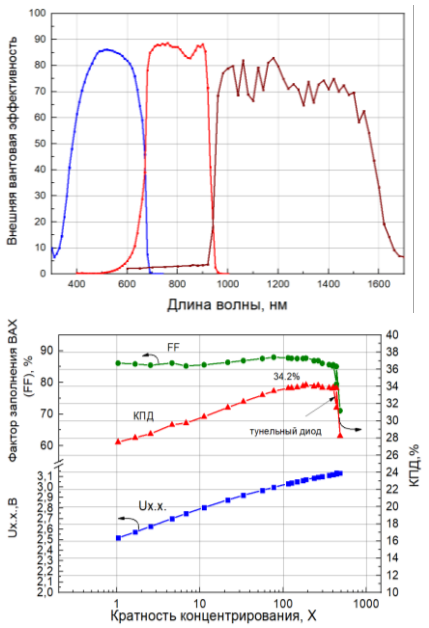


Рис. 1. – Фотоэлектрические характеристики. ФЭП

Для проведения исследования были изготовлены ФЭП с размером фоточувствительной области 2.8x2.8 мм, 5.5x5.5 мм и 10x10 мм. Были измерены спектральные характеристики ФЭП. Эффективность ФЭП определялась по вольт-амперным характеристикам, регистрируемым при различных уровнях энергетической освещённости (кратности концентрирования излучения). Проведен анализ влияния различных дефектов на фотоэлектрические характеристики ФЭП. Для выявления дефектов использовались методы сканирующей электронной микроскопии и контроля электролюминесценции.

Установлена степень влияния поверхностных механических дефектов на характеристики изготавливаемых ФЭП. Проведена оценка максимально достижимых КПД ФЭП различной топологии в диапазоне кратностей концентрирования солнечного излучения 1-1000 солнц.

[1] SolarPower Europe. Global Market Outlook for Solar Power 2022-2026. Брюссель: SolarPower Europe, 2022. 100 с. URL: https://www.solarpowereurope.org/global-market-outlook-for-solar-power-2022-2026

[2] С.Б. Мусалинов, А.П. Анзулевич, И.В. Бычков, А.С. Гудовских, М.З. Шварц, Физика и техника полупроводников, ***51*** *(1), 89-93 (2017)*

[3] А.В. Малевская, Н.Д. Ильинская, В.М. Андреев, Письма в ЖТФ, ***45*** *(24), 14-16 (2019)*

Оптимизация переключения мемристорных структур на основе HfO_x с использованием электронно-лучевого воздействия

Залялов Т.М.[1,2], Воронковский В.А.[1], Герасимова А.К.[1], Исламов Д.Р.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Академика Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1*

Одной из актуальных в настоящее время задач в области твердотельной микроэлектроники является создание энергоэффективных и энергонезависимых элементов памяти, обеспечивающих возможность создания матриц памяти высокой информационной емкости. Такая память, для конкуренции с широко распространенной flash-памятью, должна демонстрировать большой ресурс и высокую скорость чтения/записи, а также низкое энергопотребление. Одним из типов памяти, удовлетворяющих выдвинутым критериям, является резистивная память. Резистивная память (ReRAM – Resistive random-access memory) – энергонезависимый тип памяти со структурой металл-диэлектрик-металл либо металл-диэлектрик-полупроводник, принцип действия которого основывается на обратимом изменении сопротивления диэлектрического слоя под воздействием электрического поля. В резистивной памяти филаментарного типа изменение сопротивления происходит при достижении переключающего напряжения за счет формирования и разрушения тонкого проводящего канала (филамента) в диэлектрическом слое, соединяющего электроды мемристора. Переключение при этом происходит, как минимум, между двумя состояниями – с низким и с высоким сопротивлением. К нерешенным проблемам мемристорных структур можно отнести необходимость их формовки – процесса зарождения проводящего филамента при приложении электрического поля достаточной величины к исходной структуре. Как правило, напряжение формовки значительно превышает напряжение переключения мемристора. Также проблемным является изменение напряжения переключения состояния во время циклической перезаписи информации в ячейку памяти, возникающее, вероятно, ввиду случайности процесса формирования и разрушения филамента, а также образования конкурирующих филаментов.

Одним из перспективных, но мало изученных, способов улучшения стабильности резистивных переключений от цикла к циклу, а также от элемента памяти к элементу является использование электронно-лучевого воздействия на диэлектрический слой мемристора в области, сопоставимой по размерам с поперечным сечением филамента. Ранее авторами было показано, что такое воздействие на слой HfO_x приводит к его локальной кристаллизации в облучаемой области [1]. Поскольку оксид гафния является одним из наиболее перспективных материалов для использования в качестве диэлектрического слоя мемристора, представляет собой интерес применение локального электронно-лучевого воздействия на слой HfO_x для создания мемристоров на его основе с филаментом, сформированным полностью или частично на этапе их изготовления. В данной работе проведено исследование электрофизических свойств таких мемристоров, а также их сравнение с мемристорами, изготовленными без использования локального электронно-лучевого воздействия на слой оксида гафния. Изучено влияние различного количества циклов переключения на вольт-амперные характеристики (ВАХ) таких мемристоров в состояниях с высоким и низким сопротивлением. Произведены измерения и анализ ВАХ в этих состояниях при различных температурах. Показано, что напряжение формовки облученных мемристоров близко к напряжению переключения их состояния, а разброс напряжений переключения и проводимости структур после различного количества циклов переключения состояния значительно уменьшился.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 24-19-00650).

*[1] A. K. Gerasimova et al., SN Appl. Sci., **2**, 1 (2020).*

Высокоэффективные фотопреобразователи мощного лазерного излучения ближнего ИК диапазона

Минтаиров М.А., Евстропов В.В., Калюжный Н.А., Малевская А.В., Минтаиров С.А., Салий Р.А., Шварц М.З.

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

В лаборатории фотоэлектрических преобразователей (ФЭП) и созданной на ее базе молодежной лаборатории наногетероструктурных излучателей и фотоприемников ФТИ им Иоффе развиты технологические подходы создания высокоэффективных ФЭП лазерного излучения (ЛИ) ближнего ИК диапазона для систем передачи энергии. Помимо технологии создания ФЭП ЛИ на основе изопериодных систем AlGaAs/GaAs (оптимальный диапазон λ=800-860 nm) и $In_{0.53}Ga_{0.47}As$/InP (λ до 1650 nm) разработана метаморфная эпитаксиальная технология, позволяющая «настраивать» край поглощения активной области ФЭП для преобразования практически любого монохроматического излучения «микронного» диапазона. ФЭП на основе метаморфных гетероструктур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии, показали рекордные КПД: более 52% для λ=1060 nm и 55% для λ=1020 nm (4-7 W/cm^2) [1,2]. При этом, было продемонстрировано высокое качество материала эпитаксиального p-n перехода, выращенного на метаморфных слоях [3].

Тем не менее, актуальной задачей остается повышение одного из важнейших для систем передачи энергии параметра – мощности преобразуемого ЛИ. Ранее для разработанных традиционных AlGaAs/GaAs гетероструктур, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии, с помощью комплекса технологий (инвертированный рост, встроенный отражатель, оптимизация контактов и др.) получен прорывной результат по сочетанию высокой эффективности и мощности преобразования: ЛИ с λ= 850 nm: КПД 62% при 100 W/cm^2, и >55% при 0.5 kW/cm^2 [4].

В данной работе демонстрируется возможность дальнейшего улучшения энергоэффективности ФЭП при высокой мощности падающего ЛИ за счет оптимизации шаблона контактной сетки для всех указанных типов ФЭП ЛИ. Оптимизация проводилась за счёт поиска оптимального расстояния между контактными шинками (W_c). Очевидно, что увеличение W_c приводит к уменьшению коэффициента затенения фотоприёмной поверхности прибора. Однако, при этом возрастают резистивные потери, связанные с растеканием тока между контактными шинками. На рис.1 представлен результат расчёта растекания тока при помощи модели, основанной на [5]. Установлено, что зависимость оптимальной W_c от ширины запрещённой зоны (E_g) *p-n* перехода ФЭП близка к линейной. Расчёт произведён для трёх типичных значений сопротивления слоя растекания (R_{SHEET}). Исследования экспериментальных ФЭП с различными W_c показали, что использование разработанной методологии для конструирования контактной сетки позволяет на добавлять порядка 1.5-2 абс. % к КПД ФЭП на основе AlGa(In)As/GaAs и InGaAs/InP гетероструктур.

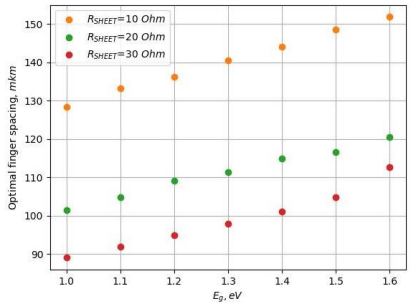


Рис.1. – Зависимость оптимально расстояния между контактными шинками ФЭП от ширины запрещенной зоны

[1] N.A. Kalyuzhnyy, et.al, AIP Conf. Proc., v.2298, #030001-2020 (CPV-16; Denver, USA; 2020)
[2] N.A. Kalyuzhnyy, et.al, Sol. Energy Mater. Sol. Cells, 2020, 217, p. 110710.
[3] M.A. Mintairov, et.al, Sol. Energy Mater. Sol. Cells, v.264, 2024, p. 112619
[4] N.A. Kalyuzhnyy, et.al, Sol. Energy Mater. Sol. Cells, v.262, 2023, p. 112551
[5] M.A. Mintairov, et.al, Semiconductuts, v 50 (7), 2016, p. 987

Исследование шумов схем считывания и NETD фотоприемников

Козлов А.И., Латорцева Л.А.

РАН, 630084, Новосибирск, ул. Республиканская, д.12, оф.24. e-mail: aikozlov13@mail.ru.

Фундаментальные исследования шумов схем считывния фотосигналов и анализ эквивалентной шуму разности температур (NETD) фотоприемников (ФП) обеспечивают создание принципиально новых прорывных технологий и лидирующее положение России в будущем мире [1]. К.т.н. Козлов Александр Иванович, Савушкина Ольга Ивановна и к.ф.-м.н. Харламов[3] Алексей Георгиевич, проводят самостоятельные фундаментальные исследования по наиболее перспективным направлениям, определяемым внутренней логикой развития науки и потребностью генерации новых научных знаний. Указанные исследования обладают расширяющейся индустриальной областью применения в передовых IT-производствах и в перспективных научных исследованиях [1]. Однако на начальном этапе конкретные изделия не прогнозируются.

Итак, шумовой ток, вводимый в устройство, будет зависеть от шумов МДП-транзисторов, внутреннего сопротивления, квантовой эффективности и условий применения ФП. Аналитические значения NETD инфракрасного (ИК) ФП оценивается как отношение напряжения шума (U_n) системы, включающей ИК фотодетектор (ФД) и канал мультиплексора, к температурной чувствительности ИК ФД при данной квантовой эффективности η [1]. Напряжение шума (U_n) системы "ИК ФД — канал мультиплексора", приведенное к ёмкости интегратора, вычислялось как функция параметра R_0A или темнового тока I_{dark} при температуре фона T_{bkg}=300 K и апертурном угле Θ=30° [1].

Обычно требуется обеспечить режим "ОФ", в котором параметры ИК ФП определяются шумом фонового излучения. Несложно получить выражение для NETD ИК ФП от параметров выбранной технологии. Иногда обеспечить режим "ОФ" оказывается затруднительно: коэффициент ввода сигнального фототока остается достаточно высоким, но дифференциальное сопротивление ФД существенно снижается и температурное разрешение определяется *1/f*-шумами входных транзисторов в ячейках мультиплексора. В режиме ОФ NETD обратно пропорционально корню квадратному из времени накопления t_{int} - $NETD \approx 1/(t_{int})^{1/2}$, поэтому в случае, когда температурное разрешение определяется *1/f*-шумом входных транзисторов в ячейках мультиплексоров, соотношение вклада шумов в величину NETD должно быть проверено более тщательно, потому что прямая пропорциональность: $NETD \approx (t_{int})^{1/2}$ следует из выражения для Δμ-зависимой модели *1/f*-шума [1].

ИК ФП на основе МСКЯ (λ_{max}≈9 μm) обеспечивают хорошую NETD при параметре R_0A более 500 Ом см^2 и квантовой эффективности η≥0.1 [1]. Зарядовая емкость интегратора мультиплексора: $Q_{ROIC}=C_{int}\,E_p$. В типичных ИК ФП при квантовой эффективности η=0.1 зарядовая емкость интегратора (Q_{ROIC}) не требуется более 14 пКл; при η=0.15 достаточно Q_{ROIC}=17-20 пК [1]. В диапазоне длин волн максимума спектральной чувствительности λ_{max}≈8.5-9.5 μm ИК ФП при η=0.1-0.2 предоставляет хорошее (6-7) mK температурное разрешение, практически независимо от квантовой эффективности η, поскольку NETD определяется шумом фонового излучения [1]. В диапазоне λ_{max}≤10-11 μm NETD ФП при η=0.1-0.2 меньше, чем NETD ФП при η=0.3-0.4 [1]. Отметим, что квантовая эффективность η=0.1-0.2 более соответствует МСКЯ-фотодетекторам, а η=0.3-0.4 ближе к фотодетекторам на основе сверхрешеток. При дальнейшем увеличении λ_{max} наблюдается рост NETD с преимуществом для бóльших значений квантовой эффективности η фотодетекторов [1].

[1] А.И. Козлов, А.Г. Харламов, Обзор-исследование: Искусство нано- и микрофотоэлектроники для конгруэнтности базовых элементов при создании фотоприемников сверхвысокой размерности и микротепловизоров в разных спектральных диапазонах, Новосибирск, Изд.: "А.И.Козлов" (2023).

Связанное состояние в континууме типа Фридриха-Винтгена в электрической мостовой схеме Уинстона

Карабанов Г. Р.[1,2], Горбацевич А. А.[1,2]

[1]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53*
[2]*НИУ «МИЭТ», 124498, Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, 1*

Связанные состояния в континууме (ССК) – это волны, которые остаются локализованными, даже если они сосуществуют с непрерывным спектром состояний рассеяния, которые могут уносить энергию. Впервые концепция ССК была предложена фон Нейманом и Вигнером в квантовой механике. Позже были предложены и другие механизмы ССК в различных областях физики, многие из которых наблюдались в экспериментах с электромагнитными, акустическими и водными волнами [1]. Можно выделить три основных механизма образования ССК: симметрийный – в силу симметрии состояние ССК ортогонально состояниям котинуума (непрерывного спектра); Фабри-Перо – собственная частота резонатора совпадает с нулем коэффициента прозрачности зеркал; Фридриха-Винтгена – рассеяние энергии не происходит в силу деструктивной интерференции состояний рассеяния в канале излучения. Механизм Фридриха-Винтгена соответствуют наиболее общему ССК, который наблюдается в системах, обладающих двумя взаимодействующими резонансами, связанными с одним и тем же каналом излучения. Для приборных приложений ССК интересны тем, что позволяют получить резонансы со сверхвысокой добротностью.

В ходе исследований, мотивированных недавними экспериментальными достижениями в реализации различных квантовых состояний с использованием электрических цепей [2] были разработаны электрические модели ССК, основанные на *LC* резонаторах. В частности, был предложен электрический аналог оптического резонатора Фабри-Перо, в котором существует ССК [3] и разработана электрическая модель цепочек сильной связи (модель Су-Шриффера-Хигера) из квантовой механики [4]. Однако не было предложено электрических схем, обладающих ССК типа Фридриха-Винтгена. В данной работе впервые показано существование ССК типа Фридриха-Винтгена в мостовой схеме.

Аналитический расчет показал, что в общем случае мостовой схемы существует особый класс ССК, не связанный ни с симметрией системы, ни с ССК типа Фабри-Перо. Это объясняется тем, что в общем случае мостовая схема Уинстона не обладает симметрией и принципиально отличается от электрических аналогов оптических резонаторов Фабри-Перо. Таким образом, такое ССК соответствует более общему типу Фридриха-Винтгена. Установлено соответствие параметров рассматриваемого ССК в мостовой схеме с параметрами квантово-механического ССК в модели сильной связи и показано, что существование ССК осуществляется за счет условия баланса моста на некоторой характерной частоте ω и определенным образом подобранного значения мостового импеданса, зависящего от параметров схемы. Моделирование прототипа мостовой схемы в программном пакете Advanced Design System 2021 позволили верифицировать результаты аналитического расчета и подтвердить существование ССК в спектре АЧХ. Кроме того, была показана связь между ССК и эллиптическими фильтрами.

Таким образом, ССК можно использовать в электронике для проектирования как узкополосных фильтров с высокой добротностью, так и широкополосных фильтров с высокой степенью затухания на частоте среза, а также высокочувствительных сенсоров.

Работа выполнена при поддержке проекта №075-03-2020-216 (код 0719-2020-0017).

*[1] Hsu C. W. et al., Nature Reviews Materials, **1**, 1-13, (2016).*
*[2] Lee C. H. et al., Communications Physics, **1**, 39 (2018).*
*[3] A. Alu et al., Laser & Photonics Reviews, **17**, 2200308 (2023).*
*[4] Li Z. et al., Appl. Phys. Lett., **116**, 263501 (2020).*

Генерация при комнатной температуре в полосковых лазерах рекордно-малой длины, сформированных ионным пучком

Крыжановская Н.В.[1], Махов И.С.[1], Комаров С.Д.[1], Образцова А.А.[1], Н.А. Фоминых[1], Черненко Н.Е.[2], Шандыба Н.А.[2], Солодовник М.С.[2], Жуков А.Е.[1]

[1]*НИУ ВШЭ, 194100, Санкт-Петербург, ул. Кантемировская, д. 3 корп. 1, лит. А*
[2]*Южный федеральный университет,347922 Таганрог, Россия*

Лазер для оптоэлектронных интегральных схем должен сочетать малые размеры с простотой изготовления и возможностью интеграции с другими элементами. Недостатками вертикально-излучающих лазеров являются требование высокой точности толщин слоев, большая толщина эпитаксиальной структуры и вертикальный вывод излучения. В этом отношении лазеры с резонатором Фабри-Перо (ФП) являются превосходной альтернативой, поскольку характеризуются простотой как эпитаксиальной структуры, так и процесса изготовления, а кроме того обладают направленным выводом излучения, позволяющим использовать ввод в торец. Однако, такие традиционные методы их изготовления, как скалывание граней и напыление высокоотражающих покрытий несовместимы с интегральной технологией.

Нами исследованы ФП-лазеры с зеркалами, сформированными сфокусированным ионным пучком (ФИП), с длиной резонатора от 250 от 50 мкм. Активная область представляет собой 6 рядов квантовых точек (КТ) InGaAs, формируемых не по механизму Странского-Крастанова. Такие КТ обладают чрезвычайно высоким максимальным усилением (около 70 см$^{-1}$ на слой) [1], что позволяет компенсировать рост потерь в столь коротких резонаторах. Ширина полоска была 50 мкм. Было обнаружено, что при комнатной температуре лазерная генерация возникает при всех исследованных длинах резонатора. Хотя диоды наименьшей длины фактически представляют собой квадраты, лазерная генерация в них происходит на моде резонатора Фабри-Перо, а не на замкнутой моде, о чем свидетельствует межмодовый интервал около 2.72 нм (вставка к рис. 1). Пороговая плотность тока при этом составила всего 3.53 кА/см^2. Длина волны генерации закономерно сдвигается в коротковолновую сторону при уменьшении длины полоска, что обусловлено ростом оптических потерь, без перескоков на возбужденные оптические переходы. Лазеры, изготовленные с помощью ФИП, демонстрируют такое же поведение, что и лазеры со сколотыми гранями, изготовленными для сравнения, что говорит о близком значении коэффициентов отражения граней в обоих случаях. Полагая их равными 30%, наибольшие оптические потери оценены равными 240 см$^{-1}$. Таким образом, максимальное модовое усиление составляет не менее 40 см$^{-1}$ на один слой КТ.

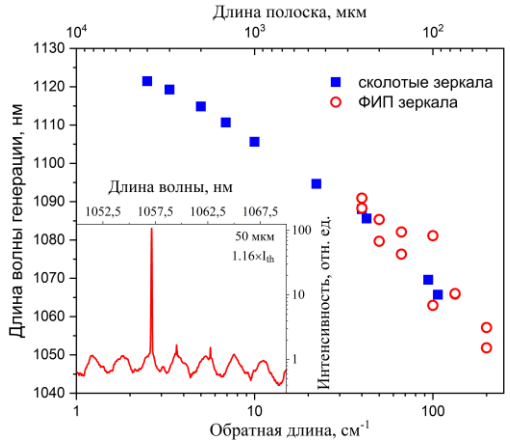


Рис.1. – Длина волны генерации от длины резонатора: сколотые грани (квадраты) и зеркала, полученные ионным пучком (круги). Вставка: спектр генерации полоска длиной 50 мкм.

Таким образом, нами показано, что травление сфокусированным ионным пучком позволяет формировать лазерные зеркала приемлемого качества, давая способ изготовления микролазеров в составе оптоэлектронных интегральных схем. Достигнута генерация для длины полоска всего 50 мкм, что, насколько нам известно, является наименьшим значение длины резонатора полосковой конструкции без отражающих покрытий.

Лазеры изготовлены в рамках проекта «Зеркальные лаборатории» НИУ ВШЭ и ЮФУ.

[1] A.M. Nadtochiy, et al., J. Lightwave Technol. ***39****(23), 7479–7485 (2021)*

Гетероструктуры AlGaAs/GaAs для лазеров терагерцового диапазона, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии

Багаев Т.А.[1], Ладугин М.А.[1], Мармалюк А.А.[1], Данилов А.И.[1], Ушаков Д.В.[2], Афоненко А.А.[2], Зайцев А.А.[3], Маремьянин К.В.[4], Морозов С.В.[4], Гавриленко В.И.[4,5], Галиев Р.Р.[6], Павлов А.Ю.[6], Пушкарев С.С.[6], Пономарев Д.С.[6], Хабибуллин Р.А.[5,6]

[1]*АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, 3*
[2]*Белорусский государственный университет, 4220030, Беларусь, Минск, пр. Независимости, 4*
[3]*Национальный исследовательский университет "МИЭТ", 124498, Москва, Зеленоград, Площадь Шокина, 1*
[4]*Институт физики микроструктур РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105*
[5]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[6]*Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г. Мокерова РАН, 117105, Москва, пр. Нагорный, 7, стр.5*

Методом МОС-гидридной эпитаксии выращены многослойные GaAs/AlGaAs гетероструктуры на для квантово-каскадных лазеров с частотой генерации около 3.8 ТГц. Выращенные гетероструктуры продемонстрировали высокое структурное качество и малое отклонение от толщины периода заданного дизайна (менее 1%). На их основе изготовлены квантово-каскадные лазеры терагерцового диапазона. Излучатели в конструкции с двойным металлическим волноводом демонстрировали генерацию на частоте 3,8 ТГц, которая сохранялась до 100 К.

Сверхрешетка AlGaAs/GaAs выращена методом эпитаксии с применением металлорганических соединений и гидридов III и V групп периодической системы Д.И. Менделеева соответственно. В качестве подложки использовался GaAs (100). Диапазон температур составлял 650–800 °С при давлении в реакторе 5–10 кПа. Для получения слоев n-типа проводимости использовался SiH_4. Источниками Ga, Al и As служили триэтилгаллий, триметилалюминий и высокочистый арсин, соответственно. Скорость роста слоёв GaAs в активной области ККЛ составляла 19,1 МС/мин, а $Al_{0.15}Ga_{0.85}As$ – 22,7 МС/мин.

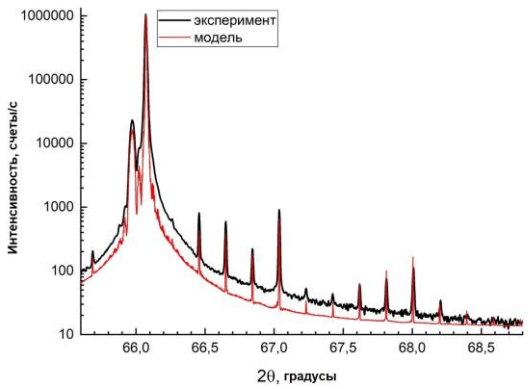


Рис.1. – Рентгеновская кривая дифракционного отражения в режиме θ/2θ-сканирования для гетероструктуры ТГц ККЛ GaAs/AlGaAs, отражение (004), излучение $CuK_{\alpha 1}$.

Многослойная гетероструктура для ККЛ состоит из 185 повторений активного модуля, содержащего четыре квантовые ямы $GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As$.

Высокое качество полученной гетероструктуры для ТГц ККЛ подтверждается рентгеновской кривой дифракционного отражения (КДО) от плоскостей (004), измеренной в режиме θ/2θ-сканирования на дифрактометре (CuK_{α}-излучение, λ = 1,5406 Å), которая представлена на рис. 1. Полученное значение среднего периода сверхрешётки составляет отклоняется от номинального значения на –0,38%.

Для определения переходных областей гетерограниц AlGaAs/GaAs, среднеквадратичных шероховатостей и их автокорреляционных функций проведен анализ ПЭМ (просвечивающая электронная микроскопия) изображений, выращенных МОС-гидридной эпитаксией гетероструктур. Существенных различий профиля гетеропереходов квантовая яма – барьер и барьер – квантовая яма не выявлено. Среднеквадратичные шероховатости гетерограниц составили 0.7 нм.

Формирование КТ InAs/GaAs низкой плотности методом МПЭ

Климко Г.В.[1], Серов Ю.В.[1], Галимов А.И.[1], Прасолов Н.А.[1], Седова И.В.[1], Сорокин С.В.[1]

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

Микрорезонаторные структуры с квантовыми точками (КТ) широко используются при создании источников одиночных и неразличимых фотонов, применяемых в системах оптических квантовых вычислений и квантовых коммуникаций. Отличительной особенностью таких структур является необходимость формирования массива КТ с низкой поверхностной плотностью. Наилучшие результаты на сегодняшний день, как по достигнутым параметрам, так и по яркости однофотонного излучения, продемонстрированы на структурах с КТ InAs, выращиваемых на подложках GaAs [1].

В настоящей работе мы представляем результаты контролируемого формирования методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) массива КТ InAs в матрице GaAs с поверхностной плотностью 10^9 см$^{-2}$ и менее, излучающих в спектральном диапазоне 900-1000 нм. Экспериментальные образцы содержали слои как зарощенных КТ для исследований методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при 77К и микро-ФЛ при 10К, так и сформированных в том же режиме на поверхности для дальнейшего анализа методом атомно-силовой микроскопии (АСМ). Температура, один из важнейших параметров осаждения КТ по механизму Странского–Крастанова (С-К), варьировалась в диапазоне 485-500°С. Контроль осуществлялся при каждом процессе по фиксации точки перехода реконструкции поверхности (2x4)As→c(4x4)As, регистрируемой методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБОЭ), при охлаждении пластины в потоке молекул As_4 после формирования слоя (буфера) GaAs. Номинальная толщина слоя InAs составляла ~ 1.7 МС, скорость роста КТ – ~0.01 МС/сек при соотношении потоков As/In ~500-800. При данных условиях МПЭ при отсутствии выдержки поверхности в потоке As_4 формируется массив КТ с высокой поверхностной плотностью ~10^{10} см$^{-2}$ и максимумом пика ФЛ в диапазоне длин волн 1000-1100 нм. Основным фактором, отвечающим за снижение плотности КТ в диапазон <10^9 см$^{-2}$, является процесс десорбции In в процессе выдержки поверхности КТ под потоком мышьяка. Продемонстрировано, что, отслеживая изменение интенсивности 3D рефлекса ДБОЭ, соответствующего КТ (проявляется при наблюдении 2D-3D перехода морфологии поверхности при достижении слоя InAs критической толщины С-К), можно осуществить контролируемое прерывание процесса десорбции In за счёт начала заращивания массива КТ слоем GaAs или при резком снижении температуры подложки. Показано, что на начальной стадии процесса десорбции In из островков происходит постепенное уменьшение их размеров при незначительном изменении поверхностной плотности. При этом наблюдается сдвиг максимума ФЛ массива КТ в сторону коротких длин волн с одновременным его уширением. Основное уменьшение плотности массива КТ наблюдается в момент, непосредственно предшествующий полному испарению материала с поверхности. Вышеописанный процесс требует непосредственного участия оператора установки МПЭ и является трудным для реализации программными средствами из-за девиаций температуры подложки от процесса к процессу. Низкая поверхностная плотность КТ в таких структурах подтверждена измерениями микро-ФЛ.

Работа поддержана госкорпорацией «Росатом» в рамках Дорожной Карты Квантовые вычисления (контракт №. 868-1.3-15/15-2021 от 05.10.2021 и контракт №. R2152 от 19.11.2021).

[1] X. Ding et al., arXiv:2311.08347 (2023).

Мощные лазерные линейки непрерывного режима работы на основе Al-free гетероструктур с КПД до 70%

Ладугин М.А.[1], Гультиков Н.В.[1], Яроцкая И.В.[1], Андреев А.Ю.[1], Рябоштан Ю.Л.[1], Мармалюк А.А.[1], Шестак Л.И.[2], Старынин М.Ю.[2], Панарин В.А.[2]

[1]*ООО «Сигм плюс», 117342, Москва, ул. Введенского, д. 3*
[2]*«НПП Инжект», 410033, г. Саратов, ул. Элмашевская, Владение 3А*

Изготовление мощных полупроводниковых лазерных линеек в спектральном диапазоне 770-880 нм, работающих в непрерывном режиме, является одной из сложных и востребованных задач для многих областей применения.

Сложности данного спектрального диапазона связаны с тем, что традиционно используемые полупроводниковые гетероструктуры AlGaAs/GaAs, содержащие алюминий в активной области, подвержены быстрой деградации лазерных характеристик из-за наличия вредных примесных атомов на поверхности сколотых граней. Наиболее перспективным способом увеличения мощности излучателей является использование гетероструктур, не содержащих алюминий в активной и волноводной областях (так называемые Al-free структуры) [1,2]. Данная работа посвящена разработке, изготовлению и исследованию мощных лазерных линеек непрерывного режима работы на основе высокоэффективных гетероструктур (In)GaAsP/GaInP/GaAs.

Все гетероструктуры InGaAsP/GaInP/GaAs были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии. Рост проводился на подложках n-GaAs (100) с разориентацией 10° по направлению <111>. Давление в реакторе поддерживалось в диапазоне 40-60 Торр. Температура роста изменялась в диапазоне 650-770 °C. Дизайн и конструкция квантово-размерных гетероструктур были выбраны с учетом необходимости достижения низких значений порогового тока прозрачности (~ 120 А/см^2) и внутренних оптических потерь (~ 1 см$^{-1}$), а также высокого дифференциального КПД (~ 88 %) и максимальной мощности.

Для исследования характеристик гетероструктуры из нее были изготовлены лазерные линейки длиной 5 и 10 мм и смонтированы на медный теплоотвод.

Оптимизация геометрии гетероструктур позволила добиться высокой оптической выходной мощности. Для 10-миллиметровых лазерных линеек, излучающих на длине волны 780 нм, максимальная мощность составила 200 Вт. Лазерные линейки длиной 5 мм, излучающие в диапазоне 850-860 нм, имели выходную оптическую мощность 23-24 Вт. Все изготовленные лазерные линейки продемонстрировали безотказность работы на протяжении более тысячи часов.

[1] Н.С. Дегтярева, С.А. Кондаков, Г.Т. Микаелян, П.В. Горлачук, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, Ю.Л. Рябоштан, И.В. Яроцкая. Квантовая электроника, ***43****, 509 (2013).*

[2] Н.В. Гультиков, К.Ю. Телегин, А.Ю. Андреев, Л.И. Шестак, В.А. Панарин, М.Ю. Старынин, А.А. Мармалюк, М.А. Ладугин. Квантовая электроника, ***53****, 8, 667 (2023).*

Амплитудные шумы вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 89х нм гибридной конструкции

Бобров М.А.[1], Блохин С.А.[1], Ковач Я.Н.[1], Блохин А.А.[1], Малеев Н.А.[1], Кузьменков А.Г.[1], Пазгалев А.С.[1], Марчий М.Н.[1], Васильев А.П.[2], Устинов В.М.[2]

[1]*Физико-технический институт, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*
[2]*НТЦ Микроэлектроники и субмикронных гетероструктур, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

В последнее время актуален вопрос минимизации габаритных размеров и энергопотребления различного рода квантовых сенсоров на основе паров атомов щелочных металлов [1]. Широкие перспективы в данном направлении открывают вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) [2]. Одним из важнейших параметров ВИЛ с точки зрения их применения в компактных квантовых сенсорах являются амплитудные шумы или шумы относительной интенсивности (англ. – relative intensity noise, RIN) при низких частотах, однако данному было вопросу уделено крайне мало внимания [3-5].

Настоящая работа посвящена исследованию шумов RIN одномодовых ВИЛ спектрального диапазона 89X нм, реализованных в рамках концепции гибридного оптического микрорезонатора с инжекцией носителей заряда через внутрирезонаторные контакты и ромбовидную токовую апертуру. Детальное описание конструкции ВИЛ представлено в работе [6].

Для измерения амплитудного шума в диапазоне частот 1 Гц-100 кГц использовался синхронный усилитель SR830 в режиме измерения плотности шумов в полосе 1 Гц. Частотная зависимость шумов RIN имеет два характерных участка: при частотах ниже 1 кГц наблюдается поведение, характерное для 1/*f*-шума, а при более высоких частотах – поведение, характерное для белого шума. Частота детектирования (отстройки) влияет на характер поведения зависимости шумов RIN от выходной оптической мощности ВИЛ: при частотах выше 10 кГц наблюдается обратно-пропорциональное падение шумов RIN ростом выходной оптической мощности с последующим насыщением на уровне -140 дБ/Гц, однако при меньших частотах наблюдается увеличение шумов и U-образное поведение. Следует отметить, что повышение температуры ведет к сдвигу области перехода 1/*f*-шума в белый шум в сторону больших частот, сопровождающееся некоторым ростом уровня белого шума. Более того, увеличение размера токовой апертуры ведет к снижению уровня белого шума. Полученные результаты исследований важны для создания лазерных излучателей для компактных квантовых сенсоров на основе паров атомов ^{133}Cs.

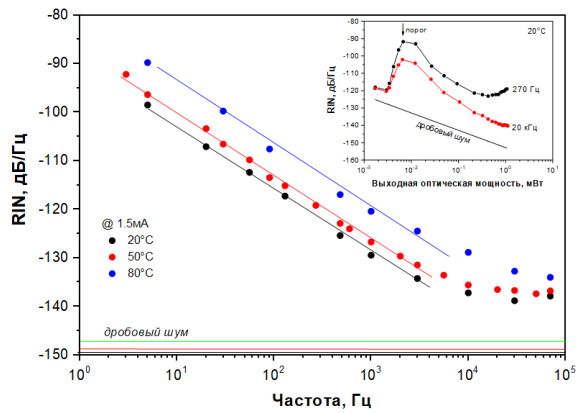


Рис.1. – Шумы RIN одномодового 89X нм ВИЛ при фиксированном токе и различной температуре. На вставке влияние выходной оптической мощности на шумы RIN

Исследования выполнены при частичной поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FFUG-2022-0011).

*[1] J. Kitching, Applied Physics Review **5** (3), 031302 (2018).*
[2] B.D. Padullaparthi, J.A. Tatum, K. Iga, VCSEL Industry: Communication and Sensing, Wiley-IEEE Press (2021).
*[3] F. Gruet et al., Optics Express **21** (5), 5781 (2013).*
*[4] H.P. Zappe et al., Proceedings of SPIE **3945**, 106 (2000).*
*[5] E. Kroemer et al., Applied Optics **55** (31), 8839 (2016).*
*[6] С.А. Блохин и др., Квантовая электроника **49** (2), 187 (2019).*

Исследование сенсорных характеристик оксида цинка, допированного цирконием, полученного методом программируемого совместного осаждения

Абаяратне И.[1], Гохель В.Р.[1], Симоненко Н.П.[2], Симоненко Т.Л.[2], Симоненко Е.П.[2], Насибулин А.Г.[1], **Федоров Ф.С.[1]**

[1]*Сколтех, 121205, Москва, Большой бульвар д.30, стр.1*
[2]*ИОНХ им. А.С. Курнакова РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., д. 31*

Качество воздуха внутри помещений во многом связано с содержанием CO_2, обнаружение и постоянный мониторинг которого требует использования надежных, экономичных и высокочувствительных детекторов. Среди различных детекторов, хеморезистивные металлооксидные полупроводниковые (МОП) газовые сенсоры считаются наиболее перспективными из-за простоты их изготовления, низкой стоимости, высокой чувствительности и мобильности [1]. Тем не менее, присутствие нескольких летучих органических соединений в окружающей среде, в том числе в выдыхаемом человеком воздухе, является серьезной проблемой для практических сценариев точной идентификации целевых газов, а многие МОП сенсоры не являются достаточно чувствительными к углекислому газу. Для решения этой проблемы, учитывая корреляцию между выдыхаемыми летучими органическими соединениями и CO_2 в помещении, известна концепция эквивалента CO_2 (CO_2eq), который представляет собой пересчитанный сигнал общего количества летучих органических соединений от единичного МОП сенсора. Использование мультисенсорных линеек может существенно улучить результаты детектирования CO_2, в рамках данной концепции.

В работе исследовались синтез и сенсорные характеристики оксида цинка, допированного цирконием. Были использованы два прецизионных метода — программируемое совместное осаждение для получения материала с различной степенью допирования, x%Zr:ZnO (x = 0,5, 1,0, 1,5, 2,5, 5,0 %), и микроплоттерная печать — для нанесения слоев на подложку SiO_2/Si мультисенсорного чипа. Были исследованы фаза и микроструктура полученных порошков в зависимости от содержания Zr и условий синтеза, а также тестировался хеморезистивный отклик мультисенсорного чипа на такие органические вещества как ацетон, изопропанол, изопрен, и т.д. для дальнейшего сопоставления с концентрацией CO_2, измеренной с помощью ИК-сенсора и методом масс-спектрометрии.

В результате исследования, мы выявили оптимальные протоколы синтеза материалов с наиболее высоким хемирезистивным откликом. Оптимальные материалы на основе оксида цинка допированного цирконием, продемонстрировали высокую аналитическую добротность. В частности, значения предела детектирования определяются как 50 ± 12, 167 ± 31, 75 ± 35, 61 ± 11 и 1276 ± 69 для ацетона, этанола, метанола, изопропанола и изопрена соответственно. Примечательно, что материал характеризуется самым низким пределом детектирования и высокой чувствительностью к ацетону, в то время как самое быстрое время отклика (13 – 27 с) и восстановления (19 – 29 с) наблюдается для паров изопропанола. Используя методы распознавания образов, при обработке векторного сигнала мультисенсорного чипа, удалось селективно различить летучие соединения и определить содержание CO2, в рамках концепции CO_2eq.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда No 21-73-10288, https://rscf.ru/en/project/21-73-10288.

[1] G.Korotchenkov, V.V. Sysoev, In Chemical sensors: comprehensive sensor technologies, Momentum Press, LLC, New York (2011).

НАНО- И ОПТОМЕХАНИКА

Взаимодействие между модами как ключ к управлению нелинейностью в наномеханических резонаторах

Шевырин А.А.[1,3], Погосов А.Г.[1,2], Бакаров А. К.[1,2], Шкляев А.А.[1,2], Naik A.[3]

[1]*ИФП СО РАН, 6030090, Новосибирск, ул. Лаврентьева, д.13*
[2]*Новосибирский государственный университет, 6030090, Новосибирск, ул. Пирогова, д.2*
[3]*CeNSe, Indian Institute of Science, 560012, C.V. Raman Road, Bangalore, India*

Нелинейные явления являются одной из главных тем в современных исследованиях наномеханических резонаторов [1,2]. В зависимости от решаемых задач, нелинейность возвращающей силы и диссипации может быть как преимуществом, так и недостатком. Нелинейные явления ограничивают динамический диапазон амплитуд при создании сенсоров, но, в то же время, могут использоваться для создания механических элементов памяти и кубитов, автоколебательных систем, сжатых состояний и в целом существенно расширяют круг наблюдаемых эффектов. В рамках настоящего доклада будет дан обзор современного состояния исследований нелинейных явлений в наномеханике и будет показано, что межмодовое взаимодействие дает один из наиболее гибких способов управления ими.

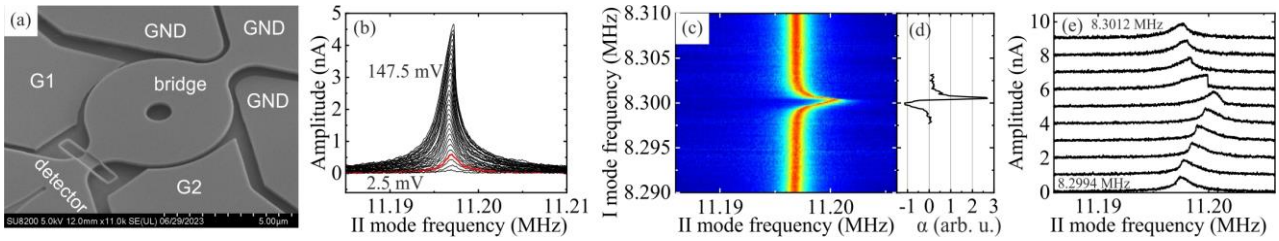


Рис.1. (a) СЭМ-изображение экспериментального образца; (b) Амплитуда a_{II} колебаний II моды в отсутствие возбуждения I моды; красным выделена кривая, соответствующая амплитуде возбуждения 17.5 мВ; (c) Амплитуда (цвет) колебаний II моды как функция частот возбуждения I и II мод; (d) Коэффициент $\alpha=\Delta f/a_{II}^2$(ось X), характеризующий степень нелинейности II моды как функция частоты (ось Y) возбуждения I моды. (e) Колебания II моды (при возбуждении на 17.5 мВ) демонстрируют нелинейность при переходе частоты возбуждения I моды через резонанс.

К примеру, в системе, изображенной на Рис. 1 (a) и созданной на основе AlGaAs/GaAs, наблюдается 5 колебательных мод: по две на каждый из электродов G1,G2 и одна, соответствующая колебаниям мостика (bridge). Все они детектируются путем измерения отклика кондактанса сужения (detector) двумерного электронного газа. При этом как пьезоэлектрический, так и емкостные эффекты играют роль в детектировании, что приводит к особенностям, также заслуживающим внимания.

Взаимодействие наблюдалось между парами мод G1-I и G1-II, а также G2-I и G2-II. Колебания каждой из мод I,II при индивидуальном возбуждении оставались относительно линейными в широком диапазоне амплитуд (см. Рис. 1(b)). Если же две моды возбуждались одновременно, то увеличение амплитуды колебаний одной моды приводило к (1) квадратичному сдвигу резонансной частоты второй моды (Рис.1(c,e)) и (2) развитию сильной нелинейности второй моды (Рис.1(d,e)). Как частота, так и амплитуда возбуждения I моды могут использоваться для контроля нелинейности II моды и наоборот. При этом возможно переходить от режима ужесточения к размягчению и компенсировать имеющуюся внутримодовую нелинейность, расширяя полезный динамический диапазон амплитуд.

По сравнению с иными методами контроля нелинейности — подбором геометрии, индуцированием статических изгибов, использованием электрических полей — предлагаемый метод применим in-situ, не ограничен геометрией образцов и требует лишь малоамплитудных сигналов.

Работа поддержана грантом РНФ №22-12-00343.

[1] C. Samanta et al., Nat. Phys., 19, 1340 (2023).
[2] A. Bachtold et al., Rev. Mod. Phys. 94, 045005 (2022).

Аномалии модулей упругости в вискерах квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности

Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г.

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

Среди наномеханических систем широко распространены закреплённые с обоих концов подвешенные нити, например – углеродные нанотрубки [1]. Как показали наши исследования, к числу таких же материалов могут быть отнесены вискеры квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (ВЗП) [2]. Материалы с ВЗП интересны тем, что ВЗП – электронный конденсат, обладающий свойствами пружины, способный передавать свою деформацию кристаллической решётке. Поэтому такие образцы могут работать как актюаторы. В них также наблюдались различные упругие аномалии, связанные как с однородной, так и с неоднородной деформацией ВЗП. При этом температурные аномалии модулей упругости вискеров, до сих пор не нашли единого объяснения. Если некоторые аномалии в области температур формирования ВЗП можно рассматривать на языке «включения» пружины [3], другие, например [4], едва ли можно описать на таком простом языке.

В докладе будут рассмотрены разные методики возбуждения и детектирования колебаний. В некоторых вариантах образцы сами являются актюаторами, в других – используются внешние приводы: электростатические силы в конфигурации полевого транзистора, пьезокерамика, структуры с ПАВ, кварцевые резонаторы. В частности, мы разработали комплексную методику исследования механических свойств вискеров [5], позволяющую регулировать натяжение вискера и возбуждать в нём высокочастотные (до ~60 МГц) вибрации (рис.1). Комбинируя методики возбуждения ВЧ механических вибраций с помощью пьезоактюаторов и гетеродинирования, нам удалось наблюдать различные механические моды в квазиодномерных проводниках: TaS_3, NbS_3, $(TaSe_4)_2I$.

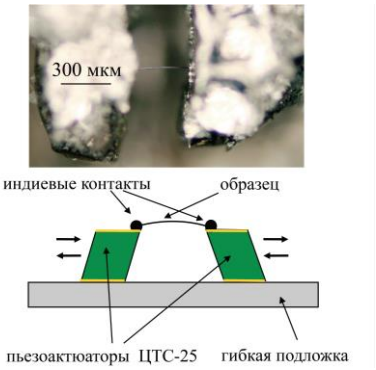


Рис.1. – Изображение образца TaS_3 подвешенного между пьезоактюаторами. Внизу: схема возбуждения колебаний.

Также в докладе будут рассмотрены аномалии упругих модулей, возникающие в квазиодномерных проводниках TaS_3 и $NbSe_3$ при изменении температуры. В TaS_3 наблюдались аномалии частоты некоторых мод колебаний в области 120 К. В $NbSe_3$ была исследована огромная аномалия модуля Юнга [4] — рост частоты изгибной моды на 6% вблизи 45 К. В конфигурации [4] колебания возбуждались с помощью электростатических сил, и аномалию удалось исследовать лишь в узкой области частот вблизи 70 МГц. В нашем эксперименте мы возбуждали колебания в образцах разной длины, используя пьезоприводы. Наблюдались различные резонансные моды. Для образцов длиной 475 мкм и 212 мкм в районе 45 К были обнаружены пики частот звукового резонанса: 6.1 МГц – рост на 0.7% и 13.5 МГц – рост на 1.5%, соответственно. Это существенно ниже, чем в [4]. Результат подтверждает высокочастотный характер аномалии и, предварительно, подтверждает предположение [4] о её связи с возбуждением плазмонной моды колебаний ВЗП.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 22-19-00783.

[1] V. Sazonova, Y. Yaish, H. Üstünel et al., Nature, 431, 284 (2004).
[2] В.Я. Покровский и др. УФН, 183, 33 (2013).
[3] V.Ya. Pokrovskii, A.V. Golovnya, and S.V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. B 70, 113106 (2004).
[4] Sh. Sengupta et al., PRL 110, 166403 (2013).
[5] M.V. Nikitin, S.G. Zybtsev, V.Ya. Pokrovskii and B.A. Loginov, Appl. Phys. Lett. 118, 223105 (2021).

Наномеханический резонатор как сенсор квазиодномерной плотности состояний

Шевырин А.А.[1], Погосов А.Г.[1,2], Бакаров А. К.[1,2], Шкляев А.А.[1,2]

[1] *ИФП СО РАН, 6030090, Новосибирск, ул. Лаврентьева, д.13*
[2] *Новосибирский государственный университет, 6030090, Новосибирск, ул. Пирогова, д.2*

Электронные системы пониженной размерности могут использоваться в качестве детекторов колебаний наномеханических резонаторов, поскольку колебания оказывают прямое влияние на электронный транспорт за счет пьезоэлектрического и иных эффектов. Существует и обратное влияние состояния электронной системы на добротность и резонансную частоту, позволяющее использовать механические колебания для изучения систем пониженной размерности, включая изолированные. Обратное влияние ранее было обнаружено в двумерных [1] и нуль-мерных [2] системах, где время прохождения электронов через образец τ сравнимо с периодом колебаний f^{-1}. В настоящей работе мы сообщаем о его обнаружении в случае баллистической квазиодномерной системы, где $\tau f \ll 1$.

Экспериментальные образцы были созданы на основе гетероструктуры AlGaAs/GaAs с двумерным электронным газом (ДЭГ). Наномеханический резонатор представлял собой крестообразный мостик размерами 6x1.3x0.166 мкм. С одного края резонатора располагался квантовый точечный контакт (КТК), а с другого — сужение ДЭГ, выступающее в роли пьезоэлектрического детектора колебаний. Колебания возбуждались электростатическим методом с помощью боковых затворов. Измерения показали явную корреляцию между кондактансом КТК и резонансной частотой: переход с одного плато кондактанса на другое сопровождается локальным минимумом резонансной частоты.

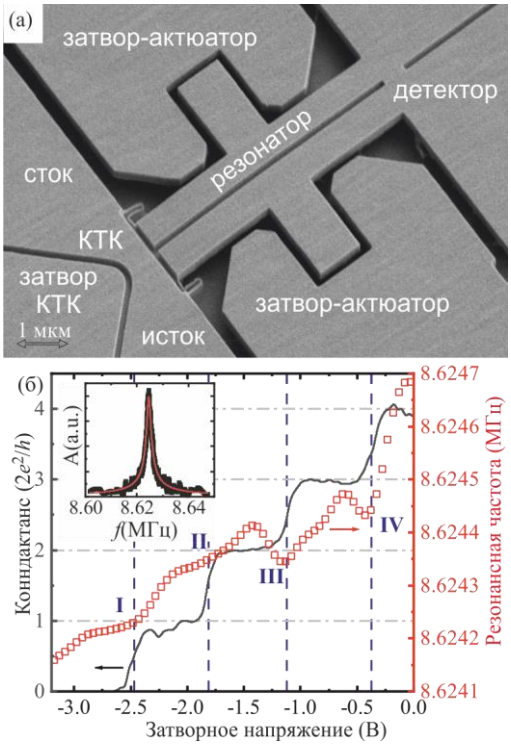


Рис.1. (а) СЭМ изображение экспериментального образца. (б) Резонансная частота механических колебаний и кондактанс КТК демонстрируют корреляцию. Вставка: частотная зависимость амплитуды колебаний.

Была построена физическая модель, объясняющая наблюдаемые понижения резонансной частоты. Изгибные колебания резонатора индуцируют пьезоэлектричский связанный заряд, что увеличивает эффективную жесткость системы. КТК частично экранирует этот заряд, компенсируя увеличение жесткости. Эффективность экранирования определяется плотностью состояний, которая достигает локальных максимумов в начале заполнения очередной подзоны размерного квантования, т. е. при переходах между плато квантования кондактанса.

Учитывая экспериментальные сложности измерения квантовой емкости и сжимаемости квазиодномерных систем, наномеханические измерения могут оказаться удобным методом извлечения информации о плотности состояний в квантовых нитях и точечных контактах.

Работа поддержана грантом РНФ №22-12-00343.

[1] H. Yamaguchi et al., Appl. Phys. Lett. 100, 012106 (2012).
[2] Y. Okazaki et al., Nature Commun. 7, 11132 (2016).

ТОПОЛОГИЯ. ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ, БЕСЩЕЛЕВЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Трехмерные тонкопленочные топологические изоляторы $(Bi, Sb)_2(Te, Se)_3$: формирование, электронные, структурные и транспортные свойства

Степина Н.П.[1], Баженов А.О.[1], Кириенко В.В.[1], Ищенко Д.В.[1], Голяшов В.А.[1], Жданов Е.С.[1], Терещенко О.Е.[1], Шумилин А.С.[2], Кунцевич А.Ю.[3]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия*
[2]*ФТИ им Иоффе, 194021Санкт-Петербург, Россия*
[3]*ФИАН им Лебедева, 119991 Москва, Россия*
nstepina@mail.ru

Трехмерный топологический изолятор (ТИ) — это новое состояние квантовой материи, заключающееся в том, что в объеме это узкозонный полупроводник, а его поверхность является металлической. Возникающие поверхностные состояния образуют дираковский конус вокруг точки Г, в котором направление спинового момента ортогонально волновому вектору и однозначно с ним связано. Это дает важное преимущество для транспорта заряда, поскольку поверхностные состояния оказываются защищены от рассеяния назад на немагнитных примесях и дефектах. Поэтому получение материала, в котором основной вклад в перенос заряда дает топологически защищенная поверхность, является крайне актуальным, в том числе и для практических приложений. Однако, существенной проблемой в наблюдении поверхностных свойств ТИ является шунтирующее действие объёма вследствие высокой концентрации свободных носителей из-за структурных дефектов, при которой уровень Ферми оказывается в разрешенной зоне. Одним из способов уменьшения вклада объема является переход к тонкопленочным структурам с контролируемым изменением стехиометрии пленок. Рассмотрена перспективность пленок трехмерных топологических изоляторов (3D ТИ) на основе халькогенидов Bi и Sb для наблюдения поверхностных состояний в магнето-транспортных измерениях. При исследовании затворных характеристик транзисторных структур, созданных на пленках четырехкомпонентных соединений (BiSb)2(SeTe)3, проанализировано положение точки Дирака в зависимости от состава материала, толщины пленки. Проведено сравнение затворных характеристик с данными ARPES. Определены условия роста, при которых удается создать структуры с оптимальными свойствами.

Обнаружено положительное магнетосопротивление (МС), которое не насыщается вплоть до полей 12 Т и величина которого в малых полях превышает теоретические значения для слабой антилокализации. Высоко-полевая часть МС слабо чувствительна к направлению магнитного поля и может быть описана с учетом электрон-электронного взаимодействия, которое изменяется в магнитном поле за счет эффекта Зеемана из-за достаточно больших значений g-фактора для таких пленок.

Подробный анализ эффекта Холла показал, что коэффициент Холла немонотонен и сильно меняется в слабых полях, причем величина его нелинейности зависит от концентрации носителей заряда, достигая величины 10-15%. Исследована температурная зависимость МС и эффекта Холла в зависимости от затворного напряжения. Обсуждается модель для совместного описания МС и эффекта Холла, основанная на открытии щели в дираковском спектре поверхностных состояний за счет эффекта Зеемана и соответствующем перераспределении транспортных потоков.

«Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда и правительства Новосибирской области № 24-22-20066, https://rscf.ru/project/24-22-20066/»

[1] Natalia P. Stepina et al, Crystal Growth and Design. 22 (2022) 7255
[2] N.P. Stepina et al, Physica E 135 (2022) 114969
[3] N. P. Stepina et al Phys. Rev. B 108 (2023)115401

Взаимодействующие квантовые спин-холловский и аномально-холловский изоляторы: бислой Bi на $MnBi_2Te_4$

Еремеев С.В.[1,2], Климовских И.И.[3], Естюнин Д.А.[2], Фильнов С.О.[2], Шимада К.[4], Голяшов В.А.[5], Терещенко О.Е.[5], Кох К.А.[6], Фролов А.С.[7], Сергеев А.И.[7], Столяров В.С.[7], Микшич Тронтль В.[8], Петачча Л.[9], Ди Санто Г.[9], Талларида М.[10], Дай Дж.[10], Бланко-Каноса С.[3], Валла Т.[3], Шикин А. М.[2], Чулков Е. В.[2,3]

[1]*Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, 634055, Томск, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Россия*
[3]*Donostia International Physics Center (DIPC), 20018, Donostia-San Sebastian, Spain*
[4]*Hiroshima Synchrotron Radiation Center, Hiroshima University, 739-0046, Hiroshima, Japan*
[5]*Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия*
[6]*Институт геологии и минералогии СО РАН, 630090, Новосибирск, Россия*
[7]*Московский физико-технический институт, 141701, Долгопрудный, Россия*
[8]*Centre for Advanced Laser Techniques, Institute of Physics, 10000, Zagreb, Croatia*
[9]*Elettra Sincrotrone Trieste, 34149, Trieste, Italy*
[10]*ALBA Synchrotron Light Source, 08290, Barcelona, Spain*

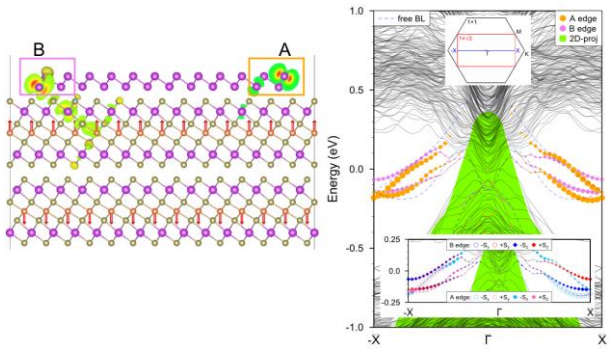


Рис.1. – Пространственное распределение заряда краевых состояний и краевая зонная структура бислоя висмута на поверхности $MnBi_2Te_4$. Пунктирные синие кривые показывают спектр зигзаг края в свободном бислое.

Открытие собственных магнитных топологических изоляторов (MTI) стимулирует исследования квантового аномального эффекта Холла (QAH). Фаза QAH характеризуется ненулевым числом Черна, топологически защищенными киральными краевыми состояниями и квантованной холловской проводимостью в нулевом магнитном поле. Наиболее изученным MTI является соединение $MnBi_2Te_4$, представляющее собой слоистый Ван-дер-ваальсовский кристалл [1]. Экспериментально подтверждено предсказанное антиферромагнитное межслоевое упорядочение, а также влияние обменного взаимодействия на топологическую зонную структуру. Ультратонкие пленки висмута, в частности бислой Bi(111), представляют собой один из наиболее перспективных 2D топологических материалов, уникальные свойства которого успешно продемонстрированы в различных структурах [2]. В настоящем докладе мы представляем результаты работы [3] в которой синтезированы бислои Bi на поверхности $MnBi_2Te_4$. С помощью фотоэлектронной спектроскопии и дифракции низкоэнергетических электронов подтвержден эпитаксиальный режим роста, а электронная структура интерфейсов изучена с помощью ARPES и DFT. Как показали DFT расчёты, топологические поверхностные состояния MTI смешиваются с состояниями бислоя Bi, что приводит к специфической электронной структуре интерфейса. Мы показали, что обменное взаимодействие приводит к расщеплению одномерных краевых состояний в бислое, которое зависит от геометрии края и направления магнетизации в поверхностном слое.

Исследование поддержано грантом Санкт-Петербургского госуниверситета № 95442847.

[1] M. M. Otrokov et al. Nature 576, 416–422 (2019).
[2] I. K. Drozdov, et al. Nature Physics 10, 664–669 (2014).
[3] I.I. Klimovskikh, et al., arXiv:2403.12287, (2024).

Сильный немагнитный механизм рассеяния назад в краевых состояниях 2D топологического изолятора

Крайнов И.В.[1], Ниязов Р.А.[1], Аристов Д.Н.[1], **Качоровский В.Ю.[1]**

[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

Хорошо известно, что на краю 2D топологического изолятора (ТИ) существуют 1D киральные состояния (КС), причем электроны в этих состояниях двигаются в противоположных направлениях и имеют противоположные направления спина. Экспериментально установлено (см. [1] и ссылки там), что в коротких образцах КС хорошо защищены топологически. В то же время, в образцах длиной более 3 мкм наблюдается рассеяние назад, вплоть до низких температур, порядка сотен мили кельвин, причём темп этого рассеяния слабо зависит от температуры T. Важно, что разрушение топологической защиты, наблюдается в нулевом магнитном поле и в отсутствие магнитных примесей. Известные теоретические механизмы немагнитного рассеяния назад в КС предполагают обязательное наличие неупругих процессов либо в заряженном островке рядом с КС [2], в который электрон мажет выскочить и через некоторое время вернуться обратно, либо непосредственно в топологическом 1D канале [3]. Однако, темп неупругого рассеяния и, как следствие, темп рассеяния назад по механизмам [2,3], должен быстро падать с уменьшением T, что противоречит экспериментальным данным.

В настоящей работе мы предлагаем новый механизм рассеяния назад между двумя киральными состояниями, связанный с наличием островков, которые могут захватывать электрон. Также как в механизме [2], опирающемся на наличие таких островков, принципиальную роль играет электрон-электронное взаимодействие. Однако, в отличие от [2], неупругие процессы не вовлекаются и, соответственно, нет сильного подавления эффекта при уменьшении T. Ключевую роль в предлагаемом нами механизме играет наличие циркулярных токов в островке. Важность таких токов можно пояснить на базе самой простой модели островка в виде отверстия в объёме 2D ТИ. В таком островке также существуют «правые» (R) и «левые» (L) краевые состояния, отвечающие, соответственно, за движение по и против часовой стрелки. За счёт туннельной связи, электрон из края ТИ может перескочить в R или L состояние островка, а потом вернуться обратно в край ТИ, причём в отсутствие взаимодействия, R и L вклады в амплитуду рассеяния назад точно сокращают друг друга. При наличия взаимодействия, характеризующегося малой константой g ($g<<1$), в островке возникает флуктуирующий циркулярный ток, $J=g(NR-NL)$, где NR (NL)- число правых(левых) электронов в температурной полоске. Эффекты, связанные с флуктуациями J, обсуждались ранее в работе [4] в контексте квантовых интерферометров. Ток J приводит к тому, что при обходе островка R и L электроны набирают разную фазу. Как следствие, вклады этих процессов в амплитуду рассеяния назад перестают сокращать друг друга и возникает вероятность рассеяния назад, пропорциональная $(\sin J)^2$. Хотя тепловое среднее от флуктуационного тока J равно нулю, среднее от $(\sin J)^2$ не равно нулю и возникает конечный темп рассеяния назад, обусловленный «выпрямлением» флуктуаций J. В работе показано, что если константа взаимодействия g становится больше безразмерной константы туннельной связи с островком, то темп рассеяния назад слабо зависит от температуры в хорошем согласии с экспериментальными результатами [1]. Мы также рассматриваем в работе другие модели островка.

Работа выполнена при поддержке РНФ 20-12-00147 (продление).

[1] E.B. Olshanetsky, Z.D. Kvon, et. al., PhysicaE, 147, 115605 (2023)
[2] Väyrynen J.I., Goldstein M, et. al., Phys. Rev. Lett. 110, 216402 (2013)
[3] Schmidt T.L., Rachel S, et. al., Phys. Rev. Lett. 108, 156402 (2012)
[4] A.P. Dmitriev, I.V. Gornyi,, et. al., Phys. Rev. Lett. 105, 036402 (2010)

Теория перколяционной фотопроводимости двумерного топологического изолятора критической толщины

Брагинский Л.С.[1,2], Энтин М.В.[1]

[1]*ИФП СОРАН, 630090, Новосибирск, пр. ак. Лаврентьева, 13*
[2]*Новосибирский госуниверситет, 630090, Новосибирск, Пирогова, 2*

Рассматривается двумерный топологический изолятор с толщиной, близкой к критической, когда энергетическая щель обращается в ноль. В результате флуктуаций толщины в образце образуются линии с нулевым значением энергетической щели, вблизи которых возникают краевые состояния. Показан перколяционный характер проводимости по этой сетке краевых состояний. Изучено поглощение микроволнового излучения, связанное с переходами между различными краевыми состояниями. Из-за извилистости краевых линий в пределе низких частот излучения оказываются разрешенными переходы между краевыми состояниями с линейным спектром. Изучено изменение поглощения за счет переходов между разными замкнутыми краевыми состояниями. Рассмотрена фотопроводимость, связанная с этим поглощением.

Исследованы флуктуации фотопроводимости в конечной системе. Результаты согласуются с экспериментальными наблюдениями [1].

[1] Кузьмин Н.С.; Ярошевич А.С.; Брагинский Л.С.; Энтин М.В.; Квон З.Д.; Михайлов Н.Н.; Микроволновая фотопроводимость бесщелевых дираковских фермионов в HgTe квантовых яма. Письма в ЖЭТФ, ***119*** *(2024) (в печати).*

Двумерный газ Дираковских электронов с высокой концентрацией в квантовых ямах на основе HgTe

Квон З.Д.[1,2], Ольшанецкий Е.Б.[1], Савченко М.А.[3], Михайлов Н.Н. [1]

[1] *ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*
[3]*Institute of Solid State Physics, Vienna University of Technology, 1040 Vienna, Austria*

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию магнитотранспорта и циклотронного резонанса двумерного газа Дираковских электронов (ДЭ) с высокой концентрацией (Ns) в HgTe квантовых ямах толщиной 6.2 нм, близкой к критической, соответствующей переходу от прямого к инверсионному спектру. Величины концентраций, полученные в данной работе, находятся в диапазоне Ns = 2.5 10^{12} см$^{-2}$ ¬ 6·10^{12} см$^{-2}$, причем наибольшее значение Ns почти на порядок превышает достигнутые ранее. Указанные высокие значения Ns удалось получить благодаря низкой (170°C÷180°C) температуре роста HgTe квантовых ям, позволяющей заметно снизить концентрацию акцепторных дефектов и тем самым увеличить долю электрически активных донорных примесей индия. Транспортные эксперименты проводились в широком диапазоне температур 0.16 К÷ 40 К и в магнитных полях до 10 Т. Циклотронный резонанс измерялся на частоте 200 ГГц при 4.2 К.

Из многочисленных полученных результатов можно выделить следующие.

1. При концентрации ДЭ Ns = 2.5 10^{12} см$^{-2}$ диссипативная и холловская компоненты тензора сопротивления ведут себя обычным образом: в полях до 2 Т диссипативная компонента не меняется, а холловская компонента растет линейно с ростом магнитного поля, затем при B ≈ 2 Т возникают осцилляции Шубникова -де Гааза, а в полях около 5 Т происходит переход в режим квантового эффекта Холла. Поведение образцов с концентрацией, превышающей 5 10^{12} см$^{-2}$, является принципиально иным уже в квазиклассической области магнитных полей: наблюдается большое параболическое магнетосопротивление и нелинейный эффект Холла. Поведение же шубниковских осцилляций также оказывается аномальным и не описывающимся формулой Лифшица-Косевича. Предположено, что такое поведение магнитотранспортного отклика свидетельствует о том, что при увеличении концентрации ДЭ до значений около 5 10^{12} см$^{-2}$ происходит перестройка их поверхности Ферми (ПФ), при которой она теряет сферическую симметрию и приобретает гофрированную форму. Обсуждаются возможные причины такой трансформации ПФ.

2. Установлено, что циклотронная масса ДЭ растет с ростом Ns по корневому закону. Таким образом, энергетический спектр в HgTe квантовых ямах, имеющих толщины, близкие к критической, сохраняет свой линейный характер и когда уровень Ферми расположен вблизи края квантовой ямы.

3. Благодаря высоким значениям концентрации ДЭ в работе удалось исследовать эффекты слабой локализации и взаимодействия вплоть до 40 К. Установлено, что во всем исследованном диапазоне температур наблюдается положительное аномальное магнетсопротивление, свидетельствующее о наличии в системе быстрой спиновой релаксации, когда ее время сравнимо с транспортным. При исследовании логарифмической поправки к проводимости ДЭ найдено, что при температуре около 10 К происходит смена знака коэффициента перед логарифмом от положительного (при T < 10 K) к отрицательному (при T > 10 K). Тем самым впервые в эффектах слабой локализации и взаимодействия обнаружен переход от локализационного к антилокализационному поведению.

Дробовой шум в интерферометрах на основе краевых геликоидальных состояний

Ниязов Р.А.[1,2], Крайнов И.В.[2], Аристов Д.Н.[1,2], Качоровский В.Ю.[2]

[1]*НИЦ «Курчатовский Институт» — ПИЯФ, 188300, г. Гатчина, мкр. Орлова роща, д. 1*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, Политехническая ул., д. 26*

Геликоидальные состояния электронов могут возникать на границе топологических изоляторов. В таких состояниях электроны с разным спином распространяются в противоположные стороны. Они защищены инверсией по отношению к обращению времени, поэтому обычные (немагнитные) примеси не приводят к рассеянию электронов.

Рассматривается модель двумерного топологического изолятора с присоединенными контактами при наличии магнитного дефекта. Поскольку границу образца можно обойти в двух направлениях, такая система является интерферометром. И средний ток, и его дробовой шум зависят от интерференционных эффектов, и наблюдаемые величины демонстрируют эффект Ааронова-Бома: они периодически зависят от магнитного потока, пронизывающего область, охваченную геликоидальными состояниями. Интерференционные эффекты обычно подавляются при высокой температуре. Однако в данной системе они «выживают» при относительно высоких температурах [1] (температура больше расстояния между уровнями размерного квантования, описывающими движение электрона вокруг края топологического изолятора), актуальных для различных приложений. Изучение дробового шума в таком пределе проведено впервые [2].

Показано, что наличие магнитного статического дефекта значительно влияет на значение фактора Фано (отношение дробового шума в системе к пуассоновскому шуму). В случае металлических контактов, с ростом силы дефекта, значение фактора Фано увеличивается от нуля до максимального значения, после чего уменьшается до нуля при очень сильном дефекте. Для туннельных контактов, если туннелирование слабое, фактор Фано практически не реагирует на изменение интенсивности дефекта: F стремится к 1/2. При наличии слабого, но конечного туннелирования, интерференция проявляется в виде серии острых пиков малой амплитуды, зависящих от магнитного потока, проходящего через образец. При этом фактор Фано и коэффициент прохождения могут иметь разную зависимость от магнитного потока (см. Рис. 1). С усилением туннельной связи эти пики превращаются в гармонические колебания Ааронова–Бома.

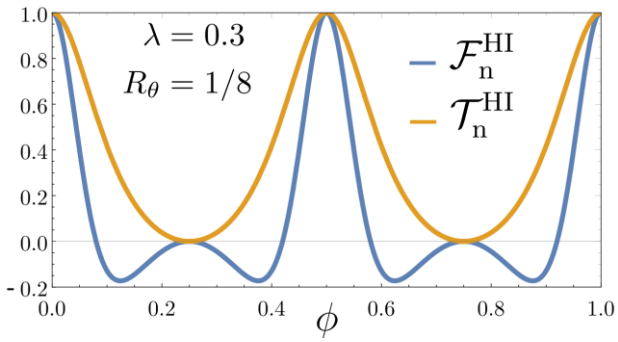


Рис.1. – Зависимость фактора Фано, F, и коэффициента прохождения, T, от магнитного потока

Кроме того, был вычислен фактор Фано интерферометра на «обычных» электронных состояниях без топологической защиты. Проведено сравнение с геликоидальным интерферометром. Таким образом, измеряя фактор Фано можно исследовать топологическую защищённость электронных состояний.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 20-12-00147-П.

*[1] R. A. Niyazov, D. N. Aristov, V. Y. Kachorovskii, npj Comput. Mater., **6** (2020).*
*[2] R. A. Niyazov, I. V. Krainov, D. N. Aristov, V. Y. Kachorovskii, JETP Lett., **119**, 5, 372 (2024).*

Комбинационное рассеяние света и спин-фононное взаимодействие в магнитных топологических изоляторах $MnBi_2Te_4$ и $MnSb_2Te_4$

Максимов А.А.[1], Тартаковский И.И.[1], Зверев В.Н.[1], Абдуллаев Н.А.[2], Мамедов Н.Т.[2]

[1]*ИФТТ РАН им. Ю.А. Осипьяна, 142432, Черноголовка, ул. Академика Осипьяна, 2*
[2]*Бакинский гос. университет, AZ1148; Институт физики, AZ1141, Баку, Азербайджан*

Реализация магнитного порядка в недавно открытых магнитных топологических изоляторах открывает щель в топологических поверхностных состояниях, что может приводить к различным новым топологическим квантовым состояниям, таким как аномальный квантовый эффект Холла или состояние аксионного изолятора. Слоистые кристаллы $MnBi_2Te_4$ и $MnSb_2Te_4$ демонстрируют при температурах ~25–30K переходы в магнитоупорядоченное состояние и являются первыми экспериментальными реализациями внутреннего магнитного порядка в трехмерных топологических изоляторах, что позволяет надеяться наблюдать упомянутые квантовые состояния при не сверхнизких температурах.

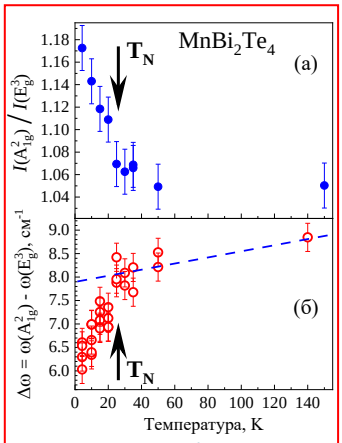


Рис.1.

В докладе представлены результаты подробного изучения спектров комбинационного рассеяния (КР) света в кристаллах магнитных топологических изоляторов в широком диапазоне температур, включающим область магнитного упорядочения, определения ангармонических параметров изученных кристаллов и исследования возможного влияния спин-фононного взаимодействия на частоты и интенсивности фононных пиков. Были выполнены тщательные измерения спектров КР $MnBi_2Te_4$ кристаллов при различных температурах от гелиевой до комнатной с высокой точностью определения спектрального положения полос КР с одновременной фиксацией спектра калибровочной Ne лампы низкого давления [1]. В результате, в отличие от работ [2,3] с противоречивыми экспериментальными утверждениями об ужесточении [2] и о смягчении [3] на величину ~ 0.3 см$^{-1}$ при температурах ниже антиферромагнитного фазового перехода T_N, было показано, что с точностью до ±0.1 см$^{-1}$ температурная зависимость частоты A_{1g}^1 фонона вблизи ~ 48 см$^{-1}$ в $MnBi_2Te_4$ может быть описана стандартной ангармонической моделью, не учитывающей спин-фононного взаимодействия.

Также были измерены спектры КР кристаллов $MnBi_2Te_4$ с высоким спектральным разрешением при различных температурах при возбуждении полупроводниковым лазером с длиной волны излучения 785 нм, что позволило впервые подробно изучить температурное поведение A_{1g}^2 фонона с частотой ~ 114 см$^{-1}$. Наблюдается увеличение относительной интенсивности (рис. 1а) и сильное уменьшение частоты (рис. 1б) A_{1g}^2 фонона по сравнению с интенсивностью и частотой фонона (~ 108 см$^{-1}$) E_g^3 в $MnBi_2Te_4$ при понижении температуры ниже T_N. Такое температурное поведение можно объяснить спин-фононным взаимодействием, которое наиболее сильным образом должно проявляться именно для фонона A_{1g}^2 в кристаллах $MnBi_2Te_4$ [2].

Кроме того, исследования поляризационных зависимостей спектров КР света в кристаллах $MnSb_2Te_4$ показали, что в них, в отличие от изоструктурных кристаллов $MnBi_2Te_4$, происходит значительное перемешивание атомов Sb и Mn.

*[1] А.А. Максимов и др., Письма в ЖЭТФ, **118**, 361 (2023).*
*[2] H. Padmanabhan et al., Nat. Commun., **13**, 1929 (2022).*
*[3] J. Choe et al., Nano Lett., **21**, 6139 (2021).*

Комбинационное рассеяние света в магнитных топологических изоляторах $MnSb_2Te_4$

Алигулиева Х.В.[1], Тартаковский И.И.[2], Максимов А.А.[2], Абдуллаев Н.А.[3,4]

[1] *Сумгаитский Государственный Университет, AZ5008, Сумгаит, квартал 43*
[2] *Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Черноголовка, ул. Осипьяна, 2*
[3] *Институт физики МНО Азербайджана, AZ1143, Баку, пр. Джавида, 131*
[4] *Бакинский Государственный Университет, AZ1148, Баку, ул. Халилова, 23*

В отличии от изоструктурного соединения $MnBi_2Te_4$, являющихся антиферромагнитными топологическими изоляторами [1], соединения $MnSb_2Te_4$ показывают ферромагнитное упорядочение спинов магнитных атомов. Это объясняется наличием большого количества антисайтных дефектов, обусловленных взаимным замещением позиций атомов Mn и Sb. Наши исследования комбинационного рассеяния света подтверждают обоснованность такого предположения. Одним из вопросов требующих ответа является следующий: почему спектры комбинационного рассеяния света кристаллов $MnBi_2Te_4$ очень схожи с таковыми для Bi_2Te_3 (рис.1 a) [2], а спектры комбинационного рассеяния света кристаллов $MnSb_2Te_4$ [3] сильно отличаются от таковых для Sb_2Te_3 (рис.1 b)?

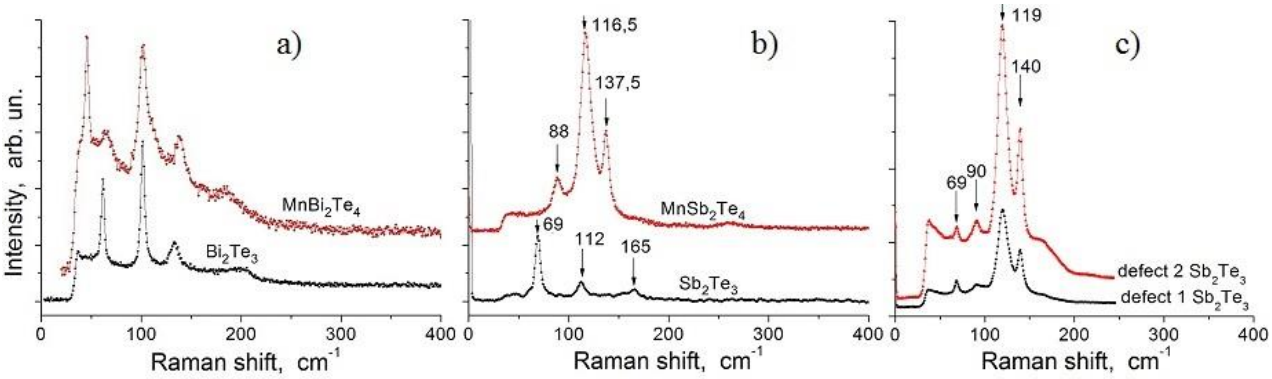


Рисунок 1. Спектры комбинационного рассеяния: a) Bi_2Te_3 и $MnBi_2Te_4$, b) Sb_2Te_3 и $MnSb_2Te_4$, c) дефектных областей Sb_2Te_3

Согласно теоретическим расчётам, атомы Mn неподвижны в смещениях КР-активных мод и потому становится ясным схожесть спектров комбинационного рассеяния света кристаллов $MnBi_2Te_4$ и Bi_2Te_3. Исследования комбинационного рассеяния света Sb_2Te_3 выявили, что в дефектных областях двух различных образцов Sb_2Te_3 (рис.1 c) спектры очень схожи со спектрами комбинационного рассеяния света кристаллов $MnSb_2Te_4$ (рис.1 b), с той лишь разницей, что дополнительно наблюдается низкочастотная мода 69 см$^{-1}$, характерная для межслоевых смещений в Sb_2Te_3 (рис.1 b и c). Поэтому логично предположить дефектность структуры соединения $MnSb_2Te_4$. Следует также добавить, что из литературы известно наличие интенсивных спектральных линий на частотах 120 см$^{-1}$ и 140 см$^{-1}$ в спектрах соединений MnTe [4] и $MnTe_2$ [5].

[1] M.M. Otrokov, N.A. Abdullayev, N.T. Mamedov, E.V. Chulkov et al., Nature, 576, 416 (2019).
[2] Н.А. Абдуллаев, Н.Т. Мамедов, Е.В. Чулков и др., Письма в ЖЭТФ, 115 (12), 801 (2022)
[3] А.А. Максимов, И.И. Тартаковский, Н.А. Абдуллаев, Н.Т. Мамедов, Е.В. Чулков и др., Письма в ЖЭТФ, 118 (5), 361 (2023).
[4] S. Li, J. Wu, B. Liang, L. Liu et al., Chem. Mater., 34 (2), 873 Suppl. (2022).
[5] B. Muller and H.D. Lutz, Solid State Communications, 78 (5), 469 (1991).

Двумерный топологический андерсоновский изолятор в режиме квазибаллистического транспорта

Курмачев Д.А.[1, 2], Квон З.Д.[1, 2], Михайлов Н.Н.[2]

[1] *ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Лаврентьева, 13*
[2]*НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2*

В недавней работе [1] был обнаружен и исследован новый тип двумерного топологического изолятора на основе HgTe квантовой ямы с инверсным спектром – двумерный Андерсоновский топологический изолятор (2Д ТАИ). В таком 2Д ТИ объемная проводимость отсутствует не из-за наличия щели в спектре, а в результате Андерсоновской локализации. В [1] изучались образцы макроскопических размеров (с характерным размером больше 100 мкм), когда перенос заряда по краевым состояниям осуществлялся в диффузионном режиме. В данной работе представлены результаты, полученные в ходе экспериментов с мезоскопическими субмикронными образцами, размеры которых почти на два порядка меньше (до 3 мкм). Их основной целью было изучение 2Д ТАИ в режиме квазибаллистического транспорта.

Экспериментальные образцы представляли собой холловские мостики с шириной канала 3 мкм и длиной 3 мкм, 10 и 30 мкм, изгтовленные на основе HgTe квантовой ямы с толщиной 14 нм. В указанной яме существует сильно разупорядоченный двумерный полуметалл, зоны которого перекрываются на величину около 5 мэВ. При приближении к точке зарядовой нейтральности этого полуметалла происходит переход металл-диэлектрик и возникает зона локализованных состояний. На фоне этих локализованных состояний электронов и дырок и расположены краевые токопроводящие состояния. Таким образом, если уровень Ферми будет находиться в зоне объёмных локализованных состояний, то основной вклад в проводимость бу-дут вносить именно краевые делокализованные состояния.

Результаты измерения значений локального и нелокального сопротивления показали, что краевой транспорт в образце мезоскопического масштаба существует. Измеренные сопротивления оказались в несколько раз больше кванта сопротивления. Это указывает на квазибаллистический характер движения носителей заряда. При температуре ниже 1 К поведение локального и нелокального одинаково, и значения их имеют одинаковый порядок. Это, в свою же очередь, свидетельствует о том, что мы находимся в области доминирования краевого транспорта, когда большинство электронов в объёме локализованы и не участвуют в переносе заряда. Стоит отметить, что значение нелокального сопротивления меньше предполагаемого примерно в 2 раза. В свою же очередь, это означает, что существует влияние объёмных состояний на протекание тока.

Для анализа результатов локального и нелокального сопротивления использовалось предположение об отсутствии объёмной проводимости. Оценки показали, что использование только теории о краевых состояниях недостаточно для описания свойств двумерного топологического андерсоновского изолятора в квазибаллистическом режиме на мезоскопических масштабах. Дальнейшее исследование как механизмов квазибаллистического транспорта, так и взаимодействия краевых состояний с объёмными представляет большой интерес для дальнейшего исследования квантового транспорта в двумерных ТИ.

Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 23-72-30003).

[1] D. Khudaiberdiev, Z. D. Kvon, M. S. Ryzhkov, D. A. Kozlov, and N. N. Mikhailov "Two-dimensional topological Anderson insulatorin HgTe quantum well with inverted spectrum", submitted to Phys.Rev.Lett.

Модификация электронной структуры топологических изоляторов $GeBi_2Te_{4-x}Se_x$ и $SnBi_2Te_{4-x}Se_x$

Естюнин Д.А. [1,2], Фролов А.С.[1,2]

[1] *Центр перспективных методов мезофизики и нанотехнологий, Московский физико-технический институт, 141700, Долгопрудный, Россия*
[2] *Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Санкт-Петербург, Россия*

Топологические изоляторы (ТИ) в последнее время вызывают значительный интерес у исследователей в области физики конденсированного состояния благодаря своим уникальным электронным свойствам [1]. Эти материалы обладают проводящими поверхностными состояниями с высокой спиновой поляризацией, в то время как объем остается изолятором. ТИ представляют собой перспективную платформу для создания различных устройств в области наноэлектроники, спинтроники и квантовых вычислений [2]. Одним из наиболее изучаемых семейств ТИ является семейство $MePn_2Ch_4$ (Me = Ge, Sn, Pb, Mn; Pn = Sb, Bi; Ch = Se, Te). В соединениях этого семейства могут возникать различные квантовые эффекты, такие как квантовый аномальный эффект Холла, состояния аксионного изолятора, полуметаллические состояния Дирака или Вейля, а также топологическая сверхпроводимость [3]. Эти состояния могут быть достигнуты при смешивании структурных элементов (Me = Ge, Sn, Pb, Mn; Pn = Sb, Bi; Ch = Se, Te), которое приводит к необходимым для этого модификациям электронной структуры и физических свойств соединений $MePn_2Ch_4$ [4].

В данной работе был проведен анализ изменений электронной структуры при частичном замещении атомов Te на атомы Se в $GeBi_2Te_4$ и $SnBi_2Te_4$ (Рис.1). В частности, были детально изучены изменения в электронной структуре топологических поверхностных состояний. Было показано, что при замещении Te на Se в соединениях $GeBi_2Te_2Se_2$ и $SnBi_2Te_2Se_2$ топологические поверхностные состояния сохраняются, однако их форма значительно изменяется. Было обнаружено, что замещение Te на Se также приводит к увеличению объемной запрещенной зоны: для $GeBi_2Te_4$ она увеличивается со 180 мэВ до 195 мэВ, а для $SnBi_2Te_4$ — с 85 мэВ до 175 мэВ. При этом точка Дирака топологических поверхностных состояний для всех кристаллов находится ниже уровня Ферми. Это указывает на то, что все образцы обладают электронным типом проводимости и являются вырожденными полупроводниками. Для наблюдения квантовых транспортных эффектов, необходимо чтобы проводимость осуществлялась через поверхностные топологические состояния. Это можно реализовать за счет сдвига точки Дирака ближе к уровню Ферми посредством замещения атомов Bi на атомы Sb. В кристаллах с Se ($GeBi_2Te_2Se_2$ и $SnBi_2Te_2Se_2$) благодаря увеличению объемной запрещенной зоны подобрать необходимую концентрацию Sb будет проще, и вклад объемных состояний в общую проводимость можно будет сделать меньше, чем в образцах без Se ($GeBi_2Te_4$ и $SnBi_2Te_4$), как это наблюдается в случае $Bi_2(Te,Se)_3$ [5].

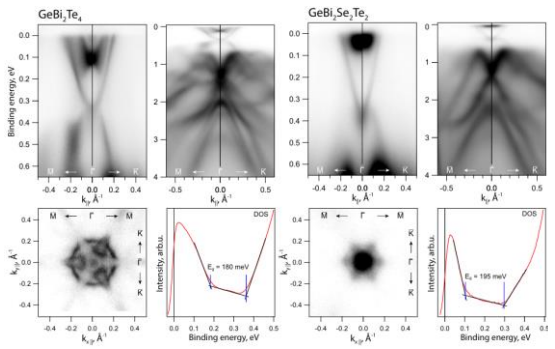


Рис.1. – Дисперсионные зависимости, поверхность Ферми и плотность состояний для $GeBi_2Te_4$ и $GeBi_2Te_2Se_2$, полученные методом ФЭСУР.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-72-10074.

[1] Y. Tokura et al., Nature Reviews Physics, 1, 126 (2019)
[2] K. He et al., SPIN, 9, 1940016 (2019)
[3] C.-Z. Chang et al., Rev. Mod. Phys. 95, 011002 (2023)
[4] L.-L. Wang, Physical Review Materials 6, 094201 (2022)
[5] Z. Ren et al., Phys. Rev. B, 82, 241306(R) (2010)

Наблюдение квантового линейного магнитосопротивления в ультрачистом монокристалле селенида ртути

Лончаков А.Т., **Бобин С.Б.**

ИФМ УрО РАН, 620108, г. Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

Отличительной особенностью материалов с нетривиальной топологией, к которым относятся полуметаллы Дирака и Вейля, является линейная дисперсия электронов в квантовом пределе, когда заполненным оказывается только самый нижний уровень Ландау и 3-х мерная система превращается в квазиодномерный металл. В этом случае создаются идеальные условия для апробации теории Абрикосова квантового линейного магнитосопротивления (МС) ρ_{xx} [1], предсказывающей также линейное холловское сопротивление ρ_{xy} в квантовом пределе. Данное обстоятельство представляется чрезвычайно важным, так как за 25 лет после появления теории Абрикосова она не получила прямого экспериментального подтверждения.

В настоящем докладе, посвященном исследованию поперечного магнитотранспорта в образце HgSe с рекордно низкой для этого материала концентрацией электронов n_e (поэтому – ультрачистом), впервые для топологических систем приводятся данные $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$, подтверждающие теорию Абрикосова. Ранее на этом же образце нами были обнаружены эффекты, позволяющие отнести HgSe с низкой n_e к полуметаллам Вейля без центра пространственной инверсии: киральный магнитный эффект [2] и гигантский планарный эффект Холла [3]. Малая электронная плотность в образце позволила достигнуть состояния квантового предела в сравнительно низком магнитном поле $B_{QL} \approx 2$ Тл.

В результате при 12 Тл $\geq B \geq B_{QL}$ в интервале температур (20 – 40) К было выявлено рекордное для HgSe положительное МС величиной $\approx$ 15000% при B = 12 Тл, имеющее линейный вид. Показано, что при этом линейное $\rho_{xx}(B)$ сопровождается линейной зависимостью $\rho_{xy}(B)$ в соответствии с предсказанием теории [1]. Линейный ход $\rho_{xx}(B)$ удалось описать количественно формулой Абрикосова:

$$\rho_{xx} = \frac{1}{2\pi}\left(\frac{e^2}{\varepsilon\hbar v_F}\right)^2 \frac{\gamma \ln(\varepsilon)}{e n_e} B, \qquad (1)$$

где $\hbar$ – постоянная Планка, e – заряд электрона, ε – диэлектрическая проницаемость, v_F – скорость Ферми, подгоночный параметр $\gamma = (N_i/n_e) =$ 0,6 и 0,7 для температур 20 и 40 К, соответственно, N_i – концентрация рассеивающих центров.

Тем самым, результаты, полученные на ультрачистом образце HgSe, могут послужить отправной точкой для выявления квантового линейного МС Абрикосова в других топологических материалах с низкой электронной плотностью при достижении квантового предела.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (тема «Электрон», № 122021000039-4).

[1] Abrikosov A. A. // Phys. Rev. B. – 1998. – T. 58. – №5 – C. 2788 - 2794.
[2] Lonchakov A.T., Bobin S. B. // J. Phys. Condens. Matter – 2023. – T. 35. – C. 065501-7.
[3] Бобин С.Б., Лончаков А.Т. // Письма в ЖЭТФ. – 2023. – Т. 118. – №7 – С. 506 - 512.

Гигантский планарный эффекта Холла в халькогенидах ртути

Бобин С.Б., Лончаков А.Т.

ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

Планарный эффект Холла (ПЭХ) в качестве нового гальваномагнитного явления был открыт в 1954 г. в кристаллах *n*- и *p*-Ge [1] и объяснен анизотропией магнитосопротивления (МС), отражающей анизотропию поверхности Ферми и времени релаксации. В эксперименте ПЭХ обнаруживается как появление поперечной разности потенциалов в случае, когда магнитное поле и приложенное к образцу электрическое поле, вызывающее протекание тока через образец, находятся строго в одной плоскости и образуют угол, отличный от 0 (π) или $\pi/2$ ($3\pi/2$). В последние годы после открытия топологических полуметаллов Дирака и Вейля интерес к ПЭХ значительно возрос. В 2017 г. появились теоретические работы [2, 3], согласно которым в этих материалах появление ПЭХ должно быть следствием присущей им киральной аномалии. Поэтому для подтверждения топологической природы электронного спектра в какого-либо материале принципиальное значение приобретает фактор ПЭХ. Недавно нами был обнаружен гигантский ПЭХ в ультрачистом образце HgSe [4]. Целью данной работы было выявление ПЭХ в теллуриде ртути, близкого по своим электронным параметрам к селениду ртути.

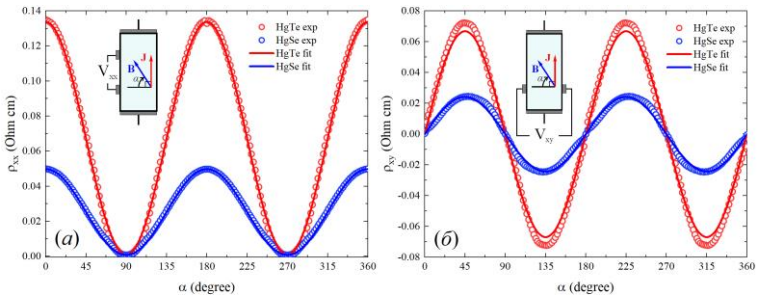


Рис.1. – Планарное магнитосопротивление (а) и планарный эффект Холла (б) в образцах HgTe и HgSe, исследованный при $T = 80$ K в магнитном поле 10 Тл. Сплошные кривые – подгонка экспериментальных данных $\rho_{xy}(\alpha)$ и $\rho_{xx}(\alpha)$ по формулам теории [2], учитывающей киральную анизотропию.

В качестве объекта исследования был выбран образец HgTe с низкой концентрацией электронов, которая, по предварительной оценке, не превышает 10^{15} см$^{-3}$. Измерения магнитотранспортных свойств были выполнены при $T = 80$ К стандартным 4-х зондовым методом в магнитном поле B до 12 Тл.

В ходе исследования угловых зависимостей поперечного ρ_{xy} и продольного ρ_{xx} магнитосопротивления было обнаружено, что они проявляют характерные признаки ПЭХ (Рис. 1). Как видно из рисунка, амплитуда ПЭХ достигает в исследованном HgTe 180 мОм·см при $T = 80$ К и поле 10 Тл, в то время как для HgSe она составляет 50 мОм·см. При таких же параметрах эксперимента оба полученных значения превышают амплитуду ПЭХ в известных топологических полуметаллах при близких T и B от 10 до 1000 раз.

Обнаружение в халькогенидах ртути планарного эффекта Холла вместе с обнаруженным ранее в образце HgSe киральным магнитным эффектом [4] служит весомым аргументом в пользу существования в халькогенидах ртути электронной топологической фазы топологического полуметалла.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки РФ (тема «Электрон», № 122021000039-4).

*[1] C. Goldberg, et al., Physical Review **94**, 1121 (1954),*
*[2] A.A. Burkov, Physical Review B **96**, 041110 (2017),*
*[3] S. Nandy, et al., Physical Review Letters **119**, 176804 (2017),*
*[4] A.T. Lonchakov, et al, J. Phys. Condens. Matter **35**, 065501 (2023).*

Топологический переход в спектре магнонов скирмионного кристалла

Тимофеев В.Е.[1,2], **Барамыгина Ю.В.[1]**, Аристов Д.Н.[1,2]

[1] *НИЦ «Курчатовский институт» — ПИЯФ, 188300, Гатчина*
[2] *Санкт-Петербургский Государственный Университет, 199034, Санкт-Петербург*

Магнитные скирмионы – топологически нетривиальные вихри локальной намагниченности. Впервые теоретическая концепция магнитного скирмиона была описана Белавиным и Поляковым в 1975 году [1]. Авторы рассматривали модель двумерного ферромагнетика Гейзенберга при низкой температуре, в которой скирмионы возникают как неоднородные метастабильные состояния. Впоследствии были предложены способы стабилизации скирмионов, одним из которых является взаимодействие Дзялошинского-Мории.

Исследуется спектр возбуждений скирмионного кристалла (СкК), образующегося в тонких ферромагнитных плёнках со взаимодействием Дзялошинского-Мории в присутствии внешнего магнитного поля. В рамках метода стереографической проекции компоненты локальной намагниченности выражаются через функцию комплексной переменной. Такой подход позволяет описывать скирмионный кристалл в виде суммы образов одиночных скирмионов, упорядоченных в решётку [2]. Исследуются нормальные моды зависящих от времени малых флуктуаций статического стереографического образа. Полученные нормальные моды соответствуют различным деформациям скирмионов в решётке.

Мы обобщаем подход, разработанный ранее для исследования гиротропной моды СкК [3], на две вышележащие зоны в спектре, наблюдаемые в экспериментах по магнитному резонансу. Это так называемые дыхательная мода (Br) и мода вращения против часовой стрелки (CCW). Мы представляем эффективный гамильтониан для анализа спектра этих двух зон. Энергии мод Br и CCW близки, и при некотором значении магнитного поля они совпадают. Мы показываем, что между этими двумя зонами в нашей системе происходит топологический переход [4]. Он заключается в следующем: при изменении магнитного поля щель в спектре магнонов закрывается и открывается вновь, что сопровождается сменой топологического характера исследуемых зон. В области магнитных полей ниже точки перехода зоны являются топологически нетривиальными, в то время как выше точки перехода они топологически тривиальны.

Наличие топологического перехода может сыграть существенную роль в рамках исследования теплового эффекта Холла, а также магнонных краевых состояний.

*[1] A. A. Belavin and A. M. Polyakov, JETP Lett., **22**, 245 (1975).*
*[2] V. E. Timofeev and D. N. Aristov, Phys. Rev. B, **105**, 024422 (2022).*
*[3] V. E. Timofeev and D. N. Aristov, JETP Lett., **118**, 455 (2023).*
*[4] V. E. Timofeev, Yu. V. Baramygina and D. N. Aristov, JETP Lett., **118**, 911 (2023).*

Локализованные магнонные состояния скирмионных кристаллов

Тимофеев В.Е.[1,2,3], Аристов Д.Н.[1,2,3]

[1]*НИЦ «КИ» ПИЯФ им. Б.П. Константинова, 188300, Россия, Гатчина*
[2]*СПбГУ, 199034, Россия, Санкт-Петербург*
[3]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Россия, Санкт-Петербург*

Магнитные скирмионы – топологически нетривиальные вихри локальной намагниченности. В ферромагнетиках с взаимодействием Дзялошинского-Мории скирмионы они упорядочиваются в решётки, т.н. скирмионные кристаллы (СкК). В объёмных соединениях СкК наблюдаются в т.н. А-фазе, вблизи перехода в парамагнитную область, однако, в тонких плёнках область стабильности решёток магнитных скирмионов существенно расширяется и в область низких температур [1].

Нетривиальное основное состояние приводит к особенностям динамики локальной намагниченности. Все возбуждения могут быть классифицированы в терминах волн деформации формы отдельных скирмионов: эллиптическая мода, дыхательная мода и др. Некоторые зоны обладают нетривиальной кривизной Берри и отличными от нуля числами Черна, при этом зонная структура чувствительная к изменению внешнего магнитного поля [2]. Ранее нами было показано, что в зонной структуре происходит топологический переход: с ростом внешнего магнитного поля энергетическая щель между дыхательной модой и модой «вращения против часовой стрелки» закрывается, что сопровождается изменением числе Черна каждой из зон [3].

С теоретической точки зрения исследуются локализованные возбуждения локальной намагниченности, возникающие в неоднородном магнитном поле: в одной половине пространства магнитное поле ниже критического, а в другой выше. Мы показываем, что в такой системе возникают киральные локализованные состояния, распространяющиеся вдоль границы, при это экспоненциально затухающие внутри областей. Степень локализации зависит от разности полей в разных областях.

Анализ проводится в формализме стереографической проекции, когда компоненты локальной намагниченности переписываются через функцию комплексного переменного. В рамках пробного анзаца минимизируется классическая энергия, после чего исследуются нормальные моды инфинитезимальных динамических флуктуаций стереографического образа [2]. Подобный подход позволяет проквантовать операторы локальной намагниченности и вычислить тензор однородной динамической восприимчивости [4]. Работа поддержана Российским Научным Фондом, грант №20-12-00147-П.

*[1] N. Nagaosa and Y. Tokura, Nature Nanotechnology **8**, 899 (2013).*
*[2] V. E. Timofeev and D. N. Aristov, Phys. Rev. B **105**, 024422 (2022).*
[3] V. E. Timofeev, Yu. V. Baramygina, D. N. Aristov, JETP Letters, 118, 12, 911-916, (2023).
[4] V. E. Timofeev and D. N. Aristov, JETP Letters, 117, 9, 676-680, (2023),

Особенности электронной структуры $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с составами вблизи точки инверсии зон

Микаева А.С.[1], **Голяшов В.А.**[1,2], Кавеев А.К.[3], Ищенко Д.В.[1], Супрун С.П.[1], Терещенко О.Е.[1,2]

[1]*ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13*
[2] *ЦКП «СКИФ», 630559, Кольцово, пр. Никольский, 1.*
[3] *ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

В твердых растворах $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при x > 0.3 происходит инверсия зон и образуется фаза топологического кристаллического изолятора (ТКИ) [1]. Поверхностные состояния ТКИ обладают дираковским законом дисперсии, геликоидальной спиновой структурой и защищены от рассеяния назад симметрией отражения. При этом наличие центра инверсии в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ может приводить к довольно большим временам рассеяния спина, что делает данный материал интересным для изучения спин-зависимых явлений. Введение 1-2% индия в $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с x ~ 0.2-0.35 приводит к закреплению уровня Ферми в запрещенной объемной зоне и реализации диэлектрического состояния (с сопротивлениями более 10^3 Ом·см) при температурах ниже 30 К [2]. Особый интерес представляют легированные индием пленки $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с составами x ~ 0.30-0.35, в которых возможна реализация ТКИ и диэлектрического состояния одновременно. Однако экспериментально реальная электронная структура поверхности таких твердых растворов, как и спиновый транспорт в них, исследованы слабо.

Данная работа посвящена изучению электронной структуры и транспортных свойств эпитаксиальных пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In с x ~ 0.2-0.5. Измерения, проведенные с помощью метода фото-эмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ФЭСУР), показали наличие поверхностных состояний с линейным законом дисперсии в виде конуса Дирака на поверхности $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In(111)-(1x1) уже при x ~ 0.19 и температуре 80 К. Измерения с разрешением по спину подтвердили наличие геликоидальной спиновой структуры поверхностных состояний и показали, что электроны, эмитируемые из наблюдаемых состояний в Г-точке, имеют значение спиновой поляризации более 30%. При этом, однако, в спектрах топологических поверхностных состояний наблюдается наличие запрещенной щели. Было обнаружено, что отжиг пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$:In в сверхвысоком вакууме приводит к диффузии и обогащению поверхности атомами индия (вплоть до 15 ат. %). При этом на исходно нереконструированной (1×1) поверхности $Pb_{1-x}Sn_xTe$ возникает сверхструктура (7×7). На обогащенной индием поверхности с реконструкцией (7×7) наблюдалась дисперсия состояний валентной зоны, схожая со спектром состояний одиночного тетраслоя гексагонального In_2Te_2.

Исследование магнетосопротивления планарных структур на основе пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с ферромагнитными (ФМ) контактами (Co, FeCo и FeCoB) показало наличие как локального, так и нело-кального спин-вентильного эффекта, зависящего от взаимной ориентации направления внешнего магнитного поля, намагниченности контактов и протекающего тока. Величина спин-вентильного эффекта ΔR/R0 в образцах $Pb_{0.66}Sn_{0.34}Te$ достигала ~$1.5\cdot10^{-3}$ при расстоянии между ФМ контактами 30 мкм. Эффект наблюдался для образцов с 0.3 < x < 0.4 на расстояниях между ФМ контактами вплоть 100 мкм, что указывает на наличие в исследуемых пленках канала проводимости с необычно большой длиной спиновой диффузии (более 10 мкм), либо механизма поляризации носителей по спину на границе раздела $Pb_{1-x}Sn_xTe$/ФМ.

Работа выполнена при поддержке РНФ, проект № 22-12-20024.

[1] Xu S.-Y. et al., Nature Comm., vol. ***3****, 1192 (2012),*
[2] Takaoka S. et. al., Jpn. J. Appl. Phys., ***23****, n 2. pp. 216–222 (1984).*

Особенности магнитной динамики скирмионных кристаллов

Аристов Д.Н.[1,2,3], Барамыгина Ю.В.[1,2], Тимофеев В.Е.[1,2,3]

[1]*НИЦ «Курчатовский институт»', ПИЯФ, 188300 Гатчина*
[2]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021 Санкт-Петербург*
[3]*СПбГУ, 199034 Санкт-Петербург, Университетская наб. 7/9*

Магнитные скирмионы -- топологически нетривиальные вихри локальной намагниченности. Их открытие в магнетиках без центра инверсии вызвало большой интерес, поскольку, благодаря топологической защищённости, маленьким размерам и возможности манипуляции их положением, магнитные скирмионы могут послужить основой для разработки новейших устройств беговой памяти, а также арифметико-логических устройств.

В цикле работ мы теоретически исследуем фазу скирмионного кристалла (СкК) — решетку скирмионов в тонких ферромагнитных пленках. Такая решетка с характерным периодом порядка 10-100 нм возникает при наличии взаимодействия Дзялошинского-Мория, в определённом диапазоне внешнего магнитного поля и в широкой области температур.

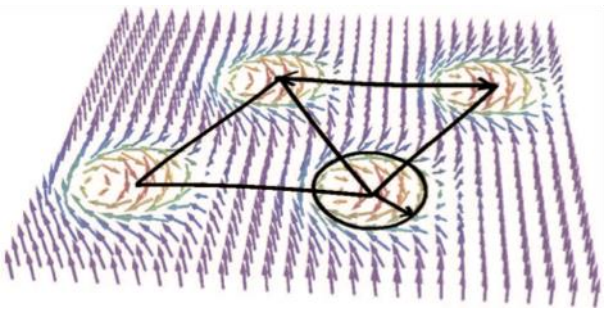


Рис.1. – Поле намагниченности скирмионного кристалла, отмечен размер и расстояние между скирмионами.

Основное состояние СкК удобно описывать методом т.н. стереографической проекции, этим же методом можно описать и квантовые возбуждения (динамику) над основным состоянием. [1] Обсуждаются вопросы магнитной динамики скирмионной решетки, найдена динамическая восприимчивость системы, доступная к изучению методом магнитного резонанса. Предсказано наличие нескольких частот магнитного резонанса в этих структурах, найдена их эволюция с магнитным полем. [2]

Построена также эффективная теория для описания низколежащих магнонных мод. В частности, изучена голдстоуновская (гиротропная) мода возбуждений скирмионов, ответственная за плавление СкК. [3] Найдены особенности распространения возмущений в решетках скирмионов на больших временах.

Для двух низколежащих веток магнонной дисперсии СкК, продемонстрировано наличие топологического перехода, меняющего топологический характер веток с изменением внешнего магнитного поля. [4] Экспериментально этот переход может быть подтвержден методом магнитного резонанса и в холловской теплопроводности.

*[1] V.E. Timofeev and D.N. Aristov,, Phys. Rev. B **105**, 024422 (2022).*
*[2] V.E. Timofeev and D.N. Aristov, Письма в ЖЭТФ, **117**, 684 (2023).*
*[3] V.E. Timofeev and D.N. Aristov, Письма в ЖЭТФ, **118**, 455 (2023).*
*[4] V. E. Timofeev, Yu. V. Baramygina, D. N. Aristov, Письма в ЖЭТФ, **118**, 908 (2023).*

Сканирующая туннельная спектроскопия тонких плёнок Bi_2Te_3

Федотов Н.И.[1,2], Зайцев-Зотов С.В.[2]

[1] *ИРЭ РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7*
[2]*НИУ ВШЭ, 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20*

Топологические изоляторы (ТИ) [1] представляют интерес благодаря наличию в них бесщелевых краевых (в случае 2D ТИ) или поверхностных (для 3D ТИ) состояний, защищённых симметрией по отношению к обращению времени**.** Направления спина и квазиимпульса носителей заряда в таких состояниях жёстко связаны, что приводит к подавлению обратного рассеяния. В спектре объёмных состояний при этом имеется щель. Если же из трёхмерного ТИ сделать тонкую плёнку, то в такой 2D системе также появится щель, связанная с гибридизацией поверхностных состояний на противоположных поверхностях плёнки. Тогда плёнка также может быть топологическим или тривиальным изолятором**.**

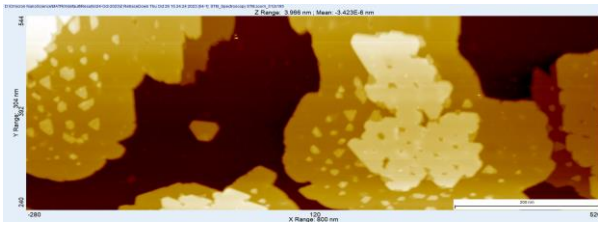


Рис.1. – СТМ -изображение плёнки Bi_2Te_3 на подложке HOPG.

Типичными представителями трёхмерных ТИ являются слоистые соединения с общей формулой $(Bi_xSb_{1-x})_2(Te_ySe_{1-y})_3$.. Они состоят из пятислойников (QL) Se(Te)-Bi-Se(Te)-Bi-Se(Te), связанных между собой взаимодействием ван дер Ваальса. Вопрос о наличии в тонких плёнках этих материалов фазы 2D ТИ до сих пор не решён. В рамках модели непрерывного эффективного гамильтониана для Bi_2Se_3 при изменении толщины плёнки происходит периодическая инверсия зон, что приводит к чередованию тривиальной и топологической фаз. Вычисления методом сильной связи [2] для Bi_2Se_3 и Bi_2Te_3 также предсказывают появление топологической фазы при ряде толщин плёнок. Первопринципные расчёты дают противоречивые результаты. В частности, расчёты в работе [2] согласуются с результатами, полученными методом сильной связи, а согласно расчётам, выполненным методом DFT-GW [3,4], фаза ТИ возникает в плёнке Bi_2Te_3 только на толщине 2QL, а плёнки Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 являются тривиальными в диапазонах толщин 1-6 QL и 1-3 QL соответственно. На пленках $(Bi_{0,16}Sb_{0,84})_2Te_3$ при помощи четырёхзондового СТМ обнаружен рост дифференциальной туннельной проводимости, что интерпретируется как появление краевых состояний, однако баллистической проводимости по ним не выявлено [5].

В настоящей работе представлены результаты исследований сверхтонких плёнок Bi_2Te_3 (рис. 1) на подложке HOPG методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии. Плёнки получены при помощи импульсного лазерного напыления [6] и состоят из островков толщиной 1--3 QL. Исследовались островки толщиной 1QL и 2QL. Туннельные спектры в глубине островков согласуются с вычисленными из первых принципов [6]. При приближении к краю на островках обеих толщин наблюдается некоторе повышение дифференциальной туннельной проводимости. Интерпретация этого повышения как наличия топологических состояний затруднена из-за присутствия на краю потенциальных ям, вызванных изгибом зон.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 21-72-20114.

[1] M.Z. Hasan and C.L. Kane, Rev. Mod. Phys., 82(4) 3045 (2010).
[2] C.X. Liu et al, Phys. Rev. B, 81(4), 041307 (2010).
[3] T. Förster, P. Krüger, M. Rohlfing, Phys. Rev. B., 93(20), 205442 (2016).
[4] T. Förster, P. Krüger, M. Rohlfing, Phys. Rev. B., 92(20), 201404 (2015).
[5] A. Leis et al, Advanced Quantum Technologies, 5(9), 2200043 (2022).
[6] N. I. Fedotov et al, 31, 102015 (2022).

Значительное повышение подвижности носителей в 3D топологических изоляторах на основе халькогенидов висмута

Баников М.И.[1], Пугачев М.В[2], Борисов А.Э.[1], Селиванов Ю.Г.[1], Сахин В.О.[3], Куковицкий Е.Ф.[3], **Кунцевич А.Ю.[1]**

[1]*ФИАН, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинский проспект 53*
[2]*НИУ ВШЭ, 101000, Москва*
[3]*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского. Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр РАН", 420029 Казань, Россия*

Таким популярным для исследования объектам, как трехмерные топологические изоляторы (3D ТИ) на основе халькогенидов висмута, свойственна высокая концентрация собственных дефектов. Эти дефекты (i) выступают в роли легирующих примесей и (ii) повышают уровень беспорядка в системе. Так, выращиваемые из расплава монокристаллы Bi_2Se_3 почти всегда имеют большую объемную концентрацию электронов порядка $10^{18}\div10^{19}$ см$^{-3}$, подвижность лишь около 0.2 м^2/Вс при гелиевых температурах и отношение остаточных сопротивлений *R(300* К*)/R(4.2* К*)* около 2.

Нами был применен подход к росту кристаллов Bi_2Se_3, легированных добавлением малого количества железа в систему (в виде FeSe). Показано, что незначительном и плавном изменении параметров кристаллической решетки и небольшом увеличении концентрации электронов, FeSe приводит к значительному возрастанию подвижности — до 0.8 м^2/Вс (см. Рис.1), воздействуя, таким образом, на рассеивающие свойства дефектной системы. Магнитные поля, в которых начинаются Шубниковские осцилляции также уменьшаются, но не обратно пропорционально подвижности. Данное наблюдение указывает на то, что примесь Fe подавляет короткодействующий беспорядок.

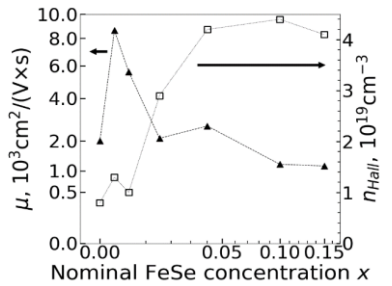


Рис. 1. — Зависимость подвижности (левая ось) и концентрации электронов (правая ось) от x в кристаллах $Fe_xBi_2Se_3$

Второй системой, исследованной в работе, были кристаллы и отщепленные от них тонкие чешуйки $Bi_{1.08}Sn_{0.02}Sb_{0.9}Te_2S$, — топологического изолятора со структурой Bi_2Se_3[1], в котором при температурах ниже 100 К полностью подавляется проводимость по объему и остаются только поверхностные каналы. В магнитном поле, перпендикулярном сколу, наблюдается положительное магнитосопротивление $\rho_{xx}(B)$ и сильно нелинейный эффект Холла $\rho_{xy}(B)$ — характерные признаки нескольких типов носителей. Описать зависимости $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xn}(B)$ 2х или 3х-жидкостной моделью в диапазоне *B* до 5Т не получается. В малых магнитных полях (<1 Т) при *T*<100 К данные успешно описываются двухжидкостной моделью с привлечением группы носителей с малой концентрацией и рекордно высокой для халькогенидов висмута подвижностью до ~ 2 м^2/Вс, в б***о***льших полях необходимо значительное уменьшение подвижности для описания данных. Результаты на чешуйках и в объемных кристаллах аналогичны, что указывает на поверхностный характер наблюдаемых явлений. Полученные данные указывают на то, что высокая подвижность обусловлена подавлением рассеяния назад, определяемым спин-орбитальной связью в 3D ТИ, а магнитное поле, нарушающее симметрию по обращению времени, делает данное рассеяние возможным, уменьшая подвижность, в согласии с предсказаниями [2]. Наши данные показывают на необходимость пересмотра измерений подвижности в 3D ТИ.

Работа поддержана программой фундаментальных исследований НИУ ВШЭ.

*[1] S. Kushwaha et al., Nat. Commun. Phys., **63**, 707 (2016).*
*[2] T.Chiba et al, Phys. Rev. B **95**, 094428 (2017).*

СОДЕРЖАНИЕ

ПЛЕНАРНЫЕ ДОКЛАДЫ 6

Computing with Quantum Fluids of Light
Lagoudakis P. *7*

Полупроводниковые нанокристаллы и квантовые точки: от открытия до наших дней
Родина А.В. *8*

ОБЪЕМНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ 9

Монокристаллы германия для фотоники
Кропотов Г.И., Рогалин В.Е., ***Каплунов И.А.*** *10*

Рекомбинационные процессы и оптическое усиление в лазерных структурах ближнего ИК диапазона на основе InGaN
Кудрявцев К.Е., *Лобанов Д.Н., Калинников М.А., Андреев Б.А., Новиков А.В.* *11*

Новое поколение квантовых оптических сенсоров магнитного поля на атомных и атомоподобных спиновых структурах: устройство и применение
Вершовский А.К.*, Дмитриев А.К., Дмитриев С.П., Пазгалёв А.С., Петренко М.В.* *12*

Бессдвиговое фотодетектирование с помощью геометрического паттернирования контактов
Семкин В.А., ***Шабанов А.В.****, Мыльников Д.А., Кащенко М.А.,Домарацкий И.К., Жуков С.С., Свинцов Д.А.* .. *13*

Особенности поляризованной люминесценции неоднородного ансамбля локализованных экситонов
В.П. Кочерешко*, Л.В. Котова* *14*

Низкотемпературные особенности магнитных свойств сверхпроводящего полупроводникового твердого раствора $(Pb_zSn_{1-z})_{1-x}In_xTe$
Денисов Д.В., *Михайлин Н.Ю., Шамшур Д.В., Парфеньев Р.В., Зюзин А.Ю., Шаренкова Н.В.* *15*

Последовательный характер логарифмической релаксации фотопроводимости квазиодномерного слоистого полупроводника TiS_3
Горлова И.Г.*, Зыбцев С.Г., Покровский В.Я., Никонов С.А., Зайцев-Зотов С.В., Титов А.Н.* *16*

Проявление ферромагнитных свойств Si:P в области фазового перехода изолятор-металл
Забродский А.Г.*, Вейнгер А.И., Семенихин П.В., Абросимов Н.В., Козловский В.В.* *17*

Управление функциональными характеристиками компонент нанофотоники и наноэлектроники на основе кремния, сопряженных с метаматериалами
Двуреченский А.В.*, Якимов А.И., Зиновьева А.Ф., Зиновьев В.А., Кириенко В.В., Блошкин А.А.* *18*

Индуцированная электрическим полем поляризационная анизотропия межзонной фотолюминесценции в GaAs
Винниченко М.Я.*, Шалыгин В.А., Махов И.С., Хвостиков В.П., Фирсов Д.А.* *19*

Трансформация фаз углеродных материалов под действием высоких давлений
Тихомирова Г.В.*, Петросян Т.К., Волкова Я.Ю., Тебеньков А.В., Соколовский Д.Н.* *20*

Расчет температуры Кюри–Вейсса для полупроводников с водородоподобными примесями на примере *n*-Si:P
Поклонский Н.А.*, Вырко С.А., Забродский А.Г.* *21*

Нитевидные нанокристаллы InGaN: рост, физические свойства и применение
***Гридчин В.О.**, Котляр К.П., Драгунова А.С., Резник Р.Р., Цырлин Г.Э.* *22*

Исследование прямого края фундаментального поглощения объёмного кристалла EuS_2 по спектрам горячей фотолюминесценции и микроотражения
*Екимов Е.А., **Усманов И.И.**, Николаев С.Н., Кондрин М.В., Кривобок В.С.* *23*

Теория электрической магнитокиральной анизотропии в теллуре
***Ивченко Е.Л.**, Голуб Л.Е., Спивак Б.З.* *24*

Колебания тока в двухдолинных полупроводниках в зависимости от ориентации внешнего электрического и магнитного полей
*Гасанов Э.Р., **Халилова Ш.Г.**, Мустафаева Р.К.* *25*

Экситонный вклад в диэлектрическую проницаемость фотооблучаемых полупроводников: от микроволн до оптики
***Бутылкин В.С.**, Крафтмахер Г.А., Фишер П.С.* *26*

Электронная структура и упругие свойства удвоенных полу-Гейслеровых сплавов $MgXY_2Z_2$ (X=Zr/Hf, Y=Pd/Pt, Z=Bi/Sb)
***Филанович А.Н.**, Лукоянов А.В., Повзнер А.А.* *27*

Оптическая проводимость и оптические характеристики магнитных полупроводников $TlFeS_2$ и $TlFeSe_2$
***Бадалова З.И.**, Джахангирли З.А., Ализаде Э.Г., Абдуллаев Н.А.* *28*

Диэлектрические свойства и оптическая проводимость полупроводниковых кристаллов $ZnIn_2Se_4$
***Мамедова И.А.**, Джахангирли З.А., Ализаде Э.Г., Гасанова Р.А., Мамедов Т.Г., Абдуллаев Н.А.* *29*

Энергия связи экситона и природа желтой эмиссии в спектрах фотолюминесценции в монокристаллах перовскита $CH_3NH_3PbBr_3$
***Жевстовских И.В.**, Аверкиев Н.С., Сарычев М.Н., Семенова О.И., Терещенко О.Е.* *30*

Влияние локализации носителей на спонтанную и стимулированную эмиссию InN
***Андреев Б.А.,** Кудрявцев К.Е., Красильникова Л.В., Лобанов Д.Н., Калинников М.А., Новиков А.В., Красильник З.Ф.* *31*

Влияние условий формирования структур с InGaN слоями на пороги стимулированного излучения в ИК диапазоне
***Лобанов Д.Н.**, Калинников М.А., Кудрявцев К.Е., Андреев Б.А., Юнин П.А., Новиков А.В., Скороходов Е.В., Красильник З.Ф.* *32*

Влияние дислокаций на теплопроводность монокристаллов германия
*Малышкина О.В., Каплунов И.А., Рогалин В.Е., **Кропотов Г.И.*** *33*

Синтез и термоэлектрические свойства высшего силицида марганца
***Кузнецов Ю.М.**, Дорохин М.В., Демина П.Б., Ерофеева И.В., Здоровейщев А.В., Трушин В.Н., Болдин М.С.* *34*

Исследование температурной зависимости электропроводности и концентрации носителей заряда монокристалла твёрдого раствора $Bi_{0.6}Sb_{1.4}Te_3$
***Иванов М.С.**, Степанов Н.П.* *35*

Модификация свойств сверширокозонного полупроводника – β-Ga_2O_3 методом ионной имплантации
***Никольская А.А.**, Королев Д.С., Матюнина К.С., Белов А.И., Кудрин А.В., Трушин В.Н., Дроздов М.Н., Юнин П.А., Здоровейщев А.В., Тетельбаум Д.И.* *36*

Пироэлектрический ток в селениде марганца, замещенного тулием
***Ситников М.Н.**, Харьков А.М.* *37*

Содержание

Взаимодействие излучения оптического и радиочастотного диапазонов с электронами в оксиде индия–олова
***Бассараб В.В.**, Шалыгин В.А., Шахмин А.А., Соколов В.С., Кропотов Г.И.* *38*

Исследование свойств границ раздела между микрокристаллическими слоями GaP и InP, выращенными методом плазмохимического атомно-слоевого осаждения на кремнии
***Гудовских А.С.**, Уваров А.В., Баранов А.И., Вячеславова Е.А., Максимова А.А., Яковлев Г.Е., Кириленко Д.А.* *39*

Процессы резонансного рассеяния света при двухфотонном возбуждении в кристалле CdS
Семенова Л.Е. *40*

Самосветящийся алмаз, активированный C, синтез и характеризация
Бочаров С.Н., Бураков Б.Е., Орехова К.Н., Заморянская М.В., Дементьев П.А., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю., ***Токарев М.В.*** *41*

Формирование разориентированных микроструктур фторида алюминия
***Даутов.А.М.**, Лендяшова В.В., Котляр К.П., Сибирёв Н.В.* *42*

Особенности некоторых теплофизических свойств полупроводниковых твердых растворов $(CoSb)_{1-x}(CoSn_2)_x$
***Абилов Ч.И.**, Гасанова М.Ш., Садыгова С.Г., Касумова Э.К., Гусейнова Н.Т.* *43*

Тонкая структура энергетических распределений горячих электронов, эмитированных из Na_2KSb/Cs_xSb фотокатода
***Рожков С.А.**, Бакин В.В., Русецкий В.С., Голяшов В.А., Миронов А.В., Кустов Д.А., Демин А.Ю., Шайблер Г.Э., Альперович В.Л., Терещенко О.Е.* *44*

Транспортные явления в слабо легированном монокристаллическом алмазе
***Каган М.С.,** Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Алтухов И.В., Родионов Н.Б., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Хмельницкий Р.А., Гавриленко Л.В.* *45*

Электрические свойства к-фазы Ga_2O_3
***Варыгин Г.В.,** Базлов Н.В., Вывенко О.Ф., Шапенков С.В., Николаев В.И.* *46*

Определение оптической анизотропии полупроводниковых ван-дер-ваальсовых кристаллов методами модуляционной ИК фурье-спектроскопии отражения
***Хахулин С.А.**, Фирсов Д.Д., Комков О.С.* *47*

Спектроскопия люминесцентного центра Tm^+ в SnS_2, синтезированном при высоком давлении
Николаев С. Н., ***Екимов Е. А.,*** *Усманов И. И., Зазымкина Д. А., Чернопицский М. А.,* ***Кривобок В. С.*** *48*

Магнетосопротивление оптически ориентированных электронов в n-GaAs
***Рагоза М.Д.**, Козырев Н.В., Некрасов С.В., Намозов Б.Р., Ракицкий М.А., Аверкиев Н.С., Кусраев Ю.Г.* *49*

Влияние кулоновской блокады на электронные и спиновые свойства компенсированного Ge:As(Ga) в области фазового перехода изолятор–металл
Забродский А.Г., Вейнгер А.И., Поклонский Н.А., ***Семенихин П.В.*** *50*

ПОВЕРХНОСТЬ, ПЛЕНКИ, СЛОИ 51

Получение наноструктур с заданной хиральностью на основе металлов и полупроводников
***Пудонин Ф.А.**, Шерстнев И.А., Косцов Д.С., Носкова Д.Д., Масракова Н.К., Болтаев А.П.* *52*

Анизотропные нанокластеры Au на поверхности полупроводников $A^{III}B^{V}$: физические основы и плазмоника
***Берковиц В.Л.**, Кособукин В.А., Улин В.П., Алексеев П.А.,Солдатенков Ф.Ю., Хахулин С.А.* *53*

Электролюминесценция в структурах, сформированных методом твердофазного замещения в InSb
Гагис Г.С., Васильев В.И. ***Чистяков Д.В.,*** *Бер Б.Я, Казанцев Д.Ю. Токарев В.М., Дюделев В.В., Соколовский Г.С., Кучинский В.И.* *54*

Температурно-зависимая модификация морфологии висмута при эпитаксиальном росте на CaF_2/Si(111)
Кавеев А.К.*, Алексеев Е. А., Кириленко Д.А., Крыжановская Н.В., Маленин А.П., Минив Д.В., Федоров В.В.,Мухин И.С.* *55*

Подходы к улучшению свойств массива квантовых точек в нитевидных нанокристаллах
Резник Р.Р.*, Котляр К.П., Гридчин В.О., Илькив И.В., Radhakrishnan R., Akopian N., Barettin D., Цырлин Г.Э.* *56*

Гистерезис низкотемпературного фазового перехода β⇔β' в пленках In_2Se_3
Пономарев С.А.*, Рогило Д.И., Голяшов В.А., Курусь Н.Н., Миронов А.Ю., Милехин А.Г., Щеглов Д.В., Латышев А.В.* *57*

Сканирующая безапертурная микроскопия ближнего оптического поля (ASNOM) – инструмент исследования полупроводниковых структур
Казанцев Д.В. *58*

Возбуждение бегущих фонон-поляритонных волн резонансной электромагнитной волной в присутствии брегговской металлической маски на поверхности SiC
*Ивченко В.С.****, Иевлева В.А.*** ***, Казанцев Д.В.****, Кунцевич А.Ю.* *59*

Низкоразмерные структуры на основе HgCdTe для физических исследований и приборных применений
Михайлов Н.Н.*, Варавин В.С., Дворецкий С.А., Меньшиков Р.В., Ремесник В.Г., Ужаков И.Н., Швец В.А., Морозов С.В.* *60*

Атомные процессы на поверхности Si(111) при адсорбции Sn
Петров А.С.*, Рогило Д.И., Щеглов Д.В., Латышев А.В.* *61*

Ван-дер-ваальсовый гетероэпитаксиальный рост $SnSe_2$ на поверхностях Bi_2Se_3(0001) и Si(111)
Захожев К.Е.*, Пономарев С.А., Рогило Д.И., Голяшов В.А., Курусь Н.Н., Гутаковский А.К., Кох К.А., Щеглов Д.В., Милехин А.Г., Латышев А.В.* *62*

Рост силицена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках CaF_2/Si(111), модифицированных электронным облучением
Зиновьева А.Ф.*, Зиновьев В.А., Кацюба А.В., Володин В.А., Двуреченский А.В.* *63*

Процессы на поверхности Bi_2Se_3(0001) при адсорбции In
Рогило Д.И., *Пономарев С.А., Насимов Д.А., Кох К.А., Рябищенкова А.Г., Голяшов В.А., Щеглов Д.В., Латышев А.В.* *64*

Нормальное и латеральное ван-дер-ваальсово взаимодействие слоев в гетероструктурах Al/hBN/MoS_2/ и Al/WSe_2/ плавленый кварц
Клоков А.Ю.*, Фролов Н.Ю., Шарков А.И., Пугачёв М.В., Кунцевич А.Ю.* *65*

Исследование формирования нанокластеров Ag и Au на поверхности SiO_2 в процессе низкотемпературного отжига
Гришин Т.С.*, Волкова Л.С., Громов Д.Г.* *66*

Формирование и исследование свойств массивов наностолбиков TiO_x с наночастицами Ag и Cu
Волкова Л.С.*, Гришин Т.С., Громов Д.Г.* *67*

Поверхность $Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ (100): окисление на воздухе и восстановление сульфидными растворами
Лебедев М.В.*, Львова Т.В., Седова И.В., Королёва А.В., Жижин Е.В., Лебедев С.В.* *68*

Содержание

Исследование эволюции морфологии полуполярных AlN (10-11) слоев, выращенных на наноструктурированной подложке Si(100)
Бессолов В.Н., Коненкова Е.В., Орлова Т.А., ***Сокура Л.А.****, Соломникова А.В., Шарофидинов Ш.Ш. 69*

Транспорт носителей заряда в йодированных пленках сульфида свинца
Чарикова Т.Б.*, Павлова А.Ю., Поздин А.В., Корх Ю.В., Кузнецова Т.В., Воронин В.И.,Марков В.Ф., Маскаева Л.Н. 70*

Влияние свойств и структуры поверхности подложки на морфологию планарных нанопроволок GaAs (Монте-Карло моделирование)
Спирина А.А., Манцурова С.В., ***Шварц Н.Л.*** *..... 71*

Влияние кислорода и фтора на электронную структуру поверхности GaSb(111)
Кулькова С.Е.*, Бакулин А.В. 72*

Самокаталитический рост InP и GaInP наноструктур на кремнии из паровой фазы
Карлина Л.Б.*, Власов А.С., Левин Р.В., Малевская А.В., Сошников И.П. 73*

Нанокластеры золота на поверхности GaP(001): химическое приготовление, локализолванные плазмоны
Берковиц В.Л.*, Кособукин В.А., Улин В.П., Хахулин С.А. 74*

Применение быстрого джоулева нагрева для синтеза углеродных нанопленок
Е.П. Неустроев*, А.Р. Прокопьев, Н.Н. Лоскин, Д.Н. Попов 75*

Получение эпитаксиальных пленок оксида цинка методом магнетронного распыления горячей мишени
Исмаилов А.М.*, Умаханов М.А., Рабаданов М.Р., Рабаданов М.Х. 76*

Монолитно интегрированные слои SiC с нанотрубками
Буравлев А.Д.*, Казакин А.Н., Мохов Д.В., Нащекина Ю.А., Нащекин А.В., Убыйвовк Е.В., Астраханцева В.А., Кузьмин В.А., Осипов А.В., Кукушкин С.А. 77*

Факторы, определяющие инициирование развития периодического рельефа на поверхности кремния при ионной бомбардировке
Смирнова М.А.*, Лобзов К.Н., Бачурин В.И., Мазалецкий Л.А., Пухов Д.Э., Рудый А.С., Чурилов А.Б. 78*

Изображения квантовых точек InSb, полученные на длине волны 10.6 мкм с помощью ASNOM
*Ивченко В.С.****,*** *Клековкин А.В., Минаев И.И.,* ***Казанцев Д.В.****, Казанцева Е.А. 79*

Исследование тонких пленок NbN методами оже электронной спектроскопии и времяпролетной ВИМС.
Горячев А.В.*, Дудин А.А., Кириленко Е.П., Рудаков Г.А. 80*

Использование микроскопии сопротивления растекания для исследования эпитаксиальных структур A3B5 содержащих Sb
Минаев И.И.*, Клековкин А.В., Ерошенко Г.Н., Свиридов Д.Е., Савин К.А., Кривобок В.С., Пашкеев Д.А., Николаев С.Н. 81*

Локальная зарядка и поляризация пленок SiO_2 как инструмент создания и модификации микроструктур
Зубов Д.Н.*, Яковлев В.Б. 82*

In-situ эллипсометрический мониторинг процессов роста гетероструктур HgCdTe
М.В. Якушев*, С.В Рыхлицкий, В.А. Швец, Е.В. Спесивцев. 83*

Исследование методом ДОБЭ начальных этапов эпитаксиального роста Mn_5Ge_3 на Si(111)
Яковлев И.А.*, Лукьяненко А.В. 84*

Механизм формирования наноямок на поверхности InAlAs слоя на подложке InP
Гуляев Д.В., Дмитриев Д.В., Милехин И.А., ***Пономарев С.А.****, Журавлев К.С. 85*

Mist-CVD эпитаксия и магнетизм тонких слоев α-Cr_2O_3
***Шапенков С.В.**, Харитонский П.В., Тимашов Р.Б., Степанов А.И., Сергиенко Е.С., Николаев В.И. 86*

Тонкая структура в распределении по энергии электронов, эмитированных из p-GaAs(Cs,O): расчет
***Казанцев Д.М.**, Бакин В.В., Рожков С.А., Шайблер Г.Э., Альперович В.Л., Голяшов В.А., Терещенко О.Е. ... 87*

Влияние реконструкции (√3×√3)-Sn на кинетику субмонослойного эпитаксиального роста на поверхности Si(111)
***Петров А.С.**, Рогило Д.И., Щеглов Д.В., Латышев А.В. ... 88*

Исследования процессов адсорбции/десорбции металлов при росте гетероструктур (Al,Ga)N методом плазменно-активированной МПЭ
***Нечаев Д.В.**, Семенов А.Н., Жмерик В.Н. ... 89*

Влияние резистивного отжига в условиях СВВ на морфологию и структуру поверхности 6H-SiC(0001)
***Дураков Д.Е.**, Петров А.С., Рогило Д.И., Макеева А.А., Никифоров Д.Ф., Курусь Н.Н., Милехин А.Г., Щеглов Д.В., Латышев А.В. ... 90*

Исследование особенностей процессов наноразмерной модификации подложек GaAs с различной ориентацией
***Черненко Н.Е.**, Лахина Е.А., Шаров В.А., Мельниченко И.А., Шандыба Н.А., Балакирев С.В., Крыжановская Н.В., Солодовник М.С. ... 91*

Блочная структура гомоэпитаксиального слоя β-Ga_2O_3/β-Ga_2O_3 (100)
***Шарков М.Д.**, Бойко М.Е., Бутенко П.Н., Бойко А.М., Заричный А.А., Крымов В.М., Шапенков С.В., Алмаев А.В., Николаев В.И. ... 92*

Эпитаксиальные пленки оксида галлия на подложках (0001)Al_2O_3, полученные ВЧ-магнетронным распылением
***Умаханов М.А.**, Исмаилов А.М. ... 93*

Формирование и свойства низкоплотных квантовых точек в системе GaInAlAs на структурированных подложках GaAs(001)
***Солодовник М.С.**, Черненко Н.Е., Кириченко Д.В., Махов И.С., Мельниченко И.А., Шандыба Н.А., Крыжановская Н.В., Балакирев С.В. ... 94*

Исследование влияния As- и Me-стабилизации на подвижность адатомов при капельной эпитаксии на подложках AlGaAs
***Духан Д.Д.**, Балакирев С.В., Солодовник М.С. ... 95*

Оптическая диагностика гетероструктур InAs/GaSb (001)
***Гордеева А.Б.**, Зубкова М.В., Левин Р.В., Маричев А.Е., Пушный Б.В. ... 96*

Исследование адсорбции молекул NH_3 и HCl на поверхности кремния (100)
***Свинкин Н.А.**, Кондратьев В.М., Большаков А.Д. ... 97*

Напыление сверхтонких пленок золота методом импульсной лазерной абляции при комнатной температуре
***Колосовский Д.А.**, Залялов Т.М., Пономарев С.А., Шухов Ю.Г., Морозов А.А., Старинский С.В. ... 98*

Новая методика определения вероятности выхода фотоэлектронов из полупроводников в вакуум
***Рожков С.А.**, Бакин В.В., Шайблер Г.Э. ... 99*

Вклад поверхностных состояний в резистивные эффекты, наблюдаемые в тонких эпитаксиальных сегнетоэлектрических пленках титаната бария
***Левичев М.В.**, Андреева Н.В., Вилков О.Ю., Петухов А.Е. ... 100*

Влияние ориентации подложки на гомоэпитаксиальный рост слоев β-Ga_2O_3
***Бутенко П.Н.**, Печников А.И., Бойко М.Е., Гузилова Л.И., Крымов В.М., Шапенков С.В., Шарков М.Д., Сошников И.П., Заричный А.А., Николаев В.И.* *101*

Трибоэлектрическая генерация при трении высоколегированного алмазного зонда о поверхность кремния
***Алексеев П.А.**, Сахно Д.Д., Дунаевский М.С.* *102*

Оптимизация процесса травления фоторезиста для метода двойного паттернирования
Тихонова Е.Д. *103*

ДВУМЕРНЫЕ И ОДНОМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ, ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ, СВЕРХРЕШЕТКИ 104

Псевдоспиновый ферромагнетизм в режиме квантового эффекта Холла
***Щепетильников А.В.,** Андреева С.А., Николаев Г.А., Хисамеева А.Р., Кукушкин И.В.* *105*

Переход металл-изолятор в параллельном магнитном поле и эффекты межэлектронного взаимодействия в двумерной bэлектронной системе
Шашкин А.А. *106*

Лазеры с оптической накачкой среднего ИК диапазона на гетероструктурах HgCdTe с квантовыми ямами
***Румянцев В.В.**, Мажукина К.А., Уточкин В.В., Разова А.А.,Дубинов А.А., Шенгуров Д.В., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В.* *107*

Гетероструктуры AlGaN/GaN: фундаментальные оптические свойства и польза для приложений
***Соловьев В.В.**, Кайсин Б.Д., Кукушкин И.В.* *108*

Влияние легирования на спектр оптических фононов и электрон-фононное рассеяние в GaAs квантовых ямах
***Алешкин В.Я.**, Дубинов А.А.* *109*

Оптический спектр экситонного бифононного резонанса
***Кудинов А.В.** , Борисов Е.В., Шимко А.А., Китаев Ю.Э., Траллеро-Гинер К., Гупалов С.В.* *110*

Влияние беспорядка на оптические свойства резонансных брэгговских структур на основе III-N
***Иванов А.А.**, Чалдышев В.В., Заварин Е.Е., Сахаров А.В., Лундин В.В., Цацульников А.Ф.* *111*

Магнетофононные резонансы в структурах с квантовой ямой GaAs и барьерами из сверхрешеток AlAs/GaAs<δ-Si>
***Дричко И.Л.**, Смирнов И.Ю., Сафончик М.О., Шахов М.А., Бакаров А.К., Быков А.А.* *112*

Магнетосопротивление смеси безмассовых и массивных фермионов в квантовом пределе
***Ковалёв В.М.,** Парафило А.Г., Савенко И.Г., Энтин М.В.* *113*

Генерация второй гармоники за счёт пространственной структуры излучения
***Гуняга А.А.**, Дурнев М.В., Тарасенко С.А.* *114*

Латеральное экранирование плазмонов зарядами изображения в многозатворных 2D электронных системах
Волков В.А. *115*

Усиление е-е взаимодействия в подвешенном ДЭГ
***Похабов Д.А.**, Егоров Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Сарыпов Д.И., Шевырин А.А., Бакаров А.К.* *116*

Температурная зависимость вязкости электронов в сверхбаллистических GaAs точечных контактах
***Погосов А.Г.**, Сарыпов Д.И., Похабов Д.А., Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К., Шкляев А.А.* *117*

Плазмонные моды со смешанной четностью в прямоугольной двумерной электронной системе
***Попов В.В.**, Полищук О.В., Машинский К.В., Фатеев Д.В.* *118*

Особенности мезоскопических флуктуаций кондактанса двумерного полуметалла в HgTe квантовой яме
***Квон З.Д.,** Курмачев Д.А., Худайбердиев Д.А., Михайлов Н.Н.* *119*

Гибридные 2D/3D гетероструктуры с монослойными квантовыми ямами GaN/AlN для ультрафиолетовой оптоэлектроники
***Жмерик В.Н.,** Нечаев Д.В., Семенов А.Н., Европейцев Е.А., Шубина Т.В., Яговкина М.А., Алексеев П.А., Сахно Д., Кулагина М.М., Березина Д.С., Колесникова Д.М., Задиранов Ю.М., Трошков С.И., Елисеев И.А., Давыдов В.Ю., Кириленко Д.А., Козловский В.И., Зверев М.М., Гамов Н.А., Ванг Т., Ванг Х., Аббас А.С., Торопов А.А.* *120*

Лазерная генерация в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в среднем инфракрасном диапазоне
***Разова А.А.**, Уточкин В.В., Фадеев М.А., Мажукина К.А., Янцер А.А., Румянцев В.В., Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Шенгуров Д.В., Морозова Е.Е., Гусев Н.С., Морозов С.В., Гавриленко В.Я.* *121*

Полупроводник NbS_3 с волнами зарядовой плотности в свете исследований на синхротроне
***Покровский В.Я.**, Зыбцев С.Г* *122*

Плазмоны в латерально ограниченных анизотропных и сильно экранированных двумерных электронных системах
***Загороднев И.В.**, Родионов Д.А.* *123*

Сдвиговые бернштейновские моды в двумерной электронной жидкости
***Афанасьев А.Н.**, Алексеев П.С., Грешнов А.А., Семина М.А.* *124*

Долинные и спиновые расщепления в нанопроволоках из халькогенидов свинца
***Авдеев И.Д.**, Нестоклон М.О.* *125*

Эффект Керра, индуцированный обменным взаимодействием электронов, разделенных потенциальным барьером в двойных квантовых ямах
***Калевич В.К.**, Кавокин К.В., Афанасьев М.М., Грибакин Б.Ф., Кусраев Ю.Г.* *126*

Прямое зондирование корреляционной энергии на $\nu = 13$ через измерение энергии спин-зарядового возбуждения.
***Бережной П.С.**, Ваньков А.Б., Кореев А.С., Кукушкин И.В.* *127*

Влияние кулоновского взаимодействия на линейный фотогальванический эффект в полупроводниках
***Будкин Г.В.**, Ивченко Е.Л.* *128*

Фототоки, индуцированные структурированным светом
Гуняга А.А., Дурнев М.В., ***Тарасенко С.А.*** *129*

Проявление анизотропии интерфейса в квантовых ямах CdTe
***Л.В. Котова**, В.П. Кочерешко* *130*

ИК фурье-спектроскопия наногетероструктур на основе GeSiSn/Si для устройств фотоники
***Фирсов Д.Д.**, Коляда Д.В., Чуманов И.В., Скворцов И.В., Уткин Д.Е., Кириенко В.В., Машанов В.И., Тимофеев В.А., Комков О.С.* *131*

Модель низкотемпературного транспорта в двумерных системах и коррекция критерия кристаллизации Вигнера
Черемисин М.В. *132*

Содержание

Исследование токовых и адмиттансных характеристик nB(SL)n- структур на основе HgCdTe
Войцеховский А.В., Дзядух С.М., Горн Д.И., ***Дворецкий С.А.****, Михайлов Н.Н., Сидоров Г.Ю., Якушев М.В., Средин В.Г.* *133*

Темновой плазмон в частично экранированном двумерном газе геометрии диска
Черемисин М.В. *134*

Разность потенциалов неэквивалентных контактов в отсутствии тока через образец в режиме квантового эффекта Холла
Неверов В.Н.*, Гудина С.В., С.Д. Попов, Туруткин К.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.* *135*

Перпендикулярная магнитная анизотропия в магнитных структурах, включающих слои MoS_2
Куркина И.И.*, Винокуров П.В., Давыденко А.В., Черноусов Н.Н., Турпак А.А., Алексеев А.А.* *136*

Глубокие центры в гетеропереходе NiO/β-Ga_2O_3: сравнение с диодом Шоттки
Кочкова А.И.*, Поляков А.Я., Якимов Е.Б., Саранин Д.С., Черных А.В., Васильев А.А., Гостищев П.А., Алексанян Л.А., Матрос Н.Р., Щемеров И.В., Пиртон С.Дж.* *137*

Двойная квантовая яма *p*-HgTe/CdHgTe в параллельном магнитном поле
Якунин М.В.*, Алешкин В.Я., Неверов В.Н., Попов М.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.* *138*

Исследование и измерение напряжений в ртутьсодержащих гетероструктурах на основе HgCdTe
Ступак М.Ф., ***Дворецкий С.А.****, Михайлов Н.Н., Макаров С.Н., Елесин А.Г.* *139*

Туннельные гетероструктуры для лазеров и приёмников на основе HgCdTe
Жолудев М.С.*, Литовченко О.М., Морозов С.В.* *140*

Плазменные солитоны в экранированной двумерной электронной системе
Заболотных А.А.*, Рубан В.П.* *141*

Магнитотранспортные явления в метаморфных гетероструктурах с квантовой ямой InGaAs
Сандаков Н.С.*, Гудина С.В., Неверов В.Н., Боголюбский А.С., Туруткин К.В., Якунин М.В., Васильевский И.С., Виниченко А.Н.* *142*

Интерфейсные состояния в структурах с квантовыми ямами ZnSe/BeTe в сильном магнитном поле
Белова Д.Д.*, Котова Л.В., Гуревич А.С., Кочерешко В.П.* *143*

Плазменные колебания в двумерных электронных системах с массивом электродов
Никонов А.В.*, Заболотных А.А., Волков В.А.* *144*

Сверхпериодические модуляции в сверхмногопериодных сверхрешетках GaAs/AlGaAs, выращиваемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии
Горай Л.И.*, Пирогов Е.В., Соболев М.С., Дашков А.С., Борисов М.М., Якунин С.Н., Юнин П.А., Буравлев А.Д.* *145*

Структурные и оптические свойства T2SL InAs/GaSb с компенсацией упругих напряжений, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии.
Ерошенко Г.Н., Кривобок В.С., Ченцов С.И., Минаев И. И., Клековкин А. В., Савин К. А., Гончаров А.Е., Муратов А.В., ***Дубовая А.Р.****,Свиридов Д.Е., Николаев С.Н..* *146*

Температурная зависимость структуры минизон короткопериодной сверхрешетки InAs/GaSb
Дубовая А.Р.*, Кривобок В.С., Ерошенко Г. Н., Минаев И. И., Клековкин А. В., Савин К. А., Гончаров А.Е., Муратов А.В., Николаев С.Н.* *147*

Оптические фононы нанопроволок GaP со встроенной каплей Ga
Тараненко А.В.*, Басалаева Л.С., Фёдоров В.В., Тумашев В.С., Милёхин А.Г.* *148*

Электрические и фотоэлектрические свойства пленки нанопластинок CdSe
Саитов Ш.Р.*, Снигирев Г.О., Смирнов А.М., Манцевич В.Н.* *149*

Фото- и электролюминесценция в гетероструктурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe в среднем ИК диапазоне
*Янцер А.А.***,** *Румянцев В.В., Окомельков А.В.,* ***Фадеев М.А.****, Уточкин В.В., Разова А.А., Мажукина К.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Варавин В.С., Гавриленко В.И., Морозов С.В.* *150*

Анализ оптического отклика полупроводниковых гетероструктур на основе квантовых ям методами квантовой теории поля
Захарченко М.В.*, Глинский Г.Ф.* *151*

Особенности квантования кондактанса многоканальных квантовых точечных контактов
Сарыпов Д.И.*, Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Шевырин А.А., Бакаров А.К.* *152*

Импеданс-спектроскопия high-k UTBB SOI структур с высокоомными TR-HR слоями для СВЧ ИС
Жилицкий В.Е., Антонов В.А, ***Попов В.П.****, Мяконьких А.В., Руденко К.В.* *153*

Роль рассеяния на малые углы в подавлении нелокального сопротивления в методе магнитной фокусировки
Егоров Д.А.*, Похабов Д.А., Погосов А.Г., Жданов Е.Ю., Сарыпов Д.И., Шевырин А.А., Бакаров А.К.* *154*

Селективное формирование высокоплотных массивов вертикальных ННК GaAs с помощью локальной ФИП-обработки подложек Si(111)
Шандыба Н.А.*, Еременко М.М., Шаров В.А., Махов И.С., Черненко Н.Е., Кириченко Д.В., Балакирев С.В., Крыжановская Н.В., Солодовник М.С.* *155*

Структурные и оптические свойства твердых растворов $InAs_{1-x}Sb_x$ для средневолновых и длинноволновых инфракрасных фотодетекторов
Кривобок В. С., Пашкеев Д. А., Клековкин А. В., ***Минаев И. И.****, Савин К. А., Ерошенко Г. Н., Гончаров А. Е., Николаев С. Н.* *156*

Особенности формирования низкоразмерных структур на основе InN/InGaN методом ПА МПЭ.
Калинников М.А.*, Лобанов Д. Н., Андреев Б. А., Кудрявцев К. Е., Юнин П. А., Скороходов Е. В., Новиков А. В., Красильник З. Ф.* *157*

Трионы в анизотропном ван-дер-ваальсовом магнетике CrSBr
Семина М.А.*, Глазов М.М.* *158*

Теория температурных поправок к кондактансу подвешенной квантовой проволоки
Л.С. Брагинский*, М.В. Энтин* *159*

Нелинейное экранирование зарядов в периодически легированном графене
Барышников К.А.*, Герт А.В., Васильев Ю.Б., Дмитриев А.П.* *160*

Уникальное поведение магнитодисперсии фундаментального краевого магнитоплазмона в сильно экранированном прямоугольном двумерном электронном газе
Родионов Д.А.*, Загороднев И.В.* *161*

Интерфейсные электронные состояния на стыке цепочек атомов
Понкратова Д.В. *162*

Экспериментальное исследование колебательных свойств In_2Se_3
Талыфлы А.Ф., *Х.В. Алигулиева, Мамедзаде Н.Ф., Сулейманов М.Н.* *163*

Теория вигнеровской жидкости (ВЖ) в подзатворном диэлектрике флеш-памяти
Махмудиан Мехрдад М.*, МахмудианМ.М., Энтин М.В.* *164*

Теория сил Казимира между двумя квантовыми пленками
Махмудиан М.М.*, Энтин М.В.* *165*

Магнитный пробой в сверхрешетках с одномерной и двумерной модуляцией: расчеты в подходе Ландауэра-Бьюттикера
Ткаченко О.А., ***Ткаченко В.А.****, Бакшеев Д.Г., Сушков О.Р.* *166*

Поляронная масса носителей в планарных структурах, содержащих слои с различной степенью ионности
Маслов А.Ю.*, Прошина О.В.* *167*

Перенос возбуждения через широкий барьер в системе квантовых ям GaAs/AlGaAs различной ширины
Философов Н.Г.*, Агекян В.Ф., Вербин С.Ю., Резницкий А.Н., Серов А.Ю., Штром И.В., Илькив И.В, Резник Р.Р., Цырлин Г.Э.* *168*

Влияние растяжения на фазовый переход в TaS_2
Тюменцев М.М.*, Федотов Н.И., Мартовицкий В.П., Зайцев-Зотов С.В.* *169*

Электрон-электронное взаимодействие в структурах InGaAs/GaAs
Гудина С.В., *Арапов Ю.Г., Неверов В.Н., Савельев А.П., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В.* *170*

Рост GaAs нитевидных нанокристаллов с богатой Si каплей на вершине
Сибирев Н.В., *Илькив И.В., Убыйвовк Е.В., Штром И.В., Сошников И.П., Резник Р.Р., Брюханова В.В., Цырлин Г.Э.* *171*

Люминесценция наноструктур с легированными квантовыми ямами при оптической и электрической накачке
Адамов Р.Б.*, Мелентьев Г.А., Подоскин А.А., Слипченко С.О., Седова И.В., Сорокин С.В., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А.* *172*

Моделирование влияние электрического поля на экситонные состоянии в квантовой яме
Чжэн Шимин*, Храмцов Е. С., Игнатьев И. В.* *173*

Генерация излучения при температуре 290K в гетероструктуре с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe на длине волны 3.55 мкм за счёт улучшения волновода и активной области
Фадеев М.А.*, Янцер А.А., Разова А.А., Уточкин В.В., Кудрявцев К.Е., Румянцев В.В., Дубинов А.А., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В.* *174*

Свойства многослойных наноструктур «субоксид кремния/олово», подвергнутых быстрому и статическому отжигу
А.В. Ершов*, Д.А. Юшков, Н.В. Байдусь, А.И. Белов, А.В. Здоровейщев, Р.Н. Крюков* *175*

Особенности осцилляций магнитосопротивления в композитных квантовых ямах InAs/GaSb с инвертированным зонным спектром в квантующем магнитном поле
Михайлова М.П., Иванов Э.В., Парфеньев Р.В., Калинина К.В., ***Семенихин П.В.*** *176*

Осцилляции проводимости Шубникова — де Гааза в квазидвумерном проводнике с волнами зарядовой плотности $HoTe_3$
Воропаев Д.М.*, Прудкогляд В.А., Жувагин И.В., Звягин И., Морочо А.А., Григорьев П.Д., Тюменцев М.М., Кон И.А., Зайцев-Зотов С.В., E. Pachoud, A. Hadj-Azzem, P.Monceau* *177*

НУЛЬМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ (КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ, НАНОКРИСТАЛЛЫ, НАНОПЛАТЕЛЕТЫ) 178

Экситоны в непрямозонных квантовых точках: тонкая структура состояний и спиновая динамика
Шамирзаев Т.С., *Смирнов Д.С., Некрасов С.В., Кусраев Ю.Г., Яковлев Д.Р., Bayer M.* *179*

Эффект Зеемана в валентной зоне полупроводниковых нанокристаллов: кубическая анизотропия и спин-орбитальное смешивание
***Семина М.А.**, Головатенко А.А., Родина А.В.* *180*

Управление оптическими и нелинейно-оптическими свойствами двумерных градиентных нанокристаллов $CdSe_{1-x}S_x$
Клименко Г.А., Хасан А.А., Якимов Б.П., Саиджонов Б.М., Васильев Р.Б., В.Н. Манцевич, ***Смирнов А.М.*** . *181*

Подавление молекулярных состояний дираковских энионов в спектрах магнито-фотолюминесценции квантовых точек $InP/GaInP_2$
***Минтаиров А.М.**, Аксенов В.Ю., Лебедев Д.В., Власов А.С., Blundell S.* *182*

Стабилизация зарядового состояния одиночной квантовой точки при резонансном возбуждении
***Галимов А. И.**, Рахлин М. В., Климко Г. В., Сорокин С. В., Седова И. В., Кулагина М.М., Задиранов Ю.М., Торопов А.А.* *183*

Охлаждение ядерных спинов сильно локализованными электронами
***Смирнов Д.С.**, Кавокин К.В.* *184*

Оптическое выстраивание и оптическая ориентация экситонов в наноплателетах CdSe/CdS при импульсном возбуждении
***Смирнова О.О.**, Козырев Н.В., Некрасов С.В., Рагоза М.Д., Козлов И.И., Родина А.В., Кусраев Ю.Г.* ...*185*

Наногетероструктуры на основе узкозонных твердых растворов InAs-InSb
***Моисеев К.Д.**, Романов В.В., Пархоменко Я.А., Дементьев П.А., Иванов Э.В, Яковлев Ю.П.* *186*

Динамика оптического выстраивания темных экситонов в магнитном поле в наноплателетах CdSe/CdS
***Некрасов С.В.**, Смирнова О.О., Козырев Н.В., Рагоза М.Д., Козлов И.И., Михайленко Н.О., Родина А.В., Кусраев Ю.Г.* *187*

Структурные, оптические и электрофизические свойства многослойных периодических структур с квантовыми точками GeSiSn
Тимофеев В.А., ***Скворцов И.В.**, Машанов В.И.,Никифоров А.И., Блошкин А.А., Кириенко В.В., Чуманов И.В., Коляда Д.В., Фирсов Д.Д., Комков О.С.* *188*

Локализация носителей заряда в самоорганизованных квантовых точках InGaAs
Косарев А.Н., Черкашин Н.А., ***Чалдышев В.В.*** *189*

Люминесцентные свойства нанокристаллов $Cd_xZn_{1-x}S$, синтезированных в матрице Ленгмюра-Блоджетт
***Свит К.А.**, Гуляев Д. В.**,** Журавлев К.С.* *190*

Двухфотонное поглощение света в перовскитных нанокристаллах в стеклянной матрице
***Кузнецова М.С.**, Батаев М.Н., Колобкова Е.В., Петров М.Ю., Игнатьев И.В.* *191*

Термоэлектрическая эффективность пленок GaAs/InGaAs с квантовыми точками и яма-точками
***Байдусь Н.В.**, Балясников Д.М.,Дёмина П.Б., Дорохин М.В., Здоровейщев А.В., Зубков С.Ю., Ерофеева И.В., Кузнецов Ю.М.* *192*

Оптическая спектроскопия эпитаксиальных нанокристаллов GaAs с нанометровым пространственным разрешением
***Басалаева Л.С.**, Емельянов Е.А., Фёдоров В.В., Дворецкая Л.Н., Преображенский В.В., МилёхинА.Г* *193*

Фононные повторения в спектрах фотолюминесценции перовскитных нанокристаллов $CsPbI_3$
***Батаев М.Н.**, Панькин Д. В., Смирнов М.Б., Кузнецова М.С., Игнатьев И. В., Елисеев И.А., Давыдов В.Ю., Смирнов А.Н., Колобкова Е.В.* *194*

Содержание

Спин-поляризованный электронный транспорт в коррелированных полупроводниковых наноструктурах
***Фролов Д.А.**, Манцевич В.Н., Маслова Н.С., Рожанский И.В., Аверкиев Н.С.* *195*

Фазовые переходы нанокристаллов перовскитов $CsPb(Br_xI_{1-x})_3$, выделенных в матрице борогерманатного стекла
***Бабкина А.Н.**, Харисова Р.Д., Зырянова К.С., Кузьменко Н.К., Никоноров Н.В.* *196*

О механизме усиления флюоресценции квантовых точек на основе фрагментов графена люминесценцией поверхностного поляритона нанокластеров ZnO
***Истомин И.Е.**, Чекулаев М.С., Бабкина Л.А., Ильина В.В., Mahi Singh, Ястребов С.Г.* *197*

Флюоресценция квантовых точек на основе фрагментов графена в лабораторных и межзвездных разновидностях аморфных аллотропных модификациях углерода
Истомин И.Е.**, Чекулаев М.С.**, Ястребов С.Г. *198*

Неэкспоненциальная кинетика затухания люминесценции нанокристаллов и ее долговременное поведение
Бодунов Е.Н., ***Simões Gamboa A.L.*** *199*

Особенности спектров остаточной фотопроводимости в гетероструктурах на основе CdHgTe
Сотничук М.К., ***Иконников А.В.**, Хохлов Д.Р., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И.* .. *200*

Квантово-размерный эффект в полупроводниковом полом шаре
***Simões Gamboa A.L.**, Бодунов Е.Н., Федоров А.В.* *201*

Влияние соотношения потоков As/Ga при заращивании квантовых точек InAs/GaAs на их оптические свойства
***Балакирев С.В.**, Кириченко Д.В., Черненко Н.Е., Шандыба Н.А., Махов И.С., Надточий А.М., Крыжановская Н.В., Жуков А.Е., Солодовник М.С.* *202*

Зеемановское расщепление экситона в объеме, квантовых ямах и квантовых точках
***Кочерешко В.П.**, Котова Л.В, Шамирзаев Т.С.* *203*

Расширенные дислокационные узлы как квантовые точки в GaN
***Шапенков С.В.**, Вывенко О.Ф., Убыйвовк Е.В.* *204*

Скорости и пороговые энергии процесса однофотонного рождения биэкситонов в нанокристаллах
***Бурдов В.А.**, Фомичёв С.А.* *205*

Оптические свойства гетероструктур с квантовыми точками InAs в кремнии
***Лендяшова В.В.**, Илькив И.В., Талалаев В.Г., Шугабаев Т., Резник Р.Р., Цырлин Г.Э.* *206*

Рост GaAs нитевидных нанокристаллов с амфотерным катализатором
***Штром И.В.**, Сибирев Н.В., Илькив И.В., Убыйвовк Е.В., Сошников И.П., Резник Р.Р., Микушев С.В., Цырлин Г.Э.* *207*

Оптическое выстраивание и ориентация экситонов в наклонном магнитном поле в непрямозонных квантовых точках (In,Al)As/AlAs
***Цапанова Л.Г.**, Рагоза М.Д., Некрасов С.В., Михайленко Н.О., Кусраев Ю.Г.* *208*

СПИН-ЗАВИСИМЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СПИНТРОНИКА, НАНОМАГНЕТИЗМ, КВАНТОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ 209

Динамическая поляризация спинов носителей заряда в полупроводниках структурах пониженной размерности
***Аверкиев Н.С.**, Манцевич В.Н., Рожанский И.В.* *210*

Спиновая термодинамика ядер в полупроводниковых структурах
***Кавокин К.В.**, Литвяк В.М., Чербунин Р.В., Бажин П., Калевич В.К.* *211*

Спиновые явления в полупроводниковых квантовых точках
Кусраев Ю.Г. *212*

Ориентация спина локализованного электрона в системе со спин-орбитпльным взаимодействием: эффект Кондо и спиновый эффект Нернста
***Манцевич В.Н.**, Смирнов Д.С.* *213*

Вакуумный спиновый светодиод
***Терещенко О.Е.**, Кустов Д.А., Голяшов В.А., Рожков С.А., Альперович В.Л., Шайблер Г.Э., Бакин В.В., Русецкий В.С.* *214*

Изотопнообогащенные Si/SiGe гетероструктуры для квантовых вычислений
***Новиков А.В.,** Демидов Е.В., Шалеев М.В., Юрасов Д.В., Дроздов М.Н., Ревин Л.С., Панкратов А.Л., Антонов А.В., Красильникова Л.В., Шмырин Д.А., Красильник З.Ф., Буланов А.Д., Трошин О.Ю., Ежевский А.А., Ситников С.В., Щеглов Д.В.* *215*

Модель косвенного обменного взаимодействия и ферромагнетизм вGaMnAs
***Кокурин И.А.**, Аверкиев Н.С.* *216*

Микроволновая спектроскопия фазового перехода двумерной сильно коррелированной электронной системы в режиме квантового эффекта Холла
***Николаев Г.А.**, Хисамеева А.Р., Андреева С.А., Дрёмин А.А., Федотова Я.В., Щепетильников А.В., Кукушкин И.В.* *217*

Определение тензора g-фактора дырки в одиночных InAs/GaAs квантовых точках на основе корреляционных измерений с поляризационным разрешением
***Серов Ю.М.**, Галимов А.И., Смирнов Д.С., Рахлин М.В., Шубина Т.В., Торопов А.А.* *218*

Когерентная спиновая динамика в нанокристаллах $CsPbBr_3$ в стеклянной матрице
***Меляков С.Р.**, Жуков Е.А., Белых В.В., Колобкова Е.В, Кузнецова М.С., Яковлев Д.Р.* *219*

Влияние диссипации и релаксации на динамику в модели спин-зарядового кубита в двойной квантовой точке
***Хомицкий Д.В.**, Бастракова М.В., Пашин Д.С.* *220*

Переход металл-полупроводник в $La_{1-x}Ca_xMnO_3$ во внешних электрических полях
***Повзнер А.А.**, Волков А.Г., Зайцева Н.А., Ноговицына Т.А., Лопатко Э.И.* *221*

Магнитосопротивление на постоянном и переменном токе в селениде марганца, замещенного тулием с переменной валентностью
***Аплеснин С.С.,** Харьков А.М., Ситников М.Н.* *222*

Пленки вида ферромагнетик/тяжелый металл как функциональные слои полупроводниковых приборов оптоэлектроники
***Здоровейщев А.В.,** Дорохин М.В., Кудрин А.В., Темирязева М.П., Темирязев А.Г.* *223*

Моделирование спин-спиновых взаимодействий в CdTe
***Бажин П.С.**, Литвяк В.М., Кавокин К.В.* *224*

Оптическая ориентация спина электронов в термомеханически напряжённых $Na_2KSb(Cs,Sb)$ фотокатодах
***Кустов Д.А.**, Русецкий В.С., Голяшов В.А., Рожков С.А., Бакин В.В., Шайблер Г.Э., Альперович В.Л., Шамирзаев Т.С., Терещенко О.Е.* *225*

Неупорядоченный антиферромагнетизм в легированных полупроводниках. Метод плотности состояний
***Богословский Н.А.**, Петров П.В., Аверкиев Н.С.* *226*

Моделирование электронного переноса через локализованные взаимодействующие состояния квантовых точек в формализме псевдочастичной неравновесной диаграммной техники
***Копчинский И.Д.**, Шорохов В.В.* *227*

Оптическая ориентация спинов возбуждённого состояния иона марганца в (Zn, Mn)Se при резонансном фотовозбуждении
***Козырев Н.В.,** Барышников К.А., Намозов Б.Р., Козлов И.И., Аверкиев Н.С., Кусраев Ю.Г.* *228*

Магнетизм в GaAs структурах, дельта легированных Fe
***Кудрин А.В.**, Лесников В.П., Яковлева А.А., Крюков Р.Н., Татарский Д.А.* *229*

Магнитооптические и фотоиндуцированные явления в эпитаксиальных плёнках EuO
***Усачёв П.А.**, Кац В.Н.,Шелухин Л.А.,Аверьянов Д.В., Соколов И.С., Парфёнов О.Е., Талденков А.Н., Токмачёв А.М., Сторчак В.Г., Павлов В.В.* *230*

Теория фотопроводимости в полупроводниках, обусловленной оптической ориентацией электронов
***Ракицкий М.А.**, Рагоза М.Д., Аверкиев Н.С., Кусраев Ю.Г.* *231*

Трионный механизм фарадеевского вращения в коллоидных наноплателетах CdSe
***Головатенко А.А.**, Луцевич Д.А., Родина А.В.* *232*

Ферромагнитный фазовый переход на факторе заполнения ν = 3 в сильно коррелированной системе с псевдоспиновой степенью свободы
***Андреева С.А.**, Щепетильников А.В., Хисамеева А.Р., Николаев Г.А., Кукушкин И.В.* *233*

Влияние разброса эффективного g-фактора на фотолюминесценцию неоднородно-уширенного ансамбля эпитаксиальных квантовых точек CdSe/(Zn, Mn)Se
***Козлов И.И.**, Козырев Н.В., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г., Седова И.В., Сорокин С.В.* *234*

Рамановская спектроскопия кластеров и одиночных ионов в квантовых ямах CdReTe
***Чербунин Р. В.**, Кудинов А. В.* *235*

ПРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ (ОБЪЕМНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ И КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ) 236

Использование in-situ измерений низкотемпературной микрофо-толюминесценции для наблюдения перестройки примесно-дефектной системы кубических полупроводников под воздействием лазерного гиперзвука
***Кривобок В.С**., Клоков А.Ю., Ченцов С.И., Усманов И.И., Шарков А.И., Николаев С.Н.* *237*

Высокотемпературный ферромагнетизм нового типа в разбавленных магнитных полупроводниках: роль гибридизации примесных электронных состояний
***Говоркова Т.Е.**, Окулов В.И., Ваулин А.А., Гавико В.С., Суриков В.Т.* *238*

Квантовая акустика полупроводников, легированных ионами переходных металлов
***Гудков В.В.**, Сарычев М.Н., Жевстовских И.В., Офицерова Н.Ю., Коростелин В.Ю., Аверкиев Н.С.* ...*239*

Исследование процессов радиационного дефектообразования в карбиде кремния
***Лебедев А.А.**, Козловский В.В., Левинштейн М.Е., Стрельчук А.М., Давыдовская К.С., Кузьмин Р.А.* ...*240*

Оптические, электрические и магнитные свойства карбида кремния с кремниевыми вакансиями, выращенного из кремния методом согласованного замещения атомов
Кукушкин С.А., ***Осипов А.В.*** *241*

Сканирующая NV-спектроскопия как инструмент для диагностики алмазов и их скрытокристаллических структур
***Яковлева В.В.**, Лихачев К.В., Музафарова М.В., Бабунц Р.А., Баранов П.Г., Титков С.В.* *242*

Спектроскопия сверхтонкого взаимодействия методом антипересечения спиновых уровней для реализации полностью оптической векторной магнитометрии на основе 4H-SiC
***Учаев М.В.**, Лихачев К.В., Вейшторт И.П., Баранов П.Г.* *243*

Люминесценция протяженных дефектов в кремнии
***Соболев Н.А.,** Калядин А.Е., Аруев П.Н., Забродский В.В., Шек Е.И., Штельмах К.Ф.* *244*

Рекомбинация Шокли – Рида – Холла в узкозонных слоях HgCdTe через состояния вакансий ртути
***Козлов Д.В.**, Румянцев В.В.,, Янцер А.А., Мажукина К.А., Жолудев М.С., Морозов С.В., Гавриленко В.И.* ... *245*

Использование ионной имплантации и комбинированного отжига для изготовления ферромагнитного полупроводника GaMnAs
***Калентьева И.Л.**, Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Дудин Ю.А., Нежданов А.В., Здоровейщев А.В., Парафин А.Е.* *246*

Определение температурной зависимости сечения захвата на глубокие уровни в β-Ga_2O_3
***Васильев А.А.**, Кочкова А.И., Поляков А.Я., Романов А.А., Матрос Н.Р., Алексанян Л.А., Щемеров И.В. и Пиртон С.Дж.* *247*

Проявление эффекта Яна-Теллера в кристаллах селенида цинка, легированных ионами переходных металлов
***Офицерова Н.Ю.**, Сарычев М.Н., Жевстовских И.В., Суриков В.Т., Аверкиев Н.С., Гудков В.В.* *248*

Свойства теллурида висмута, легированного бором
***Кахраманов С.Ш.**, Абдуллаев Н.А., Оруджова Х.В., Абдуллаев Ю.А., Гасанова Р.А.* *249*

Примесно-дефектные центры и их пространственное распределение в кристаллах ZnSe, легированных железом с помощью высокотемпературной диффузии.
*Калинушкин В.П., Уваров О.В., Гладилин А.А., **Миронов С.А.**, Гаврищук Е.М., Савин Д.В., Иконников В.Б.* *250*

Миграционные барьеры диффузии атомов As и P в InP и InAs для вакансионного и непрямого междоузельного механизмов диффузии
***Александров И.А.**, Журавлев К.С.* *251*

Термический отжиг HgCdTe с большим содержанием CdTe
***Ружевич М.С.**, Дорогов М.В., Смирнов А.М., Мынбаев К.Д., Баженов Н.Л., Варавин В.С., Ремесник В.Г., Ужаков И.Н., Михайлов Н.Н.* *252*

Оптические и электрические характеристики гетероструктур InAsSb/InAsSbP II типа
***Ружевич М.С.**, Романов В.В., Мынбаев К.Д., Баженов Н.Л., Томкович М.В., Моисеев К.Д.* *253*

Радиационная стойкость нитрида галлия по отношению к протонному и электронному облучению
*Козловский В.В.**, Лебедев А.А.**, Малевский Д.А., Сахаров А.В., Левинштейн М.Е., Николаев А.Е., Кузьмин Р.А.* *254*

Распределение ионов переходных металлов в некоторых кристаллах $A^{II}B^{VI}$ выращенных из расплава
***Денисенко Д.С.**, Колесников Н.Н.* *255*

Особенности определения примесного состава в эпитаксиальных слоях монокристаллического алмаза
***Соломникова А.В.**, Зубков В.И.* *256*

Исследования спектров терагерцовой фотопроводимости и фотолюминесценции твердых растворов HgCdTe, легированных мышьяком
*Мажукина К.А., **Румянцев В.В.**, Иконников А.В., Михайлов Н.Н., Варавин В.С., Чилясов А.В., Жолудев М.С., Гавриленко В.И., Морозов С.В.* *257*

Фотолюминесцентные свойства слоев GaN-on-Si и GaN-on-SiC, выращенных методом аммиачной МЛЭ
***И.В.Осинных**, Т.В.Малин, Д.С.Милахин, К.С. Журавлев* *258*

Дефекты в кремнии-на-сапфире с прослойкой HfO_2:Al_2O_3 после облучения быстрыми ионами Xe и Bi
***В.А. Антонов**, А.П. Калугин, В.А. Володин, В.П. Попов, А.В. Мяконьких, К.В. Руденко, В.А. Скуратов, Ж. О'Коннелл* *259*

Комбинационное рассеяние в поликристаллических пленках Si
***Арапкина Л.В.**, Чиж К.В., Сторожевых М.С., Уваров О.В., Дубков В.П., Воронов В.В., Поляков М.В., Волкова Л.С., Едельбекова П.А., Клименко А.А., Дудин А.А., Юрьев В.А.* *260*

Анализ оптоэлектронных свойств твердых растворов $A^{III}B^{V}$ методами теории функционала плотности
***Павлов А.В.**, Можаров А.М., Фёдоров В.В., Дворецкая Л.Н., Мухин И.С.* *261*

Исследование гетеропереходов типа a-Si:H/c-Si на черном кремнии емкостными методами.
***Баранов А.И.,** Уваров А.В., Вячеславова Е.А., Максимова А.А., Гудовских А.С.* *262*

Структура квазилокальных колебаний и неаффинных деформаций в аморфном кремнии
*Конюх Д.А., Райков И.О., **Бельтюков Я.М.*** *263*

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ВПОЛУПРОВОДНИКАХ (СВЧ И ТЕРАГЕРЦОВЫЙ ДИАПАЗОН) 264

Твердотельные источники терагерцового излучения на основе фазово-изменяемых материалов и молекулярно-кристаллических сред
Шкуринов А.П. *265*

О связи ширины циклотронного резонанса и времен релаксации гармонических деформаций Ферми-сферы
***Свинцов Д.А.**, Моисеенко И.М., Капралов К.Н., Бандурин Д.А., Monch E., Ганичев С.Д.* *266*

Высокая чувствительность наносистем к СВЧ из-за емкостных связей в окружении образца
***Ткаченко В.А.**, Ярошевич А.С., Квон З.Д., Кузьмин Н.С., Ткаченко О.А., Бакшеев Д.Г., Марчишин И.В., Бакаров А.К., Родякина Е.Е., Антонов В.А., Попов В.П., Латышев А.В.* *267*

Эффект Парселла для плазмонов в двумерной системе с задним затвором
***Андреев И.В.**, Муравьев В.М., Кукушкин И.В.* *268*

Особенности поведения высокочастотной проводимости неупорядоченных полупроводников в переходной области частот с ростом температуры
***Ормонт М.А.**, Валенко Н.В., Ляшенко А.А.* *269*

Взаимодействие терагерцового излучения с монокристаллическим германием
*Шахмин А.А., Герасимова В.В., Мусихин С.Ф., **Кропотов Г.И.*** *270*

Проявление квантовых эффектов в свойствах поверхностных плазмонов в каплях ЭДЖ в кремнии
***Петров А.Г.**, Андрианов А.В., Захарьин А.О.* *271*

Элементарные возбуждения в гибридной системе фермионов и бозонов, индуцированной высокочастотным электромагнитным полем в двумерной полупроводниковой структуре
*Ковалёв В.М., **Боев М.В.**, Кибис О.В.* *272*

Мощные СВЧ колебания в лавинных арсенид-галлиевых диодах
***Рожков А.В.**, Иванов М.С., Родин П.Б.* *273*

Ионизирующие биполярные домены Ганна как механизм субнаносекундного переключения высоковольтных GaAs диодов
***Иванов М.С.**, Рожков А.В.**,** Родин П.Б.* *274*

Андреевские генераторы терагерцевого излучения
Багаев Н.Т., Клячкин Л.Е., Кукушкин С.А., Маляренко А.М., Осипов А.В., Романов В.В., Руль Н.И., ***Таранец К.Б.*** *275*

Модуляция терагерцового излучения в тонких плёнках MoS_2 различных толщин под воздействием фемтосекундного лазерного излучения
Паршина Л.С.*, Николаева И.Н., Конникова М.Р., Солянкин П.М., Шанин М.С., Гусев Д.С., Поляков А.С., Воронин Р.И., Черебыло Е.А., Новодворский О.А., Шкуринов А.П.* *276*

Усиление и лазерная генерация терагерцового излучения в металлическом желобе с активным графеном в двухрезонансном режиме
Морозов М.Ю.*, Машинский К.В., Попов В.В.* *277*

О механизмах ТГц генерации в гетероструктурном p-i-n диоде $Al_xGa_{1-x}As/GaAs$
Трухин В.Н.*, Малевич В.Л., Калиновский В.С., Мустафин И.А., Контрош Е.В., Fan X., Прудченко К.К.* *278*

АТОМАРНО-ТОНКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ 279

Транспорт экситонов в ван-дер-ваальсовых гетероструктурах
Глазов М.М. *280*

Затухание изгибных фононов в двумерных гибких материалах
Коковин А.Д., Качоровский В.Ю., ***Бурмистров И.С.*** *281*

Долинное смешивание интерфейсных экситонов на латеральных гетеропереходах
Дурнев М.В.*, Смирнов Д.С.* *282*

Аллотропные наноструктуры $Ga_2Se_3/GaSe$, выращенные методом ван-дер-ваальсовой эпитаксии: узкие экситонные линии и однофотонное излучение
Рахлин М.В.*, Сорокин С.В., Галимов А.И., Елисеев И.А., Давыдов В.Ю., Кириленко Д.А., Торопов А.А., Шубина Т.В.* *283*

Управление сегнетоэлектрическими доменами в релаксированных сверхрешетках муара
Еналдиев В.В. *284*

Экситоны и экситон-поляритоны в напряженных наноструктурах на основе дихалькогенидов переходных металлов
Шубина Т.В., *Галимов А.И., Рахлин М.В., Елисеев И.А., Казанов Д.Р., Пошакинский А.В.* *285*

Тонкая структура энергетического спектра тетронов Суриса в двумерных полупроводниках
Яковлев З.А.*, Глазов М.М.* *286*

Двумерные фазы кремния и германия на высокоориентированном пиролитическом графите
Лозовой К.А.*, Дирко В.В., Кукенов О., Коханенко А.П.* *287*

Прямые и непрямые трионы в гетероструктурах с монослоями дихалькогенидов переходных металлов в вертикальном электрическом поле
Черненко А.В.*, Бричкин А.С., Голышков Г.М.* *288*

Люминесценция монослоев $MoSe_2$: влияние температуры и накачки
Бисти В.Е., *Бричкин А.С., Голышков Г.М., Черненко А.В.* *289*

Структура и электронное строение катиона формамидиния, бромида формамидиния и перовскитного кристалла $FAPbBr_3$
Смирнов М.Б., ***Замолоцких С.С.*** *290*

Новый механизм асимметрии вольтамперной характеристики симметричного молекулярного проводника с различными якорными группами
Шубин Н.М.*, Журавлев М.Н., Емельянов А.В., Успенский Ю.А. и Горбацевич А.А.* *291*

Эффект краевого легирования в графене и приборы на его основе
Васильев Ю.Б. *292*

Нанодиагностика колебательных свойств моно- и мультислоев MoS_2 в режиме щелевого плазмона
Милёхин И.А.*, Родякина Е.Е., Чиглинцев Э.О., Чернов А.И., Милёхин А.Г., Латышев А.В.* *293*

Электросопротивление двухслойного графена, ограниченное электрон-дырочным рассеянием
Грибачёв А.В.*, Свинцов Д.А., Вьюрков В.В.* *294*

Возбуждённые состояния экситонов в монослоях $MoSe_2$ и WSe_2 в спектрах отражения
Голышков Г.М.*, Бричкин А.С., Черненко А. В., Бисти В.Е.* *295*

Неэрмитов след в решении задачи о движении носителей в графене вскрещенных полях
Германенко А.В.*, Румянцев Е.Л.* *296*

Особенности фотолюминесценции слоев гексагонального α-In_2Se_3 нанометровой толщины
Елисеев И.А., Рахлин М.В., Галимов А.И., ***Веретенников А.И.****,Котова Л.В., Китаев Ю.Э., Осоченко Г.В, Гасникова К.А., Алексеев П.А.* *297*

Фотолюминесценция с временным разрешением в дихалькогенидах переходных металлов
Каменская Т.А.*, Скориков М.Л., Пугачев М.В., Кунцевич А.Ю.* *298*

Влияние контактов на транспортные характеристики одиночных металлических углеродных нанотрубок
Гайдученко И.А., Прудкогляд В.А., ***Кунцевич А.Ю.*** *299*

Синтез и характеризация кристаллической структуры и электрофизических свойств тонких пленок WS_2 и WSe_2
Лобанова Е.Ю.*, Грассер Т., Дворцова П.А., Илларионов Ю.Ю.Канафиева Е.К., Коровин А.М., Кузин Д.С., Мамаев И.М., Сутурин С.М., Соколов Н.С.* *300*

Двухслойный графен для детектирования длинноволнового излучения
Титова Е.И., *Кащенко М.А., Сёмкин В.А., Домарацкий И.К., Мыльников Д.А., Свинцов Д.А.* *301*

ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ, МИКРОРЕЗОНАТОРЫ И МЕТАМАТЕРИАЛЫ. НАНОФОТОНИКА, КВАНТОВАЯ ОПТИКА 302

Хиральные метаповерхности для управления направлением и поляризацией излучения из волноводов и микрорезонаторов
Кулаковский В.Д. *303*

Плазмонные метаструктуры: от физики к приложениям
В.М. Муравьев*, И.В. Кукушкин* *304*

Фазовые домены в неравновесных спинорных конденсатах поляритонов
Гаврилов С.С. *305*

Спектроскопия фото- и электролюминесценции SiGe наноструктур с двумерными фотонными кристаллами
Яблонский А.Н.*, Новиков А.В., Юрасов Д.В., Степихова М.В., Шмагин В.Б., Захаров В.Е., Перетокин А.В., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Родякина Е.Е., Смагина Ж.В., Дьяков С.А., Михайлов А.Н., Тетельбаум Д.И.* *306*

О порогах лазерной генерации и мультистабильности в хиральных полупроводниковых микрорезонаторах
Тиходеев С.Г. *307*

Полупроводниковые метаповерхности для интегральной нанофотоники и оптических аналоговых вычислений
Федянин А.А. *308*

Плазмонная решётка на планарном волноводе для связи поляризованных волноводных мод и циркулярного света
Деменев А.А.*, Фрадкин И.М., Ковальчук А.В., Кулаковский В.Д., Антонов В.Н., Дьяков С.А. и Гиппиус Н.А.* *309*

Временная когерентность микрорезонаторных поляритонов в 0D, 1D и 2D системах
Shan H., Sun M., Höfling S., ***Savenko I.G.*** *and Schneider C.* *310*

Управление излучением в структурах с Ge наноостровками, встроенными в фотонные кристаллы, за счет управляемого понижения симметрии
Юрасов Д.В., Степихова М.В., Перетокин А.В., Шалеев М.В., Дьяков С.А., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г. Смагина Ж.В., Уткин Д.Е., ***Новиков А.В.*** *311*

Генерация когерентных многофотонных состояний из одиночной квантовой точки
Крайнов И.В.*, Галимов А.И., Рахлин М.В., Шубина Т.В., Торопов А.А.* *312*

Оптическая наноскопия полупроводниковых наноструктур
Милёхин А.Г.*, Курусь Н.Н., Басалаева Л.С., Родякина Е.Е., Васильев Р.Б., Милёхин И.А., Zahn D.R.T., Латышев А.В.* *313*

Возникновение спинового и орбитального углового момента света в закрученных фотонных структурах
Вяткин Е.С.*, Пошакинский А.В., Тарасенко С.А.* *314*

Управление экситонной фотолюминесценцией в дисковых резонаторах на основе гетероструктур дихалькогенидов переходных металлов
Алексеев П.А.*, Милёхин И.А., Елисеев И.А., Гасникова К.А., Бородин Б.Р., Кравцов В.А., Михин А.О., Давыдов В.Ю., Милёхин А.Г.* *315*

Оптически- и магнитоуправляемые метадиполи на СВЧ
Крафтмахер Г.А., *Бутылкин В.С., Фишер П.С.* *316*

Плазмонный резонанс в системах наночастиц Sb и Bi в AlGaAs
Ушанов В.И., Еремеев С.В., Силкин В.М., ***Чалдышев В.В.*** *317*

Резонаторы ИК-лазеров на основе двумерных фотонных кристаллов для организации поверхностного вывода излучения
Орешко И.В.*, Золотарев В.В., Казакова А.Е., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.* *318*

Кремниевые дисковые резонаторы с контролируемым позиционированием излучателей
Смагина Ж.В., *Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Родякина Е.Е., Кацюба А.В., Степихова М.В., Новиков А.В., Михайловский М.С., Петров М.И.* *319*

Брэгговский резонанс в системе слоёв плазмонных наночастиц Bi в матрице GaAs
Поленок Е.Д.*, Берт Н.А., Иванов А.А., Преображенский В.В., Путято М.А., Семягин Б.Р., Снигирев Л.А., УшановВ.И., ЯговкинаМ.А., Чалдышев В.В.* *320*

Комбинационное рассеяние света на молекуле аденина
К.С. Киселёв*, Н.Н. Курусь, В.М. Голышев, Е.С.Дюдеева, А.Г. Милёхин, А.А. Ломзов, А.В. Латышев* ... *321*

Два режима дальнего резонансного распространения электромагнитного возбуждения вдоль линейной цепочки малых сфер
Сапегин А.А.*, Барабаненков М.Ю.* *322*

Локальные источники оптического излучения на основе туннельного контакта, интегрированные в GaP нановолноводы
Лебедев Д.В., *Соломонов Н.А, Шаров В.А., Федеров В. В., Мухин И.С.* *323*

Содержание

Фотогальванические эффекты в изолирующих наноструктурах на основе сверхпроводящих плёнок
***Миронов А.Ю**, Насимов Д.А.* *324*

Особенности пространственного распределения излучения Ge(Si) наноостровков в двумерных фотонных кристаллах в условиях оптического и электрического возбуждения
***Захаров В.Е.**, Яблонский А.Н., Новиков А.В., Юрасов Д.В., Шмагин В.Б., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Родякина Е.Е., Смагина Ж.В., Дьяков С.А.* *325*

Неадибатическая поляритонная конденсация в кольцевых оптических ловушках
Честнов И. Ю, Черотченко Е. Д., ***Налитов А. В.*** *326*

Гигантский эффективный g-фактор в присутствии спиновых бифуркаций в поляритонных конденсатах
***Бочин А.К.**, Честнов И.Ю., Налитов А.В.* *327*

Сингулярные и бисингулярные поверхностные поляритоны в анизотропных полупродниках
***Голеницкий К.Ю.**, Аверкиев Н.С.* *328*

Усиление излучения GeSi квантовых точек в волноводной структуре за счёт совмещения с метаповерхностью из наночастиц Ge
***Зиновьев В.А.,** Зиновьева А.Ф. , Смагина Ж.В., Блошкин А.А., Кучинская П.А., Двуреченский А.В. , Родякина Е.Е. , Дьяков С.А. , Смагин И.А., Степихова М.В., Новиков А.В.* *329*

Динамика оптических мод в нанотрубках MoS_2: от мод шепчущей галереи до экситон-поляритонов и мод Фабри-Перо
***Казанов Д.Р.**, Пошакинский А.В., Шубина Т.В.* *330*

Проявления топологических дефектов в люминесцентном отклике двумерных фотонных кристаллов
Степихова М.В., Смолина Е.О., ***Перетокин А.В.**, Юрасов Д.В., Шалеев М.В., Шенгуров Д.В., Родякина Е.Е., Новиков А.В.* *331*

Поляризационные особенности люминесцентного отклика двумерных фотонных кристаллов с наноостровками Ge(Si)
***Перетокин А.В.*[*]*,** *Степихова М.В.*[§]*, Новиков А.В., Юрасов Д.В., Дьяков С.А.* *332*

Проблемы выращивания гетероструктур для реализации поляритонных лазеров
Курдюбов А.С., ***Столяров В.А.**,Ложкин М.С., Ефимов Ю.П., Елисеев С.А., Ловцюс В.А., Игнатьев И.В.* .. *333*

Упорядоченная генерация в разбросанных нанокристаллитах оксида цинка
***Сибирев Н.В.,** Лабзовская М.Э., Новиков Б.В., Серов А.Ю., Микушев С.В., Кадинская С.А., Кондратьев В.М., Большаков А.Д., Штром И.В.* *334*

Сфокусированный ионный пучок как инструмент для разработки новых приборов нанофотоники
***Евтихиев В.П.**, Митрофанов М.И., Вознюк Г.В.* *335*

Исследование оптических свойств микрорезонаторов дисковой геометрии на основе широкозонных III-N материалов
***Комаров С.Д.**, Войнилович А.Г., Фейгин Г.А., Сахаров А.В., Николаев А.Е., Иванов К.А., Моисеев Э.И., Крыжановская Н.В., Никитина Е.В., Цацульников А.Ф., Луценко Е.В., Жуков А.Е.* *336*

Градиентные фотонно-кристаллические решетки для локализации света
***Салахова Н.С.**, Гиппиус Н.А.* *337*

Плазмон-усиленное комбинационное рассеяние света графеном
***Курусь Н.Н.**, Небогатикова Н.А., Романенко А.А., Милёхин И.А., Милёхин А.Г., Антонова И.В., Родякина Е.Е., Латышев А.В.* *338*

Создание оптических микрорезонаторов GaPNAs на кремнии
***Дворецкая Л.Н.**, Можаров А.М., Комаров С.Д., Вячеславова Е.А., Моисеев Э.И., Фёдоров В.В., Мухин И.С.* *339*

10. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА, СЕНСОРЫ 340

Вертикально излучающий компактный инжекционный полупроводниковый лазер циркулярно-поляризованного света на основе хирального AlAs/(Al,Ga)As/GaAs микрорезонатора
***Максимов А.А.**, Тартаковский И.И.* *341*

Мощные диодные лазеры диапазона длин волн 800-2000 нм для различных применений
***Пихтин Н.А.,** Слипченко С.О.* *342*

Высокоэффективные гетероструктурные солнечные элементы на кремнии
Теруков Е.И. *343*

Мега-приборы кремниевой микроэлектроники
***Еремин В.К.**, Вербицкая Е.М.* *344*

Двухфотонные квантовые каскадные лазеры терагерцового диапазона
Гавриленко В.И. *345*

Непрерывный квантово-каскадный лазер терагерцового диапазона с T_{max} = 90 К
***Хабибуллин Р.А.**, Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Павлов А.Ю., Галиев Р.Р., Пономарев Д.С., Кузьменков А.Г., Малеев Н.А., Васильев А.П., Зубов Ф.И., Максимов М.В., Белов Д.А., Иконников А.В., Анфертьев В.А., Жукавин Р.Х., Курицын Д.И., Гавриленко В.И.* *346*

Возможность закрытия «терагерцовой дыры» квантово-каскадных лазеров
***Дубинов А.А.**, Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Хабибуллин Р.А., Гавриленко В.И.* *347*

Фотоэлектрические преобразователи солнечного и лазерного излучения на гетероструктурах A3B5
***Шварц М.З.**, Андреев В.М., Калюжный Н.А., Левина С.А.* *348*

Молекулярно-пучковая эпитаксия метаморфных гетероструктур с квантовыми точками InAs/InGaAs для создания источников одиночных фотонов телекоммуникационного диапазона 1.55 мкм
***Сорокин С.В.**, Климко Г.В., Седова И.В., Галимов А.И., Серов Ю.В., Веретенников А.И., Кириленко Д.А., Прасолов Н.Д., Торопов А.А.* *349*

Полупроводниковый источник интенсивных терагерцовых импульсов с массивом сапфировых ближнепольных микролинз
***Пономарев Д.С.**, Лаврухин Д.В., Галиев Р.Р., Зенченко Н.В., Ячменев А.Э., Хабибуллин Р.А., Кведер В.В., Курлов В.Н., Спектор И.Е., Зайцев К.И.* *350*

Изготовление солнечно-слепых фотодиодов Шоттки на основе AlGaN гетероструктур с высоким содержанием Al
***Семенов А.Н.,** Нечаев Д.В., Алексеев П.А., Буренина Д.С., Смирнова И.П., Задиранов Ю.М., Кулагина М.М., Трошков С.И., Лихачёв А.И., Калиновский В.С., Контрош Е.В., Прудченко К.К. , Нагорный А.В., Луценко Е.В., Давыдов В.Ю., Смирнов А.Н., Жмерик В.Н.* *351*

Полупроводниковые лазеры и фотоприемники на основе InP
***Мармалюк А.А.,** Иванов А.В., Ладугин М.А., Лобинцов А.В., Сапожников С.М., Симаков В.А.* *352*

Переключения длины волны генерации в оптически связанной паре диодных лазеров на InAs/InGaAs/GaAs квантовых точках
***Зубов Ф.И.**, Шерняков Ю.М., Салий Ю.А., Максимов М.В.* *353*

Исследование α-фактора длинноволновых вертикально-излучающих лазеров на основе квантовых ям InGaAs/InAlGaAs
***Ковач Я.Н.**, Блохин С.А., Бобров М.А., Блохин А.А., Малеев Н.А., Бабичев А.В., Новиков И.И., Гладышев А.Г., Карачинский Л.Я., Колодезный Е.С., Воропаев К.О., Егоров А.Ю., Устинов В.М.* *354*

Содержание

Эластичные светоизлучающие структуры на основе массивов AIIIBV ННК, инкапсулированных в полимерные матрицы
Мухин И.С., *Неплох В.В., Кочетков Ф.М., Федоров В.В., Кавеев А.К., Новикова К.Н., Можаров А.М., Цырлин Г.Э., Исламова Р.М., Насибулин А.Г., Чернышева М.* *355*

Мощные квантово-каскадные лазеры спектрального диапазона 8 мкм
Дюделев В.В., *Черотченко Е.Д., Врубель И.И., Д.А.Михайлов, Чистяков Д.В., Мыльников В.Ю., Лосев С.Н., Коговицкая Е.А., Лютецкий А.В., Слипченко С.О., Гладышев А.Г., Подгаецкий К.А., Бабичев А.В., Папылев Д.С., Андреев А.Ю., Яроцкая И.В., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Новиков И.И., Кучинский В.И., Карачинский Л.Я., Пихтин Н.А., Егоров А.Ю., Соколовский Г.С.* *356*

Универсальный измеритель концентраций летучих углеводородов на основе полупроводниковых сенсоров
Казаков С.А.*, Гревцев М.А., Арефьева О.А., Джагацпанян И.Э.* *357*

Низкочастотные шумы в ИК свето- и фотодиодах на основе гетероструктур p-InAsAsP/n-InAs
Матвеев Б.А.*, Карандашев С.А., Левинштейн М.Е. , Ременный М.А., Dyakonova N.* *358*

Тепловой транспорт через соединения многослойных полупроводниковых структур
Глазов А.Л.*, Муратиков К.Л., Капралов А.А., Козлов В.А.* *359*

Водородный генератор тока на основе диода Шоттки Pd/InP
ШутаевВ.А., Сидоров В.Г., Гребенщикова Е.А., ***Яковлев Ю.П.*** *360*

Влияние различных методов обработок боковых стенок на характеристики глубоких центров в микро- и наносветодиодах
Алексанян Л.А.*, Поляков А.Я., Ли И.-Х., Черных А.В., Скориков М.Л., Якимов Е.Б., Щемеров И.В., Васильев А.А.* *361*

Вклад «фотонного переноса» в транспорт электронов в p-GaAs фотокатоде
Шайблер Г.Э., Бакин В.В., Михеев С.С., ***Рожков С.А.*** *362*

Механизмы эмиссии из мультищелочных $Na_2KSb(Cs,Sb)$ и полупроводниковых GaAs(Cs,O) фотокатодов
Рожков С.А., Бакин В.В., Русецкий В.С., Кустов Д.А., Голяшов В.А., Шайблер Г.Э., ***Альперович В.Л.****, Терещенко О.Е.* *363*

Беспороговая и пороговая оже-рекомбинации в лазерных гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe
Морозов С.В.*, Кудрявцев К.Е., Румянцев В.В., Алешкин В.Я., Янцер А.А., Жолудев М.С., Дубинов А.А., Михайлов Н.Н., Фадеев М.А., Гавриленко В.И.* *364*

Гибридные фотоэлектрические модули на основе короткофокусных линз Френеля с комбинированным профилем
Емельянов В.М., *Левина С.А., Нахимович М.В., Солуянов А.А. и Шварц М.З.* *365*

Верификация метода оценки времени хранения логических состояний энергонезависимой памяти FeRAM на основе кусочной аппроксимации деградационных зависимостей
Быковский К.С.*, Захаров П.С., Скворцов Е.Б., Константинов В.С.* *366*

Исследование влияния ловушек носителей заряда на линейность и шум ПЗС-фотоприемника
Сидоров В.В.*, Петров П.В.* *367*

Характеризация низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур динамической вторично-ионной масс-спектрометрией
Бер Б.Я.*, Казанцев Д.Ю., Мамутин В.В., Токарев М.В.* *368*

Суперлюминесценция субнаносекундных арсенид-галлиевых обострительных диодов
Рожков А.В., Кайбышев В.Х., Иванов М.С., Торопов А.А., ***Родин П.Б.*** *369*

Моделирование электронных свойств квантово-каскадных структур
Костромин Н.А.*, Барыкин Д.А., Дашков А. С., Горай Л.И.* *370*

Особенности краевой инжекционной электролюминесценции GaN pn структур
***Стрельчук А.М.**, Иванцов В.А., Суховеев В., Калядин А.Е.* *371*

Управление излучением микродисковых лазеров с InAs/InGaAs квантовыми точками с помощью пространственно-неоднородного возбуждения
***Махов И.С.**, Караборчев А.А., Фоминых Н.А., Комаров С.Д., Шандыба Н.А., Черненко Н.Е., Салий Ю.А., Солодовник М.С., Крыжановская Н.В., Жуков А.Е.* *372*

Фотоприемные сверхрешетки InAs/GaSb
***Бакаров А.К.**, Суханов М.А., Ярошевич А.С., Лошкарев И.Д., Гуляев Д.В., Журавлев К.С.* *373*

Метаморфные фотодиоды на длину волны 1550 нм, выращенные на подложке GaAs
***Самарцев И.В.**, Байдусь Н.В., Балясников Д.М., Зубков С.Ю.* *374*

Перестройка частоты непрерывных микродисковых терагерцовых квантово-каскадных лазеров
***Белов Д.А.**, Иконников А.В., Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Павлов А.Ю., Галиев Р.Р., Кузьменков А.Г., Малеев Н.А., Васильев А.П., Зубов Ф.И., Максимов М.В., Хохлов Д.Р., Хабибуллин Р.А.* *375*

Генерация оптических импульсов наносекундного диапазона в InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазерах с помощью низковольтного GaAs-тиристора
***Жидяев К.С.**, Чигинева А.Б., Байдусь Н.В., Самарцев И.В.* *376*

Температурная зависимость времени нарастания интенсивности ККЛ, излучающего в диапазоне длин волн 8 мкм
*Черотченко Е.Д., Врубель И.И., **Михайлов Д.А.**, Мыльников В.Ю. Абдулразак С.Х., Дюделев В.В., Соколовский Г.С.* *377*

Формирование металлических контактов и диэлектрических просветляющих покрытий для каскадных фотоэлектрических преобразователей концентрированного солнечного излучения
***Романчук А.К.,** Малевская А.В., Малевский Д.А., Лебедева Н.М., Нахимович М.В., Шварц М.З.* ... *378*

Оптимизация переключения мемристорных структур на основе HfO_x с использованием электронно-лучевого воздействия
***Залялов Т.М.**, Воронковский В.А., Герасимова А.К., Исламов Д.Р.* *379*

Высокоэффективные фотопреобразователи мощного лазерного излучения ближнего ИК диапазона
***Минтаиров М.А.,** Евстропов В.В., Калюжный Н.А., Малевская А.В., Минтаиров С.А., Салий Р.А., Шварц М.З.* *380*

Исследование шумов схем считывания и NETD фотоприемников
***Козлов А.И.,** Латорцева Л.А.* *381*

Связанное состояние в континууме типа Фридриха-Винтгена в электрической мостовой схеме Уинстона
***Карабанов Г.Р.**, Горбацевич А.А.* *382*

Генерация при комнатной температуре в полосковых лазерах рекордно-малой длины, сформированных ионным пучком
***Крыжановская Н.В.**, Махов И.С., Комаров С.Д., Образцова А.А., Н.А. Фоминых, Черненко Н.Е., Шандыба Н.А., Солодовник М.С., Жуков А.Е.* *383*

Гетероструктуры AlGaAs/GaAs для лазеров терагерцового диапазона, выращенные методом МОС-гидридной эпитаксии
***Багаев Т.А.**, Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Данилов А.И., Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Зайцев А.А., Маремьянин К.В., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Галиев Р.Р., Павлов А.Ю., Пушкарев С.С., Пономарев Д.С., Хабибуллин Р.А.* *384*

Формирование КТ InAs/GaAs низкой плотности методом МПЭ
***Климко Г.В.**, Серов Ю.В., Галимов А.И., Прасолов Н.А., Седова И.В., Сорокин С.В.* *385*

Мощные лазерные линейки непрерывного режима работы на основе Al-free гетероструктур с КПД до 70%
***Ладугин М.А.**, Гультиков Н.В., Яроцкая И.В., Андреев А.Ю., Рябоштан Ю.Л., Мармалюк А.А., Шестак Л.И., Старынин М.Ю., Панарин В.А.* *386*

Амплитудные шумы вертикально-излучающих лазеров спектрального диапазона 89х нм гибридной конструкции
***Бобров М.А.,** Блохин С.А., Ковач Я.Н., Блохин А.А., Малеев Н.А., Кузьменков А.Г., Пазгалев А.С., Марчий М.Н., Васильев А.П., Устинов В.М.* *387*

Исследование сенсорных характеристик оксида цинка, допированного цирконием, полученного методом программируемого совместного осаждения
*Абаяратне И.**,** Гохель В.Р., Симоненко Н.П., Симоненко Т.Л., Симоненко Е.П., Насибулин А.Г.,* ***Федоров Ф.С.*** *388*

НАНО- И ОПТОМЕХАНИКА 389

Взаимодействие между модами как ключ к управлению нелинейностью в наномеханических резонаторах
***Шевырин А.А.**, Погосов А.Г., Бакаров А. К., Шкляев А.А., Naik A.* *390*

Аномалии модулей упругости в вискерах квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности
***Никитин М.В.**, Покровский В.Я., Зыбцев С.Г.* *391*

Наномеханический резонатор как сенсор квазиодномерной плотности состояний
***Шевырин А.А.**, Погосов А.Г., Бакаров А. К., Шкляев А.А.* *392*

ТОПОЛОГИЯ. ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ, БЕСЩЕЛЕВЫЕ МАТЕРИАЛЫ 393

Трехмерные тонкопленочные топологические изоляторы $(Bi, Sb)_2(Te, Se)_3$: формирование, электронные, структурные и транспортные свойства
***Степина Н.П.**, Баженов А.О., Кириенко В.В., Ищенко Д.В., Голяшов В.А., Жданов Е.С., Терещенко О.Е., Шумилин А.С., Кунцевич А.Ю.* *394*

Взаимодействующие квантовые спин-холловский и аномально-холловский изоляторы: бислой Bi на $MnBi_2Te_4$
***Еремеев С.В.**, Климовских И.И., Естюнин Д.А., Фильнов С.О., Шимада К., Голяшов В.А., Терещенко О.Е., Кох К.А., Фролов А.С., Сергеев А.И., Столяров В.С., Микшич Тронтль В., Петачча Л., Ди Санто Г., Талларида М.^{0}, Дай Дж.^{0}, Бланко-Каноса С., Валла Т., Шикин А. М., Чулков Е. В.* *395*

Сильный немагнитный механизм рассеяния назад в краевых состояниях 2D топологического изолятора
Крайнов И.В., Ниязов Р.А., Аристов Д.Н., ***Качоровский В.Ю.*** *396*

Теория перколяционной фотопроводимости двумерного топологического изолятора критической толщины
***Брагинский Л.С.**, Энтин М.В.* *397*

Двумерный газ Дираковских электронов с высокой концентрацией в квантовых ямах на основе HgTe
***Квон З.Д.**, Ольшанецкий Е.Б., Савченко М.А., Михайлов Н.Н.* *398*

Дробовой шум в интерферометрах на основе краевых геликоидальных состояний
***Ниязов Р.А.**, Крайнов И.В., Аристов Д.Н., Качоровский В.Ю.* *399*

Комбинационное рассеяние света и спин-фононное взаимодействие в магнитных топологических изоляторах $MnBi_2Te_4$ и $MnSb_2Te_4$
Максимов А.А., *Тартаковский И.И., Зверев В.Н., Абдуллаев Н.А., Мамедов Н.Т.* *400*

Комбинационное рассеяние света в магнитных топологических изоляторах $MnSb_2Te_4$
Алигулиева Х.В.*, Тартаковский И.И., Максимов А.А., Абдуллаев Н.А.* *401*

Двумерный топологический андерсоновский изолятор в режиме квазибаллистического транспорта
Курмачев Д.А.*, Квон З.Д., Михайлов Н.Н.*..... *402*

Модификация электронной структуры топологических изоляторов $GeBi_2Te_{4-x}Se_x$ и $SnBi_2Te_{4-x}Se_x$
Естюнин Д.А.*, Фролов А.С.*..... *403*

Наблюдение квантового линейного магнитосопротивления в ультрачистом монокристалле селенида ртути
Лончаков А.Т., ***Бобин С.Б.*** *404*

Гигантский планарный эффекта Холла в халькогенидах ртути
Бобин С.Б.*, Лончаков А.Т.* *405*

Топологический переход в спектре магнонов скирмионного кристалла
Тимофеев В.Е., ***Барамыгина Ю.В.****, Аристов Д.Н.*..... *406*

Локализованные магнонные состояния скирмионных кристаллов
Тимофеев В.Е.*, Аристов Д.Н.*..... *407*

Особенности электронной структуры $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с составами вблизи точки инверсии зон
Микаева А.С., **Голяшов В.А.**, Кавеев А.К., Ищенко Д.В., Супрун С.П., Терещенко О.Е. 408

Особенности магнитной динамики скирмионных кристаллов
Аристов Д.Н.*, Барамыгина Ю.В., Тимофеев В.Е.*..... *409*

Сканирующая туннельная спектроскопия тонких плёнок Bi_2Te_3
Федотов Н.И.*, Зайцев-Зотов С.В.* *410*

Значительное повышение подвижности носителей в 3D топологических изоляторах на основе халькогенидов висмута
Баников М.И., Пугачев М.В, Борисов А.Э., Селиванов Ю.Г., ***Сахин В.О.****, Куковицкий Е.Ф.,* ***Кунцевич А.Ю.****.....411*

Тезисы докладов
XVI РОССИЙСКОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
ПО ФИЗИКЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

7–11 октября 2024 года

Подписано в печать 02.10.2024. Формат 70×100/16.
Печать цифровая. Усл. печ. л. 36,89