

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

XV

РОССИЙСКАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

XV РОССИЙСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ



Нижний Новгород
2022

XV РОССИЙСКАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ
ПОЛУПРОВОДНИКОВ

3 – 7 октября 2022 года, Нижний Новгород

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

Нижний Новгород
2022

Организаторы конференции

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного научного учреждения «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского

Отделение физических наук РАН

Научный совет РАН по физике полупроводников

Благотворительный фонд «От сердца к сердцу»

Конференцию поддерживают

Российская академия наук

Министерство науки и высшего образования РФ

Программный комитет

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

Ученый секретарь – *М. М. Глазов*, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

А. А. Андронов, ИФМ РАН, Нижний Новгород

А. Л. Асеев, ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

В. А. Волков, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва

С. В. Гапонов, ИФМ РАН, Нижний Новгород

А. А. Гиппиус, ФИАН им. П. Н. Лебедева, Москва

А. А. Горбачевич, ФИАН им. П. Н. Лебедева, Москва

А. В. Двуреченский, ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

В. С. Днепровский, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

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

С. В. Зайцев-Зотов, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва

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

В. В. Кведер, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка

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

З. Ф. Красильник, ИФМ РАН, Нижний Новгород

Г. Я. Красников, ОАО «НИИМЭ и Микрон», Зеленоград

И. В. Кукушкин, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка

В. Д. Кулаковский, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка

Л. В. Кулик, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка

Ю. Г. Кусраев, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

А. В. Латышев, ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

И. Г. Неизвестный, ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

В. И. Окулов, ИФМ УрО РАН, Екатеринбург

В. Я. Покровский, ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН, Москва

А. А. Саранин, ИАПУ ДВО РАН, Владивосток

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

А. С. Терехов, ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

В. Б. Тимофеев, ИФТТ им. Ю. А. Осипьяна РАН, Черноголовка

В. М. Устинов, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Д. Р. Хохлов, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

А. В. Чаплик, ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

Организационный комитет

Председатель – *А. В. Новиков*, ИФМ РАН, Нижний Новгород

Заместитель председателя – *В. И. Гавриленко*, ИФМ РАН, Нижний Новгород

Ученый секретарь – *А. А. Дубинов*, ИФМ РАН, Нижний Новгород

Р. С. Малофеев, ИФМ РАН, Нижний Новгород

А. В. Иконников, МГУ им. М. В. Ломоносова, Москва

С. В. Морозов, ИФМ РАН, Нижний Новгород

В. В. Румянцев, ИФМ РАН, Нижний Новгород

Д. А. Камелин, ИФМ РАН, Нижний Новгород

Р. Н. Литвинов, ИФМ РАН, Нижний Новгород

М. В. Зорина, ИФМ РАН, Нижний Новгород

Е. А. Архипова, ИФМ РАН, Нижний Новгород

А. Г. Милехин, ИФП им. А. В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

Спонсоры конференции



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



ООО «Серния Инжиниринг», sernia.ru



ООО «СОЛ инструментс РУС», solinstruments.by

Криоприбор

ООО «Криогенные приборы», cryopribor.ru



ООО «АкадемВак», academvac.ru

"НАУКА"

ЦЕНТР ТЕХНИЧЕСКОГО СОПРОВОЖДЕНИЯ

ООО «ЦТС «НАУКА», scientific-technology.ru, nauka-shop.ru



ГК «Диполь», dipaul.ru

Секция 1

ОБЪЕМНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Электронные и фононные спектры магнитных полупроводниковых соединений TlFeS_2 и TlFeSe_2

Бадалова З.И.¹, Велиев Р.Г.¹, Джахангирли З.А.^{1,2}, Ализаде Е.Х.¹,
Федотова Ю.А.³, Абдуллаев Н.А.^{1,2}

¹Институт физики НАН Азербайджана, AZ1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131

²Бакинский государственный университет, AZ1148, Баку, ул. З. Халилова, 33

³Белорусский государственный университет, 220006, Минск, ул. Бобруйская, 11, Беларусь

Для магнитных полупроводников характерна сильная взаимосвязь магнитных, электрических и оптических свойств, а магнитное взаимодействие осуществляется с участием электронов проводимости.

Электронные и фононные свойства магнитных полупроводниковых соединений TlFeS_2 и TlFeSe_2 исследованы экспериментально с использованием спектральной эллипсомерии, комбинационного рассеяния (КР) и инфракрасного отражения (ИК) света, а также теоретически из первых принципов с использованием теории функционала плотности (DFT). Из эллипсометрических исследований в интервале энергий 0.7–6.5 эВ определены мнимые и действительные части диэлектрической функции, дисперсия коэффициентов преломления, экстинкции и поглощения. Оценена ширина прямой запрещённой зоны. Из спектров комбинационного рассеяния и инфракрасного отражения света определены частоты оптических фононов. Электронная зонная структура (рис. 1), происхождение энергетических состояний, оптические функции и проектированные на атомы парциальные плотности состояний (PDOS) определены расчётами из первых принципов.

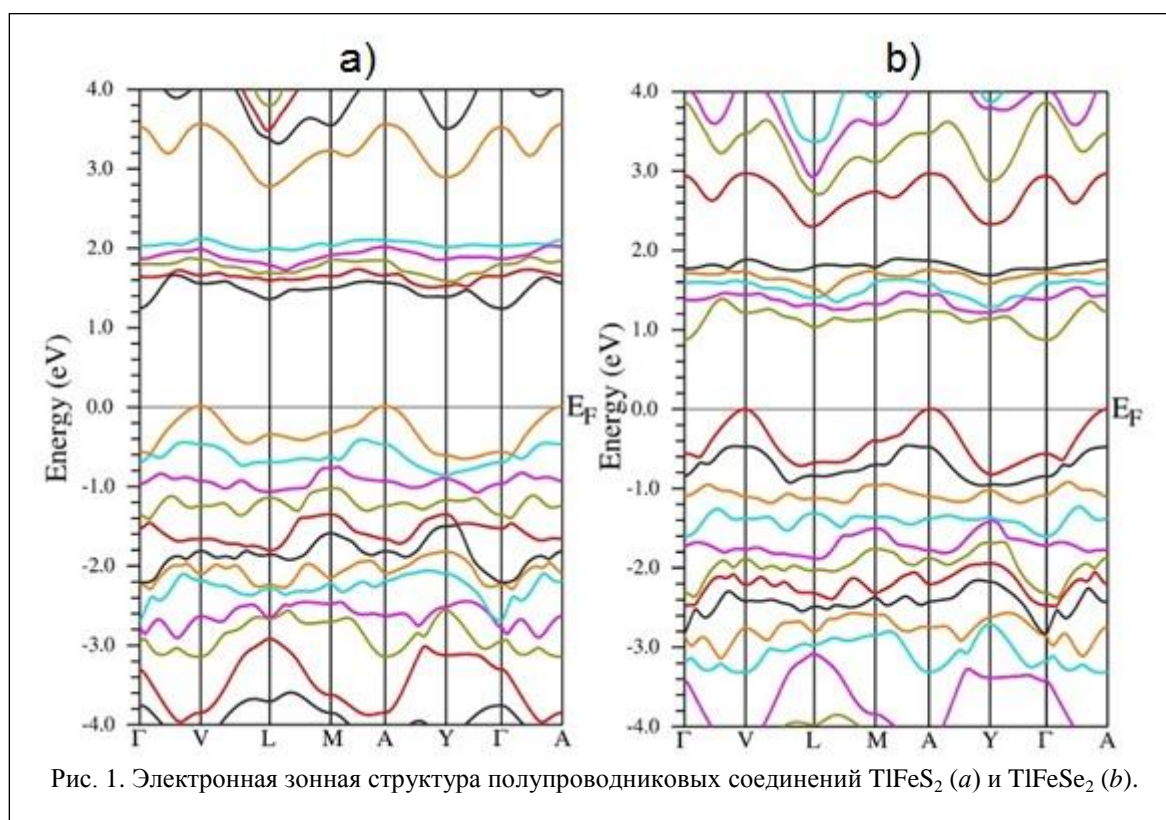


Рис. 1. Электронная зонная структура полупроводниковых соединений TlFeS_2 (a) и TlFeSe_2 (b).

Теоретически рассчитанные результаты сравнены с экспериментальными данными. Получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных данных.

Работа выполнена при финансовой поддержке совместного гранта Национальной академии наук Азербайджана (НАНА) и Государственного комитета науки и технологий Республики Беларусь.

Положительная продольная магнитопроводимость селенида ртути, вызванная киральным магнитным эффектом

Бобин С.Б., Лончаков А.Т.

ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

В образцах монокристаллического селенида ртути – кандидата в семейство полуметаллов Вейля (ПМВ) без центра пространственной инверсии [1 и ссылки там] в интервале электронной концентрации от $5.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $1.7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и температуры от 0.33 К до 150 К обнаружено отрицательное продольное (магнитное поле параллельно электрическому току) магнитосопротивление без тенденции к насыщению. Установлено, что продольная магнитопроводимость увеличивается с ростом магнитного поля по закону, близкому к квадратичному, независимо от температуры и статистики электронов (Больцмана или Ферми). При этом квадратичная по магнитному полю положительная добавка к проводимости в нулевом магнитном поле заметно возрастает с ростом концентрации заряженных центров. Наиболее вероятной причиной положительного квадратичного вклада в продольную магнитопроводимость является предсказанный для ПМВ киральный магнитный эффект (КМЭ) [2]. Его суть заключается в генерации к основному току дополнительного тока, индуцированного киральным дисбалансом при наличии продольного магнитного поля.

Используя известные из теории КМЭ формулы для проводимости [3], сделаны оценки времени междолинной спиновой релаксации τ_V в HgSe. Полученные данные показывают, что при высоких температурах (порядка температуры Дебая) в качестве доминирующего механизма спиновой релаксации в HgSe может выступать механизм Дьяконова – Переля [4], действующий в промежутках между столкновениями. С помощью механизма Дьяконова – Переля, в котором столкновения, меняющие импульс электрона, замедляют спиновую релаксацию, удается качественно понять рост (в ≈ 4 раза) при температуре 150 К киральной добавки в проводимость с ростом концентрации заряженных центров в ≈ 30 раз. Понижение температуры ниже 150 К вместе с вымораживанием коротковолновых акустических фононов приводит к «вымораживанию» процессов спиновой релаксации Дьяконова – Переля. Вследствие этого время междолинной спиновой релаксации в исследованных образцах HgSe достигает предельной (максимальной) величины $\tau_V \sim 10^{-11}$ с, тогда как время внутримолинной релаксации (или транспортное время релаксации) $\tau_{tr} \sim 10^{-12}$ с. Установленная для HgSe иерархия $\frac{\tau_{tr}}{\tau_V} < 1$ является одним из главных условий для наблюдения СМЕ в ПМВ с нарушением пространственной инверсии [5].

Работа выполнена при поддержке гранта Министерства науки и высшего образования № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] A.T. Lonchakov, S.B. Bobin, et al., *J. Phys. Condens. Matter*, **31**, 405706 (2019).

[2] D.E. Kharzeev, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **75**, 133 (2014).

[3] B.Z. Spivak and A.V. Andreev, *Phys. Rev. B* **93**, 085107 (2016).

[4] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, *ФТТ*, **13**, 3581 (1971).

[5] A. Sekine, D. Culcer, A.H. MacDonald, *Phys. Rev. B* **96**, 235134 (2017).

Некоторые оптические свойства тонкопленочных структур на основе $(\text{In}_2\text{Te}_3)_{0.99}(\text{MnTe}_2)_{0.01}$

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

Азербайджанский технический университет, 1073, Баку, пр. Г. Джавида, 25

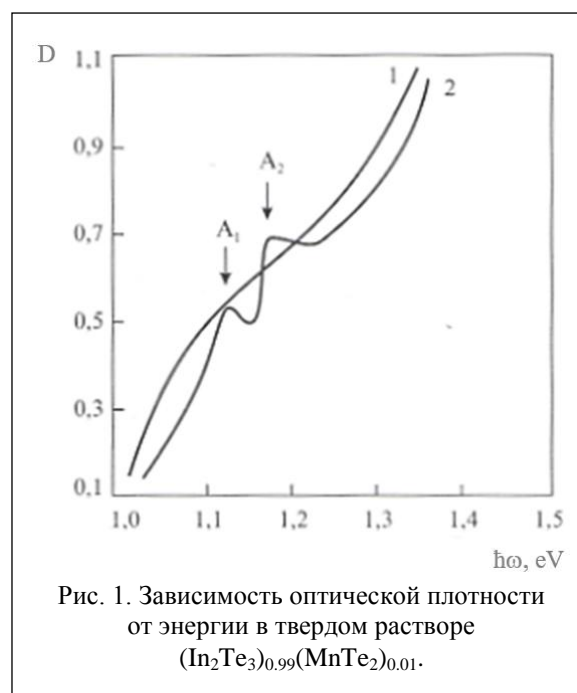
Состав $(\text{In}_2\text{Te}_3)_{0.99}(\text{MnTe}_2)_{0.01}$ входит в область твердых растворов, которые были обнаружены ранее при выявлении характера фазообразования в системе $\text{In}_2\text{Te}_3\text{-MnTe}_2$ [1]. Некоторые теплофизические свойства и механизмы дефектообразования в этих твердых растворах исследованы в [2, 3].

В настоящем сообщении приводятся результаты исследования некоторых оптических свойств структуры $\text{In}-(\text{In}_2\text{Te}_3)_{0.99}(\text{MnTe}_2)_{0.01}/\text{In}_2\text{Te}_3$, полученной методом магнетронного распыления. Измерения коэффициента пропускания показали его резкое снижение при длине волны 0.9 мкм. Пропускание в длинноволновой области носит интерференционный характер, что позволяет определить показатели преломления и толщину тонких слоев.

В диапазоне энергий 1.1–1.4 эВ наблюдается увеличение коэффициента поглощения, т.е. имеет место процесс самопоглощения. На кривой зависимости оптической плотности от энергии наблюдается выраженная ступенька в диапазоне 1.1–1.2 эВ. Наибольшее температурное изменение оптической плотности наблюдается на наклонной ступени с двумя максимумами: A_1 ($\hbar\omega=1.13$ эВ) и A_2 ($\hbar\omega=1.18$ эВ). Узость экстремумов и их высокая температурная чувствительность позволяют предположить, что обнаруженное поглощение обусловлено возбуждением экситонов.

Оценены постоянная Ридберга $R = 0.134$ эВ и значение ширины запрещенной зоны $E_g = 0.90$ эВ твердого раствора $(\text{In}_2\text{Te}_3)_{0.99}(\text{MnTe}_2)_{0.01}$ созданной структуры.

Рассчитано значение приведенной эффективной массы $m^* = 0.4m_0$ по формуле $R = R_H/(\varepsilon^2 m^*)$, где $R_H = 13.53$ эВ, а значение $\varepsilon \approx 7\text{--}8$ оценено по длинноволновому показателю спектра. Появление полос не исключает и влияния ассоциатов атомов марганца, связанных со структурными дефектами полученных материалов.



- [1] М.Ш. Гасанова, Дж.А. Ахмедова, Д.С. Аждарова, *Химия и химическая технология*, **42**, 134 (2005).
[2] Ч.И. Абилов, Ш.С. Исмаилов, М.Ш. Гасанова, *Материалы международной конференции «Физика-2005»*, Баку, 191 (2005).
[3] М.Ш. Гасанова, Ч.И. Абилов, *Материалы 53-й научно-техн. конф. проф.-препод. состава Азербайджанского технического университета, Баку, ч. I, 40 (2006)*, с. 40–41.

Ферромагнетизм при комнатной температуре кристаллического полупроводникового соединения $\text{Hg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$ с предельно низким содержанием примесных атомов железа ($x \leq 0.13$ ат.%)

Говоркова Т.Е.¹, Окулов В.И.¹, Гавико В.С.¹, Суриков В.Т.²

¹ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ИХТТ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

В физике примесного ферромагнетизма широко известны обладающие ферромагнитным упорядочением полупроводниковые кристаллы соединений $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ с 3d-примесями низкой концентрации (< 10 ат.%). Они образуют так называемые системы разбавленных магнитных полупроводников (DMS), в отдельных объектах которых могут совмещаться спонтанный магнетизм и значительная проводимость [1–3].

В данной работе исследовался ферромагнетизм DMS-структур особого типа, в которых спонтанное спиновое упорядочение достигается в совокупности *донорных* электронов примесных атомов железа *предельно низкой концентрации* (≤ 0.13 ат.%) в *полосе проводимости* кристалла-матрицы $\text{Hg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$. Низкотемпературный ферромагнетизм ($T = 5$ К) кристаллов $\text{HgSe}:3d(\text{Fe},\text{Co})$ такого же типа детально изучен в работах [4–6]. В экспериментах и на основе известных теоретических представлений были определены магнитополевые зависимости параметров электронных систем, характерные для типичных ферромагнетиков. В качестве естественного продолжения была поставлена цель настоящей работы – рассмотреть и определить в этих же системах возможность существования и природы ферромагнетизма при комнатной температуре ($T = 300$ К). Интерес к такой задаче очевиден, поскольку ее значимость можно увидеть в стремлении получить новые данные о механизмах, обеспечивающих спонтанную упорядоченность спиновых электронных систем на примере исследуемых нетривиальных объектов. Исследования намагниченности $M(H)$ при $T = 300$ К проведены на серии из 6 образцов $\text{Hg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$ ($x = 0.00\text{--}0.13$ ат.%) с использованием СКВИД-магнитометра. После проведения прецизионной процедуры выделения примесного вклада $M_0(H)$ из экспериментальных зависимостей получены кривые намагничивания для всей серии образцов. Установлено, что вид зависимостей $M_0(H)$ и поле насыщения ($H_S \sim 10$ кЭ) типичны для ферромагнетиков. Для исключения влияния кластеров FeSe и структурных дефектов на формирование ферромагнетизма в исследуемых примесных системах проведен рентгеноструктурный анализ, результаты которого подтверждают наличие одной фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$ и свидетельствуют о кристаллическом совершенстве исследуемых структур.

В итоге работы *впервые при комнатной температуре* ($T = 300$ К) *обнаружен новый вид ферромагнетизма* в DMS-структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$ (≤ 0.13 ат.%). Детальное изучение полученных экспериментальных данных и анализ магнитополевых зависимостей основных параметров показали качественную аналогию картины ферромагнетизма, подобную наблюдавшейся в работах [4–6] при низкотемпературных исследованиях. Полученный в настоящей работе уникальный результат решает новые принципиальные вопросы при развитии физики спонтанного спинового магнетизма как в DMS-структурах, так и в других электронных системах с 3d-примесями низкой концентрации.

Работа выполнена в рамках госзадания по теме «Электрон» (г.р. № 122021000039-4).

[1] T. Dietl, H. Ohno, *Reviews of Modern Physics*, **86**, 1-3, 187 (2014).

[2] Jian Xue, Huiying Yan et al., *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, **34**, 7 (2021).

[3] Huanming Wang, Sen Sun, Jiating Lu et al., *Advanced Functional Materials*, **30**, 2002513 (2020).

[4] Т.Е. Говоркова, В.И. Окулов, *Физика низких температур*, **44**, 1562 (2018).

[5] Т.Е. Говоркова, В.И. Окулов, К.А. Окулова, *Физика низких температур*, **45**, 270 (2019).

[6] Т.Е. Говоркова, В.И. Окулов, *Физика твердого тела*, **64**, 60 (2022).

Фотопроводимость слоистого квазиодномерного полупроводника TiS_3

Горлова И.Г., Никонов С.А., Зыбцев С.Г., Покровский В.Я.

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

Особый интерес к исследованию слоистого квазиодномерного полупроводника TiS_3 с запрещенной зоной $E_g \sim 1$ эВ связан с предполагаемой возможностью образования в этом соединении коллективного состояния из полупроводниковой фазы [1]. На температурной зависимости проводимости $\sigma(T)$ при температурах 50 К и 15 К были обнаружены максимумы $d\ln\sigma/d(1/T)$, а ниже 50 К наблюдалась нелинейная проводимость. Такие свойства характерны для квазиодномерных проводников с движущейся волной зарядовой плотности (ВЗП), но прямых доказательств фазового перехода пока нет. В настоящее время широко исследуются оптические свойства TiS_3 . Поскольку исследования были направлены на возможное применение этого слоистого халькогенида в оптоэлектронике, фотопроводимость $\delta\sigma$ до сих пор изучалась только при комнатной температуре [2]. В докладе будут представлены результаты исследования фотопроводимости монокристаллических вискеров TiS_3 в ближнем ИК-диапазоне в области температур 5–300 К. Обнаружены особенности $\delta\sigma(T)$ при температурах, вблизи которых ранее наблюдались максимумы на $d\ln\sigma/d(1/T)$.

С понижением температуры от 300 до 100 К фотопроводимость возрастает, однако экспоненциального роста $\delta\sigma \propto \exp(E_g/T)$ не наблюдается. Как видно из рис. 1, ход $\delta\sigma(T)$ определяется ростом подвижности электронов с понижением температуры. В этой области температур $\delta\sigma$ можно описать в рамках полупроводниковой модели как следствие возбуждения электронно-дырочных пар через щель. При этом рекомбинация происходит не напрямую, а через донорный уровень с большим временем жизни носителей. Оценки, основанные на полученных значениях $\delta\sigma$, дают время рекомбинации ~ 20 мкс при 300 К [3].

Падение $\delta\sigma$ при $T < 60$ К можно объяснить фазовым переходом электронов в коллективное состояние типа ВЗП. Дополнительный спад $\delta\sigma(T)$ наблюдается при 17 К. При этом $\delta\sigma(T)$ повторяет особенность $\sigma(T)$, что указывает на понижение подвижности носителей [3]. Однако температурная зависимость фотопроводимости TiS_3 сильно отличается от $\delta\sigma(T)$ известных проводников с ВЗП [4], и, вероятно, механизм конденсации электронов в TiS_3 при $T < 60$ К существенно отличается от пайерсовского.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 22-12-00319.

- [1] M.D. Randle, A. Lipatov, I. Mansaray et al., *Appl. Phys. Lett.* **118**, 210502 (2021).
- [2] J.O. Island, A.J. Molina-Mendoza, M. Barawi et al., *2D Mater.* **4**, 022003 (2017).
- [3] I.G. Gorlova et al., *Appl. Phys. Lett.* **120** (2022), doi: 10.1063/5.0082716, in press.
- [4] S.V. Zaitsev-Zotov and V.E. Minakova, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 266404 (2006).

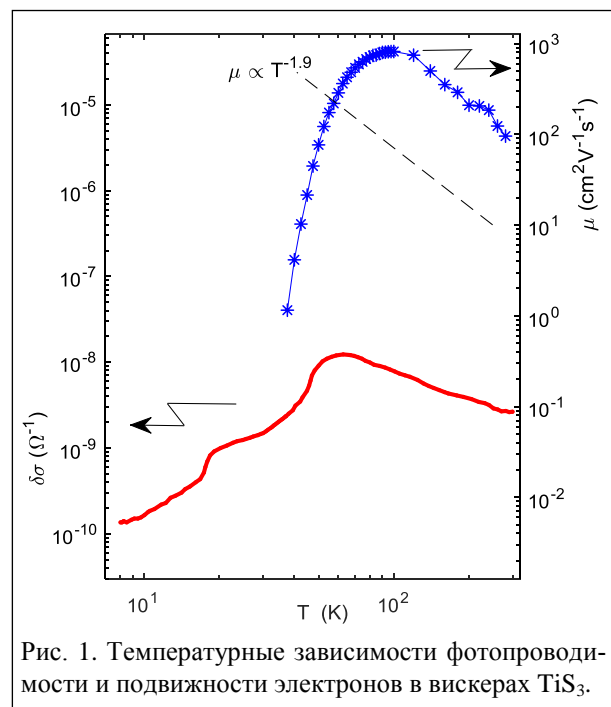


Рис. 1. Температурные зависимости фотопроводимости и подвижности электронов в вискерах TiS_3 .

Влияние температуры на линии локальных экситонов в оксиде цинка, легированном марганцем

Груздев Н.Б.¹, Соколов В.И.¹, Меньшенин В.В.¹, Савченко С.С.², Вохминцев А.С.², Вайнштейн И.А.², Емельченко Г.А.³

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Софьи Ковалевской, 18

²Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

³Институт физики твёрдого тела РАН, 142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

В соединении $Zn_{1-x}Mn_xO$ ниже края полосы примесного поглощения при температурах 4.2 К и 77.3 К с использованием света, поляризованного параллельно и перпендикулярно оптической оси кристалла (π - и σ -поляризация), были обнаружены узкие интенсивные линии локальных экситонов a, b, c, d в диапазоне энергий квантов света 1.877–1.936 эВ [1, 2]. Эти линии обусловлены переходами под влиянием света из антисвязывающих состояний в запрещённой щели в состояние, отщеплённое от дна зоны проводимости в результате

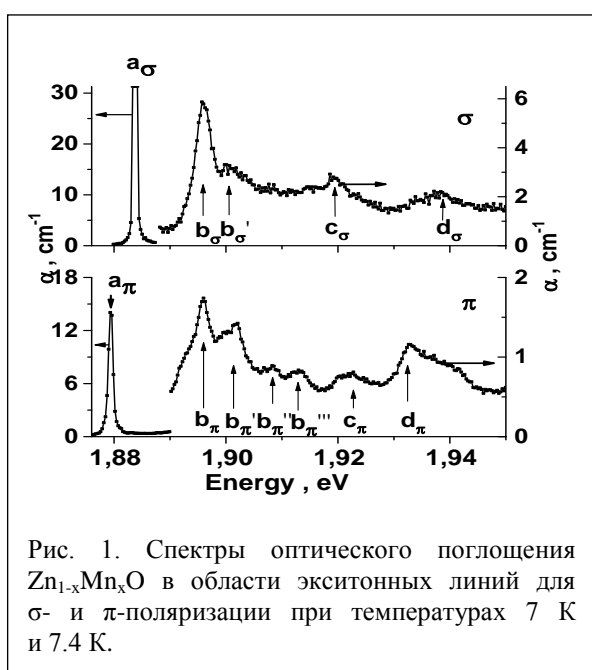


Рис. 1. Спектры оптического поглощения $Zn_{1-x}Mn_xO$ в области экситонных линий для σ - и π -поляризации при температурах 7 К и 7.4 К.

замещения ионов цинка ионами марганца. Антисвязывающие состояния возникают в запрещённой щели в результате гибридизации d-состояний иона марганца с p-состояниями ионов ближайшего окружения. В данной работе исследования были продолжены с лучшим разрешением, чем в работах [1, 2] в диапазоне температур 7–340 К, в результате чего было обнаружено несколько новых слабых линий: b'_σ для σ -поляризации падающего света; b''_π и b'''_π для π -поляризации (рис. 1). Проведено исследование влияния температуры на линии локальных экситонов и край полосы примесного поглощения.

С повышением температуры до 70 К перестают наблюдаться линии b''_π и b'''_π , а при 100 К перестают быть заметными и линии b'_π и c_π . Наиболее интенсивные линии a_π и a_σ при 140 К ещё наблюдаются, но при дальнейшем увеличении температуры исчезают. С повышением температуры уменьшается соотношение интенсивностей линий a_σ и a_π . При низких температурах интенсивность линии a_σ в максимуме более чем в два раза превышает аналогичную интенсивность линии a_π (рис. 1), а при температуре 100 К это отношение всего 1.3. Этот факт свидетельствует, что температура влияет на линию a_σ сильнее, чем на линию a_π . Различный характер влияния температуры на линии локальных экситонов связан с разной структурой антисвязывающих гибридных состояний в запрещённой щели, из которых происходят оптические переходы, формирующие линии π - и σ -поляризации.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Электрон», № 122021000039-4).

[1] V.I. Sokolov et al., *Physics of the Solid State*, **61**, 5, 702 (2019).

[2] V.I. Sokolov et al., *Journal of Experimental and Theoretical Physics*, **130**, 5, 681 (2020).

Эволюция электрофизических свойств объемных кристаллов β -(Ga_xAl_{1-x})₂O₃

Дементьев П.А.¹, Дементьева Е.В.¹, Дунаевский М.С.¹, Шакирова А.А.¹, Кремлева А.В.², Панов Д.Ю.², Спиридонов В.А.², Романов А.Е.², Бугров В.Е.², Заморянская М.В.¹

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

²Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, 9

Оксид галлия привлекает внимание исследователей в связи с тем, что является перспективным материалом для оптоэлектроники. Это связано с тем, что этот материал является широкозонным полупроводником с интенсивной собственной люминесценцией. Ширина запрещенной зоны оксида галлия составляет 4.8–4.9 эВ. Особый интерес к этому материалу связан с возможностью получения объемного оксида галлия методами Чохральского и Степанова [1]. В связи с этим за последнее время опубликовано достаточно много работ, посвященных исследованию различных свойств объемных кристаллов, пленок и наноструктур оксида галлия [2, 3]. Исследования проводятся как для чистых, так и для легированных материалов.

Подобно другим оксидным материалам, в Ga₂O₃ важную роль играют кислородные вакансии. Так, с ними связывают возникновение голубой люминесценции при 2.65 эВ [4]. Кроме того, было показано, что электрофизические свойства Ga₂O₃ также в значительной степени зависят от вакансий кислорода и/или галлия.

В данной работе было проведено исследование эволюции электрофизических свойств объемных кристаллов β -(Ga_xAl_{1-x})₂O₃, выращенных методом Чохральского [5, 6]. Исследования проводились методом кельвин-зонд-микроскопии (КЗМ) при помощи атомно-силового микроскопа (АСМ) Ntegra-Aura (NT-MDT, Зеленоград, Москва) на воздухе. Использовались стандартные проводящие АСМ-зонды с покрытием из карбида вольфрама (W₂C). Производилась контролируемая инжекция зарядов непосредственно из АСМ-зонда в подложку вдоль линии. Аналогичный метод ранее применялся нами для диоксида кремния [7]. Была подготовлена серия образцов с разным содержанием алюминия (от 0 %ат. до 9 %ат.). Были получены свежие поверхности путем скалывания вдоль плоскостей спайности. Затем часть образцов помещалась в атмосферу сухого азота, часть – в условия повышенной влажности, а часть (контрольные) оставлена в естественных условиях. На образцах в течение 3 месяцев регулярно повторялись циклы инжекции зарядов и наблюдения за их диссипацией. Анализировались возможность инжекции зарядов, величина инжектированного заряда, коэффициент диффузии зарядов.

Было обнаружено, что на свежеприготовленных поверхностях подвижность зарядов настолько велика, что наблюдать инжектированный заряд методами КЗМ не получается. В экспериментах, проведенных через 18 часов, наблюдалась локализация инжектированных зарядов, однако их подвижность оставалась высокой. Данная тенденция продолжалась вплоть до 3 месяцев, когда после инжекции образовывались устойчивые зарядовые линии, диссипация из которых практически не наблюдалась.

[1] H.F. Mohamed, Ch. Xia, Q. Sai, H. Cui, M. Pan, H. Qi. *J. Semicond.* **40**, 011801 (2019).

[2] I. Lopez, M. Alonso-Orts, E. Nogales, B. Mendez. *Phys. Status Solidi A* **215**, 1800217 (2018).

[3] S.J. Pearton, J. Yang, P.H. Cary IV, F. Ren, J. Kim, M.J. Tadjer, M.A. Mastro. *Appl. Phys. Rev.* **5**, 011301 (2018).

[4] L. Binet, D. Gourier. *J. Phys. Chem. Solids.* **59**(8), 1241 (1998).

[5] P.N. Butenko, D.I. Panov, A.V. Kremleva, D.A. Zakgeim, A.V. Nashchekin, I.G. Smirnova, D.A. Bauman, A.E. Romanov, V.E. Bougrov. *Mater. Phys. Mech.* **42**, 802 (2019).

[6] Д.А. Закгейм, Д.Ю. Панов, В.А. Спиридонов, А.В. Кремлева, А.М. Смирнов, Д.А. Бауман, А.Е. Романов, М.А. Одноблюдов, В.Е. Бугров. *Письма в ЖТФ* **46**(22), 43 (2020).

[7] П.А. Дементьев, Е.В. Иванова, М.В. Заморянская. *ФТТ* **61**(8), 1448 (2019).

Особенности люминесценции объемных кристаллов β -(Ga_xAl_{1-x})₂O₃

Дементьева Е.В.¹, Дементьев П.А.¹, Яговкина М.А.¹, Кремлева А.В.², Панов Д.Ю.², Спиридонов В.А.², Романов А.Е.², Бугров В.Е.², Заморянская М.В.¹

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

²Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, ул. Ломоносова, 9

В настоящее время наблюдается рост количества исследований кристаллов, наноструктур, нанопорошков и эпитаксиальных пленок β -Ga₂O₃. Высокая популярность материала связана, с одной стороны, с высоким значением поля пробоя (8 МВ/см), что делает этот материал интересным в качестве подложек для силовой электроники [1, 2]. С другой стороны, Ga₂O₃ – широкозонный полупроводник с шириной запрещенной зоны 4,7–4,9 эВ, который возможно использовать в оптоэлектронике. Однако наиболее интересным применением данного материала являются солнечно-слепые фотодетекторы [2, 3]. В связи с этим исследование люминесцентных свойств оксида галлия представляет особый интерес. Особый интерес представляет твердый раствор (Ga_xAl_{1-x})₂O₃. Добавление алюминия приводит к увеличению ширины запрещенной зоны полупроводника, сдвигу полос в спектрах люминесценции и возникновению новых точечных дефектов – центров люминесценции [4].

Исследуемые монокристаллы β -(Ga_xAl_{1-x})₂O₃ были получены вытягиванием из расплава по методу Чохральского в ростовой установке «Ника-3» с индукционным нагревом (производство ФГУП ЭЗАН, Черноголовка).

В работе были исследованы образцы различного состава. Методом рентгенофазового анализа были получены постоянные решетки для образцов различного состава. По полученным зависимостям постоянных решетки от состава видно, что алюминий входит в решетку равномерно и не имеет предпочтительных положений в структуре. Совпадение состава, определенного методом рентгеноспектрального микроанализа и рентгенофазового анализа, говорит о том, что весь алюминий входит в структуру, и не локализуется на дефектах, и не выпадает в отдельную фазу.

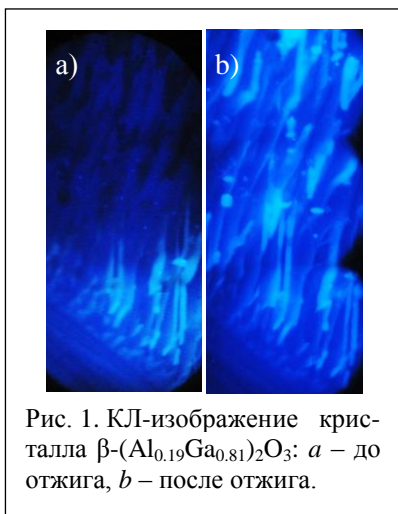


Рис. 1. КЛ-изображение кристалла β -(Al_{0.19}Ga_{0.81})₂O₃: *a* – до отжига, *b* – после отжига.

При исследовании сколов образцов методом локальной катодолюминесценции в ряде образцов наблюдались области с различной люминесценцией (рис. 1). Для определения природы катодолюминесцентного контраста были проведены исследования однородности распределения алюминия, топографии поверхности, сравнение спектров люминесценции и кинетики полос излучения для различных областей образца. Отжиг образца на воздухе при 1000 °С привел к росту интенсивности полос КЛ во всех областях и трансформации дефектов в участках образца с низкой интенсивностью. Увеличение интенсивности после отжига сопровождалось увеличением времени затухания полос КЛ. Это также свидетельствует об уменьшении концентрации центров безызлучательной рекомбинации.

[1] S.J. Pearton, F. Ren, M. Tadjer, J. Kim. *J. Appl. Phys.*, 124, 220901 (2018).

[2] X. Chen, F. Ren, S. Gu, J. Ye. *Photonics Res.*, 7, 381–415 (2019).

[3] S.J. Pearton, J. Yang, P.H. Cary, F. Ren, J. Kim, M.J. Tadjer, M.A. Mastro. *Appl. Phys. Rev.*, 5, 011301 (2018).

[4] W. Hua, Sh. Lia, Y. Hua, L. Wana, Sh. Jiaoc, W. Hub, D.N. Talward, Zh.Ch. Fenga, T. Lia, J. Xua, L. Weia, W. Guoe. *J. All. Comp.*, 864, 158765 (2021).

Люминесценция наноструктурированного кремния

Дорохин М.В., Ведь М.В., Дикарева Н.В., Демина П.Б., Здоровейщев Д.А.,
Болдин М.С., Воронин А.В.

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

Из-за непрямых межзонных переходов Si довольно долго многими исследователями считался бесперспективным материалом для создания светодиодов с межзонным спектром излучения. Позднее эти представления были опровергнуты [1, 2]. Установлено, что уменьшение кремниевой частицы до нанометрового размера приводит к существенной модуляции, квантованию зонной структуры, которая в конечном итоге сводится к появлению возможности прямых межзонных переходов. Тем не менее, несмотря на хорошо известную физику эффектов структурирования, в мировой литературе известно довольно мало методов создания образцов с фазой наноразмерного кремния, что вызывает необходимость проведения дальнейших исследований как в области поиска возможных экономически и технологически выгодных способов модификации зонной структуры кремния, так и в области исследования его оптоэлектронных свойств.

В данной работе представлены результаты исследования излучательных свойств наноструктурированного объемного кремния, полученного методом электроимпульсного плазменного спекания.

Процесс изготовления образцов проводился в два этапа. На первом этапе проводилось формирование нанопорошка кремния с размером частиц порядка 30 нм. Второй этап – непосредственно процесс электроимпульсного плазменного спекания полученного на предыдущем этапе нанопорошка. Спекание проводилось при давлении 70 МПа. Исследовались три типа образцов: А – полученный при температуре спекания 950 °С, В – при 1100 °С, С – при 1100 °С с дополнительным отжигом в течение 30 минут. Исследования излучающих свойств полученных наноструктурированных образцов кремния проводились методом спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) при 300 К и при 77 К.

Исследование спектров фотолюминесценции всех образцов (рис. 1) показало наличие излучения на длинах волн 0.953, 0.936, 0.927 мкм соответственно для образцов А-, В- и С-типа. При этом отмечается уменьшение выхода люминесценции при увеличении температуры спекания или времени отжига образцов. Увеличение температуры спекания привело почти к трехкратному уменьшению интенсивности сигнала ФЛ, тогда как увеличение времени отжига привело к уменьшению интенсивности в 2 раза. Аналогичный эффект наблюдался в случае перехода к измерениям при температуре 77 К – интенсивность сигнала ФЛ уменьшилась в 5 раз.

Таким образом, в работе показана принципиальная возможность выпрямления зонной структуры непрямозонного материала путем формирования фазы наноструктурированного кремния методом электроимпульсного плазменного спекания.

Работа выполнена в рамках госзадания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-03-2020-191/5).

[1] M.A. Green, J. Zhao, A. Wang, P.J. Reece, M. Gal. *Nature* **412**, 805 (2001).

[2] Wai Lek Ng, M.A. Lourenco et al. *Nature* **410**, 192 (2001).

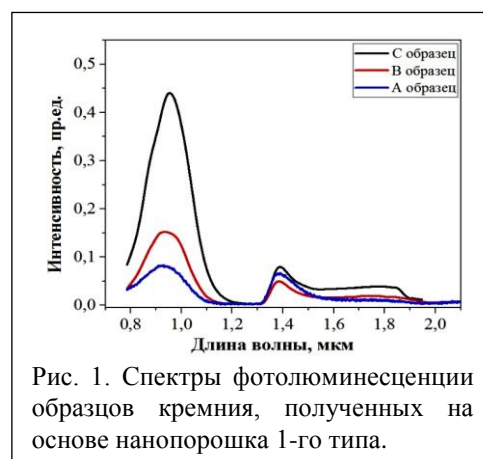


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции образцов кремния, полученных на основе нанопорошка 1-го типа.

Фазовый переход в гибридном металл-органическом перовските: упругие и оптические свойства

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

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург

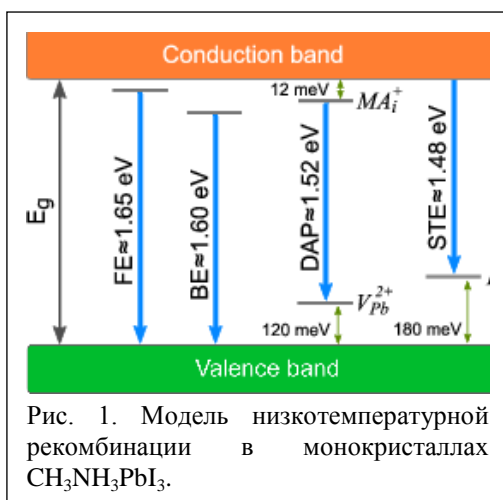
²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург

³Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург

⁴ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск

Активные исследования фундаментальных свойств гибридных (металл-органических) перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbX}_3$ ($X = \text{I}, \text{Br}, \text{Cl}$) связаны с обнаруженным в них ростом до 25% коэффициента преобразования энергии, что делает их подходящими для использования в солнечных элементах, а такие свойства, как малая энергия связи экситона, большая диффузионная длина носителей заряда, оптимальная ширина запрещенной зоны, представляются перспективными для применения гибридных перовскитов в лазерах, диодах, фотодетекторах [1–3].

В докладе представлены упругие и оптические свойства монокристаллов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ в диапазоне температур 5–350 К. Мы обнаружили пик поглощения и step-like-аномалию скорости ультразвука вблизи температуры фазового перехода из тетрагональной в орторомбическую фазу ($T_c = 160$ К). Дана интерпретация аномального поведения упругих свойств в рамках термодинамического подхода Ландау для фазовых переходов 1-го рода [4]. В спектрах фототока (ФТ) и фотолюминесценции (ФЛ) выявлен сдвиг края поглощения на величину около 110 мэВ в большие энергии при охлаждении от 160 К до 140 К. В низкотемпературной орторомбической фазе ($T < 160$ К) в спектре ФТ впервые обнаружена тонкая экситонная структура и определена энергия связи экситонов как 19–25 мэВ, а в спектре ФЛ выявлены дополнительные эмиссионные зоны с энергиями



меньше энергии свободного экситона. На основе анализа термической эволюции положения ФЛ-пиков, их интенсивностей и ширины на половине высоты предложена модель низкотемпературной излучательной рекомбинации, представленная на рис. 1. Линии с энергиями 1.65 эВ и 1.6 эВ мы отнесли к свободными и связанным экситонам соответственно, линию с энергией 1.52 эВ – к донорно-акцепторной рекомбинации, а с 1.48 эВ – к экситонным ловушкам, образованным междуузельным йодом [5].

Хотя детектируются дефекты в кристаллах гибридных перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ при низких температурах, они будут влиять на работу устройств, созданных на их

основе, и при более высоких температурах.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Электрон” № АААА-А18-118020190098-5 и при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (грант № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024)).

[1] S.D. Stranks and H.J. Snaith, *Nat. Nanotechnol.*, **10**, 391 (2015).

[2] Z. Chen et al., *ACS Energy Lett.*, **4**, 1258 (2019).

[3] D.W. deQuilettes et al., *Chem. Rev.*, **119**, 11007 (2019).

[4] I.V. Zhevstovskikh et al., *J. Phys.: Condens. Matter*, **33**, 045403 (2021).

[5] I.V. Zhevstovskikh et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, 095105 (2022).

Магнетосопротивление при движении волны зарядовой плотности в квазиодномерных проводниках $o\text{-TaS}_3$ и вейлевском полуметалле $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$

Кон И.А.¹, Майзлах А.А.¹, Соболевский О.А.², Усольцев А.С.², Зайцев-Зотов С.В.^{1,3}

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, 11, стр. 7

²ФИ им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

³НИУ ВШЭ, 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20

В работе [1] было обнаружено, что в вейлевском полуметалле с волной зарядовой плотности $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$ при температуре существенно ниже температуры пайерсловского перехода, т.е. при наличии щели в энергетическом спектре состояний, в продольном магнитном поле 8 Тл в области нелинейной проводимости может наблюдаться сильное отрицательное магнетосопротивление (МС), которое интерпретировалось как проявление киральной аномалии и реализация аксионного изолятора. Попытки воспроизвести этот эффект на тонких [2] и объемных [3] образцах этого соединения в условиях отсутствия джоулева перегрева носителей оказались безуспешными. В настоящей работе приведены результаты исследования МС в магнитном поле 16 Тл, которые также подтвердили отсутствие сколь-нибудь существенного МС в $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$, в том числе и в условиях сильного джоулева перегрева образцов. Исследования [2] показали наличие сравнительно небольшого отрицательного МС, напоминающего слабую локализацию (несмотря на диэлектрический характер проводимости), разворачивающегося на фоне слабого квадратичного положительного МС. Исследования [1–3] поставили также вопрос о МС топологически тривиальных квазиодномерных проводников с ВЗП в области низких температур. В настоящей работе представлены результаты исследования одного из таких материалов – ромбического TaS_3 в области температур 2.9–30 К. На рис. 1 показаны типичные МС при различных значениях напряжения на образце в области нелинейной проводимости (сопротивление образца при этом изменяется от 0.6 ТОм до 30 МОм). Видно, что при движении ВЗП в МС наблюдаются эффекты, характерные для одночастичной проводимости полупроводников – квадратичное положительное МС, отрицательное МС, напоминающее слабую локализацию и переходящее в линейное МС в области больших токов. Аналогичные зависимости наблюдались также и в геометрии $H \parallel J$, но имели в несколько раз меньшую величину. Форма кривых и величина эффекта сильно зависят от температуры. Удивительным обстоятельством является наблюдение подобных зависимостей в области нелинейной проводимости, т.е. в режиме, при котором вклад ВЗП в проводимость на несколько порядков превышает вклад квазичастиц и должен полностью шунтировать их вклад, а магнитное поле может лишь подавлять величину пайерсловской щели, приводя к отрицательному МС. Мы показываем, что тем не менее подавляющий вклад в МС дают именно квазичастицы благодаря их вкладу в диссипацию энергии при движении ВЗП.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 21-72-20114). Исследования проводились с использованием оборудования ЦКП ФИ им. П.Н. Лебедева РАН.

[1] J. Gooth, B. Bradlyn, S. Honnali, C. Schindler, N. Kumar, J. Noky, Y. Qi, C. Shekhar, Y. Sun, Z. Wang, B.A. Bernevig, and C. Felser, *Nature* 575, 315 (2019).

[2] I.A. Cohn, S.G. Zybisev, A.P. Orlov, and S.V. Zaitsev-Zotov, *JETP Letters* 112, 88 (2020).

[3] A.A. Sinchenko, R. Ballou, J.E. Lorenzo, Th. Grenet, and P. Monceau, *Appl. Phys. Lett.*, 120, 063102 (2022).

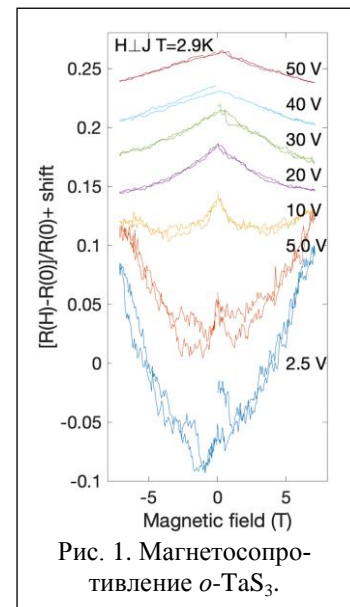


Рис. 1. Магнетосопротивление $o\text{-TaS}_3$.

Черный кремний, полученный методом ионно-пучкового травления

Зорина М.В.¹, Михайленко М.С.¹, Пестов А.Е.¹, Чернышев А.К.¹, Кузнецов И.И.²

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²ИПФ РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Черный кремний – это общепринятое название материала, который представляет собой Si с поверхностью, модифицированной таким образом, чтобы обеспечить низкую отражательную способность в видимом и/или инфракрасном диапазоне длин волн. Применение данного материала позволяет повысить, например, производительность солнечного элемента, которая критически зависит от отражательной способности поверхности пластины, поглощения падающих фотонов и их преобразования в электрический ток. Поэтому в настоящее время прилагаются значительные усилия для снижения отражательной способности за счет сочетания геометрического текстурирования и просветляющего покрытия. Последние, однако, имеют резонансную структуру, которая ограничивает их эффективность узким диапазоном длин волн. Геометрическое текстурирование более гибкий инструмент, однако оно производится в основном за счет выращивания на поверхности игольчатой структуры [1] или травления в химически активной плазме [2], которые являются сложными в реализации подходами, требующими специализированного оборудования. В данной работе предлагается простой в реализации метод структурирования поверхности за счет травления поверхности монокристаллического кремния ускоренными ионами Ag. Ранее нами в работе [3] было показано, что при обработке поверхности монокристаллического кремния $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$ ионами Ag с энергией менее 450 эВ при нормальном их падении на поверхность образца формируется “ямочная” периодическая структура (см. рис. 1). Латеральные размеры и размах высот (PV) “ямочек” практически линейно зависят от глубины (времени) травления. Формирование такого рельефа приводит к непрерывному изменению показателя преломления в приповерхностном слое, что уменьшает коэффициенты отражения Френеля.

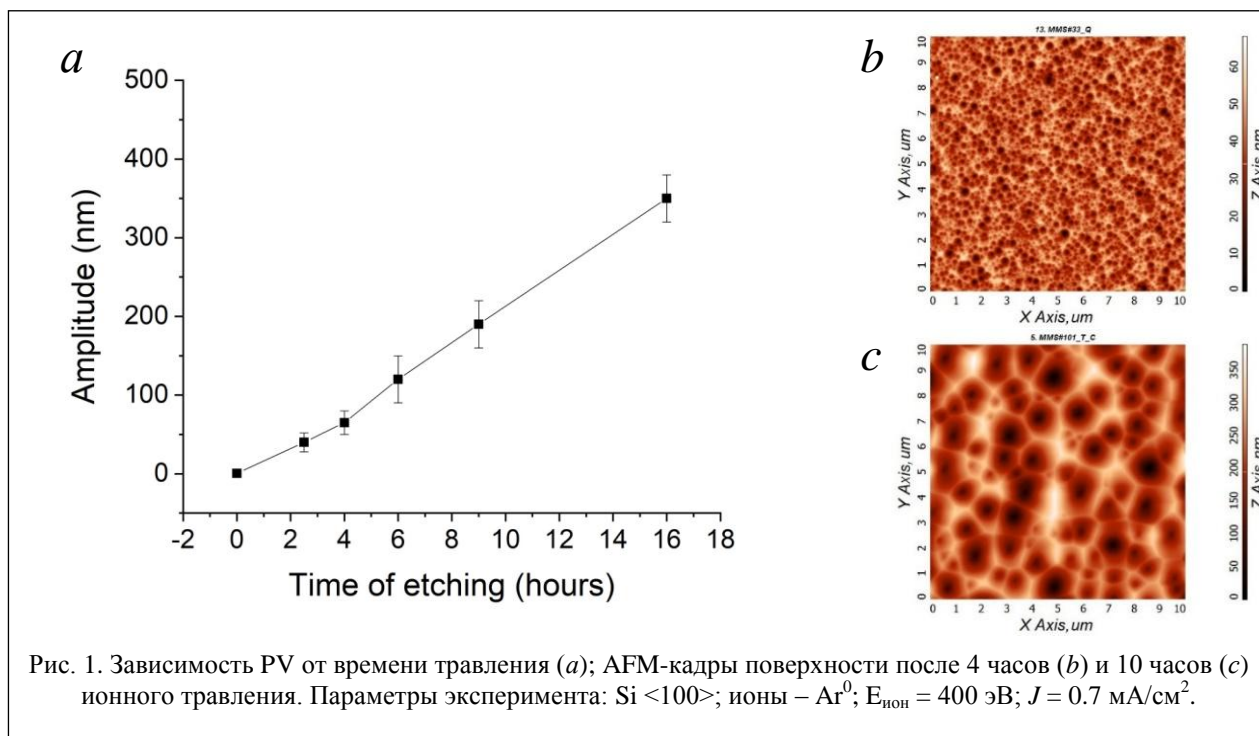


Рис. 1. Зависимость PV от времени травления (a); AFM-кадры поверхности после 4 часов (b) и 10 часов (c) ионного травления. Параметры эксперимента: Si $\langle 100 \rangle$; ионы – Ag⁰; E_{ион} = 400 эВ; J = 0.7 мА/см².

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №21-72-30029.

[1] В.А. Небольсин и др., Письма в ЖТФ, **44**(23), 16 (2018).

[2] M. Otto et al., Adv. Optical Mater., **3**, 147 (2015).

[3] M.S. Mikhailenko et al., Appl. Opt., **61**(10), 2825 (2022).

Проводимость пленок монокристаллического алмаза, слабо легированного бором

Папроцкий С.К.¹, Алтухов И.В.¹, Каган М.С.¹, Родионов Н.Б.², Паль А.Ф.²,
Большаков А.П.³, Ральченко В.Г.³, Хмельницкий Р.А.⁴

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

²ТРИНИТИ, 108840, Москва, Троицк, ул. Пушкиновых, вл. 12

³ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

⁴ФИ им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

Изучена проводимость алмаза, легированного бором, с омическими контактами в электрических полях до $5 \cdot 10^5$ В/см в интервале температур 74–580 К. 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. 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 ($\sim 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³). Подложки получены методом высокого давления / высокой температуры (НРПТ). Омические контакты из сплава Ni-W толщиной ~ 35 нм наносили методом магнетронного напыления.

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 алмаза с бором подчиняется активационному закону. Энергия активации уменьшается в сильных электрических полях на величину френкелевского понижения примесного барьера. При более высоких температурах проводимость насыщается из-за теплового опустошения акцепторов.

По температурным зависимостям определены концентрации свободных дырок и примесей, а также степень компенсации. Обнаружено, что примеси сильно компенсированы, вероятно, в результате автокомпенсации в процессе роста структур. Степень компенсации составляла 10^{-4} – 10^{-5} при концентрации примесей $\sim 10^{16}$ см⁻³. Такая автокомпенсация может возникать при CVD-росте алмазных пленок. Примеси входят в растущий кристалл из газовой смеси СВЧ-разряда, в которую атомы бора попадают за счет испарения из сильно легированной подложки, а донорная примесь – это азот из остаточного воздуха. Известно, что диффузия радикалов по поверхности является существенной стадией роста алмаза. При этом вероятность встраивания азота в решетку крайне мала. Азот может стабилизироваться на поверхности только в виде пар В-N в результате рекомбинации радикалов бора и азота. Фактически это нейтральная "квазимолекула" нитрида бора. Такой комплекс уже неподвижен. Он зарастет в процессе эпитаксии, что и приведет к автокомпенсации.

Работа выполнена в рамках госзадания.

[1] J. Frenkel, *Phys. Rev.* 54 647 (1938).

Исследование фотоэлектрических свойств гидротермальных наноструктур оксида цинка

Кадинская С.А.¹, Кондратьев В.М.¹, Киндюшов И.К.¹, Кузнецов А.¹, Лихачев А.И.²,
Нащекин А.В.², Большаков А.Д.^{1,3,4}

¹СПбАУ им. Ж.И. Алфёрова РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8к3

²НИУ ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, лит. А

³МФТИ, 117303, Москва, ул. Керченская, 1Ак1

В данной работе были исследованы электрические свойства оксида цинка, синтезированного гидротермальным методом, по изменению полного электрического сопротивления (импеданса) синтезированных структур в условиях инфракрасного (ИК), красного, зеленого, синего и ультрафиолетового (УФ) освещения.

В ходе работы было синтезировано 3 вида образцов (без использования ПАВ, с использованием цитрата натрия, с использованием PEI – образцы № 1–3 соответственно) на подложках Si (111): образец № 1 – разветвленные ННК с отношением размеров (длины к толщине) около 10:1; образец № 2 – квазидвумерные наноструктуры [1] в форме гексаподов ($D \sim 7\text{--}10$ мкм, $l \sim 3$ мкм); образец № 3 – ННК с $D \sim 100$ нм и $l \sim 1$ мкм. В качестве зародышевого слоя был использован раствор ацетата цинка. Электрические свойства приготовленных образцов исследовали в диапазоне частот от 100 Гц до 500 кГц методом спектроскопии импеданса. В ходе эксперимента спектры импеданса регистрировали в темноте, а также при освещении образца ИК (850 нм), красным (650 нм), зеленым (570 нм), синим (470 нм) и УФ (390 нм) светодиодами. Спектры образцов при различных условиях представлены в координатах Найквиста – зависимости мнимой части электрического импеданса от действительной (рис. 1).

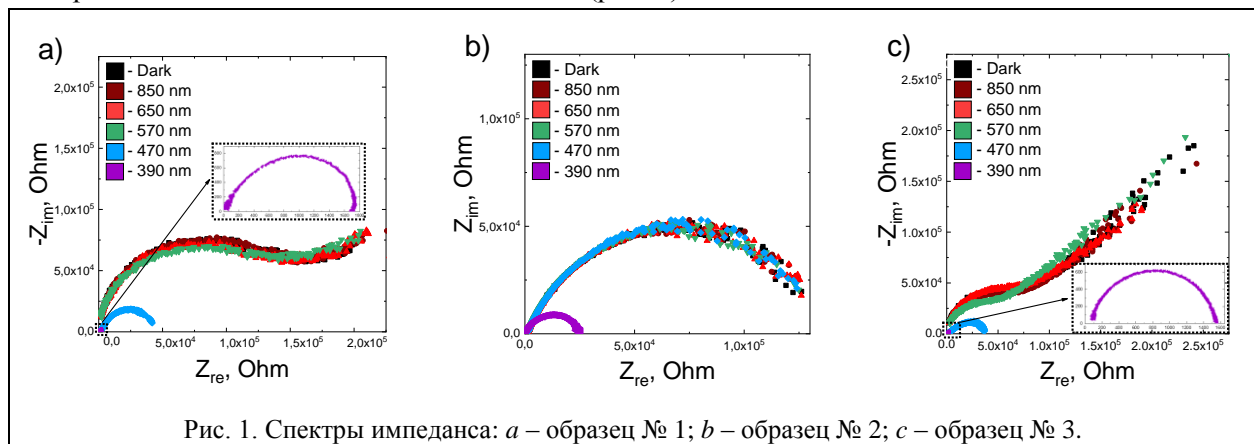


Рис. 1. Спектры импеданса: *a* – образец № 1; *b* – образец № 2; *c* – образец № 3.

Образцы демонстрируют высокое поглощение при засветке вблизи края поглощения (390 нм). Образцы № 1 и № 3 проявляют фотопроводимость при $\lambda = 470$ нм. Такое поведение может быть связано с наличием дефектных уровней – вакансий цинка [2] в запрещенной зоне. Отсутствие поглощения на длине волны 470 нм в образце № 2 свидетельствует о низкой дефектности структур. Образец № 3 поглощает на $\lambda = 570$ нм, что может быть связано с наличием кислородных вакансий и межузельных атомов Zn [2]. Таким образом, синтезированные в ходе работы структуры оксида цинка перспективны для использования в качестве фоточувствительных элементов.

[1] Gerbreders V., Krasovska M., Sledevskis E., Gerbreders A., Mihailova I., Tamanisa E. and Ogurcovs A. 2020 *CrystEngComm* **22** 1346–58.

[2] Galdámez-Martínez A., Santana G., Güell F., Martínez-Alanis P.R. and Dutt A. *Nanomaterials* 2020 *10*(5) 857.

Формирование эпитаксиальных слоев InGaN для источников видимого красного и ИК-диапазонов 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, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

Нитрид индия-галлия (InGaN) является прямозонным полупроводниковым материалом. Изменение содержания In в твердом растворе InGaN позволяет варьировать ширину запрещенной зоны от 0.65 эВ до 3.4 эВ, что дает возможность для создания оптоэлектронных устройств, работающих от ультрафиолета до ближнего инфракрасного (ИК) диапазона. InGaN является термодинамически нестабильным твердым раствором, для которого характерны такие явления, как термическое разложение, спинодальный распад и сегрегация In [1]. В настоящее время технология роста эпитаксиальных слоев InGaN успешно развита только для составов с высоким содержанием Ga, которые уже стали основой современных синих светодиодов и лазерных диодов.

Для продвижения в красную и ИК-область спектра необходимо развитие технологии формирования высококачественных структур на основе InGaN с содержанием $50\% < \text{In} < 100\%$. На текущий момент возможность формирования однородных эпитаксиальных слоев InGaN во всем диапазоне составов была продемонстрирована лишь за счет значительного понижения температур роста, что отрицательно влияет на кристаллическое качество, электрофизические и оптические свойства материала [2]. Недавно коллективом авторов настоящей работы была успешно продемонстрирована возможность получения однородных планарных структур InGaN с содержанием $80\% < \text{In} < 100\%$, на которых впервые было получено стимулированное излучение в ИК-диапазоне [3].

В докладе будут представлены результаты исследования роста эпитаксиальных слоев InGaN с содержанием $50\% < \text{In} < 100\%$, выращенных на GaN/AlN/c-Al₂O₃ методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота (ПА МПЭ). Продемонстрировано, что максимальная температура получения однородных слоев InGaN увеличивается при добавлении Ga до содержания In ~ 80%, что согласовывается с большей энергией связи Ga-N, чем In-N. Дальнейшее снижение содержания In до 50% приводит к необходимости существенно снижать температуру роста для получения однородных слоев InGaN, что связано со снижением температуры разложения материала и усилением процессов фазового распада. Такое снижение температуры роста сопровождается значительным уширением и падением интенсивности сигнала спонтанной фотолуминесценции от слоя InGaN, что говорит о деградации его кристаллического качества. Показано, что добиться подавления разложения и спинодального распада при формировании слоя InGaN при высокой температуре возможно за счет увеличения потока азота.

Обнаружено, что по данным рентгеноструктурного анализа в слоях InGaN, в которых наблюдались дополнительные сигналы от InN и металлического In, после удаления ионным травлением приповерхностной области эти сигналы исчезают и остаётся сигнал от однородного InGaN-слоя. Это может говорить о том, что процессы разложения и фазовой сепарации идут в приповерхностной области, оставляя объем InGaN-слоя однородным по составу.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ “Центр фотоники” (соглашение № 075-15-2020-906 от 16.11.2020 г.).

[1] G.B. Stringfellow, *J. Cryst. Growth.*, **312**, 735 (2010).

[2] W. Alan Doolittle et al., *A. Solid-State Electronics.*, **136**, 3–11 (2017).

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

Квантовый эффект Холла в трехмерной пленке HgTe

Козлов Д.А.^{1,2}, Савченко М.Л.^{1,2}, Квон З.Д.^{1,2}, Михайлов Н.Н.¹, Дворецкий С.А.¹

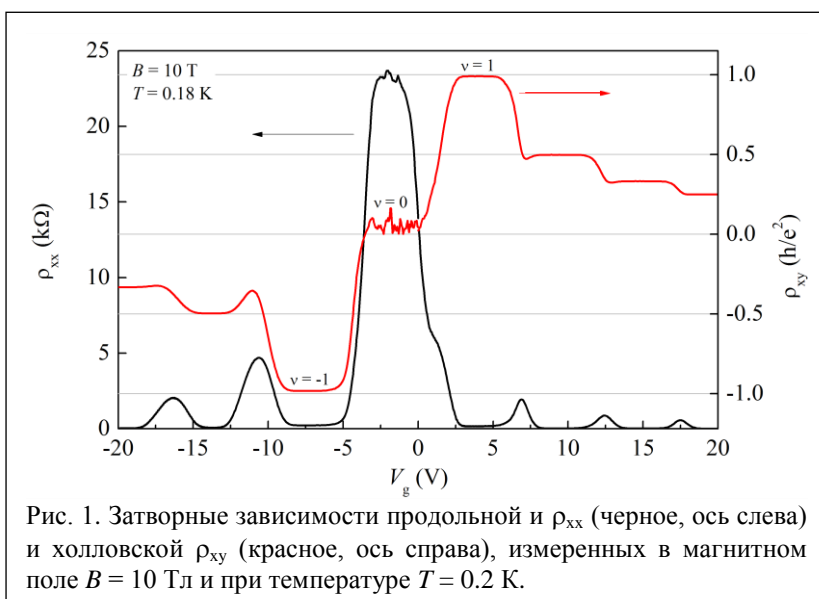
¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

Квантовый эффект Холла (КЭХ) [1] является одним из наиболее ярких явлений физики двумерных систем. Несмотря на многие годы его изучения, КЭХ до сих пор привлекает внимание как с теоретической, так и с экспериментальной точек зрения, а наиболее перспективные направления исследований касаются его реализации в новых системах, таких как графен, полуметалл и трехмерный топологический изолятор. Основным требованием, кроме достаточно низкого уровня беспорядка, до недавних пор являлась двумерность системы. Относительно недавно было продемонстрировано квантование сопротивления в трехмерном бесщелевом полуметалле ZrTe₅ [3]. Объемный HgTe также обладает нулевой энергетической щелью и, с другой стороны, высоким кристаллическим совершенством, что делает его подходящим кандидатом для реализации «трехмерного» КЭХ.

В данной работе изучался транспортный отклик пленки HgTe толщиной 1 мкм. Пленка такого типа является полупроводником с нулевой запрещенной зоной и инвертированной зонной структурой. Из-за нулевой запрещенной зоны неизбежно существование электронов и дырок, распределенных по объему структуры, а инверсия зон приводит к возникновению поверхностных топологических состояний на границах пленки. Измерения проводились на оснащенных затвором холловских мостиках, что позволяло комбинировать транспортные и емкостные измерения.

Несмотря на трехмерную природу пленки, обнаружено, что в сильном магнитном поле в ней формируется хорошо выраженный КЭХ с занулением продольной компоненты сопротивления и



точным квантованием холловской компоненты. Кроме этого, обнаружен ряд эффектов, не наблюдаемых до настоящего момента. В частности, впервые обнаружено нулевое плато сопротивления (т.е. зануление холловской компоненты как проводимости, так и сопротивления) на фоне достаточно низкого удельного сопротивления (порядка 26 кОм). При этом по мере уменьшения магнитного поля «скейлинг» КЭХ наблюдается не относительно нулевого плато, а относительно плато с

фактором заполнения, равным единице. Качественно наблюдаемые явления могут быть объяснены формированием слоя обогащения вблизи затвора на фоне нескольких групп носителей, распределенных в объеме образца.

[1] K. v. Klitzing, G. Dorda, M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* 45, 494 (1980).

[2] W. Poirier, F. Schopfer, *Eur. Phys. J. Special Topics* 172, 207 (2009).

[3] F. Tang, Y. Rem et al., *Nature* 569, 537 (2019).

Температурная зависимость уровня Ферми в узкозонных объемных пленках HgCdTe при различной концентрации вакансий ртути

Козлов Д.В.^{1,2}, Жолудев М.С.^{1,2}, Румянцев В.В.^{1,2}, Иконников А.В.³, Pavlov S.⁴,
Hubers H.-W.^{4,5}, Морозов С.В.^{1,2}

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

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

³Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва

⁴Institute of Optical Sensor Systems German Aerospace Center (DLR), 12489 Berlin, Germany

⁵Institut für Physik, Humboldt-Universität zu Berlin, 12489, Berlin, Germany

Твердые растворы кадмий – ртуть – теллур Hg_{1-x}Cd_xTe (КРТ) исследуются уже свыше четырех десятилетий из-за возможности, варьируя состав твердого раствора, изменять ширину запрещенной зоны. Это делает структуры на основе HgCdTe перспективным материалом для создания детекторов и источников излучения среднего и дальнего инфракрасного диапазона. Одна из главных проблем при создании упомянутых приборов – уменьшение времени жизни носителей из-за рекомбинации по механизму Шокли – Рида – Холла через примесно-дефектные центры. Среди наиболее распространенных точечных дефектов в КРТ следует в первую очередь упомянуть вакансию ртути. Вакансия ртути описывается как двухвалентный, или двойной, акцептор.

В настоящей работе выполнен анализ температурной зависимости положения уровня Ферми в объемном HgCdTe с различной концентрацией остаточных мелких доноров и двухзарядных акцепторов – вакансий ртути и концентрации свободных носителей в зонах. Рассчитано положение уровня Ферми в запрещенной зоне слоев Hg_{1-x}Cd_xTe для разного состава твердого раствора и различной концентрации вакансий ртути. Расчет показал, что при высокой температуре, когда проводимость становится собственной, уровень Ферми с изменением температуры смещается параллельно краю зоны проводимости. При низкой концентрации вакансий ртути ($4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) энергетический зазор между уровнем Ферми и дном зоны проводимости в интервале температур 200–300 К примерно равен половине ширины запрещенной зоны при низкой температуре. Это прямо следует из закона действующих масс в режиме собственной проводимости $n = p$. Однако при высокой концентрации акцепторов для концентраций акцепторов условие собственной проводимости с достаточной точностью выполняется только при температурах $> 300 \text{ К}$, что не позволяет оценить ширину зоны на основе закона действующих масс.

Расчет концентрации свободных носителей в зонах при различных температурах показал, что при $T < 15 \text{ К}$ число свободных носителей пренебрежимо мало, а при температурах выше 15 К происходит быстрый рост числа свободных дырок в валентной зоне. Это объясняет эффект ”гашения“ линий фотопроводимости (ФП) объемных КРТ-пленок при повышении температуры, наблюдаемый в работе [1]: при повышении температуры появляется значительный темновой ток и относительно слабый сигнал фототока становится плохо различим на его фоне. Также расчет показал, что до 60 К концентрация дырок, ионизованных со всех акцепторных центров для любых концентраций вакансий ртути и компенсирующих доноров, практически совпадает с числом свободных носителей в валентной зоне, т. е. до 60 К источником дырок в континууме являются вакансии ртути.

Работа выполнена при поддержке совместного проекта РФФИ (грант РФФИ-ННИО_а № 21-52-12020) и Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG Project No. 448961446).

[1] Д.В. Козлов и др. Письма ЖЭТФ, 113(6), 399 (2021).

Фототермическая ионизационная спектроскопия вакансий ртути в эпитаксиальных слоях HgCdTe

Козлов Д.В.^{1,2}, Иконников А.В.³, Румянцев В.В.^{1,2}, Уаман-Светикова Т.А.³,
Разова А.А.^{1,2}, Жолудев М.С.^{1,2}, Михайлов Н.Н.⁴, Дворецкий С.А.⁴,
Гавриленко В.И.^{1,2}, Морозов С.В.^{1,2}

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

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

³Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва

⁴ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск

Твердые растворы кадмий – ртуть – теллур $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (КРТ) исследуются уже свыше четырех десятилетий. Одной из главных особенностей данного материала является возможность, варьируя состав, изменять ширину запрещенной зоны от 1.6 эВ в чистом CdTe вплоть до 0 при доле Cd меньше 16.5 %, что делает структуры на основе HgCdTe перспективным материалом для создания детекторов и источников излучения среднего и дальнего инфракрасного диапазона. Одна из главных проблем при создании упомянутых приборов – уменьшение времени жизни носителей из-за рекомбинации по механизму Шокли – Рида – Холла через примесно-дефектные центры.

Среди наиболее распространенных точечных дефектов в КРТ следует в первую очередь упомянуть вакансию ртути, которая возникает в данном материале из-за слабости химической связи ртуть – теллур. Вакансия ртути описывается как двухвалентный, или двойной, акцептор, который может находиться в следующих зарядовых состояниях: нейтральный A_2^0 -центр (с акцептором связаны две дырки), частично ионизованный A_2^{-1} -центр (с акцептором связана одна дырка) и полностью ионизованный A_2^{-2} -центр. Вакансии ртути проявляют себя в спектрах фотопроводимости (ФП) как особенности левее полосы ФП, связанной с межзонными переходами. Ранее в спектрах ФП объемные КРТ пленок с долей кадмия в растворе от 19 до 23 % были обнаружены особенности, связанные, как было показано в [1], с ионизацией вакансий ртути. Однако в данной работе не удалось определить, какие состояния вакансий ртути участвуют в формировании линий ФП.

В настоящей работе исследована терагерцовая фотопроводимость узкозонных твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, обусловленная вакансиями ртути – мелкими двухзарядными акцепторами. Расчеты энергетического спектра и матричных элементов оптических переходов между различными состояниями вакансий ртути позволили выявить как для нейтральных, так и для однократно ионизованных центров возбужденные состояния, переходы на которые идут с большей вероятностью, чем в состояния континуума валентной зоны. Некоторые такие состояния обладают сравнимой с kT энергией ионизации при $T = 4.2$ К, что позволяет связать обнаруженные линии терагерцовой фотопроводимости КРТ-пленок с оптическими переходами носителей на мелкие возбужденные состояния вакансий ртути. Последнее согласуется с относительно малой шириной наблюдаемых линий ФП и зависимостью их интенсивности от температуры. Необходимо отметить, что подобные переходы редко удается наблюдать в твердых растворах, по-видимому, из-за сильного их «размытия», связанного с неоднородностью материала [2].

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

[1] V.V. Rumyantsev et al., *Semicond. Sci. Technol.*, **32**, 095007 (2017).

[2] M. Franz, K. Pressel, and P. Gaworzewski, *Journal of Applied Physics*, **84**(2), 709 (1998).

Повышение термоэлектрического фактора мощности в кристаллах p -SnSe при высоком давлении

Коробейников И.В.¹, Морозова Н.В.¹, Миядзима Н.², Овсянников С.В.^{2,3}

¹ИФМ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Баварский геологический институт, 95447, Германия, Байройт, ул. Университетская, 30

³ИХТТ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

На сегодняшний день активно ведется поиск новых методов улучшения эксплуатационных параметров термоэлектрических материалов. Основными параметрами, характеризующими эффективность термоэлектриков, являются коэффициенты термоэлектрической мощности, $PF = S^2\sigma$, и термоэлектрической добротности, $ZT = TS^2\sigma/\lambda$ (где T – температура, S – коэффициент Зеебека (термоЭДС), σ и λ – коэффициенты электро- и теплопроводности соответственно) [1]. В нормальных условиях селенид олова кристаллизуется в слоистой структуре с симметрией $Pnma$. Ранее было обнаружено, что высокотемпературная фаза $Cmcm$ монокристаллов SnSe обладает отличными термоэлектрическими характеристиками при температуре выше 800 К [2]. Отличные термоэлектрические свойства данной фазы объясняются сверхнизкой теплопроводностью, вызванной сильным ангармонизмом химических связей. Это открытие инициировало активное исследование SnSe [3]. В ряде исследований было экспериментально установлено, что даже фаза $Pnma$ становится хорошим термоэлектрическим материалом при комнатной температуре при соответствующем легировании [3, 4].

В настоящей работе проведены измерения коэффициента термоЭДС и удельного электрического сопротивления нелегированных монокристаллов p -SnSe при циклическом сжатии в условиях квазигидростатического давления до 9 ГПа при комнатной температуре. Установлено, что коэффициент мощности PF кристаллов значительно улучшается под давлением 5 ГПа, причем данный эффект усиливается после деформации образцов под давлением, что в итоге приводит к значительному улучшению коэффициента PF до ≈ 180 мкВт(К²·см⁻¹) при повторном сжатии. Это значительное улучшение объясняется суммарным эффектом трех факторов: уменьшением величины запрещенной зоны, переходом Лифшица и сильной деформацией образца. Постепенное уменьшение ширины запрещенной зоны под давлением оптимизирует концентрацию носителей заряда, а переход Лифшица выше 1 ГПа стабилизирует высокое значение термоЭДС [5]. Под давлением выше 1 ГПа кристаллы SnSe становятся более пластичными, что может быть связано с изменением преобладающего типа химической связи внутри слоев от ковалентного к метавалентному. При квазигидростатическом сжатии монокристаллы SnSe переходят в необычное кристаллическое состояние, при котором в значительной степени сохраняется слоистый характер их структуры, а сами слои при этом сильно деформируются. Это приводит к резкому уменьшению величины запрещенной зоны от $E_g = 0.83$ до 0.50 эВ (в условиях нормального давления).

Таким образом, результаты, полученные в данной работе, демонстрируют новую стратегию улучшения эксплуатационных параметров халькогенидных термоэлектриков за счет модификации их типа химической связи, которая приводит к специфической деформации кристалла и реконструкции электронной зонной структуры. Такие эффекты могут быть реализованы, например, в тонких пленках с контролируемой внутренней деформацией.

Работа выполнена в рамках государственного задания Минобрнауки России (тема «Электрон», № 122021000039-4) при частичной поддержке РФФИ (проект № 20-02-00695а).

[1] J. He, T.M. Tritt, *Science*, **357**, eaak9997 (2017).

[2] L.-D. Zhao et al., *Nature*, **508**, 373 (2014).

[3] A.T. Duong et al., *Nat. Commun.*, **7**, 13713 (2016).

[4] B. Qin et al., *J. Am. Chem. Soc.*, **142**, 5901 (2020).

[5] T. Nishimura et al., *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 226601 (2019).

Термоэлектрические свойства орторомбической фазы высокого давления теллурида олова

Коробейников И.В.¹, Морозова Н.В.¹, Овсянников С.В.^{2,3}

¹ИФМ УрО РАН, 620137, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Баварский геологический институт, 95447, Германия, Байройт, ул. Университетская, 30

³ИХТТ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

В нормальных условиях теллурид олова (SnTe) имеет кубическую кристаллическую структуру типа NaCl, но при приложении давления выше 1.5–2 ГПа он переходит в фазу с искаженной кристаллической структурой с орторомбической симметрией [1]. Электронные свойства этой фазы высокого давления, включая термоэлектрические, до настоящего времени остаются неизученными.

В данной работе проведены измерения термоЭДС (коэффициент Зеебека) S и удельного электрического сопротивления σ нелегированных монокристаллов SnTe при приложении высокого давления до 9 ГПа, т.е. в области давлений, включающей указанный выше фазовый переход. Установлено, что фаза высокого давления SnTe является полупроводником p -типа, при этом значение его ширины запрещенной зоны при 3 ГПа оценено как $E_g \sim 65$ мэВ. В отличие от фазы типа NaCl, орторомбическая фаза устойчива в гораздо более широком диапазоне давлений, примерно до 20 ГПа, и ее энергетическая щель лишь незначительно уменьшается с ростом давления с коэффициентом $dE_g/dP \sim 4$ мэВ/ГПа. Обнаружено, что коэффициент термоэлектрической мощности ($PF = S^2\sigma$) SnTe может быть значительно улучшен в его орторомбической фазе из-за увеличения коэффициента Зеебека. Кроме того, показано, что фаза высокого давления сохраняется при уменьшении давления до 0.3 ГПа, а ее термоЭДС постепенно возрастает примерно до 100 мкВ/К из-за увеличения ширины запрещенной зоны до ~ 105 мэВ. Это приводит к значительному росту коэффициента PF примерно до 8 мВт/(К²·м). Вероятно, это обусловлено структурными искажениями в орторомбической фазе.

В работе также обсуждаются возможные методы синтеза и оптимизации орторомбической фазы SnTe для потенциального использования в различных технологиях, включая термоэлектрические преобразователи.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Минобрнауки № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] A.G. Ivanova et al., *JETP Lett.* **106**, 662 (2017).

Эпитаксиальные слои InGaN для лазеров ИК-диапазона: анализ фотолюминесценции и оптического усиления

Кудрявцев К.Е., Лобанов Д.Н., Калинин М.А., Шенгуров Д.В., Морозова Е.Е.,
Яблонский А.Н., Юнин П.А., Андреев Б.А., Новиков А.В., Красильник З.Ф.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

В предлагаемой работе проводится детальный анализ оптических свойств объемных эпитаксиальных слоев InN и InGaN ($x_{\text{Ga}} < 25\%$), ориентированных на создание лазерных источников излучения ИК-диапазона. Для гетероструктур In(Ga)N/GaN/AlN/Al₂O₃, различающихся фоновой концентрацией электронов (для слоев InN) и составом излучающего слоя (для InGaN), измерены температурные зависимости спектров спонтанной фотолюминесценции и пропускания. Полученные спектры эмиссии описаны в рамках модели рекомбинации свободных электронов проводимости с дырками, локализованными в случайном потенциале [1], на основании чего определена равновесная концентрация электронов непосредственно в активной области структуры (в отличие от холловских измерений, в которые дают вклад и сильнодефектные интерфейсные слои на границе InN или InGaN с буферным слоем GaN), а также сделаны выводы о величине флуктуаций зонного потенциала в выращенных слоях.

Полученные при описании эмиссионных спектров данные о фоновой концентрации электронов в исследуемых слоях InGaN использованы далее при анализе температурного гашения ФЛ, в частности для проверки предположения о доминирующей роли оже-рекомбинации в достаточно толстых (~0.5–1 мкм) пленках InGaN. Это важно для оценки достижимых концентраций генерируемых носителей при различной мощности накачки, особенно с учетом того, что прямые измерения времен жизни неравновесных носителей (характерные их масштабы составляют <150 пс) могут быть затруднительны. Кроме того, подобное «локальное» измерение концентрации электронов было использовано для восстановления профиля (фонового) легирования слоя InGaN по глубине. Исходя из получаемых данных возможно установить оптимальные для лазерной генерации значения толщины активного слоя InGaN, обеспечивающие баланс между отстройкой от дефектного интерфейса InGaN/GaN и возможностью эффективной накачки всей излучающей области структуры. Данные об энергетическом масштабе флуктуаций зонного потенциала, получаемые из спектров ФЛ (и дополненные результатами спектроскопии возбуждения ФЛ), использовались при рассмотрении условий достижения инверсии на межзонных переходах в InGaN в различных режимах оптической накачки.

Результаты моделирования излучательных свойств слоев InGaN сопоставлены с результатами прямых измерений величины оптического усиления в лазерных структурах с полосковыми волноводами, проведенных классическим методом VSL (variable stripe length). Полученные данные дополняют представления об условиях реализуемости стимулированного излучения и лазерной генерации в ИК-области спектра (1.2–1.8 мкм) при оптическом возбуждении объемных слоев In(Ga)N, сформулированные ранее в работах авторов [2, 3], и позволяют оценить практически достижимые параметры подобных лазерных источников.

Работа выполнена на оборудовании УСУ «Фемтоспектр» Центра коллективного пользования ИФМ РАН при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 22-22-00630).

[1] B. Arnaudov et al., *Phys.Rev.B*, **64**, 045213 (2001).

[2] B.A. Andreev et al., *Sci. Rep.* **8**, 9454 (2018).

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

Термоэлектрические свойства $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, легированного из источника фосфида кремния

Кузнецов Ю.М.^{1,2}, Дорохин М.В.², Дёмина П.Б.², Ерофеева И.В.², Здороевщев А.В.², Завражнов А.Ю.³, Ведь М.В.², Воронин А.В.^{1,2}

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

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

³ВГУ, 394018, Воронеж, Университетская пл., 1

Термоэлектрики – материалы, преобразующие тепловую энергию в электрическую. Эффективность преобразования тепловой энергии в электрическую, определяется выражением: $ZT = \alpha^2 T / \rho \lambda$, где α – коэффициент Зеебека, ρ – удельное сопротивление, λ – коэффициент теплопроводности. Тенденции последних лет направлены на исследования ZT полупроводниковых керамик, сформированных спеканием нанопорошков и обладающих низкой теплопроводностью [1].

Особенностью данной работы является спекание термоэлектрического твёрдого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ с использованием нетоксичного фосфида кремния в качестве источника легирующей примеси. Подобный подход позволяет избежать использования токсичного фосфора для легирования, чем существенно облегчить работу с исходными порошками. Образцы спекали в установке электроимпульсного плазменного спекания DR-SINTER SPS-625 при давлении 70 МПа и температуре 1040 °С. Было изготовлено два образца с различной скоростью нагрева порошковой смеси: 25 °С/мин (образец 1) и 50 °С/мин (образец 2).

Регистрация температурной зависимости α проводилась при создании контролируемого градиента температур с последующим измерением сигнала термоЭДС. Величину ρ измеряли по стандартной четырёхконтактной схеме. Температурную зависимость λ получали методом стационарного теплового потока. Методики измерений описаны в [2].

Наибольшим ZT во всём измеряемом интервале температур обладает образец 1. Было получено значение $ZT = 1.12$ при температуре 690 °С, что хорошо согласуется с мировыми аналогами [3, 4].

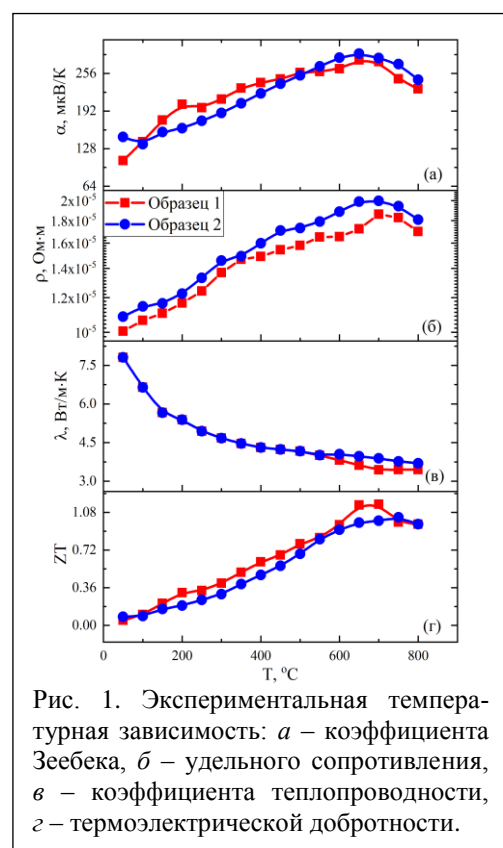


Рис. 1. Экспериментальная температурная зависимость: *a* – коэффициента Зеебека, *b* – удельного сопротивления, *c* – коэффициента теплопроводности, *d* – термоэлектрической добротности.

В работе показан новый способ легирования фосфором наноструктурированных термоэлектрических материалов на основе твёрдого раствора германий – кремний в процессе синтеза методом электроимпульсного плазменного спекания. Были достигнуты высокие значения термоэлектрической эффективности преобразования, сопоставимые с мировыми результатами.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-32-90032.

[1] J. Mao et al., *Nature Materials*, **20**, 454 (2021).

[2] I.V. Erofeeva et al., *Semiconductors*, **51**, 1403 (2017).

[3] R. Murugasami et al., *Bull. Mater. Sci.*, **118**, 110483 (2019).

[4] K. Romanjek et al., *J. Electron. Mater.*, **44**, 2192 (2015).

Стимулированное излучение ИК-диапазона в слоях InGaN, полученных методом МПЭ ПА

Андреев Б.А., Кудрявцев К.Е., Калинин М.А., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Скорыходов Е.В., Юнин П.А., Красильник З.Ф.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Полупроводниковые структуры, формируемые на базе InGaN, интересны как основа для светоизлучающих устройств, перекрывающих видимый спектральный диапазон и ближнюю инфракрасную область. На настоящий момент потенциал подобных структур реализован в достаточной мере лишь в сине-зеленой областях спектра для InGaN с малой долей In [1]. Попытки формирования планарных структур с содержанием [In] > 50%, необходимых для продвижения в видимую красную и ИК-области спектра, приводят к существенной деградации кристаллического качества и, как следствие, падению внутренней и внешней квантовых эффективностей излучения [2]. Недавно авторами настоящей работы было продемонстрировано стимулированное излучение (СИ) в ИК-диапазоне длин волн 1.1–1.65 мкм из планарных слоев InGaN с долей [In] > 75%, полученных методом МПЭ ПА на сапфировых подложках с буферными слоями GaN/AlN [3] (рис. 1). Было показано, что пороговая мощность СИ существенным образом зависит от структурного качества InGaN-слоев, шероховатости их поверхности и фоновой концентрации электронов, которые определяются условиями их роста.

В докладе приводятся результаты исследования связи ростовых параметров, структурных и электрофизических свойств эпитаксиальных слоев InGaN ([In] > 75%) с особенностями спектров спонтанной фотолюминесценции и стимулированной эмиссии. Демонстрируется снижение порога СИ для InGaN-слоев при уменьшении содержания [In] со 100% до 80–85% (рис. 1), которое связывается со снижением коэффициента оже-рекомбинации в более широкозонных слоях. Существенный рост порога СИ при дальнейшем уменьшении содержания [In] связывается с деградацией кристаллического качества InGaN-слоев. Также представлены результаты влияния температуры роста In_{0.8}Ga_{0.2}N-слоев на их структурные и оптические свойства. Обнаружено, что повышение температуры роста с 430 до ~ 480 °С приводит к снижению порога наблюдения СИ с 20 до ~ 5 кВт/см² при 77 К, что связывается с улучшением кристаллического качества InGaN-слоев. Дальнейшее повышение температуры роста приводит к резкому росту порога СИ несмотря на улучшение кристаллического качества и монотонное усиление интенсивности фотолюминесценции с увеличением температуры роста. Это объясняется ростом оптических потерь, вызванных развитием шероховатости поверхности InGaN-слоев.

Работа выполнена на оборудовании УСУ «Фемтоспектр» Центра коллективного пользования ИФМ РАН при поддержке Российского научного фонда (грант РНФ № 22-22-00630).

[1] Q. Guo et al., *J. Appl. Phys.*, **126**, 223101 (2019).

[2] Q. Zhou, M. Xu, H. Wang, *Opto-Electron. Rev.*, **24**(1), 1 (2016).

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

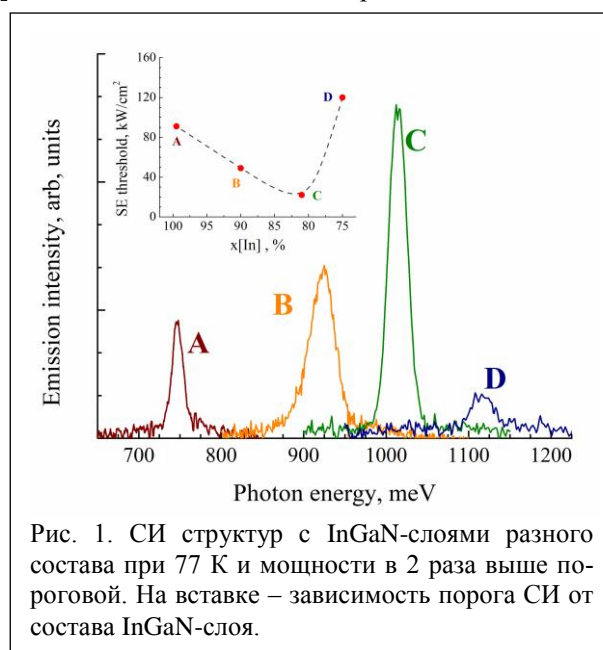


Рис. 1. СИ структур с InGaN-слоями разного состава при 77 К и мощности в 2 раза выше пороговой. На вставке – зависимость порога СИ от состава InGaN-слоя.

Исследование приповерхностной области монокристаллических образцов HgSe комбинированным методом терморелефлектотометрии и интерферометра Фабри – Перо

Лончаков А.Т.¹, Старостин А.А.², Шангин В.В.², Бобин С.Б.¹, Котов А.Н.²

¹ ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, С. Ковалевской, 18

² Институт теплофизики УрО РАН, 620016, Екатеринбург, Амурдсена, 107а

В работе [1] нами подробно представлен не имеющий мировых аналогов вариант лазерного двухлучевого оптоволоконного устройства, предназначенный для исследования приповерхностных слоев твердых тел комбинированным методом терморелефлектотометрии (ТРМ) и интерферометра Фабри – Перо (ФП) [далее – ТРМ-ФП-метод]. Устройство включает в себя источники нагревающего и считывающего лазерного излучения на длинах волн соответственно 1470 и 1530 нм. Длительность импульса греющего лазера могла варьироваться от единиц до десятков микросекунд. Торец оптоволоконна и отражающая плоскость образца, разделенные зазором ~ 100 мкм, образуют интерферометр ФП. В работе [1] ТРМ-ФП-метод был апробирован на ряде полупроводниковых материалов с различным электронным спектром (ZnSe, n-InSb и HgSe) при $T = 300$ и 77 К. Наибольший интерес вызывает обнаружение в [1] при $T = 77$ К глубокого минимума на временной зависимости относительной интенсивности $I(t)$ отраженного сигнала в монокристаллах бесщелевого селенида ртути – кандидата в семейство полуметаллов Вейля без центра пространственной инверсии [2–4].

Настоящая работа посвящена продолжению исследования приповерхностной области монокристаллов HgSe ТРМ-ФП-методом с целью выявления новых особенностей временного поведения отраженного сигнала. Проведено исследование приповерхностных слоев монокристаллов HgSe с концентрацией электронов $4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $4.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в интервале температур от 35 до 300 К. Использование в эксперименте образцов HgSe со свежетравленной отражающей поверхностью позволило наряду с уже известной из [1] «высокотемпературной» аномалией сигнала пробного лазера выявить «низкотемпературную» аномалию, состоящую в полной смене полярности ТРМ-ФП-сигнала при $T \approx 35$ К. Предложена качественная интерпретация наблюдаемых временных особенностей $I(t)$, основанная на гипотезе о двух типах узлов Вейля в HgSe, которым отвечают два разных энергетических барьера между объемными и поверхностными киральными состояниями. Результаты эксперимента позволяют предположить, что воздействие греющего импульса может вызывать в HgSe не только нагрев кристаллической решетки (температурную неоднородность), но также при определенных условиях (травление поверхности, подходящая концентрация электронов, низкая температура) резкое увеличение за счет действия двух каналов надбарьерной активации неравновесной поверхностной плотности носителей заряда с ее последующей туннельной релаксацией. В результате наблюдается необычный приповерхностный эффект – смена полярности ТРМ-ФП-сигнала.

В заключение можно констатировать, что применение в настоящей работе уникального ТРМ-ФП-метода для исследования приповерхностной области HgSe в широком интервале температур и концентраций электронов позволило получить важные данные в пользу его возможного использования для выявления нетривиальной топологии в электронном спектре твердого тела.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 22-29-00789).

[1] A.A. Starostin et al., *Ann. Phys. (Berlin)* **532**, 1900586 (2020).

[2] A.T. Lonchakov et al., *Appl. Phys. Lett.* **112**, 082101 (2018).

[3] S.B. Bobin et al., *J. Phys. Condens. Matter* **31**, 115701 (2019).

[4] A.T. Lonchakov et al., *J. Phys. Condens. Matter* **31**, 405706 (2019).

Расчёты из первых принципов и экспериментальное исследование методом спектральной эллипсометрии электронных свойств монокристаллов CdGa_2Se_4

Мамедова И.А.¹, Джахангирли З.А.^{1,2}, Ализаде Э.Г.¹, Керимова Т.Г.¹, Мамедов Н.Т.¹,
Абдуллаев Н.А.^{1,2}

¹Институт физики НАН Азербайджана, AZ-1143, Баку, Азербайджан

²Бакинский государственный университет, AZ-1148, Баку, Азербайджан

CdGa_2Se_4 кристаллизуется в пространственной группе S_4^2 , является кристаллохимическим аналогом соединений, кристаллизующихся в структуре сфалерита и халькопирита и является перспективным материалом для использования в полупроводниковом приборостроении [1, 2].

Проведены экспериментальные исследования оптических свойств монокристаллов CdGa_2Se_4 вдоль и перпендикулярно тетрагональной оси c в широкой области энергий 0.7–6.5 эВ методом спектральной эллипсометрии. Результаты сравнивались с *ab initio* расчетами электронной структуры (рис. 1). Из данных эллипсометрических измерений были определены реальная и мнимая части диэлектрической функции, показатель преломления, коэффициенты экстинкции и поглощения.

Результаты эксперимента показывают, что CdGa_2Se_4 является разрешенным прямозонным полупроводником с шириной запрещенной зоны ~2.3–2.4 эВ.

Расчёты из первых принципов были проведены с использованием теории функционала плотности (DFT) в интервале энергий 0–14 эВ. Определена электронная зонная структура кристаллов CdGa_2Se_4 и проецированные на атомы кадмия, галлия и селена

парциальные плотности состояний (PDOS). Показано, что теоретически полученные результаты удовлетворительно согласуются с экспериментально определёнными величинами.

Работа выполнена при финансовой поддержке Фонда развития науки при президенте Азербайджанской Республики (грант № EIF-BGM-3-BRFTF-2+/2017-15/02/1).

[1] A.N. Georgobiani, S.I. Radautsan, and I.M. Tiginyanu, *Semiconductors* **19**, 193(1985).

[2] I.S. Yahia, M. Fadel, G.B. Sakr, F. Yakub Hanoglu, S.S. Shenouda, and W.A. Farooq, *J. Alloys Compd.* **509**, 4414 (2011).

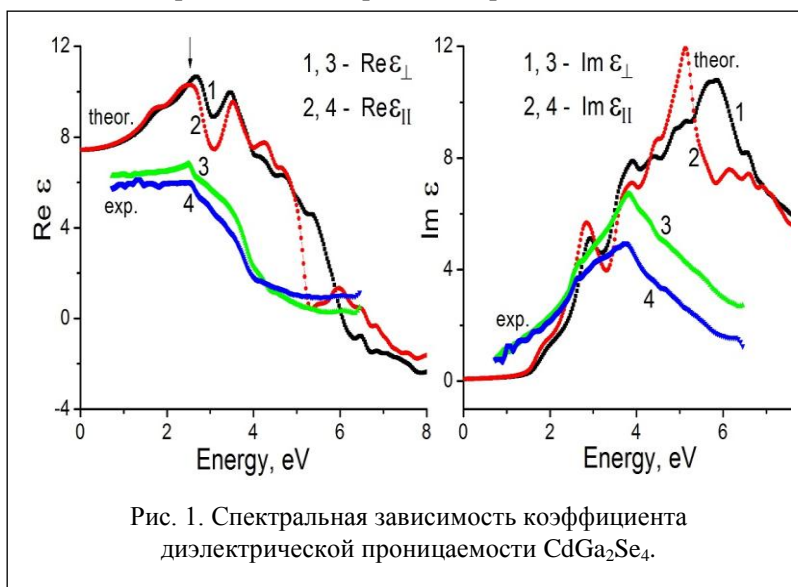


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента диэлектрической проницаемости CdGa_2Se_4 .

Ионно-лучевой синтез гексагонального кремния фазы 9R-Si на подложках Si с разной ориентацией

Никольская А.А., Королев Д.С., Михайлов А.А., Белов А.И., Конаков А.А., Сушков А.А., Павлов Д.А., Тетельбаум Д.И.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Интерес к получению гексагональных модификаций кремния возник в связи с потенциальной возможностью их применения в оптоэлектронике и кремниевой фотонике, так как для них было предсказано улучшение излучательной способности по сравнению с кубическим кремнием [1]. Нами было обнаружено [2], что при имплантации ионов Kr^+ в систему SiO_2/Si с последующим отжигом в подложке Si на границе с пленкой SiO_2 формируются включения гексагонального кремния – фазы 9R-Si, которые обладают фотолюминесценцией (ФЛ) при ~ 1240 нм. В настоящей работе рассмотрено влияние ориентации поверхности кремния на формирование фазы 9R-Si во время имплантации и отжига.

В качестве исходных использовались подложки кремния с разной ориентацией поверхности – (100), (111) и (112). Далее формировались структуры $SiO_2(125 \text{ нм})/Si$ методом термического окисления кремния в сухом кислороде при 1100 °С. Облучение ионами Kr^+ проводилось с энергией 80 кэВ и дозой $5 \cdot 10^{16}$ см⁻². Постимплантационный отжиг осуществлялся при температуре 800 °С (30 мин) в атмосфере азота. Структура образцов исследовалась методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) на микроскопе JEM-2100F. При исследовании ФЛ возбуждение осуществлялось лазером с длиной волны 405 нм при 77 К.

Для образца с ориентацией (100) методом ПЭМ обнаружено формирование дискретных включений фазы 9R-Si, а для ориентаций (112) и (111) – практически непрерывный слой этой фазы. Во всех случаях фаза 9R-Si простиралась на глубины ~ 20 нм.

Различие в морфологии данной фазы можно объяснить следующим образом. Образование фазы 9R-Si из c-Si происходит путем формирования следующих друг за другом дефектов упаковки, которые образуются при взаимном сдвиге (скольжении) плотно упакованных плоскостей (111). Образование таких «пачек» дефектов упаковки происходит под действием тангенциальных упругих напряжений, являющихся движущей силой превращения. Семейство плоскостей (111) для образцов с ориентациями (112) и (111) (для ориентации (111) было обнаружено отклонение 4° оси $\langle 111 \rangle$ от нормали к поверхности) образует меньший угол с облучаемой поверхностью по сравнению с ориентацией (100). Поэтому при прочих равных условиях тангенциальная составляющая напряжения для образцов (112) и (111) создает большую сдвиговую силу, направленную параллельно одному из семейств плоскостей (111), по сравнению с образцом с ориентацией (100), что облегчает процесс образования слоя 9R-Si. Для всех трех случаев обнаружена ФЛ при ~ 1240 нм. Полученные результаты открывают новые возможности для кремниевой фотоники и оптоэлектроники.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (№ 20-32-90204), а также частично в рамках Гранта президента РФ (МК-4092.2021.1.2). Никольская А.А. признательна за поддержку в рамках стипендии президента РФ (СП-1894.2021.5).

[1] A. De et al., *J. Phys.: Condens. Matter.*, **26**, 045801 (2014).

[2] A.A. Nikolskaya et al., *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 182103 (2018).

Электронный фазовый переход в системе $\text{Ho}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$

Романова О.Б.¹, Аплеснин С.С.^{1,2}, Ситников М.Н.², Удод Л.В.^{1,2}

¹ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр. 38

²СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660037, Красноярск, пр. им. газеты Красноярский рабочий, 31

В последнее время объектами интенсивных экспериментальных и теоретических исследований являются халькогениды $\text{Re}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ ($\text{Re} = \text{Gd}, \text{Ce}, \text{Yb}, \text{Tm}$ и т.д.), в которых при изменении типа и концентрации замещающего элемента существенно меняются физические свойства и наблюдается ряд фазовых переходов с разнообразными типами структурного, магнитного, зарядового и орбитального упорядочений [1, 2].

Цель данной работы заключается в обнаружении и выяснении механизмов электронных фазовых переходов при нестехиометричном замещении ионов марганца ионами гольмия системы $\text{Ho}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, использованием структурных, транспортных, оптических и акустических методов исследования.

Согласно данным рентгеноструктурного анализа синтезированные твердые растворы системы $\text{Ho}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с концентрацией замещения ($X = 0.1$) имеют гранецентрированную кубическую структуру (ГЦК) типа NaCl.

На температурной зависимости проводимости, измеренной в нулевом магнитном поле, обнаружены аномалии в области высоких температур при $T_1 = 346$ К и $T_2 = 446$ К. Первый скачок T_1 , возможно, вызван образованием зарядового упорядочения электронов и дырок, связанных с экранированием отрицательно заряженных примесных центров. Вторая аномалия при T_2 связана с локализацией электронов в кластерах содержащих ионы гольмия. Электронные переходы в системе $\text{Ho}_{0.1}\text{Mn}_{0.9}\text{S}$ выше комнатной температуры сопровождаются аномалиями на температурной зависимости коэффициента теплового расширения и максимумами коэффициента затухания ультразвука, температуры которых смещаются во внешнем электрическом поле.

Методом ИК (инфракрасной) спектроскопии определили изменения в электронном спектре в системе $\text{Ho}_{0.1}\text{Mn}_{0.9}\text{S}$. В высокочастотной области $2900\text{--}3100$ cm^{-1} обнаружены два пика поглощения на $\omega_1 = 2917$ cm^{-1} и $\omega_2 = 2956$ cm^{-1} , интенсивность которых при нагревании проходит через максимум и плавно уменьшается. Изменения в ИК-спектрах в этой области частот обусловлены электронными переходами между примесными состояниями электронов и дырок. В области $320\text{--}360$ К пики поглощения в ИК-спектрах исчезают в результате исчезновения экранирования примесных центров.

Для объяснения обнаруженных эффектов представлен электронный спектр, состоящий из валентной зоны, зоны проводимости, примесной подзоны и химпотенциала в области комнатных температур и температур выше $T = 350$ К. В области комнатных температур примесная подзона расщепляется, что приводит к изменению транспортных свойств. Выше 300 К примесная подзона сужается и химпотенциал лежит внутри, а транспортные свойства определяются локализацией электронов в потенциальных ямах, индуцируемых ионами гольмия.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-243002 р_мол_а.

[1] S.S. Aplesnin et al., *JMMM*, **352**, 1-5 (2014).

[2] O.B. Romanova et al., *Solid State Commun.*, **150**, 602-604 (2010).

Резонансное рассеяние света на ТО-фононах при двухфотонном возбуждении в кристалле CdS

Семенова Л.Е.

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

Гиперкомбинационное рассеяние света при двухфотонном возбуждении вблизи края поглощения полупроводника может описываться следующей последовательностью процессов: поглощение двух фотонов возбуждающего излучения $2\hbar\omega_L$, рождение фонона и излучение фотона рассеянного света. Резонансное гиперкомбинационное рассеяние (РГКР) на оптических фононах впервые наблюдалось в кристалле CdS [1]. Позже были получены спектры РГКР в CdS с использованием перестраиваемого лазера и была измерена зависимость интенсивности рассеяния на продольных оптических (LO) фононах от длины волны возбуждающего излучения [2], наблюдалось РГКР на 2LO- и 3LO-фононах [2, 3]. Однако РГКР на поперечных оптических (ТО) фононах в кристалле CdS обнаружено не было в отличие от резонансного комбинационного рассеяния (РКР) [4, 5].

Представленная работа посвящена теоретическому анализу процесса РГКР света на ТО-фононах в кристалле CdS структуры вюртцита в рамках модели, учитывающей в качестве промежуточных состояний водородоподобные экситоны Ванье. При этом рассматривались волновые функции валентной зоны, полученные в работе [6]. Предполагалось, что возбуждающее излучение поляризовано перпендикулярно оптической оси кристалла.

Были рассмотрены процессы РГКР на ТО-фононах, включающие двухфотонные дипольные переходы в экситоны s -типа. Этот механизм рассеяния, на первый взгляд, аналогичен РКР и, казалось бы, мог привести к появлению ТО-линий в спектрах РГКР вблизи двухфотонного резонанса с нижними экситонными уровнями.

РГКР на $A_1(\text{ТО})$ -фононах возможно с участием s -экситонов В- и С-серий. Однако двухфотонный переход в эти состояния может происходить через промежуточные виртуальные состояния, которыми могут быть p -экситоны В- и С-серий соответственно, или s -экситоны, образованные электроном из вышележащей зоны проводимости и дыркой из верхней валентной зоны или электроном из нижней зоны проводимости и дыркой из более глубокой валентной зоны [7]. В представленной работе рассматривались только ближайшие зоны, дипольные переходы в которые разрешены. Матричные элементы дипольных переходов в эти зоны неизвестны. Но было показано, в частности, что в некоторых случаях заметного увеличения вклада этого механизма рассеяния в РГКР при приближении удвоенной частоты возбуждающего излучения к экситонным уровням может не наблюдаться, а его резкий рост может происходить только вблизи резонанса с $1s$ -экситоном В-серии.

Анализ процесса РГКР на $E_1(\text{ТО})$ -фононах, включающего двухфотонные переходы в А-экситоны s -типа, показал, что отсутствие ТО-линии в спектрах рассеяния при приближении $2\hbar\omega_L$ к резонансу с $A_{n=1}$ экситонным уровнем можно объяснить, учитывая выражение, описывающее не прямой переход из s -экситонного состояния А-серии, дипольный переход в которое запрещен [8].

[1] Ю.Н. Поливанов, Р.Ш. Саяхов, *Письма в ЖЭТФ*, **30**, 617 (1979).

[2] V.A. Maslov et al., *Laser Phys.*, **6**, 132 (1996).

[3] Л.Е. Зубкова и др., *Письма в ЖЭТФ*, **57**, 334 (1993).

[4] J.M. Ralston et al., *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 814 (1970).

[5] R.M. Martin, T.C. Damen, *Phys. Rev. Lett.*, **26**, 86 (1971).

[6] E. Gutsche, E. Jahne, *Phys. Stat. Sol.*, **19**, 823 (1967).

[7] K.C. Rustagi et al., *Phys. Rev. B*, **8**, 2721 (1973).

[8] Л.Е. Семенова, *XI Междунар. конференция по фотонике и информационной оптике: Сб. научн. трудов*, с. 527, Москва, МИФИ (2022).

Релаксационные эффекты и ток в $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, индуцируемый ультразвуком

Ситников М.Н., Харьков А.М., Никитинский О.С., Черемных Н.А.

СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660037, Красноярск, просп. им. газ. «Красноярский рабочий», 31

В области фазовых переходов система обнаруживает большие флуктуации параметра порядка. Фазовые переходы реализуются в магнитной, кристаллической и диэлектрической системах. Халькогениды марганца обнаруживают магнитные и структурные переходы.

Для определения температур фазовых переходов можно использовать ультразвуковой метод. Акустические фононы взаимодействуют с деформационным потенциалом и с носителями тока. В результате можно получить информацию о типах носителей тока, индуцируемого ультразвуком и критических температур структурного перехода.

Цель работы – установить критические области температур с максимальной релаксацией коэффициента затухания ультразвука для дальнейшего изучения изменения структурных и диэлектрических характеристик при этих температурах.

Затухание ультразвука исследовалось на прямоугольном образце размером $6 \times 4 \times 4$ мм с двумя пьезодатчиками из ЦТС-19 диаметром 4 мм на противоположных гранях и расстояние между ними $l = 3$ мм.

Замещение ионов марганца редкоземельными ионами приводит к структурным и электронным переходам, где затухание звука будет зависеть от времени. Затухание медленно растет за 20 минут с резкими выбросами в интервале от 2 до 4 минут при 360 К. Затухание определяется деформационным потенциалом решетки и термоэмиссией электронов в полупроводниках. Соединение $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ является высокоомным с изменением сопротивления от 10^{11} до 10^8 Ом в интервале температур 80–500 К.

В полупроводниках с двумя типами носителей тока электрострикцию представим в виде

$$j = \frac{\alpha S}{eV_S} \left(\frac{\sigma_h}{p} - \frac{\sigma_n}{n} \right) = \frac{\alpha K U_{in}}{V_S} \left(\frac{\sigma_h}{p} - \frac{\sigma_n}{n} \right),$$

где σ_h , σ_n – проводимость дырок и электронов, p , n – концентрация дырок и электронов, K – электромеханический коэффициент преобразования. Определим $\sigma_{h,n}/p, n$ как эффективные подвижности дырок и электронов. Ток, индуцируемый звуком, представлен на рис. 1 и достигает одного наноампера при 350 К и 480 К в $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.05$.

Установлена тенденция уменьшения затухания с ростом интенсивности ультразвука. Найден ток, индуцируемый ультразвуком в зависимости от интенсивности ультразвука.

Представленное исследование было выполнено при финансовой поддержке Гранта Президента Российской Федерации № МК-620.2021.1.2.

[1] J. Law et al., Nat. Commun. 9, 2680 (2018).

[2] S.S. Aplestn et al., Physics of the Solid State 51(4), 698 (2009).

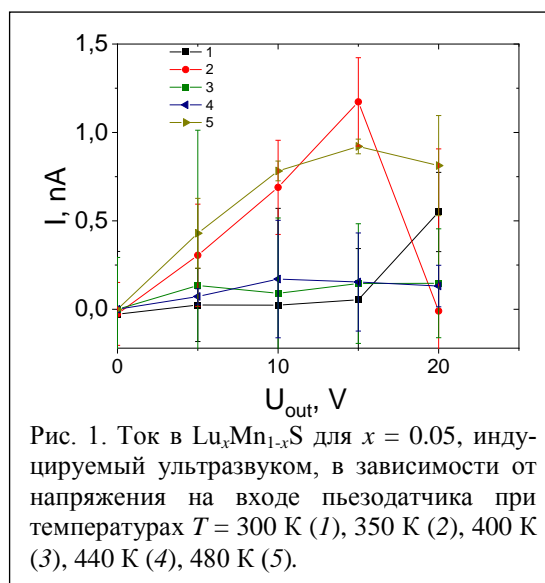


Рис. 1. Ток в $\text{Lu}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ для $x = 0.05$, индуцируемый ультразвуком, в зависимости от напряжения на входе пьезодатчика при температурах $T = 300$ К (1), 350 К (2), 400 К (3), 440 К (4), 480 К (5).

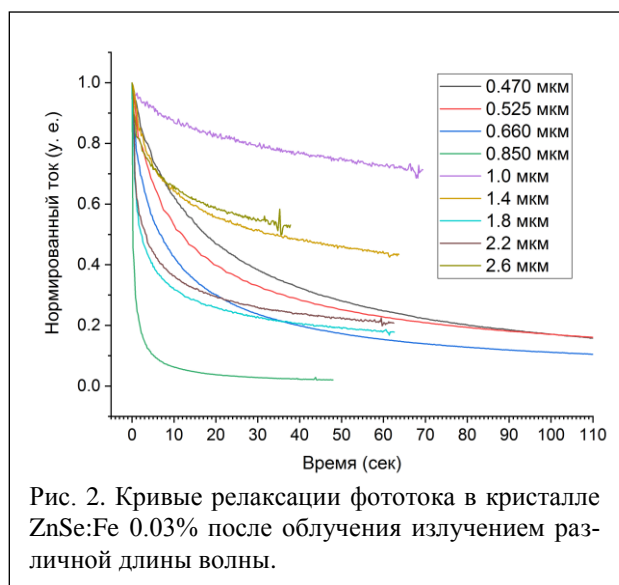
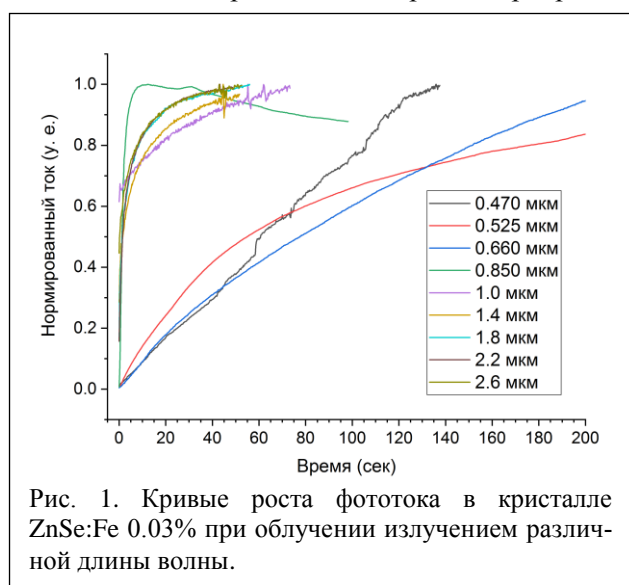
Временные зависимости фотопроводимости в кристаллах ZnSe:Te, легированных железом

Сторожевых М.С.¹, Калинушкин В.П.¹, Уваров О.В.¹, Чегнов В.П.², Чегнова О.И.², Юрьев В.А.¹

¹Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38
²НИИ Материаловедения, 124460, Зеленоград, Георгиевский просп., 5/2

В работе исследовались спектры фотопроводимости кристаллов ZnSe, легированных железом, а также временные зависимости роста и релаксации фототока при различной длине возбуждающего излучения и различном приложенном напряжении.

Эксперименты проводились на пластинах ZnSe:Te, легированных железом методом термодиффузии при температуре 950 °С. Исходные пластины были вырезаны из слитков, выращенных из расплава методом Бриджмена в графитовых тиглях под давлением высокочистого аргона 100 атм. Измерения фототока проводились в диапазоне длин волн 0.4–5 мкм при температурах 300 К и 77 К. Напряжение на образце варьировалось от 5 до 35 В.



Фототок в исследуемых образцах наблюдался при длине волны возбуждающего излучения от 0.4 до 1.5 мкм при $T = 300$ К и от 0.4 до 2.6 мкм при $T = 77$ К. При этом для всех длин волн наблюдался долговременный (сотни секунд) рост сигнала и последующая долговременная релаксация. Обнаружено значительное влияние длины волны возбуждающего излучения и приложенного к образцу напряжения на форму кривых и характерное время роста и релаксации сигнала. Возбуждение носителей излучением с длиной волны 0.85 мкм приводит к значительно (на 2 порядка) более быстрому росту и релаксации фототока, а также способствует гашению остаточной фотопроводимости после облучения образца излучением большей или меньшей длины волны.

Для объяснения наблюдаемых эффектов предлагается модель, согласно которой в исследуемых структурах при их облучении одновременно с генерацией носителей формируется потенциальный рельеф. Этот рельеф способствует снижению темпов рекомбинации и долговременной релаксации фототока за счет пространственного разделения носителей. При этом излучение с длиной волны 0.85 мкм приводит к генерации носителей без формирования потенциального рельефа, что может объясняться положением глубоких уровней в запрещенной зоне.

Транспортные свойства синтетических монокристаллов алмаза, легированных азотом в диапазоне $T = 450\text{--}1000\text{ К}$

Буга С.Г., Тарелкин С.А., Кузнецов М.С., Лупарев Н.В., Приходько Д.Д., Терентьев С.А., Бланк В.Д.

ГНЦ ФГБНУ ТИСХУМ, г. Троицк, ул. Центральная, 7а

Впервые исследован эффект Холла в синтетических монокристаллических алмазах, умеренно легированных азотом, в диапазоне температур 450–1000 К. Кристаллы с $(2.4\text{--}3.6)\cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$ концентрацией донорного азота в виде изолированных атомов замещения (С-центры) и менее 10^{18} см^{-3} А-центров были выращены методом температурного градиента при высоком давлении и высокой температуре (TG-HPHT). Два тонких образца квадратной формы были вырезаны из разных кристаллов, а омические электрические контакты Ti-Pt были изготовлены методом магнетронного напыления для измерений электрической проводимости и коэффициента Холла методом ван-дер-Пау (рис. 1).

По литературным данным азот образует в алмазе глубокий донорный уровень ($E_D \sim 1.7\text{ эВ}$) [1]. Измерения электрического сопротивления и коэффициента Холла проводились с помощью установки LakeShore 7700 HMS в нагревательной системе Linkam-TS1200. Анизотропии электрических свойств не наблюдалось.

На рис. 1 приведены зависимости концентрации свободных носителей от температуры и их анализ с использованием модели проводимости частично компенсированного полупроводника [2].

Концентрация свободных электронов достигала $5\cdot 10^{13}\text{ см}^{-3}$ при $T = 973\text{ К}$, в то время как электрическое сопротивление уменьшилось до 2 кОм·см. Расчетное значение энергии ионизации доноров $E_D = 1,40 \pm 0,02\text{ эВ}$, а степень компенсации составила $N_A/N_D \sim 13\text{--}17\%$. Природа компенсирующего центра в решетке алмаза остается неясной. Холловская подвижность электронов μ_H уменьшилась с 300 до $70\text{ см}^2\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$ в диапазоне температур 550–973 К. Данная величина, однако, оказывается значительно выше, чем теоретическое значение $\mu_H \sim 30\text{--}50\text{ см}^2\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{с}^{-1}$, ограниченное рассеянием на заряженных примесных центрах (их количество $2N_A$ определяется степенью компенсации) в модели Брукса – Херинга [3].

Обнаруженные особенности проводимости легированных азотом алмазов должны учитываться при разработке и изготовлении высокотемпературных планарных устройств алмазной электроники (диодов Шоттки и транзисторов), в которых Ib алмазная подложка считается непроводящей. Кроме того, определение природы компенсирующего центра и снижение его концентрации наряду с нетипично высокой подвижностью носителей заряда может открыть новую область использования легированных азотом алмазов в качестве проводящих подложек n-типа для ряда устройств.

Исследование выполнено при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда № 22-22-00817.

[1] R.G. Farrer, *Solid State Communications*, 7, 685 (1969).

[2] I. Stenger et al., *Journal of Applied Physics*, 129, 105701 (2021).

[3] H. Brooks, *Phys. Rev.*, 83, 868 (1951).

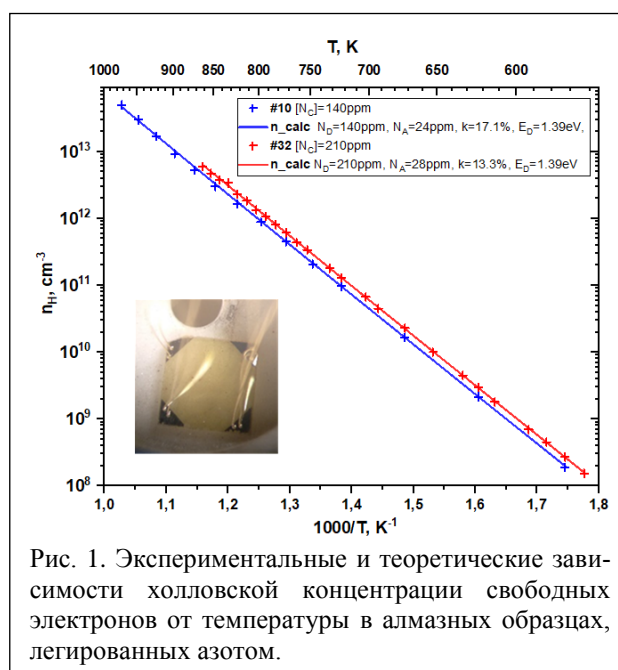


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические зависимости холловской концентрации свободных электронов от температуры в алмазных образцах, легированных азотом.

Свойства слоев монокристаллов β -Ga₂O₃, подвергнутых имплантации ионов кремния

Никольская А.А.¹, Королев Д.С.¹, Белов А.И.¹, Михайлов А.А.¹, Трушин В.Н.¹,
Павлов Д.А.¹, Питиримова Е.А.¹, Кудрин А.В.¹, Дроздов М.Н.², Николичев Д.Е.¹,
Крюков Р.Н.¹, Тетельбаум Д.И.¹

¹ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

²ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Оксид галлия – широкозонный полупроводник ($E_g \approx 5$ эВ), привлекий в последние годы исключительно большое внимание в связи со своими уникальными свойствами, сделавшими его наиболее перспективным кандидатом на изготовление ряда приборов нового поколения для силовой электроники, детекторов ультрафиолетового излучения, высокотемпературных газовых датчиков и др. Наиболее изученной является стабильная при нормальных условиях моноклинная модификация данного полупроводника – β -Ga₂O₃. Хорошо известны преимущества ионной имплантации как промышленного метода в производстве изделий электронной техники. Для β -Ga₂O₃ этот метод также широко применяется, причем в качестве имплантации донорной примеси чаще всего служит кремний. Однако свойства ионно-легированных кремнием слоев β -Ga₂O₃ начали изучать совсем недавно и к настоящему времени по ним накоплена лишь довольно отрывочная информация.

В настоящее время выполнен цикл исследований структурных и электрических свойств ионно-легированных Si⁺ слоев монокристаллов β -Ga₂O₃.

В качестве исходных использовались полуизолирующие, легированные Fe образцы β -Ga₂O₃ (Tamura corp.) с ориентациями поверхности (–201) и (010). Имплантация Si⁺ с энергией 100 кэВ проводилась под углом 7° к нормали, в интервале доз $1 \cdot 10^{14}$ – $1 \cdot 10^{16}$ см^{–2} при плотностях ионного тока ≤ 3 мкА/см², с использованием термосмазки с целью предотвращения нагрева ионным пучком. Исследование структуры проводилось методами рентгеновской дифракции (РД), электронографии на отражение (ЭГО) и рентгеновской фотоэлектронной дифракции (РФД). Профили распределения атомов изучались методом вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Химические связи атомов галлия и положение уровня Ферми определялись методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Оптические свойства фиксировались путем снятия спектров пропускания и отражения. Электрические свойства измерялись методом Ван-дер-Пау (проводимость и эффект Холла), а также методом термоЭДС и с помощью снятия вольт-амперных характеристик. Постимплантационные отжиги проводились в атмосфере осушенного азота в интервале 600–950 °С как последовательно (по 30 мин), с измерениями после каждой стадии отжига, так и разово, то есть без промежуточных стадий.

Установлены: сильная зависимость свойств подвергнутых имплантации образцов от ориентации поверхности, немонокотное влияние дозы на степень активации кремния, временный переход облученного слоя в *p*-тип проводимости и другие особенности. (Получение Ga₂O₃ *p*-типа является в настоящее время одной из важнейших и трудно достижимых задач.) Предложены варианты объяснения полученных результатов с учетом известных литературных данных и намечены актуальные направления дальнейших исследований.

Исследование поддержано в рамках гранта БРИКС РФФИ (19-57-80011). Никольская А.А. признательна за поддержку в рамках стипендии президента РФ (СП-1894.2021.5).

Фазовые переходы в углеродных материалах при высоких давлениях

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 (фуллерене C_{60} в мономерной, ромбоэдрической и тетрагональной фазах, в одностенных и двустенных углеродных нанотрубках (ОУНТ и ДУНТ), в графене и графите) при давлениях до 35 ГПа. Изучена кинетика релаксации этих материалов при изменении давления.

В процессе обработки давлением и температурой фуллерен 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 и/или температур. Определено время релаксации сопротивления всех фаз фуллерита после изменения давления: оно составляет более двух часов. Зависимость критических давлений от условий и длительности предварительной обработки фуллерена давлением и температурой, а также размытый характер фазовых переходов связываются с большой длительностью этих переходов.

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. Обнаруженные особенности на барической зависимости сопротивления при 2 и 7 ГПа соответствуют фазовым переходам, связанным с изменениями поперечного сечения нанотрубок.

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 давлений порядка 30 ГПа. Известно, что вероятность полимеризации у двустенных нанотрубок больше, чем у одностенных, однако в наших опытах полимеризации ДУНТ не обнаружено.

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 от 18 до 45 ГПа. Обнаружены особенности сопротивления, термоЭДС и времен релаксации сопротивления в области 27–35 ГПа, по-видимому, связанные с зародышами новой фазы, сохраняющимися после снятия нагрузки. Обнаружено два различных времени релаксации. Первое не превышает 40 секунд. Однако при более длительной выдержке под давлением в области давлений 27–35 ГПа время релаксации составляет несколько часов.

Барические зависимости сопротивления для графена имеют вид, аналогичный графиту, но величины сопротивления графена почти на порядок выше. Зависимости термоЭДС графена и графита от давления имеют похожий характер. В графене также обнаружены особенности термоЭДС в диапазоне давлений от ~22 ГПа до ~34 ГПа.

Влияние замещения ионами железа на фазовые переходы в пироостаннате висмута методом ИК-спектроскопии

Удод Л.В.^{1,2}, Аплеснин С.С.^{1,2}, Ситников М.Н.², Романова О.Б.¹

¹ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр.38

²СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660014, Красноярск, пр. Красноярский рабочий, 31

В полиморфном $\text{Bi}_2\text{Sn}_2\text{O}_7$ найдены три структурные модификации. Выше 900 К соединение обладает кубической структурой с небольшими смещениями ионов Bi^{3+} от идеальной структуры пирохлора и относится к γ -фазе. В интервале температур 390–900 К реализуется β -фаза с орторомбической структурой. При комнатной температуре $\text{Bi}_2\text{Sn}_2\text{O}_7$ находится в нецентросимметричной моноклинной структуре (α -фаза) с пространственной группой $P1c1$. Недавно обнаружен низкотемпературный переход при $T = 140$ К из моноклинной структуры в низшую триклинную сингонию [1].

В кристаллической структуре $\text{Bi}_2\text{Sn}_2\text{O}_7$ атом висмута находится в окружении восьми атомов кислорода, с которыми образует шесть длинных Bi-O и две коротких Bi-O связи. Неподделенная электронная пара в электронной конфигурации ионов Bi^{3+} вызывает мобильность Bi^{3+} и O^{2-} в подрешетке $\text{Bi}_4\text{O}'$. Сильное искажение кристаллической решетки висмутсодержащих пирохлоров является следствием стереохимической активности неподделенной пары электронов иона Bi^{3+} .

Целью исследования является определение влияния Fe^{3+} на температуры структурных фазовых переходов пироостанната висмута.

Синтез $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7$ выполнен методом твердофазной реакции. Исследования $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Fe}_x)_2\text{O}_7$ методом ИК-спектроскопии выполнены на ИК-фурье-спектрометре ФСМ 2202 со спектральным разрешением 1 см^{-1} в температурном диапазоне 80–500 К и интервале частот 350–7000 см^{-1} на поликристаллических образцах в виде таблеток диаметром 13 мм в матрице КВг. Замещение олова железом в пироостаннате висмута не меняет пространственную группу. С увеличением концентрации ионов Fe^{3+} наблюдаются изменения ИК-спектров в виде уширения, изменения интенсивности и частот спектральных линий. Наиболее ярко проявляется снижение интенсивности на частотах $\omega = 490\text{--}540 \text{ см}^{-1}$. Эта область частот характеризуется колебаниями связи $\text{Bi-O}'\text{F}_{1g}$ и $\text{O-vacancy stretching (A}_{1g})$. Снижение в четыре раза интенсивности моды $\omega = 490\text{--}540 \text{ см}^{-1}$ в ИК-спектре $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Fe}_x)_2\text{O}_7$, $x = 0.3$ по сравнению с $x = 0; 0.1; 0.2$ говорит об уменьшении полярности связи $\text{Bi-O}'$ и эффекта неподделенной пары иона Bi^{3+} . В области структурных переходов в $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{0.7}\text{Fe}_{0.3})_2\text{O}_7$ при температурах $T = 160$ и 400 К происходит смягчение частот $470\text{--}500 \text{ см}^{-1}$ на 8%, относящихся к растягивающим колебаниям $\text{Bi-O}'$ связи. В области $\alpha \rightarrow \beta$ перехода наблюдается смягчение моды $\omega = 570\text{--}600 \text{ см}^{-1}$ на 2%, соответствующей валентным колебаниям Fe-O связи. Интенсивность моды $\omega = 590\text{--}680 \text{ см}^{-1}$ имеет четко выраженные аномалии в окрестности структурных переходов. Линия в области частот $800\text{--}1010 \text{ см}^{-1}$ является суммой двух мод $\omega = 527$ и 417 см^{-1} и относится к растягивающим колебаниям $\text{Bi-O}'$ связей. Интенсивность этой моды уменьшается в два раза при 270 К. В области структурного $\alpha \rightarrow \beta$ перехода имеет минимальное значение и с появлением центра инверсии при $T = 480$ К мода практически исчезает. Мода колебаний SnO_6 -октаэдра с $\omega = 625 \text{ см}^{-1}$ смягчается по частоте при $T = 120$ К и вызвана структурным фазовым переходом из триклинной в моноклинную кристаллическую структуру, который обнаружен в $\text{Bi}_2(\text{Sn}_{1-x}\text{Fe}_x)_2\text{O}_7$, $x = 0.2$.

Методом ИК-спектроскопии найдено смягчение мод при структурных фазовых переходах и ротационные искажения кислородных октаэдров SnO_6 , установлена зависимость интенсивности и формы линий ИК-спектров от концентрации Fe^{3+} .

[1] L.V. Udod et al., *J. Alloys Compd.* 804, 281 (2019).

Магнитоимпеданс в полупроводниках $\text{Ho}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$

Харьков А.М., Ситников М.Н., Рунов Р.В., Ситников Р.А.

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

Халькогениды марганца Mn (S, Se, Te) и синтезированные на их основе твердые растворы являются перспективными материалами для исследования таких явлений, как магниторезистивный эффект и магнитоимпеданс. Данные полупроводники находят широкое практическое применение в интенсивно развивающейся спинтронике и микроэлектронике [1].

Для определения магнитоимпеданса использовали метод импеданс-спектроскопии, который позволяет получить важную информацию об электрически неоднородных состояниях в легированных полупроводниках. Были измерены и построены температурные зависимости реальной части импеданса (активного сопротивления (R)) и мнимой части импеданса (реактивного сопротивления (X)), измеренные в области температур 80–400 К и интервале частот 300 Гц– 10^5 Гц.

Цель работы – установить влияние магнитного поля на импеданс полупроводников с неоднородными электрическими состояниями, обладающими спектром времен релаксации носителей заряда.

Влияние магнитного поля на транспортные характеристики зависит от времени измерения и времени релаксационных процессов в электрически неоднородных полупроводниках. Поэтому максимум магнитосопротивления ожидается в области низких температур, а максимум магнитоимпеданса, в области высоких [2].

На рис. 1 представлены температурные зависимости магнитоимпеданса ΔZ , вычисленного по формуле $\Delta Z = \frac{Z(H) - Z(0)}{Z(0)} \cdot 100\%$. Максимальное изменение импеданса в магнитном поле для $\text{Ho}_{0.1}\text{Mn}_{0.9}\text{S}$ наблюдается в высокотемпературной области. Так, при температуре $T = 270$ К магнитоимпеданс имеет положительные значения с максимальным значением 5%. Основной вклад в импеданс дает реактивное сопротивление, состоящее из индуктивного вклада $X_L = \omega L$ и емкостного $X_C = 1/\omega C$. С ростом концентрации $x = 0.2$ импеданс определяется емкостным и диффузионным вкладом в области низких и высоких частот. Смена знака магнитоимпеданса в окрестности 160 К, возможно, обусловлена структурными искажениями с понижением симметрии [3].

Температурная зависимость компонент импеданса удовлетворительно описывается в модели Дебая. Максимум магнитоимпеданса для концентрации $x = 0.2$ обнаружен в парамагнитной области. В образце $\text{Ho}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{S}$ установлен емкостный и диффузионный вклад в импеданс в модели эквивалентных схем.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, Правительства Красноярского края и Красноярского краевого фонда науки в рамках научного проекта № 20-42-243002.

[1] S.S. Aplesnin et al., *JMMM*, **347**, 10 (2013).

[2] A.M. Kharkov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1614**, 012103 (2020).

[3] O.V. Romanova et al., *Appl. Phys. A*, **128**, 124 (2022).

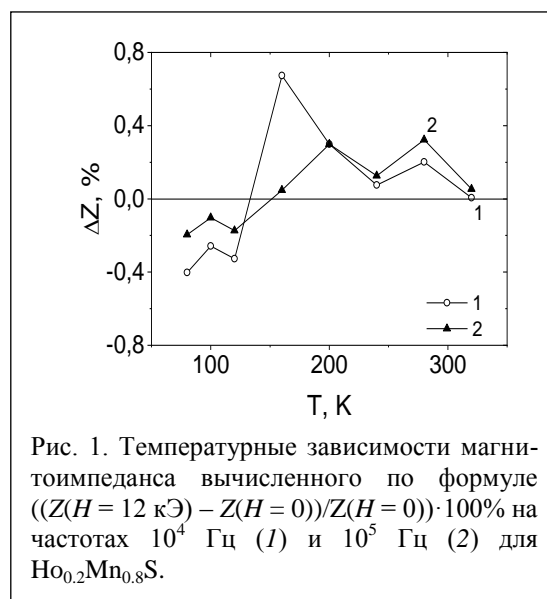


Рис. 1. Температурные зависимости магнитоимпеданса вычисленного по формуле $((Z(H = 12 \text{ кЭ}) - Z(H = 0))/Z(H = 0)) \cdot 100\%$ на частотах 10^4 Гц (1) и 10^5 Гц (2) для $\text{Ho}_{0,2}\text{Mn}_{0,8}\text{S}$.

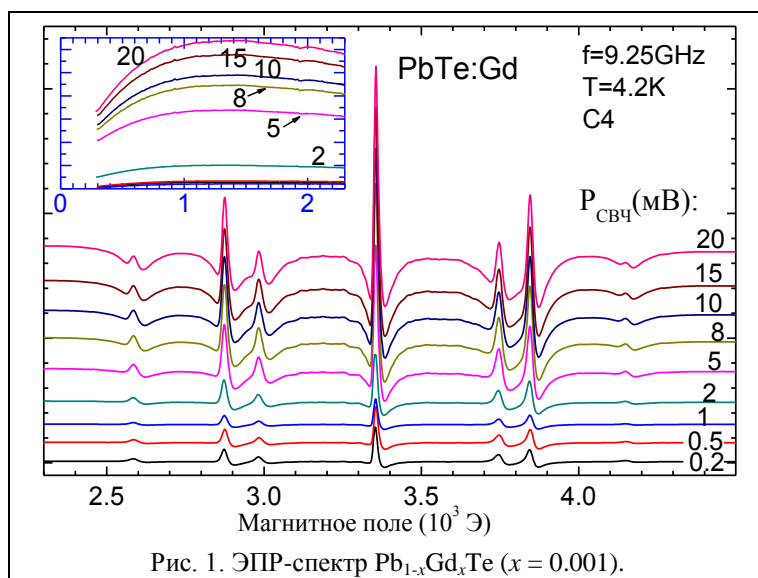
Зависимость формы линий спектров ЭПР узкозонных полупроводников $Pb_{1-x}Gd_xTe$ ($x = 0.001$) от микроволновой мощности

Шестаков А.В., Фазлижанов И.И., Уланов В.А.

КФТИ им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН, 420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7

В настоящее время спин-зависимые явления в электротранспортных свойствах узкозонных разбавленных магнитных полупроводников являются предметом пристального внимания большого числа исследователей. Такой интерес обусловлен не только возможностями создания новых приборов спинтроники, но и возможностями получения новой информации о закономерностях движения свободных носителей под влиянием внешнего магнитного поля, а также в условиях действия сильной спин-орбитальной связи между зонными состояниями и обменного взаимодействия с локализованными магнитными моментами. В качестве объекта настоящего исследования был выбран узкозонный полупроводник $PbTe$, допированный ионами Gd^{3+} . Этот полупроводник характеризуется узкой запрещенной зоной, малыми эффективными массами свободных носителей заряда, большой величиной относительной диэлектрической проницаемости и термодинамической неустойчивостью кристаллической решетки. Исследуемый образец $Pb_{1-x}Gd_xTe$ ($x = 0.001$) был выращен вертикальным методом Бриджмена в кварцевом тигле с коническим дном. Для того чтобы распределение примеси гадолиния в объеме образца было резко неоднородным, гадолиний примешивался к порошку $PbTe$ в виде тонкого металлического порошка. Указанные компоненты шихты были марки ОСЧ.

Исследования выполнены методом ЭПР при температуре 4.2 К на спектрометре «E-12 Varian» ($f \approx 9.25$ ГГц) при мощностях СВЧ в резонаторе с образцом, указанных на рис. 1. Поскольку изменения в спектрах ЭПР, снятых в ориентациях образца $H_0 \parallel \langle 001 \rangle$, $H_0 \parallel \langle 111 \rangle$ и $H_0 \parallel \langle 110 \rangle$, качественно не отличались, на рис. 1 представлены спектры только для ориентации $H_0 \parallel \langle 001 \rangle$. Здесь видно (особенно для $P_{СВЧ} = 20$ мВт), что каждый спектр представляет собой суперпозицию спектров двух видов,



относящихся к ионам Gd^{3+} с разными характеристиками. Спектры с более узкими компонентами тонкой структуры, имеющими форму Дайсона, с повышением частоты сильно насыщаются. Они наблюдались ранее (см., например, [1]) и соответствуют ансамблю ионов Gd^{3+} , расположенных в катионных позициях в окружении шести анионов Te^{2-} . Однако мы не нашли в литературе сообщений о спектрах ЭПР второго вида, которые имеют необычную форму линий типа «перевернутый колокол». С повышением мощности СВЧ эти

линии не насыщаются. Характерно то, что положения соответствующих линий того и другого вида спектров почти точно совпадают. Необычная форма линий спектров второго типа указывает на то, что ионы гадолиния этого ансамбля находятся в условиях, сильно влияющих на их динамические свойства. Природа локальных полей, действующих в позициях этих ионов гадолиния, обсуждается.

[1] Заячук Д.М., Добрянский О.А. ФТП, 32 (11), 1331-1333 (1998).

О релаксации неравновесных носителей в биполярном полупроводнике с ловушками

Шульман А.Я.

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

Рассматривается проблема описания процессов захвата и эмиссии неравновесных электронов и дырок в соответствующих уравнениях непрерывности при нарушении временных или пространственных условий применимости приближения квазинейтральности в неоднородно возбуждённом образце. Обсуждается различие между истинным процессом прямой рекомбинации «зона – зона» и статистическим процессом установления рекомбинационного равновесия при наличии пространственно-однородного распределения центров захвата.

Показана ошибочность часто используемого доказательства, что в стационарном состоянии полные скорости захвата через глубокие центры в уравнениях непрерывности для электронов и дырок, выраженные формулами Шокли – Рида, всегда равны, независимо от выполнения условий квазинейтральности.

Для случая быстрого установления квазиравновесного распределения по энергии возбуждённых носителей в зоне проводимости и валентной получены формулы для соответствующих скоростей захвата в стационарном неравновесном состоянии в области пространственного заряда при фотоэлектрических явлениях или для неоднородного распределения температуры носителей при термоэлектрических. Обсуждаются возможные следствия полученных формул для анализа отклика счётчиков быстрых частиц на основе высокоомного полупроводника.

Секция 2

ПОВЕРХНОСТЬ, ПЛЕНКИ, СЛОИ

Модификация пространственного распределения приповерхностных потенциалов зон InP(001) и GaP(001)

Лебедев М.В., Львова Т.В., Дементьев П.А., Берковиц В.Л., Смирнов А.Н.,
Давыдов В.Ю.

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

Полупроводниковые соединения A^3P (InP, GaP) активно используются в современной электронике, оптоэлектронике, а также в фотопреобразовательных устройствах. Как правило, вследствие наличия состояний на поверхности полупроводников A_3B_5 наблюдается перепад потенциалов валентной зоны и зоны проводимости (изгиб зон), приводящий к возникновению приповерхностного электрического поля, в существенной степени определяющего электронную структуру и свойства поверхности. В частности, приповерхностное электрическое поле обеспечивает движущую силу для фотокаталитических процессов на границах с растворами электролитов. В этой связи модификация приповерхностных потенциалов зон является актуальной задачей физики и технологии полупроводников.

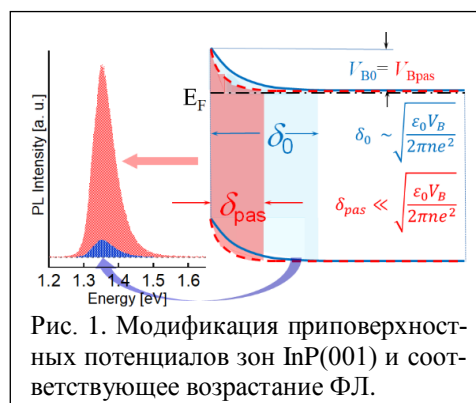
В данной работе рассматривается модификация потенциалов зон поверхностей InP(001) и GaP(001) сульфидными растворами. Исследования выполнены методами фотолюминесценции (ФЛ), рамановской спектроскопии, спектроскопии анизотропии отражения (АО), а также рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС).

Показано, что при пассивации поверхности n -InP(001) происходит возрастание интенсивности ФЛ и сужение приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) (рис. 1) [1]. При этом величина изгиба зон V_B остается неизменной, а в некоторых случаях даже увеличивается. То есть ширина ОПЗ δ уже не пропорциональна корню квадратному величине изгиба зон (рис. 1). Наиболее сильно эти эффекты наблюдались после обработки поверхности раствором сульфида аммония в изопропиловом спирте. При пассивации же поверхностей n -/ p -GaP(001) происходит уменьшение/увеличение приповерхностного электрического поля. Обработка поверхности InP(001)/GaP(001) сульфидными растворами приводит к удалению слоя естественного окисла и формированию пассивирующего покрытия, состоящего из химических связей In/Ga-S, структура которых зависит от состава раствора.

Анализ спектров основных уровней S 2p пассивированных поверхностей InP(001) и GaP(001) показал, что сера на этих поверхностях может находиться в основном в двух состояниях: сера в мостиковых связях In(Ga)-S-In(Ga) и сера в вакансиях фосфора в приповерхностном монослое полупроводника. При этом соотношения интенсивностей этих состояний варьировались после обработки сульфидными растворами различного состава. Более того, электронные свойства пассивированных поверхностей коррелируют с соотношением интенсивностей этих состояний, что можно объяснить различием направлений дипольных моментов, обусловленных этими состояниями. В частности, суммарный дипольный момент пассивирующего покрытия может либо усиливать, либо ослаблять электрическое поле приповерхностной ОПЗ. То есть изменение поверхностного диполя посредством варьирования химических процессов формирования пассивирующего покрытия будет модифицировать пространственное распределение потенциалов зон в приповерхностной области полупроводника и, как следствие, электронную структуру его поверхности.

Данная работа была частично поддержана РФФИ (проект № 20-03-00523).

[1] M.V. Lebedev et al., *J. Mater. Chem. C*, **19**, 2163 (2022).



Влияние отжига на электрофизические и физико-химические свойства Ti/InAlAs и Pt/InAlAs контактов Шоттки

Аксенов М.С.¹, Гензе И.Ю.², Чистохин И.Б.¹, Дмитриев Д.В.¹, Гутаковский А.К.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Металл/ $\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$ (001) барьеры Шоттки (БШ) используются для создания СВЧ полевых транзисторов [1] и быстродействующих фотоприемников [2] в качестве затворного или барьерного контакта соответственно. При этом основные требования предъявляются к высоте барьера Шоттки при нулевом смещении (ϕ_{b0}) и его долговременной стабильности, которые, в свою очередь, определяются условиями формирования и качеством границы раздела металл/InAlAs, а также составом слоев металлизации. Благодаря хорошим адгезионным свойствам и низкой стоимости Ti (Ti/Pt/Au) является наиболее широко используемым металлом для формирования БШ на основе InAlAs. Типичное значение ϕ_{b0} для свежеформованного БШ Ti/InAlAs составляет 0.65–0.7 эВ. Для увеличения ϕ_{b0} в качестве барьерного слоя используют металлы с большей работой выхода (Pt, Ir, Pd). В работах [3, 4] показано, что отжиг БШ является необходимой технологической операцией, позволяющей существенным образом повысить величину ϕ_{b0} . Однако в настоящее время из-за нехватки экспериментальных данных отсутствует полное понимание физико-химических процессов, происходящих на границе раздела в результате температурного воздействия, которое необходимо для полностью контролируемого формирования контактов металл/InAlAs с заданными характеристиками и стабильностью.

В данной работе изучена корреляция между барьерными характеристиками (высота барьера, коэффициент идеальности), строением и химическим составом границы раздела Ti/InAlAs и Pt/InAlAs при отжиге в атмосфере формовочного газа (5% H_2 , 95% N_2) в диапазоне температур 300–400 °С. Для определения влияния отжига на неоднородность БШ [5] и особенности токопереноса в работе также изучены температурные (77–350 К) зависимости вольт-амперных характеристик (ВАХ) БШ.

Анализ ВАХ показал, что подбором времени и температуры отжига можно достичь существенного увеличения ϕ_{b0} по сравнению с исходным при коэффициенте идеальности n близком к единице (<1.1). Более длительные времена отжига позволяют дополнительно увеличивать ϕ_{b0} в совокупности с увеличением n до значений >1.1 . При этом, как показывают данные просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), происходят существенные изменения в морфологии границы раздела (рис. 1), связанные с сегрегацией и диффузией элементов InAlAs, а также твер-

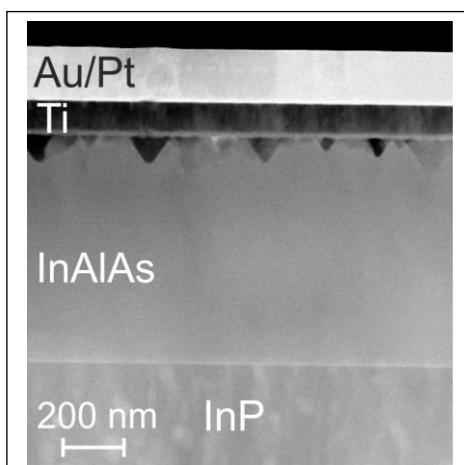


Рис. 1. ПЭМ-изображение границы раздела Au/Pt/Ti/InAlAs после отжига при температуре 400 °С в течение 20 мин.

дотельными реакциями вблизи границы раздела. Анализ температурных зависимостей ВАХ в рамках модели Танга [5] показал, что отжиг, помимо изменения параметров БШ, может приводить к уменьшению локальных неоднородных областей на границе раздела, улучшая тем самым однородность высоты барьера.

[1] J. Ajayan et al., *Superlattice. Microst.* 86, 1 (2015).

[2] A.L. Chizh et al., *Tech. Phys. Lett.* 45, 739 (2019).

[3] L. Wang et al., *Appl. Phys. Lett.* 91, 022110 (2007).

[4] L. Wang et al., *Appl. Phys. Lett.* 89, 211910 (2006).

[5] M.S. Aksenov et al., *Appl. Phys. Lett.* 114, 221602 (2019).

Влияние фтора на электронные свойства границ раздела диэлектрик(оксид)/InGaAs

Аксенов М.С., Ковчавцев А.П., Горшков Д.В.

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

$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ применяется для изготовления МОП-транзисторов с высокой подвижностью электронов [1], при реализации которых одним из основных требований является низкая плотность электронных состояний (D_{it}) на границе раздела диэлектрик/InGaAs. В настоящее время для формирования таких границ в основном используется метод атомно-слоевого осаждения (АСО) high-k диэлектриков в сочетании с различными предварительными химическими обработками поверхности полупроводника, а также условиями осаждения диэлектрических слоев и их последующего отжига. Известно, что галогенирование (фторирование) границ раздела диэлектрик/полупроводники A_3B_5 приводит к улучшению их электрофизических характеристик [2, 3]. Однако данные о влиянии фтора при анодировании поверхности InGaAs, а также температуры последующего отжига структур на электронные свойства границы раздела диэлектрик(оксид)/InGaAs в литературе отсутствуют.

В данной работе исследовано влияние тонких нефторированных (АО) и фторсодержащих (ФАО) анодных оксидных слоев, сформированных в газоразрядной плазме смеси O_2 , CF_4 , Ar, на электронные и физико-химические свойства границ раздела диэлектрик (Al_2O_3 , SiO_2)/InGaAs.

Методом высокоразрешающей просвечивающей электронной микроскопии показано, что АО и ФАО формируют резкую границу раздела с InGaAs, сравнимую по шероховатости с границей Al_2O_3 /InGaAs, сформированной методом АСО [4]. Изучение химического состава границ раздела АО(ФАО)/InGaAs, проведенное методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, а также анализ вольт-фарадных характеристик Au/Ti/ Al_2O_3 /InGaAs и Au/Ti/ Al_2O_3 /АО(ФАО)/InGaAs структур «металл – диэлектрик – полупроводник» показали, что фтор за счет образования оксифторидов способен частично пассивировать дефекты на границе раздела оксид/InGaAs, расположенные по энергии в верхней половине запрещенной зоны полупроводника, уменьшая D_{it} в 3–4 раза (рис. 1). Минимальные значения плотности состояния вблизи середины запрещенной зоны, определенные методом Термана, составляют $2 \cdot 10^{12}$ эВ⁻¹·см⁻². Установлено, что эффект влияния фтора сохраняется при быстрых термических отжигах вплоть до температур 350 °С. Повышение температуры отжига приводит к увеличению плотности дефектов на фторированной границе раздела, что, с одной стороны, может быть связано с частичным разрушением связей с фтором, а с другой – с наличием большого количества кислорода (собственные оксиды элементов полупроводника) и связанных с ним дефектов [4].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-02-00516.

- [1] M. Hong et al., *Appl. Phys. Lett.*, 111, 123502 (2017).
- [2] N.A. Valisheva et al., *J. Phys. Chem. C*, 121, 20744 (2017).
- [3] Y.-T. Chen et al., *Appl. Phys. Lett.*, 96, 103506 (2010).
- [4] M.S. Aksenov et al., *Appl. Phys. Lett.*, 131, 085301 (2022).

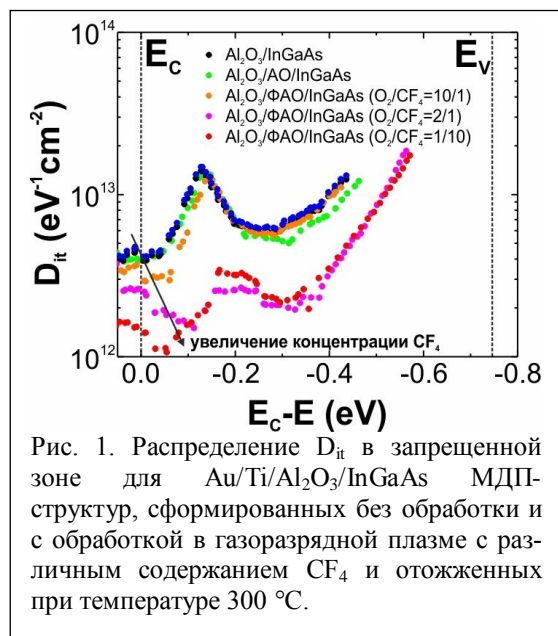


Рис. 1. Распределение D_{it} в запрещенной зоне для Au/Ti/ Al_2O_3 /InGaAs МДП-структур, сформированных без обработки и с обработкой в газоразрядной плазме с различным содержанием CF_4 и отожженных при температуре 300 °С.

Закрепление уровня Ферми на окисленной поверхности $A^{III}B^V$ наноструктур

Алексеев П.А., Бородин Б.Р., Шаров В.А., Смирнов А.Н.

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

В атмосферных условиях на поверхности полупроводников $A^{III}B^V$ (III-V) происходит образование слоя естественного оксида. При этом происходит изменение спектра и плотности поверхностных электронных состояний. Увеличение плотности поверхностных состояний приводит к закреплению (пиннингу) уровня Ферми на поверхности. Например, на сколотой в условиях сверхвысокого вакуума поверхности (110) GaAs пиннинг уровня Ферми отсутствует. Однако при окислении поверхности происходит закрепление уровня Ферми примерно в середине запрещенной зоны. Ранее нами было показано, что при окислении III-As (GaAs, InAs, InGaAs, AlGaAs) полупроводников вследствие более активного окисления элементов III группы, на границе слоя естественного оксида и полупроводникового кристалла образуется элементарный мышьяк. Это приводит к одинаковому закреплению уровня Ферми в III-As-полупроводниках относительно уровня вакуума (4.8 ± 0.2 эВ) [1]. При этом в InAs уровень Ферми закрепляется в зоне проводимости, а в GaAs примерно в середине запрещенной зоны.

Помимо III-As-материалов, также активно используются III-P и III-Sb-полупроводники, а также различные твердые растворы III-PAs, III-AsSb и другие, в том числе четверные соединения. Целью данной работы было определение закрепления уровня Ферми на окисленной (110) поверхности III-P, III-Sb, III-PAs, III-AsSb-гетероструктур и выявление механизмов, определяющих положение закрепления уровня Ферми на поверхности.

Исследования проводились методом градиентной кельвин-зонд микроскопии в условиях форвакуума (10^{-5} бар). Объектами исследования были сколы приборных гетероструктур III-P, III-Sb, III-PAs, III-AsSb с различным составом слоёв, уровнем и типом легирования. Кроме того, исследовались III-P и III-PAs-нанопровода. Для определения абсолютных значений работы выхода поверхности полупроводника работа выхода зонда заранее определялась с помощью измерения известной работы выхода свежесколотого высокоориентированного пиролитического графита.

В результате исследований показано, что наличие As в тройных соединениях III-PAs и III-AsSb также приводит к закреплению уровня Ферми на расстоянии (4.8 ± 0.2) эВ от уровня вакуума. Разработана модель, позволяющая оценить положение закрепления уровня Ферми в зависимости от типа и уровня легирования, а также плотности поверхностных состояний. Для GaP-нанопроводов показано, что даже незначительное (~ 3 нм) нанесение GaPAs-покрытия сдвигает работу выхода на 300 мэВ [2]. Для GaAsSb (Sb > 0.5) гетероструктур показано формирование дырочного поверхностного канала проводимости вследствие закрепления уровня Ферми в валентной зоне. Получены значения работы выхода для (110) поверхностей GaSb, GaP и InP различного типа легирования. Аналогичного III-As соединениям одинакового закрепления уровня Ферми относительно уровня вакуума не обнаружено. Проводятся дополнительные исследования для определения механизмов закрепления уровня Ферми в данных соединениях.

Работа поддержана грантом Российского научного фонда № 22-22-00121.

[1] P.A. Alekseev et al., *Nanotechnology*, **29**(31), 314003 (2018).

[2] V. Sharov et al., *Applied Surface Science*, **563**, 150018 (2021).

Угловые распределения электронов, эмитированных из полупроводников с отрицательным и положительным электронным средством: влияние скачка массы

Альперович В.Л.^{1,2}, Казанцев Д.М.^{1,2}, Shvartsman L.D.³

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³Racah Institute of Physics, Hebrew University, Jerusalem, 91904, Israel

Известно, что скачок массы электрона на границе полупроводника с вакуумом от эффективной массы m^* до массы свободного электрона m_0 должен приводить к значительному сужению углового распределения электронов, эмитированных из полупроводниковых фотокатодов с отрицательным эффективным электронным средством (ОЭС). Этот эффект может иметь важное практическое значение, поскольку повышает яркость фотоэмиссионных источников электронов. Однако убедительных экспериментальных доказательств сужения углового распределения при эмиссии из полупроводников с ОЭС пока не получено, а влияние скачка массы на эмиссию остается предметом дискуссий.

В данной работе сопоставлено влияние скачка массы на фотоэмиссию из полупроводников с ОЭС и на фотонно усиленную термоэлектронную эмиссию из полупроводников с небольшим положительным электронным средством (ПЭС). Коэффициенты отражения R и прохождения T электронов в зависимости от начальной энергии ε_1 и угла падения на поверхность θ_1 рассчитывались в приближении огибающих волновых функций с граничными условиями, сохраняющими поток электронов через поверхности с резкими потенциальными ступеньками U_0 , соответствующими ПЭС ($U_0 > 0$) и ОЭС ($U_0 < 0$). Показано, что для потенциальных ступенек обоих знаков благодаря скачку массы $\mu = m^*/m_0$ существуют критические энергии ε_{1c} , разделяющие области с качественно разными угловыми зависимостями $T(\theta_1)$. В случае ПЭС для $\varepsilon_1 < \varepsilon_{1c}$ коэффициент прохождения монотонно уменьшается с увеличением θ_1 . Для $\varepsilon_1 > \varepsilon_{1c}$ T увеличивается с увеличением θ_1 , проходит максимум полного прохождения $T = 1$, а затем уменьшается до нуля при $\theta_1 = 90^\circ$. Это означает, что электроны с нормальными составляющими кинетической энергии, меньшие U_0 , тем не менее преодолевают потенциальный барьер из-за преобразования тангенциальной составляющей в нормальную составляющую кинетической энергии. Для доказательства эффекта преломления электронов на скачке массы предлагается измерять энергетические и угловые распределения $N_2(\varepsilon_2, \theta_2)$ электронов, эмитированных в вакуум из полупроводника с ПЭС. В этом случае для скачка масс $\mu < 1$ и энергий меньше критической $\varepsilon_2 < \varepsilon_{2c}$ электроны эмитируются во всем диапазоне углов θ_2 , от 0° до 90° и $N_2(\theta_2)$ уменьшается до нуля с увеличением θ_2 из-за преобладающего преломления на положительном скачке потенциала. Напротив, для $\varepsilon_2 > \varepsilon_{2c}$ из-за преломления на скачке массы диапазон углов эмиссии ограничен $\theta_2 \leq \theta_{2m}$ и $N_2(\theta_2)$ увеличивается с увеличением θ_2 [1]. Для ОЭС сужение угловых распределений происходит для всех энергий эмитированных электронов как за счет отрицательного скачка потенциала, так и за счет скачка массы, поэтому влияние скачка массы выделить сложнее. Таким образом, в работе показано, что измерение угловых и энергетических распределений электронов, эмитированных из полупроводников с ПЭС, может дать более надежное доказательство проявления скачка массы по сравнению с состоянием с ОЭС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 20-02-00355).

[1] V.L. Alperovich et al., *Appl. Surf. Sci.* **561**, 149987 (2021).

Влияние рельефа поверхности Si/Si (001) на структуру смачивающих слоев Ge

Арапкина Л.В., Чиж К.В., Сторожевых М.С., Дубков В.П., Юрьев В.А.

ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

Структура поверхности слоев Ge, формирующаяся во время роста массивов квантовых точек, исследовалась методами СТМ и RHEED. Для изготовления образцов использовался метод молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследования методом СТМ проводились при комнатной температуре, а передача образцов из ростовой камеры для СТМ-исследований происходила без выноса их из условий сверхвысокого вакуума. Слои Ge толщиной до 9 Å наносились при температурах 360 °C или 650 °C на поверхности слоев Si/Si (001), выращенных при 360 °C или 650 °C. Слои Si/Si (001), выращенные при 650 °C, имели гладкую поверхность, образованную широкими террасами, разделенными моноатомными ступенями, а при 360 °C – структуру с макроостровками высотой более 2 монослоев (ML) и с максимальным углом наклона склонов $\sim 2^\circ$. На рис. 1 представлены СТМ-изображения 6 Å Ge слоев (360 °C).

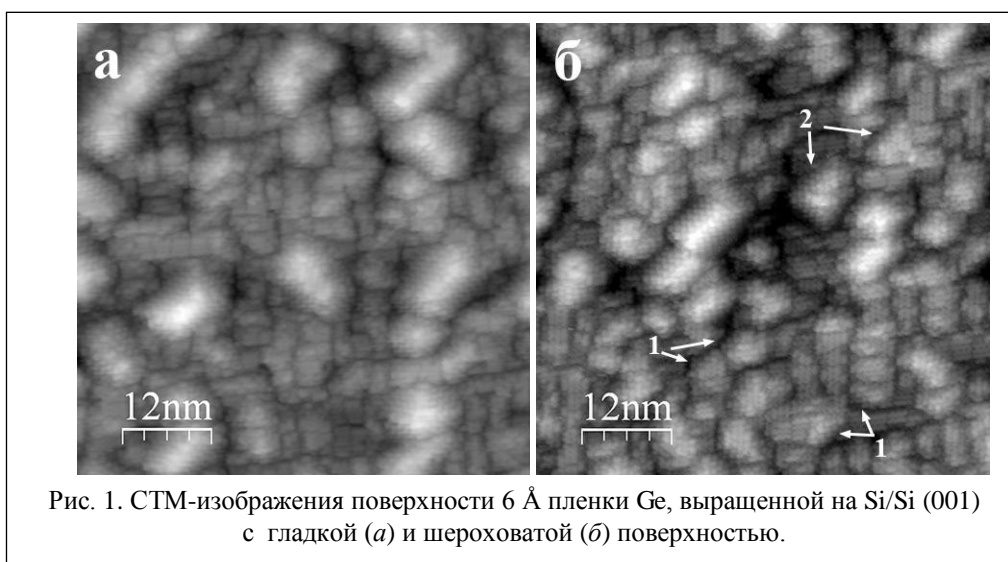


Рис. 1. СТМ-изображения поверхности 6 Å пленки Ge, выращенной на Si/Si (001) с гладкой (а) и шероховатой (б) поверхностью.

При росте на гладкой поверхности Si/Si (001) (рис. 1, а) происходит формирование hut-кластеров Ge по механизму роста Странского – Крастанова, т. е. в два этапа. Сначала формируется смачивающий слой (WL), поверхностная энергия которого уменьшается с увеличением его толщины, при этом происходит увеличение упругих напряжений в WL, вызванных рассогласованием параметров решетки Si и Ge. После достижения критической толщины WL уменьшение полной энергии происходит за счет релаксации упругих напряжений, что сопровождается формированием и ростом hut-кластеров Ge [1]. При росте на шероховатой поверхности Si/Si (001) концентрация и размер hut-кластеров Ge уменьшились и появились структуры в форме “недостроенных” кластеров (2 на рис. 1) и отдельных плоскостей {105} (1 на рис. 1), относящиеся к смачивающему слою. При увеличении толщины слоев Ge до 9 Å они уже не наблюдались. Формирование отдельных плоскостей {105} приводит к уменьшению поверхностной энергии Ge WL, т.е. относится к процессу роста смачивающего слоя. Связано это с островковой структурой поверхности Si/Si (001), которая влияет на рельеф WL и способствует формированию неоднородного распределения его толщины.

[1] X.L. Li et al., *Progress in Materials Science*, **64**, 121 (2014).

Диффузия атомов водорода в слоях Si и Ge, выращенных на диэлектрических подложках

Арапкина Л.В.¹, Чиж К.В.¹, Ставровский Д.Б.¹, Дубков В.П.¹, Сторожевых М.С.¹,
Клименко А.А.², Дудин А.А.², Юрьев В.А.¹

¹ИОФ РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38
²ИНМЭ РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 32А

Si₃N₄ – широко используемый материал в микро- и оптоэлектронике для создания пассивирующих слоев и отражающих покрытий. Основа процесса пассивации – это диффузия атомов Н из слоя Si₃N₄ в приповерхностную часть пленки Si и деактивация электрически активных центров, образованных оборванными связями атомов Si.

В представленной работе проведено исследование диффузии атомов Н из диэлектрических слоев Si₃N₄ (LPCVD) и SiO₂ (высокотемпературное окисление) в слои Si и Ge, выращенные при температурах от 30 до 650 °С и с толщинами от 0.2 до 200 нм. В качестве подложки использовались Si₃N₄/SiO₂/Si(001) и SiO₂/Si(001) структуры. Рост слоев проводился методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Исследования проводились методами FTIR, RHEED, Raman и XPS-спектроскопии. В слоях LPCVD Si₃N₄ атомы водорода образуют в основном связи N-H, полосы поглощения которых могут быть обнаружены в IR-спектрах. Уменьшение интенсивности полос поглощения связей N-H наблюдалось во всех образцах в результате роста слоев Si или Ge на Si₃N₄ во всем интервале ростовых температур (рис. 1). Одновременно с этим в зависимости от материала выращенной пленки с увеличением температуры роста происходило увеличение интенсивности полосы поглощения Si-N в случае

роста Si-пленок и уменьшение в случае роста Ge-пленок (рис. 1). В образцах со слоями Si, выращенными Si₃N₄/SiO₂/Si(001) и SiO₂/Si(001) при 30 °С, наблюдалось появление Si-N полосы поглощения, которая исчезала при более высоких температурах роста. Результаты исследования методом XPS-спектроскопии с послойным травлением показали, что в области интерфейса Si₃N₄/Si(Ge) происходит уменьшение интенсивности пиков, соответствующих связям N-H, а в образцах Si₃N₄/Ge наблюдается появление пика для связей Ge-N. Таким образом, атомы Ge диффундируют из растущей пленки в слой Si₃N₄, где формируют связи Ge-N с оборванными связями у атомов N, образовавшимися при разрыве связей N-H и диффузии атомов Н в растущую пленку (рис. 1). Рост Si-пленок приводит к аналогичным диффузионным процессам. Формированием “новых” связей Si-N и Ge-N объясняет различное изменение интенсивности полосы поглощения Si-N в IR-спектрах. Процессы разрыва связей N-H и Н-диффузии происходят уже при температуре роста 30 °С и не могут рассматриваться как стимулированные температурой. Механизм диффузии может быть описан в рамках теории, представленной в работах [1, 2]. Диффузия атомов водорода стимулируется разницей в химическом потенциале атомов водорода в диэлектрических пленках и растущих слоях Si и Ge.

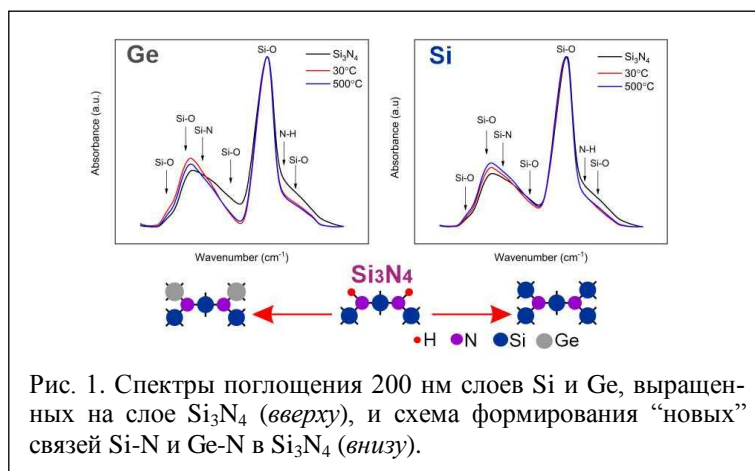


Рис. 1. Спектры поглощения 200 нм слоев Si и Ge, выращенных на слое Si₃N₄ (вверху), и схема формирования “новых” связей Si-N и Ge-N в Si₃N₄ (внизу).

[1] R.A. Street, *Phys. Rev. B*, 43(3) 2454–2457 (1991).

[2] W. Beyer, *Phys. Stat. Sol.*, 213(7) 1661–1674 (2016).

Преломление электронов на интерфейсе p-GaAs(Cs,O) – вакуум

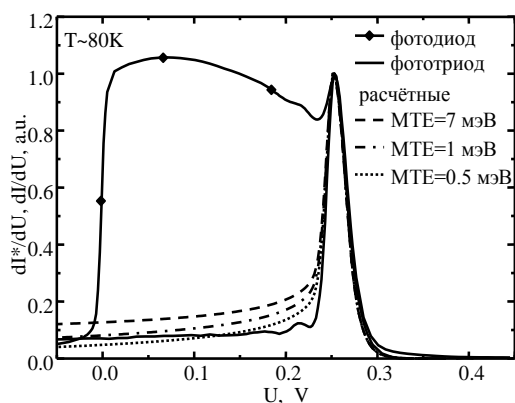
Бакин В.В.¹, Косолобов С.Н.¹, Рожков С.А.^{1,2}, Шайблер Г.Э.^{1,2}, Терехов А.С.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Сохранение у электронов компоненты импульса параллельной поверхности $\hbar k_{\parallel}$ является основной методик HREELS и ARPES. В работах, посвящённых фотоэмиссии из полупроводников с эффективным отрицательным электронным средством (ОЭС), напротив, вопрос о том, возможен ли выход фотоэлектронов в вакуум с сохранением $\hbar k_{\parallel}$, является предметом многолетних дискуссий. Если $\hbar k_{\parallel}$ сохраняется, то угловое распределение фотоэлектронов, эмитированных из фотокатода с ОЭС, формируется под влиянием “эффекта преломления” – оно должно быть вытянуто вдоль нормали к эмитирующей поверхности, а средняя поперечная энергия фотоэлектронов в вакууме (МТЕ) должна быть меньше kT : $MTE = kT \times m^* / m_0$ [1], здесь m^* / m_0 – это отношение эффективной массы электрона в полупроводнике к его массе в вакууме.

В работе [2] мы экспериментально доказали, что в угловом распределении фотоэлектронов, эмитированных из p-GaAs ОЭС-фотокатода, есть выделенная группа электронов с МТЕ существенно меньше kT . В данной работе мы проверили выводы работы [2] с помощью более простой с точки зрения анализа результатов методики. Для этого был изготовлен вакуумный фототриод, состоящий из полупрозрачного p-GaAs(Cs,O)-фотокатода на стекле, металлического анода с отверстием в центре диаметром ~ 200 мкм, расположенного на расстоянии ~ 2 мм от фотокатода, и коллектора в виде цилиндра Фарадея, расположенного за анодом и собирающего фотоэлектроны, пролетевшие через диафрагму. Герметичный металлокерамический корпус фототриода обеспечивал внутри прибора сверхвысокий вакуум. В эксперименте световой поток фокусировался на фотокатоде в пятно диаметром ~ 15 мкм, расположенное точно напротив центра диафрагмы. С помощью фототриода при $T \sim 80$ К была измерена зависимость dI^*/dU – производная тока коллектора по запирающему напряжению между катодом и анодом. В вакуумных фотодиодах форма аналогичной зависимости dI/dU – производной тока фотокатода по запирающему напряжению – определяется распределением эмитированных фотоэлектронов по продольной энергии. В фототриоде в запирающих полях ($U > 0$) форма dI^*/dU определяется угловым и энергетическим распределением группы электронов, летящих в небольшом телесном угле относительно нормали к поверхности фотокатода. На рисунке показаны экспериментальный график dI^*/dU для фототриода и аналогичная зависимость dI/dU для фотодиода. Из рисунка видно, что электроны, летящие в пределах малого телесного угла относительно нормали, имеют узкое распределение по продольной энергии. Амплитуда “хвоста” функции dI^*/dU в области малых значений U зависит от МТЕ эмитированных фотоэлектронов. Расчеты показали, что экспериментальная dI^*/dU лучше всего описывается в модели, в которой в угловом распределении есть группа электронов с МТЕ $\sim 0.5 \div 1$ мэВ. Это существенно меньше, чем значение kT при $T = 80$ К. Полученный результат является еще одним экспериментальным доказательством того, что на угловое распределение электронов, выходящих в вакуум из p-GaAs ОЭС-фотокатода оказывает влияние “эффект преломления”.



зависимости dI/dU – производной тока фотокатода по запирающему напряжению – определяется распределением эмитированных фотоэлектронов по продольной энергии. В фототриоде в запирающих полях ($U > 0$) форма dI^*/dU определяется угловым и энергетическим распределением группы электронов, летящих в небольшом телесном угле относительно нормали к поверхности фотокатода. На рисунке показаны экспериментальный график dI^*/dU для фототриода и аналогичная зависимость dI/dU для фотодиода. Из рисунка видно, что электроны, летящие в пределах малого телесного угла относительно нормали, имеют узкое распределение по продольной энергии. Амплитуда “хвоста” функции dI^*/dU в области малых значений U зависит от МТЕ эмитированных фотоэлектронов. Расчеты показали, что экспериментальная dI^*/dU лучше всего описывается в модели, в которой в угловом распределении есть группа электронов с МТЕ $\sim 0.5 \div 1$ мэВ. Это существенно меньше, чем значение kT при $T = 80$ К. Полученный результат является еще одним экспериментальным доказательством того, что на угловое распределение электронов, выходящих в вакуум из p-GaAs ОЭС-фотокатода оказывает влияние “эффект преломления”.

Амплитуда “хвоста” функции dI^*/dU в области малых значений U зависит от МТЕ эмитированных фотоэлектронов. Расчеты показали, что экспериментальная dI^*/dU лучше всего описывается в модели, в которой в угловом распределении есть группа электронов с МТЕ $\sim 0.5 \div 1$ мэВ. Это существенно меньше, чем значение kT при $T = 80$ К. Полученный результат является еще одним экспериментальным доказательством того, что на угловое распределение электронов, выходящих в вакуум из p-GaAs ОЭС-фотокатода оказывает влияние “эффект преломления”.

[1] R.L. Bell, *Negative Electron Affinity Devices*, Clarendon Press, Oxford (1973).

[2] В.В. Бакин и др., *Письма в ЖЭТФ*, 77(4), 197–201 (2003).

Подготовка поверхности кремния Si(111) к эпитаксиальному росту структур A₃-нитридов методом МЛЭ

Башкатов Д.Д.^{1,2}, Милахин Д.С.^{1,2}, Малин Т.В.¹, Вдовин В.И.¹, Журавлев К.С.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Кремниевые подложки в настоящее время активно применяются для эпитаксиального роста нитридов III группы (InN, AlN, GaN) методом молекулярно-лучевой эпитаксии для силовой [1] и СВЧ-электроники наряду с подложками карбида кремния. Востребованность подложек кремния обусловлена такими технологическими преимуществами, как масштабируемость, возможность использования подложек большого диаметра и интегрирование нитридной технологии в развитую кремниевую технологию. Прогресс в данной области сдерживается из-за технологических сложностей синтеза кристаллически совершенных слоев AlN на сильно рассогласованных инородных подложках Si(111). Для роста высококачественных буферных слоев AlN, определяющих электрофизические параметры будущих СВЧ и силовых устройств, необходимо осуществить качественную предварительную обработку пластин кремния, а именно очистить поверхность от остаточных углеводородных соединений и подготовить поверхность Si(111) к эпитаксии.

Для подготовки кремниевых подложек к росту слоев A₃-нитридов методом аммиачной молекулярно-лучевой эпитаксии проводилась химическая обработка поверхности методом Ширази [2]. Затем с целью удаления остаточных адсорбированных на поверхности «летучих» загрязнений выполнялась температурная обработка подложки в камере предварительного отжига в течение двух часов при температуре 450 °С. Далее образцы подвергались прогреву в ростовой камере при температуре свыше 1000 °С в течение 20 минут с целью получения атомарно-чистой и упорядоченной поверхности кремния. Методом дифракции быстрых электронов на отражение установлено, что при прогреве подложек до температур свыше 750 °С на дифракционных картинах (ДК) появляются посторонние рефлексы (рис. 1, отмечено стрелками), свидетельствующие об образовании кристаллических загрязнений на поверхности Si(111). Из расстояния между дифракционными рефлексами кремния был определен параметр элементарной ячейки данного загрязнения и установлен тип загрязнения в виде карбида кремния (SiC), что согласуется с работой [3].

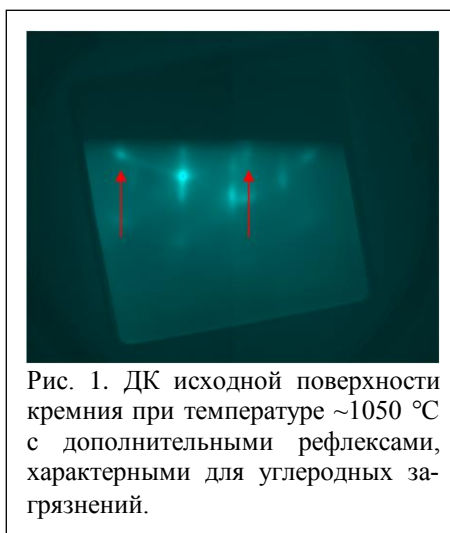


Рис. 1. ДК исходной поверхности кремния при температуре ~1050 °С с дополнительными рефлексами, характерными для углеродных загрязнений.

Обнаружено, что в результате температурного градиента, возникающего в процессе прогрева образцов, на краях подложки в местах ее механического контакта с держателем и прижимным кольцом на поверхности проявляются линии скольжения дислокаций. Уменьшение ширины компенсирующего кольца позволило снизить плотность и глубину распространения линий скольжения дислокаций от края к центру подложки.

После охлаждения образцов до температуры ниже 830 °С наблюдалось формирование высокоупорядоченной сверхструктуры (7×7) без посторонних рефлексов других фаз, свидетельствующей о готовности поверхности Si(111) к эпитаксиальному росту полупроводниковых структур A₃-нитридов.

[1] F. Semond, *MRS Bull.*, **40(05)**, 412–417 (2015).

[2] A. Ishizaka, Y. Shiraki, *J. Electrochem. Soc.*, **133(4)**, 666 (1986).

[3] S. Tamariz, D. Martin, N. Grandjean, *J. Cryst. Growth.*, **476**, 58–63 (2017).

Многообразие анизотропных плазмонных нанокластеров, образующихся на поверхности кубических полупроводников

Берковиц В.Л., Кособукин В.А., Улин В.П., Алексеев П.А., Солдатенков Ф.Ю.

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

В данной работе исследовались следующие новые аспекты физики поверхностных структур «металл – полупроводник», образованных оптически изотропными материалами: 1) кластерообразование, 2) значительная анизотропия двумерных кластерных структур и их плазмонов. Эти свойства были обнаружены в первых работах, относящихся к нанокластерам индия, образующимся на поверхности InAs(001) при ее электрохимической обработке [1]. В данном докладе представлены результаты, полученные недавно для нанокластеров золота, которые образуются на

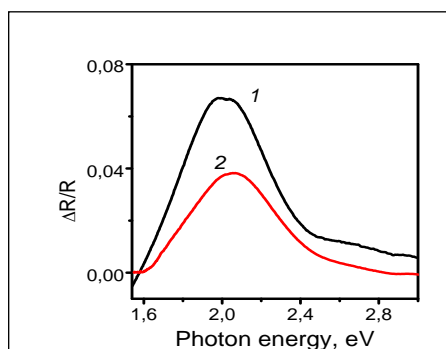


Рис. 1. Спектры $\Delta R/R$ кластеров Au, формирующихся на пассивированной поверхности GaAs(001) после отжига пленки Au длительностью 240 и 20 мин при 300 °C (1) и 350 °C (2) соответственно.

поверхности GaAs(001) [2]. Обсуждаются оригинальная технология создания анизотропных кластеров Au на поверхности полупроводника и результаты их зондовой диагностики и плазмонной спектроскопии. Исследовались плазмоны, локализованные на анизотропных нанокластерах золота, которые формируются при отжиге тонкой пленки Au, нанесенной на поверхность GaAs(001). Использовались поверхности GaAs(001), пассивированные атомами азота (серы) или окисленные в случаях легирования GaAs *n*- или *p*-типа соответственно. Как в [1], анизотропия плазмонов, локализованных на кластерах Au, однозначно устанавливалась по появлению при отжиге пленки сигнала анизотропного отражения $\Delta R/R = 2(R_{[1\bar{1}0]} - R_{[110]}) / (R_{[1\bar{1}0]} + R_{[110]})$, пример которого дан на рис. 1. Коэффициенты отражения $R_{[1\bar{1}0]}$ и $R_{[110]}$ света, поляризованного в направлениях $[1\bar{1}0]$ и $[110]$ на поверхности

подложки GaAs(001), детально исследовались с помощью оптической спектроскопии отражения поляризованного света [2].

Установлено, что общим свойством нанокластеров Au, образующихся на поверхности GaAs(001), является анизотропия их формы (вытянутость) и ориентация в направлении $[1\bar{1}0]$, ср. [2]. Форма и ориентация кластеров Au на пассивированных поверхностях GaAs(001) сильно зависят от температуры и длительности отжига пленки Au. Это следует, в частности, из представленных на рис. 1 спектров $\Delta R/R$ с максимумом около 2 эВ, которые обусловлены анизотропными плазмонами нанокластеров Au (до отжига пленки Au было $\Delta R/R = 0$). При повышении температуры отжига пленки Au форма кластеров Au приближается к сферической, а интенсивность спектров $\Delta R/R$ уменьшается (ср. спектры 1 и 2 на рис. 1). Для окисленных поверхностей GaAs(001) влияние температуры и длительности отжига на анизотропию кластеров Au существенно уменьшается, при этом массив кластеров представлен островками случайной формы. Наблюдаемые особенности плазмонных спектров отражения объясняются в модели плоского массива наносфероидов Au, в среднем ориентированных в направлении $[1\bar{1}0]$ на поверхности GaAs(001).

Работа была частично поддержана РФФИ (проект № 20-02-00257).

[1] V.L. Berkovits, V.A. Kosobukin, V.P. Ulin et al., *Surf. Sci.*, **632**, L9 (2015).

[2] V.L. Berkovits, V.A. Kosobukin, V.P. Ulin et al., *Phys. Status Solidi, B* **259**, 2100394 (2021).

Получение и исследование свойств плазмонных слоев на основе наноструктур TiO_x

Волкова Л.С.^{1,2}, Гришин Т.С.^{1,2}, Поляков М.В.¹, Михайлов И.А.¹, Новиков Д.В.²

¹ИНМЭ РАН, 115487, Москва, а/я 50

²НИУ «МИЭТ», 124498, г. Зеленоград, пл. Шокина, 1

В настоящее время наблюдается стремительное развитие методов детектирования молекулярных объектов химического или биологического происхождения, основанных на эффектах гигантского комбинационного рассеяния (ГКР). Это явление было открыто достаточно давно, но глобальные достижения в разработке методов высокочувствительного детектирования элементов, основанных на данном эффекте, происходят именно в последние годы. Это связано с тем, что гигантское комбинационное рассеяние является уникальным методом колебательной спектроскопии, который позволяет получать детальную информацию о структуре исследуемых объектов.

К главным преимуществам метода относят высокую чувствительность, простоту подготовки, возможность детектирования ультранизких концентраций веществ вплоть до отдельных молекул. В основе ГКР лежит эффект плазмонного резонанса, традиционными материалами для плазмонных массивов металлических частиц являются Au, Cu, Ag [1]. Современным и перспективным вариантом осуществления ГКР подложки являются структуры на основе наностолбиков различных металлов.

Наноструктуры TiO_x были получены в результате двухстадийного анодного окисления структуры $\text{SiO}_2/\text{TiN}/\text{Al}$. Формирование наночастиц производилось методом вакуум-термического испарения с последующим отжигом в инертной среде.

Методами сканирующей электронной микроскопии были получены изображения структур, с помощью энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии и ожэ-электронной спектроскопии был качественно и количественно исследован химический состав наноструктур. Методом просвечивающей электронной микроскопии и электронной дифракции изучена структура нанослоев.

Были проведены измерения вольт-амперных характеристик структуры, а также получены спектры комбинационного рассеяния.

В докладе обсуждаются результаты исследований плазмонных слоев на основе наноструктур TiO_x указанными методами, а также указываются их возможные применения.

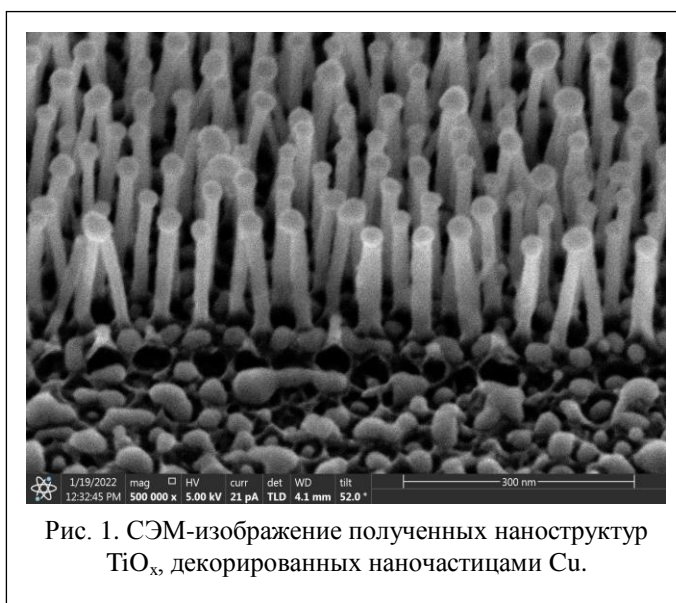


Рис. 1. СЭМ-изображение полученных наноструктур TiO_x , декорированных наночастицами Cu.

[1] SERS in red spectrum region through array of Ag–Cu composite nanoparticles formed by vacuum-thermal evaporation / S.V. Dubkov, A.I. Savitskiy, A.Yu. Trifonov, G.S. Yeritsyan, Yu.P. Shaman, E.P. Kitsyuk, A. Tarasov, O. Shtyka, R. Ciesielski, D.G. Gromov // *Optical Materials: X*. – 2020.

Получение наноразмерных слоёв твёрдых растворов в пластинах GaSb, GaAs, InAs за счёт твердофазных реакций замещения

Васильев В.И., Гагис Г.С., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю., Токарев М.В., Кучинский В.И.,
Нахимович М.В., Хвостиков В.П.

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

Исследованы образцы гетероструктур, изготовленные на основе полупроводниковых пластин бинарных соединений $A^{III}B^V$ за счёт замещения атомов элементов пятой группы B^V атомами других элементов пятой группы (C^V , D^V). В качестве исходных материалов были выбраны пластины полупроводниковых бинарных соединений GaSb, GaAs и InAs. В качестве замещающего элемента использовался P, когда замещение проводилось в пластинах GaAs и InAs, и P или As при

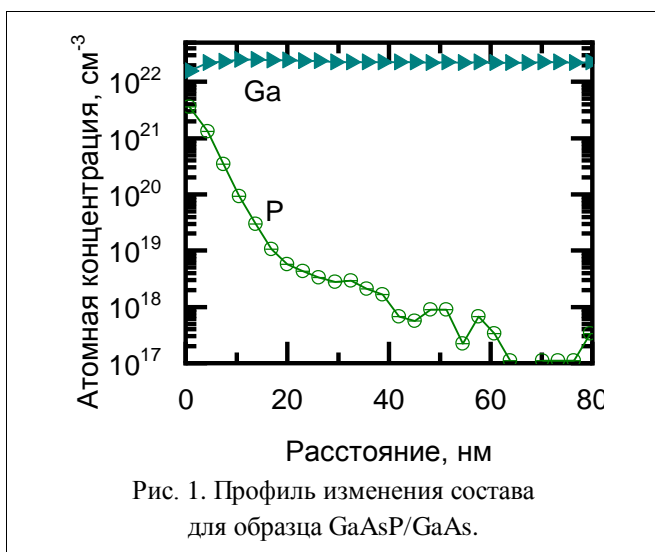


Рис. 1. Профиль изменения состава для образца GaAsP/GaAs.

осуществлении замещения в пластинах GaSb. Замещающие элементы поставлялись к полупроводниковым пластинам в виде паров и диффундировали через поверхность при температурах 560–645 °С. Источником паров элементов пятой группы были растворы-расплавы $ZnSnP_2$, $ZnGeP_2$, $ZnSnAs_2$ в олове [1]. В данных растворах-расплавах элементы пятой группы имеют достаточно широкие пределы растворимости, что позволяет эффективно управлять давлением их паров, подбирая благоприятные для технологического процесса значения.

Профиль изменения состава полученных образцов определялся с помощью вто-

ричной ионной масс-спектрометрии (рис. 1). Глубина проникновения элементов пятой группы при условиях, реализованных в рамках настоящей работы, составила 50–300 нм.

За счёт использования растворов-расплавов, содержащих цинк, при соответствующем подборе условий возможно создание слоя твёрдого раствора и p - n -перехода в одном процессе. Глубина проникновения цинка может достигать порядка 1000 нм [2]. При этом возможно создание фотоэлектрического преобразователя (ФЭП) с широкозонным окном на поверхности, роль которого играет сформированный в приповерхностной области твёрдый раствор. Для изготовленных тестовых образцов была достигнута внутренняя квантовая эффективность 40% для структур на основе GaSb и 55% для структур на основе GaAs.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 20-08-00982-а). Измерения методом ВИМС выполнены с использованием оборудования федерального ЦКП «Материаловедение и диагностика в передовых технологиях», поддержанного Минобрнауки России.

[1] Васильев В.И. и др., ФТП, 49, 984 (2015).

[2] Хвостиков В.П. и др., ФТП, 47, 273 (2013).

Исследование границы раздела между CdHgTe и HfO₂, выращенным методом плазменно-индуцированного атомно-слоевого осаждения

Горшков Д.В., Закиров Е.Р., Сидоров Г.Ю., Сабина И.В., Марин Д.В.

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

Твердый раствор кадмий – ртуть – теллур (CdHgTe) (КРТ) активно используется для разработки и создания лазеров, фотоприемных матриц для средневолнового и длинноволнового ИК-диапазонов и для изучения свойств полуметаллов и топологических изоляторов. Поверхностная пассивация является одной из ключевых технологических задач для этих полупроводниковых устройств, так как качество интерфейса сильно влияет на их характеристики. Одним из самых распространенных пассивирующих покрытий КРТ является двойной слой CdTe/ZnS. Тем не менее поиск и изучение других пассивирующих покрытий по-прежнему актуальны. С развитием атомно-слоевой технологии осаждения (ALD) стало возможным наносить различные виды диэлектрических покрытий контролируемым образом и при относительно низкой температуре, что является важным для КРТ. В статье [1] показано, что Al₂O₃, нанесенный плазменно-индуцированным ALD (PEALD) при температуре 120 °С, обладает хорошими пассивирующими свойствами. Для пассивации узкозонных полупроводников A₃B₅, high-k диэлектрик HfO₂ показал лучшие характеристики по сравнению с Al₂O₃. Целью этой работы являлся поиск оптимальных режимов роста HfO₂ с точки зрения скорости роста при температуре 120 °С и исследование электрофизических свойств границы раздела HfO₂/КРТ.

Рост диэлектрической пленки HfO₂ проводился с использованием прекурсора ТЕМАН. В качестве окислителя использовалась удаленная плазма кислорода. Толщина и оптические свойства осажденных пленок HfO₂ на кремниевой подложке измерялись *ex-situ* с помощью эллипсометрии и использовались для оптимизации параметров процесса роста. Химический анализ пленок был выполнен с помощью рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС) с монохроматическим источником рентгеновского излучения. Также были изготовлены МДП-структуры с HfO₂ и гетероэпитаксиальной пленкой p-Hg_{0.78}Cd_{0.22}Te, выращенной на Si. Обработка поверхности полупроводника перед нанесением гафния не проводилась. На МДП-структурах измерялся импеданс при различных напряжениях и частотах при температуре 77 К. Далее из измеренного импеданса с использованием результатов работы [2] рассчитывались эквивалентные параллельные проводимости, из которых впоследствии оценивались плотности поверхностных состояний.

В работе показано, что увеличение времени постплазменной продувки уменьшает скорость роста пленки HfO₂ при температуре 120 °С. Скорость роста выходит на насыщение при времени постплазменной продувки 6 с и достигает 0.11 нм за один цикл нанесения. Методом РФС было показано, что с увеличением времени постплазменной продувки уменьшается количество примесей, таких как азот и углерод. Установлено, что встроенный заряд в HfO₂ почти в 6 раз больше встроенного заряда в Al₂O₃ для плёнок диэлектрика, выращенных при одинаковой температуре 120 °С. Также в HfO₂ большее количество медленных состояний, чем в Al₂O₃. Для оценки плотности поверхностных состояний была построена карта эквивалентной параллельной проводимости. Полученная пленка HfO₂ на КРТ прошла цикл литографии и не менее 50 термоциклов от комнатной температуры до температуры кипения азота без изменения электрофизических свойств и без отслоения от КРТ.

[1] D.V. Gorshkov and etc.// *Technical Physics Letters*, 2020, Vol. 46, No. 8, pp. 741–744.

[2] E.H. Nicollian and J.R. Brews, *MOS Metal-Oxide-Semiconductor physics and technology*, John Wiley and Sons Inc. (2002).

Исследование формирования наночастиц серебра на поверхности SiO₂, полученных вакуумными методами напыления

Гришин Т.С.^{1,2}, Волкова Л.С.^{1,2}, Михайлов И.А.¹, Поляков М.В.¹, Новиков Д.В.²

¹ИИМЭ РАН, 115487, Москва, а/я 50

²НИУ «МИЭТ», 124498, г. Зеленоград, пл. Шокина, 1

Благодаря своим плазмонным свойствам наночастицы некоторых металлов находят широкое применение в устройствах сенсорики и медицине, на основе плазмонных наночастиц изготавливаются подложки для гигантского комбинационного рассеяния.

Существует несколько методов формирования массивов наночастиц на поверхности твердого тела. Первый подход подразумевает использование фотолитографических методов, недостатком

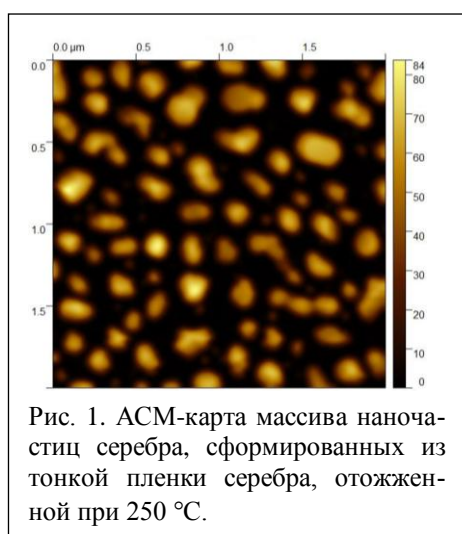


Рис. 1. АСМ-карта массива наночастиц серебра, сформированных из тонкой пленки серебра, отожженной при 250 °С.

которого является высокая стоимость и трудоемкость. Вторым подходом является формирование массивов наночастиц методами жидкой химии. Его недостатком является сильный разброс размеров получаемых наночастиц.

Массивы наночастиц на поверхности твердого тела могут быть сформированы методами вакуумного напыления с последующим отжигом [1]. Такой подход менее затратен по сравнению с литографическими методами, а размеры частиц лучше контролируются по сравнению с методами жидкой химии.

В работе исследовалось формирование и эволюция наночастиц, полученных путем отжига тонких пленок серебра при температурах от 50 °С до 300 °С в инертной среде. Исходные тонкие слои серебра формировались методами термического испарения в вакууме и магнетронного напыления.

Определение размеров наночастиц проводилось с помощью атомно-силовой микроскопии. Получены зависимости размеров наночастиц от температуры отжига для исходных слоев разной толщины. Методами энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии и оже-электронной спектроскопии исследован элементный состав наночастиц, примеси, изучена диффузия серебра. Методом просвечивающей электронной микроскопии и электронной дифракции изучена структура наночастиц.

В докладе обсуждаются результаты исследования формирования наночастиц серебра на поверхности твердого тела, полученных путем отжига тонких слоев серебра разной толщины при разных температурах. Приведены зависимости средних размеров наночастиц от толщины исходного слоя и температуры отжига. Показано, что распределение частиц по размерам соответствует нормальному распределению.

[1] Gromov D.G. et al., *Appl. Phys. A*, **118**, 1297 (2015).

Свойства слоев углерода, полученных импульсным лазерным методом

Данилов Ю.А.¹, Вихрова О.В.¹, Дроздов М.Н.², Лесников В.П.¹, Крюков Р.Н.¹,
Нежданов А.В.¹, Ковальский В.А.³, Сриянанда Р.А.С.А.¹

¹ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

²ИФМ РАН, Нижний Новгород, 603087, ул. Академическая, 7

³ИПТМ РАН, 142432, г. Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 6

Углеродные нанослои и графеновые пленки имеют большие перспективы применения в качестве проводящих и защитных покрытий в приборах оптоэлектроники и солнечной энергетики. Однако технология их нанесения непосредственно на поверхность полупроводниковых соединений (например, GaAs) остается проблемой.

В настоящей работе углеродные слои толщиной от 4 до 60 нм были выращены методом импульсного лазерного нанесения (ИЛН) в вакууме. Для ИЛН применяли лазер на АИГ:Nd (длина волны 532 нм, длительность импульса 10–12 нс, энергия в импульсе 250 мДж), сфокусированный на вращающейся мишени – пластине пирографита марки ПГИ. Поток распыленного углерода попадал на подложку, в качестве которой использовали монокристаллический i-GaAs(001) или Si с термически выращенным SiO₂. Вакуум в рабочей камере был порядка 8×10^{-7} Торр, температура подложки обычно составляла 500 °С, а скорость нанесения ≈ 0.2 нм/с. Для определения характеристик С-слоев использовали методы комбинационного рассеяния света (КРС), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС), вторичной ионной масс-спектрометрии (ВИМС).

Для полученного С-слоя в спектре КРС (длина волны лазера составляла 473 нм) хорошо разделяются пики G (линия, характерная для всех графитоподобных материалов с sp²-гибридизацией атомов углерода) при 1602 см⁻¹ и D (линия, связанная с разупорядочением в графеновой плоскости) при 1373 см⁻¹. Обнаруживаются также менее интенсивные линия 2D (2730 см⁻¹), являющаяся обертоном линии D, и линия D+D' (2960 см⁻¹), характерная для углеродных слоев. Оценка по известным методикам показала, что согласно КРС нанесенные С-слои представляют собой нанокристаллический графит (4–5-слойный графен с размером зерен порядка 3 нм).

Для определения соотношения концентраций углерода с sp²- и sp³-гибридизацией методом РФЭС производилась запись фотоэлектронной линии C1s. В ходе спектрального анализа линии C1s было определено, что основная часть углерода находилась в элементном состоянии. Помимо этого в системе на следовом уровне было отмечено присутствие химических связей углерода с кислородом O=C и O–C=O. Суммарная концентрация такого углерода составила менее 4 ат.%. Вероятно, это вызвано адсорбцией атомов O на поверхности нанослоев при хранении образцов на воздухе. Других примесей выше предела чувствительности не было обнаружено. Результаты исследования спектров свидетельствуют, что в межатомных связях преобладает sp²-гибридизированный углерод (не менее 80 %).

Методом ВИМС показано, что граница раздела C/GaAs достаточно резкая: спад углерода вглубь полупроводника от границы раздела происходит на расстоянии 1.6 нм. Исследование состава кластерных ионов в методе ВИМС подтвердило преобладание в сформированных С-слоях углерода с sp²-гибридизацией над связями типа sp³.

Работа выполнена при поддержке Программы стратегического академического лидерства «Приоритет-2030» (ННГУ им. Н.И. Лобачевского, проект Н-480-99).

Трансформация поверхности InP(001) при удалении оксида в потоке мышьяка

Дмитриев Д.В., Колосовский Д.А., Торопов А.И., Журавлев К.С.

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

InP(001) активно используется при создании гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) для приборов опто- и микроэлектроники [1–3]. Методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) изучен процесс удаления оксида с поверхности *epi-ready* InP(001), изменение структуры и элементного состава приповерхностного слоя в потоке мышьяка в сверхвысоком вакууме.

Исследования поверхности и рост ГЭС проводились в установке молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) *Riber Compact-21T*. Контроль температуры *in-situ* инфракрасным пирометром «*Ircon Modline Plus*», предварительно откалиброванным по температуре реконструкционных переходов на поверхности InP. Поток мышьяка (F_{As}) варьировался в широком диапазоне $F_{As}=(0.5–5.0)\times 10^{-5}$ Торр вентильным источником VAC500. Для измерения F_{As} использовался вакуумный датчик – ионизационная лампа «*Bayard-Alpert JBA*», которая помещалась в положение под подложкой. Процесс удаления оксида регистрировался и анализировался с помощью системы анализа картин ДБЭО *kSA 400* фирмы *k-Space Associates*.

Эпитаксиальный рост начинается с получения атомарно-чистой поверхности InP подложки путем термической очистки [4]. Для предотвращения неконгруэнтного разложения InP отжиг осуществляют в потоке мышьяка или фосфора. Отжиг в потоке мышьяка позволяет получить резкую гетерограницу слой/подложка и избежать неконтролируемого встраивания фосфора в мышьяк-содержащие слои InAlAs/InGaAs, согласованные по параметру кристаллической решетки с подложкой InP(001). Основная часть оксида удаляется при температуре порядка 410 °С. Для полного удаления оксида необходимо поднимать температуру подложки выше 500 °С. Установлено, что оксидный слой состоит из оксидов двух типов, один из которых активно взаимодействует с мышьяком, а второй разлагается преимущественно термически [5].

При взаимодействии мышьяка с окисленной поверхностью InP в процессе отжига последовательно наблюдаются сверхструктуры $(1\times 1)/(2\times 1) \rightarrow (2\times 3) \rightarrow (2\times 6) \rightarrow (4\times 2)$, указывающие на процессы замещения фосфора мышьяком [6]. В процессе удаления оксида формируется твердый раствор $InP_{1-x}As_x$ толщиной 2–3 бислоя, состав которого зависит от температуры отжига и потока мышьяка [7]. Задавая условия отжига, можно варьировать состав и параметр решетки a_0 переходного слоя между подложкой и ГЭС для роста рассогласованных с подложкой InP слоев с повышенным содержанием In [8]. В процессе отжига на поверхности формируются локальные неоднородности – островки InAs, размер и плотность которых увеличиваются с увеличением температуры отжига и могут достигать 1.5% площади поверхности [7]. Такие неоднородности могут стать центрами зарождения дефектов в ГЭС и ухудшения приборных характеристик [9]. Поэтому изучение механизмов удаления оксидного слоя с поверхности подложки является приоритетной задачей МЛЭ.

[1] А.Л. Чиж и др., *Письма в ЖТФ*, **45**(14), 52 (2019).

[2] К.С. Журавлев и др., *ЖТФ*, **91**(7), 1158 (2021).

[3] K.S. Zhuravlev et al., *J. Semicond.*, **43**, 012302 (2022).

[4] D.V. Dmitriev et al., *IOP Conf. Ser.: Mater. Sci. Eng.*, **475**, 012022 (2019).

[5] Д.В. Дмитриев и др., *Автометрия*, **57**, 5 (2021).

[6] D.V. Dmitriev et al., *PIERS Proceedings*, **1**, 430 (2015).

[7] D.V. Dmitriev et al., *Surface Science*, **710**, 121861 (2021).

[8] Д.В. Дмитриев и др., *ФТП*, **55**, 877(2021).

[9] M.S. Aksenov et al., *Appl. Phys. Lett.*, **114**, 221602 (2019).

Молекулярно-лучевая эпитаксия твердого раствора $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ на вицинальной поверхности (001): кинетическая модель формирования состава в анионной подрешетке

Емельянов Е.А., Пулято М.А., Петрушков М.О., Преображенский В.В., Семягин Б.Р., Васев А.В., Лошкарев И.Д., Василенко А.П.

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

Ранее в нашей работе [1] была представлена кинетическая модель, описывающая процесс формирования состава твердого раствора $(\text{A}^{\text{III}})\text{P}_x\text{As}_{1-x}(001)$ в подрешетке пятой группы при МЛЭ. Модель хорошо описывает поведение x в зависимости от температуры роста и плотности молекулярных потоков при МЛЭ на подложке с малым углом отклонения поверхности от грани (001) ($\alpha \leq 0.1^\circ$). Но она не позволяет предсказывать поведение доли фосфора в зависимости от α . В настоящей работе на основе анализа экспериментальных данных по влиянию α на состав твердого раствора $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}(001)$, приведенных в [2], внесены уточнения в модель [1], позволяющие учитывать влияние α .

В основу модели [1] был положен двумерно-слоевой механизм роста, при котором террасы, имеющие реконструированную поверхность, последовательно достраиваются в областях роста, локализованных в изломах ступеней. При этом состав твердого раствора формируется как из атомов элементов пятой группы, входящих в виде димеров в состав поверхностной сверхструктуры (ПС) террас, так и из атомов, поступающих в область роста в виде молекул As_2 и P_2 из физисорбированного состояния. В модели было учтено, что анионный состав поверхности террас, сформированный в областях роста, меняется за счет обменных адсорбционно-десорбционных процессов вне областей роста, а степень изменения состава зависит от условий эпитаксии. При этом различия между обменными процессами на поверхности и краях террас не делалось. В настоящей работе модель [1] была изменена путем введения в рассмотрение обменных процессов на краях террас, что позволило описать влияние величины угла разориентации подложки на состав твердого раствора в подрешетке пятой группы.

Уточненная модель позволяет проводить априори оценку состава твердого раствора в зависимости от условий роста, а также осуществлять подбор величин молекулярных потоков элементов пятой группы, обеспечивающих получение требуемого состава твердого раствора при оптимальных значениях температуры, скорости роста, а также сверхструктурного состояния и величины угла разориентации поверхности подложки.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 22-12-00022) и гранта № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] Е.А. Емельянов, М.А. Пулято, Б.Р. Семягин, Д.Ф. Феклин, В.В. Преображенский, ФТП, 49(2), 163 (2015).

[2] Е.А. Емельянов, М.О. Петрушков, И.Д. Лошкарев, А.В. Васев, Б.Р. Семягин, М.А. Пулято, В.В. Преображенский, Фотоника-2021, Тезисы, Новосибирск, 38 (2021).



Рис. 1. Зависимость доли фосфора x в твердом растворе $\text{GaP}_x\text{As}_{1-x}$ от угла отклонения подложки α . Черные кружки – экспериментальные данные.

Предварительная химическая очистка CdHgTe от естественного оксида в растворах соляной кислоты и аммиака

Закиров Е.Р., Кеслер В.Г., Сидоров Г.Ю., Сабина И.В., Голяшов В.А., Терещенко О.Е.

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

Одной из важнейших технологических операций при изготовлении полупроводниковых приборов и устройств является очистка полупроводника от естественного оксида и прочих загрязнений, неизбежно образующихся на поверхности. В случае приборов ИК-техники или иных, в основе которых лежит узкозонный полупроводник, вопросам качества поверхности (ее подготовки и пассивации) уделяется особое внимание. Теллурид кадмия-ртути (КРТ) не является исключением. Напротив, он отличается высокой чувствительностью к внешним физическим, химическим и термическим воздействиям, что усложняет работу с этим материалом [1].

Наиболее широко для обработки КРТ используются растворы брома [2], которые приводят к формированию на поверхности слоя металлического теллура, повышению шероховатости поверхности и ухудшению электрофизических и фотоэлектрических характеристик приборов [3]. Из-за высокой скорости травления такие растворы не могут использоваться для очистки эпитаксиальных пленок КРТ с поверхностным варизонным слоем. Из литературы известны и некоторые другие растворы для удаления оксида КРТ [2, 4], однако отсутствуют данные о точном химическом составе очищенной поверхности.

С помощью метода РФЭС нами показано (Рис. 1), что изопропиловый спирт, насыщенный парами соляной кислоты (НСI-iPA), за 10–20 секунд удаляет оксид, но аналогично растворам брома оставляет на поверхности КРТ тонкий слой (~ 1 нм) металлического теллура. Водный аммиак (NH₄OH), в свою очередь, за время выдержки более 15 минут полностью очищает поверхность от естественного оксида и исходных углеводородных загрязнений, не оставляя различимых следов Te⁰ или иных химических элементов, кроме компонент объемного теллурида кадмия-ртути и углерода, заново адсорбирующегося за время загрузки образцов в вакуумную камеру. По отношению интенсивностей фотоэлектронных линий Te 3d, Cd 3d и Hg 4f было установлено, что увеличение продолжительности обработки КРТ в NH₄OH приводит к снижению относительной доли ртути в приповерхностной области полупроводника. При недостаточной

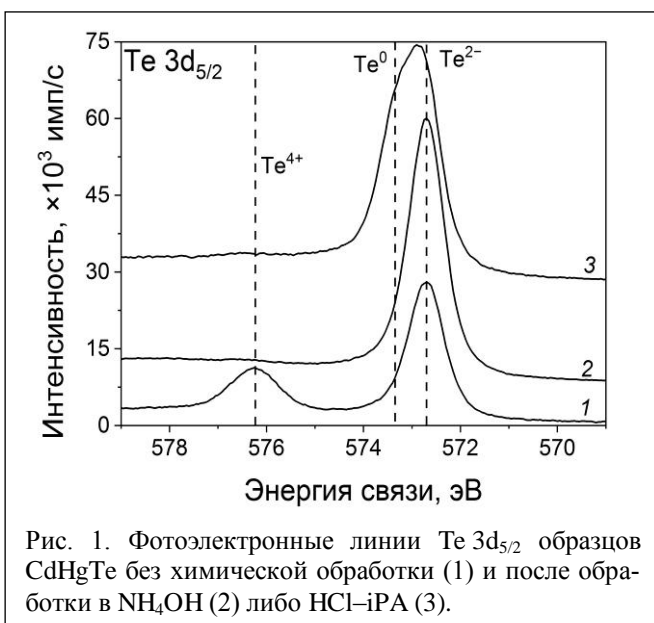


Рис. 1. Фотоэлектронные линии Te 3d_{5/2} образцов CdHgTe без химической обработки (1) и после обработки в NH₄OH (2) либо HCl-iPA (3).

длительности обработки на поверхности наблюдается повышенное количество углеродных загрязнений. Исходя из этого предложена оптимальная продолжительность 20–30 минут очистки теллурида кадмия-ртути в водном аммиаке.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-10134).

- [1] A. Rogalski, *Rep. Prog. Phys.*, **68**, 2267 (2005).
- [2] A. Causier et al., *J. Electron. Mater.*, **40**, 1823 (2011).
- [3] X. Xie et al., *Proc. SPIE*, **8419**, 84191G (2012).
- [4] S.H. Lee et al., *J. Electron. Mater.*, **26**, 556 (1997).

Двумерные слои Si, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках CaF₂/Si(111)

Зиновьев В.А.¹, Зиновьева А.Ф.^{1,2}, Крупин А.Ю.², Володин В.А.^{1,2},
Двуреченский А.В.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630073, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³НГТУ, 630090, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

В настоящее время во всем мире наблюдается повышенный интерес к графеноподобным материалам на основе кремния и германия. Эти материалы являются основой современных приборов, и их получение будет новым толчком для развития электроники. Наиболее удачные попытки синтеза двумерных материалов на основе Si, Ge были реализованы на атомарно-чистых подложках из благородных металлов. Недавно в теоретической работе [1] было показано, что двумерный силицен может быть сформирован на диэлектрическом слое CaF₂(111).

В данной работе развиты подходы к получению эпитаксиальных структур, содержащих двумерные слои Si, встроенные в диэлектрическую матрицу CaF₂. Синтез структур выполнялся методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На первом этапе проводился эпитаксиальный рост пленки CaF₂ толщиной 40 нм на подложке Si(111), которая служила основой для создания двумерных слоев Si. На втором этапе на поверхность пленки CaF₂ осаждались ультратонкие слои Si с эффективной толщиной 1 бислоем (БС) и 2 БС при температуре 550 °С. Всего было выращено 9 слоев Si, разделенных прослойками CaF₂ толщиной 5 нм. На третьем этапе созданные структуры закрывались защитным слоем CaF₂ толщиной около 5 нм. Исследование морфологии поверхности выращенных структур осуществлялось методами атомно-силовой и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ), что позволило определить условия роста, благоприятные для формирования двумерных слоев Si. Исследования методом комбинационного рассеяния света продемонстрировали наличие хорошо выраженного узкого пика при 418 см⁻¹. Данный пик может быть связан с колебаниями Si-Si-связей в плоскости роста двумерного слоя Si, интеркалированного Ca [2]. В спектрах ЭПР структуры с 2 бислоями Si обнаружен узкий ЭПР-сигнал с g=1.9992 асимметричной дайсоновской формы, типичной для электронов проводимости в двумерной квантовой яме. Сигнал появляется при подсветке, наблюдается в диапазоне температур 4 К – 20 К. Есть небольшой эффект последействия. После выключения света сигнал сохраняется, но амплитуда его падает на порядок. Данный сигнал можно связать с электронами проводимости в Si слоях. В спектрах ЭПР-структуры с 1 бислоем Si данный сигнал не наблюдается.

Авторы выражают благодарность ЦКП "ВТАН" НГУ и ЦКП "Наноструктуры" ИФП СО РАН за предоставление измерительного оборудования. Работа выполнена в рамках госзадания ИФП СО РАН (№ FWGW-2022-0011).

[1] S. Kokott, P. Pflugradt, L. Matthes and F. Bechstedt, *J. Phys.: Condens. Matter*, **26**, 185002 (2014).

[2] S.M. Castillo, Z. Tang, A.P. Litvinchuk et al. *Inorg. Chem.*, **55**, 10203 (2016).

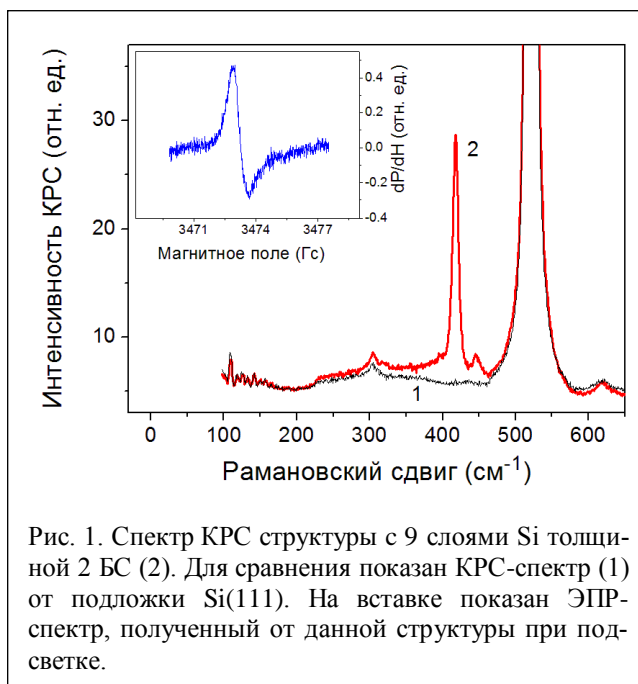


Рис. 1. Спектр КРС структуры с 9 слоями Si толщиной 2 БС (2). Для сравнения показан КРС-спектр (1) от подложки Si(111). На вставке показан ЭПР-спектр, полученный от данной структуры при подсветке.

Радиационное зарождение и рост кристаллов CaSi_2 в процессе эпитаксиального роста CaF_2 и после формирования пленки CaF_2

Кацюба А.В.¹, Двуреченский А.В.^{1,2}, Камаев Г.Н.^{1,2}, Володин В.А.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Возросший интерес к CaSi_2 обусловлен возможностью получать высококачественные эпитаксиальные пленки CaSi_2 на кремниевых подложках, что позволяет изготавливать приборы на основе этого материала, совместимые со стандартной кремниевой планарной технологией [1]. В работе [2] нами было показано, что на подложке Si в процессе эпитаксиального роста методом МЛЭ CaF_2 в условиях воздействия электронного пучка с энергией 20 кэВ формируется пленка CaSi_2 . В данной работе установлены процессы зарождения и роста кристаллов CaSi_2 в условиях воздействия пучка быстрых электронов с энергией 20 кэВ и плотностью тока 50 мкА/см², как при эпитаксиальном росте CaF_2 , так и после формирования пленки CaF_2 при сохранении одинаковыми толщины осаждаемой пленки (10 нм), дозы облучения и температуры подложки. На рис. 1 показаны снимки атомно-силового микроскопа (АСМ) в месте облучения электронами во время роста CaF_2 и облучение после роста CaF_2 .

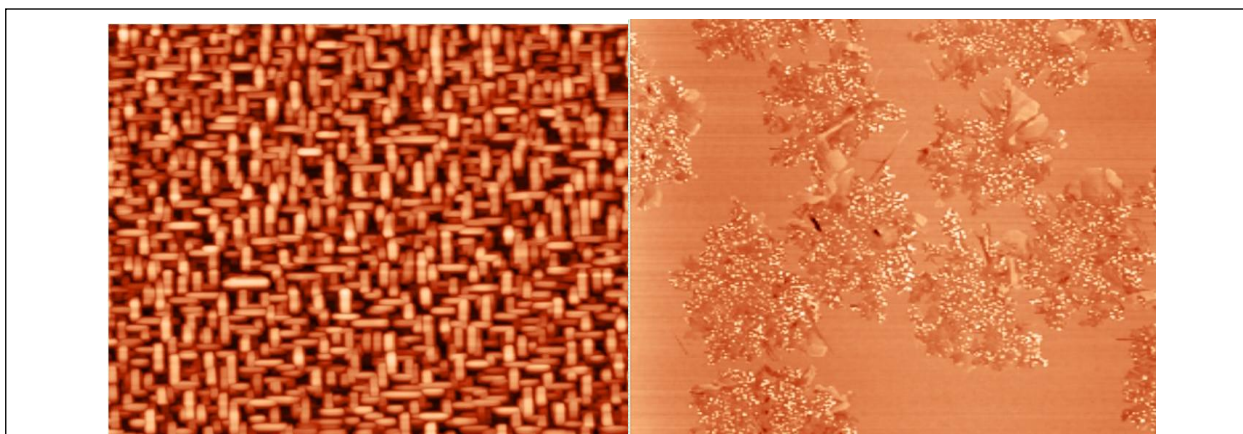


Рис. 1. АСМ-фотография облученной области: во время роста CaF_2 (слева) и после роста CaF_2 (справа).

Показано, что облучение во время эпитаксиального роста пленки CaF_2 приводит к гетерогенному зародышеобразованию и формированию связанных с подложкой Si ориентированных вдоль направления $[1\bar{1}0]$ нитевидных нанокристаллов CaSi_2 . Облучение сформированной эпитаксиальной пленки CaF_2 толщиной 10 нм при аналогичной дозе облучения электронами и температуре подложки приводит к формированию хаотичным образом центров зарождения CaSi_2 в CaF_2 с последующим разрастанием кристаллитов. Методом КРС показано, что связь кристаллитов с ориентацией подложки менее выражена, это свидетельствует о гомогенном зародышеобразовании CaF_2 . Различные методы синтеза CaSi_2 для тонких пленок (10 нм) приводят к образованию полиморфа 3R CaSi_2 , несмотря на то что данная фаза является метастабильной по сравнению с полиморфом 6R. Возможное объяснение формирования метастабильной фазы связано с сильно неравновесными процессами как при облучении электронами, так и при последующей релаксации при отводе энергии из пленки в подложку.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Госкорпорации «Росатом» (проект № 20-21-00028).

[1] A.V. Kacyuba, A.V. Dvurechenskii, G.N. Kamaev, V.A. Volodin, A.Y. Krupin. Radiation-Induced epitaxial CaSi_2 film growth at the molecular-beam epitaxy of CaF_2 on Si // *Materials Letters*. 2020. V. 268. P. 127554; <https://doi.org/10.1016/j.matlet.2020.127554>.

[2] E. Noguchi, K. Sugawara, R. Yaokawa, T. Hitosugi, H. Nakano, T. Takahashi. Direct observation of Dirac cone in multilayer silicene intercalation compound CaSi_2 // *Adv. Mater.* 2014. V. 27. P. 856; <https://doi.org/10.1002/adma.201403077>.

Эффект поля в пленочных МДП-структурах на основе PbSnTe:In

Климов А.Э.^{1,2}, Миронов А.Ю.¹, Ахундов И.О.¹, Голяшов В.А.^{1,3}, Горшков Д.В.¹,
Ищенко Д.В.¹, Пашин Н.С.¹, Сидоров Г.Ю.¹, Супрун С.П.¹, Тарасов А.С.¹,
Федосенко Е.В.¹, Шерстякова В.Н.¹, Терещенко О.Е.^{1,3}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

³НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Интерес к твердому раствору $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (PST) во многом связан с тем, что при $x > x_{inv}$, где $x_{inv} \approx 0.35$ – точка инверсии разрешенных зон, PST является кристаллическим топологическим изолятором (КТИ) [1, 2]. Как и в других ТИ, проводимость «объема» даже пленочных образцов PST на порядки превышает проводимость топологических поверхностных состояний (ПС) при гелиевых температурах. Это крайне затрудняет исследование их транспортных свойств, особый интерес к которым обусловлен потенциальными возможностями использования ТИ в устройствах спинтроники. В области $x \approx (0.22 \div 0.3)$ при добавлении In (несколько ат.%) проводимость PST:In снижается вплоть до «изолирующего» состояния при $T = 4.2$ К [3]. Пленки PST этого состава, в частности, перспективны в качестве нижнего слоя в гетероструктурах с тонким верхним КТИ-слоем. В литературе практически отсутствуют данные об обычных ПС, которые могут быть причиной целого ряда релаксационных особенностей в PST:In [3], и на фоне которых можно ожидать проявления его топологических свойств.

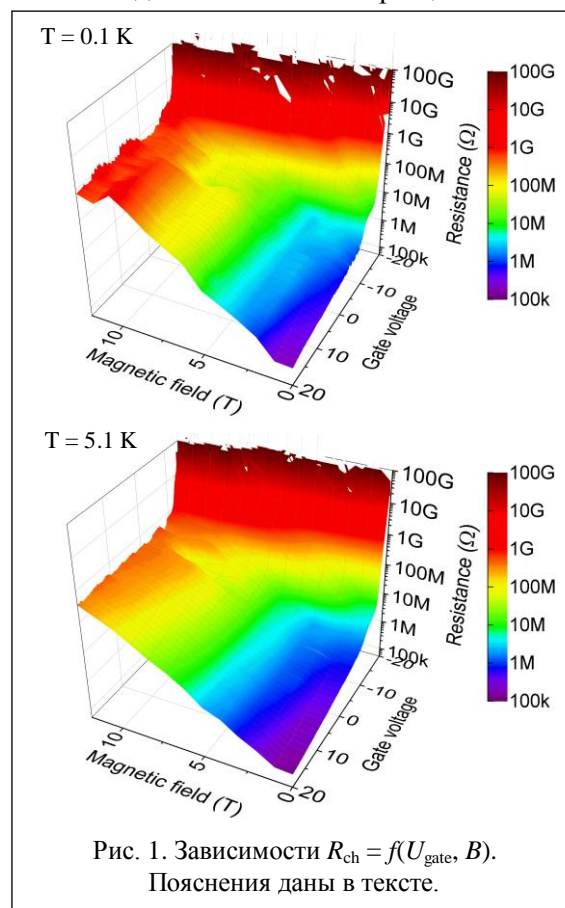
Нами впервые созданы МДП-структуры транзисторного типа (МДПТ) на основе пленок PST:In, полученных методом МЛЭ на (111) BaF_2 с подзатворным Al_2O_3 толщиной 72 нм и модуляцией тока (сопротивления) канала затворным напряжением до 10^4 раз и более. Такие МДПТ являются эффективным инструментом, ранее не использовавшимся, для исследования свойств обычных ПС в PST:In, а апробированная технология создания МДПТ может быть использована в структурах для исследования топологических ПС. Исследованы свойства МДПТ в интервале $T \approx (0.1 \div 22)$ К и магнитных полей до $B < 12.5$ Тл. На рис. 1 в качестве примера приведены зависимости сопротивления канала R_{ch} шириной 10 и длиной 14 мкм (толщина слоя PST:In – 1.6 мкм) от затворного напряжения U_{gate} и B при двух температурах. Измерения выполнены на частоте $f = 3$ Гц при амплитуде зондирующего напряжения 0.0001 В. Обсуждаются возможные механизмы наблюдаемых особенностей в рамках модели, учитывающей инжекцию носителей заряда из истока в канал и поверхностные состояния в области канала МДПТ.

Работа частично поддержана РФФИ (грант 20-02-00324) и РНФ (грант 22-12-20024).

[1] S.-Y. Xu et al., *Nature Communications*, **3**, 1192 (2012).

[2] A.S. Tarasov et al., *Appl. Surf. Sci.*, **569**, 150930 (2021).

[3] B.A. Volkov et al., *Phys. Usp.*, **45**, 819 (2002).



Эпитаксиальный рост пленок n-InAs на подложках из сапфира

Клочков А.Н., Виниченко А.Н., Самолыга А.А., Сафонов Д.А., Смирнова М.О.,
Рындя С.М., Тимофеев А.А., Васильевский И.С.

¹НИЯУ «МИФИ», 115409, Москва, Каширское ш., 31

Полупроводниковые пленки на основе арсенида индия InAs, полученные на подложках из сапфира Al_2O_3 , перспективны для использования в ряде радиационно стойких устройств, таких как датчики магнитного поля или полевые транзисторы. Эпитаксиальный рост пленок InAs на подложке Al_2O_3 является неизученной задачей [1]. Сложность обусловлена различными периодами кристаллической решетки и различными кристаллическими структурами пленки и подложки.

Пленки InAs, легированные кремнием, были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии в установке Riber Compact 21-T. Номинальная толщина пленок составляла 100 нм. Температура роста слоев InAs составляла 430–460 °С. Использовались epi-ready подложки сапфира $\alpha-Al_2O_3$ с-ориентации поверхности. Сравнивались свойства пленок, полученных с зародышевым слоем InAlAs (2 нм) и без него на границе между InAs и Al_2O_3 . Исследовались морфология поверхности, концентрация и подвижность электронов, структурные свойства методом рентгеновской дифракции и оптические свойства методом спектроскопии комбинационного рассеяния.

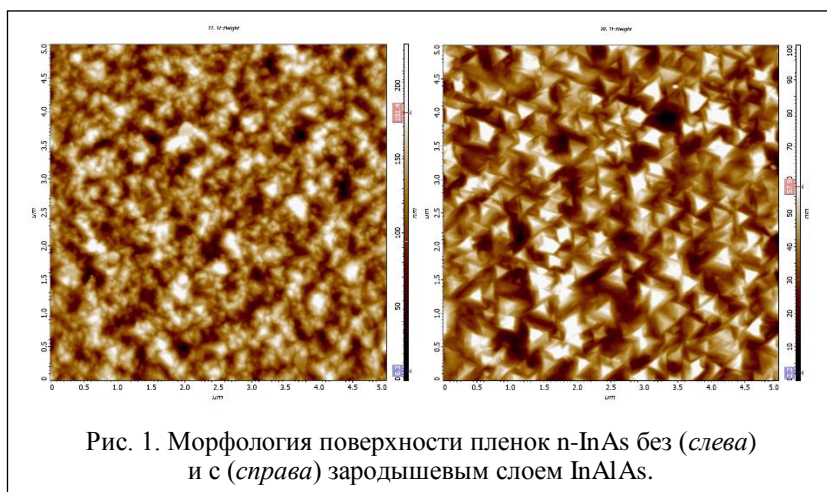


Рис. 1. Морфология поверхности пленок n-InAs без (слева) и с (справа) зародышевым слоем InAlAs.

и оптические свойства методом спектроскопии комбинационного рассеяния.

На рис. 1 приведены изображения в атомно-силовом микроскопе поверхности образцов. Наблюдается развитая морфология поверхности образцов со среднеквадратичной шероховатостью 7–16 нм. Поверхность образцов, полученных с использованием зародышевых слоев InAlAs, отличается развитым рельефом из зерен

треугольной формы с кристаллографически-ориентированными гранями. Шероховатость поверхности образцов с буферным слоем InAlAs ниже, чем без буферного слоя.

Были проведены исследования высокоразрешающей рентгеновской дифракции образцов. Преимущественная ориентация пленок InAs (111). Ширина кривых качания для отражения InAs (111) существенно меньше для пленок, при росте которых был использован затравочный буферный слой. Сделан вывод о том, что введение буферного слоя InAlAs положительно влияет на качество конечной пленки InAs.

Были измерены полюсные фигуры для рентгеновских отражений от плоскостей InAs (111), (220) и (400). Анализ полюсных фигур показал поликристаллический характер пленок InAs, состоящих из двух семейств зерен с ориентацией поверхности (111), отличающихся поворотом кристаллической решетки на 60 градусов. Эти два семейства соответствуют различно ориентированным треугольным зернам, видимым на рис. 1.

[1] A. Agrawal, Y. Tchoe, *Thin Solid Films*, 709, 138204 (2020).

Формирование InAs-островков в процессе отжига подложки InP(001) в потоке мышьяка

Колосовский Д.А., Дмитриев Д.В., Пономарев С.А., Горопов А.И., Журавлев К.С.

ИФП СО РАН, 600090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Подложки InP(001) используют в технологиях молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и газофазной эпитаксии для роста гетероэпитаксиальных структур (ГЭС), на основе которых изготавливают приборы для высокоскоростной электроники и радиофотоники [1]. Перед началом роста ГЭС с подложки необходимо удалить аморфный окисный слой. Обычно его удаляют высокотемпературным отжигом в вакууме в потоке Р или As. Отжиг в потоке As предпочтительнее, поскольку приборы, изготовленные на основе ГЭС, содержащих в себе только As в качестве элемента V группы, обладают более широким диапазоном рабочих температур [1]. Однако при взаимодействии потока As с атомарно-чистой поверхностью InP происходит обменное взаимодействие между Р и As, в результате чего формируется слой InAs и возникают дефекты в ГЭС, поскольку решеточное расхождение между InAs и InP составляет 3.2%. Наличие окисного слоя на поверхности InP влияет на процессы обменного взаимодействия и приводит к другому состоянию поверхности. На поверхности образуется твердый раствор InPAs с InAs островками [2]. В данной работе экспериментально исследована морфология поверхности InP(001) после высокотемпературного отжига в потоке As и изучен процесс формирования островков InAs.

В работе использовались *epi-ready* подложки InP фирмы АХТ. Отжиг образцов проводился в установке МЛЭ Riber Compact 21Т. Морфология поверхности была изучена методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) на микроскопе Bruker Multimode 8. Отжиг образцов завершался при формировании структуры (4×2) на дифракционной картине, что свидетельствовало об атомарно-чистой поверхности InP [2]. Температура отжига (T) варьировалась от 480 до 540 °С, что соответствует типичным температурам отжига InP. Для каждого образца в зависимости от T подбирался поток As, необходимый для формирования структуры (4×2) [2].

На рис. 1 представлено 1×1 мкм АСМ-изображение поверхности InP после отжига, на котором наблюдаются InAs-островки, расположенные на краях атомных ступеней. Плотность островков, их площадь и высота увеличиваются с повышением температуры отжига. Причиной появления этих островков является сегрегация индия, которая приводит к избыточной концентрации адатомов индия на краях ступеней. В изломе атомной ступени наименьшая энергия связи, поэтому встраивание в излом адатомов, находящихся на расстоянии длины диффузии, наиболее вероятно. Это приводит к встраиванию в излом адатомов In и As, в то время как Р десорбирует с поверхности, поскольку T выше температуры диссоциации поверхности InP. В результате образуется InAs-зародыш, который разрастается. Повышение температуры отжига приводит к увеличению сегрегирующего In, что приводит к увеличению концентрации адатомов In на поверхности для разрастания островков.

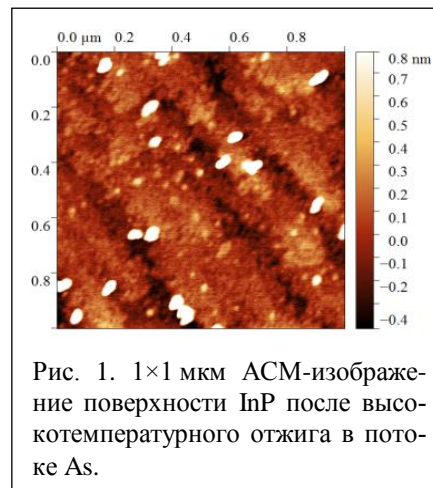


Рис. 1. 1×1 мкм АСМ-изображение поверхности InP после высокотемпературного отжига в потоке As.

[1] A. Chen, E.J. Murphy, *Broadband optical modulators: Science, Technology, and Applications*, CRC Press, Boca Raton (2012).

[2] D.V. Dmitriev et al., *Surf. Sci.*, **710**, 121861 (2021).

Эпитаксия полуполярных слоев GaN на наноструктурированных Si-подложках

Бессолов В.Н.¹, Коненкова Е.В.¹, Родин С.Н.¹, Соломникова А.В.²

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

²СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197376, Санкт-Петербург

Полуполярные GaN-слои, выращенные на сапфире, позволили получить высокоэффективные светодиоды InGaN/GaN для применения их в оптических линиях связи. В настоящее время предпринимаются попытки синтезировать полуполярные нитриды галлия и алюминия на микро- и наноструктурированных подложках Si, в которых предлагается для синтеза использовать наклонную грань Si(111).

Цель работы – разработать метод эпитаксии полуполярных GaN на кремниевых подложках, на поверхности которых сформированы 2 типа наноструктур с профилями V-Si(100) и U-Si(113) с размерами элементов меньше 100 нм.

Изучались зарождение и эпитаксиальный рост методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений полуполярных GaN(11-22)/Si(113) и GaN(10-11)/Si(100) структур.

Структуры обоих типов состояли из слоев AlN толщиной ~ 20–35 нм и GaN разной толщины: островкового слоя GaN(11-22)/NPSi(113) с размерами ~ 0.05–0,1 мкм и сплошных слоев GaN(11-22) и GaN(10-11) толщиной около 1 мкм. Островковый слой формировался для выяснения картины зарождения полуполярного GaN(11-22) слоя.

Рентгенодифракционный анализ слоев показал, что слои GaN (11-22) и GaN(10-11) имеют полуширину кривой рентгеновской дифракции $\omega_{\theta} \sim 30$ arcmin.

Установлено, что размеры блоков GaN-слоя, сформированных на поверхности NP-Si(113) свидетельствуют о разной длине диффузии атомов Ga у поверхности слоя, причем длина диффузии атомов Ga меньше в направлении, перпендикулярном нанохребтам, чем в направлении вдоль хребта.

Зарождение слоя GaN происходит на поверхности грани AlN/Si(111), причем форма островкового зародыша показывает наличие плоскостей “с-GaN”, “m-GaN” и “(11-22)GaN”. Ориентация нанокристаллитов в массиве задается направлением плоскости Si(111) наноканавок в Si(113). Толщина слоя в направлении роста плоскостей (0001) и (11-22) составляет около 100 нм, что соответствует близким величинам поверхностной энергии этих плоскостей.

Поверхностная энергия грани GaN(10-11) имеет меньшую величину, чем грани GaN(10-1-1), и при одинаковых технологических условиях эксперимента это различие может обеспечить разную скорость роста граней GaN в двух разнонаправленных направлениях, что, в свою очередь, должно привести к формированию слоя GaN в одном направлении (10-11).

Таким образом, показано, что при синтезе полуполярного нитрида галлия методом MOCVD в атмосфере водорода на начальных стадиях роста ориентация слоя задается направлением плоскости Si(111) наноканавок как в V-Si(100), так и в U-Si(113). Переход из симметричного состояния полуполярных линейных нанокристаллитов AlN(10-11) с противонаправленными с-осями, которые формируются на симметричных кремниевых нанохребтах V-Si(100) подложки, в асимметричное состояние с единой ориентацией с-оси GaN(10-11) слоя, согласно модели, определяется различием в поверхностной энергии граней (10-11) и (10-1-1) слоя GaN.

Исследования Бессолова В.Н. и Коненковой Е.В. выполнены при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-08-00096.

Исследование процессов ионно-лучевого формирования нановключений оксида галлия в диэлектрических матрицах

Королев Д.С.¹, Никольская А.А.¹, Матюнина К.С.¹, Михайлов А.Н.¹, Белов А.И.¹,
Нежданов А.В.¹, Крюков Р.Н.¹, Сушков А.А.¹, Павлов Д.А.¹, Юнин П.А.^{1,2},
Тетельбаум Д.И.¹

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

Изучение материалов на основе оксида галлия, одного из наиболее перспективных широкозонных полупроводников, привлекает внимание благодаря возможности его использования при создании устройств силовой электроники, «солнечно-слепых» фотодетекторов и газовых сенсоров. Однако широкое распространение этого материала ограничено по причине высокой стоимости монокристаллических подложек, а также сложности получения тонкопленочных структур с высоким структурным совершенством. В настоящей работе предлагается новый метод создания оксида галлия, а именно ионно-лучевой синтез нановключений этого материала в диэлектрической матрице, а также приводятся результаты исследования структуры и оптических свойств синтезированных образцов.

В качестве исходных образцов использовались пленки SiO_2 (350 нм) и Al_2O_3 (200 нм), осажденные на подложки кремния. Имплантация ионов Ga^+ (80 кэВ, $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) и O_2^+ (45 кэВ, $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$) проводилась с вариацией порядка облучения. Также применялось однократное облучение ионами только галлия. На второй стадии ионного синтеза образцы подвергались последовательному отжигу при температурах 300, 500, 700 и 900 °С (по 30 мин) в атмосфере азота.

Исследование химического состава облученных образцов без отжига проводилось методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии с профилированием по глубине. Было обнаружено, что в случае матрицы SiO_2 , наряду с наличием галлия в элементном состоянии, во всех режимах облучения наблюдается также образование химических связей Ga-O, притом концентрация окисленного галлия превышает таковую для элементного Ga. Для матрицы Al_2O_3 ситуация иная. Образование связей Ga-O происходит только в случае дополнительной имплантации ионов кислорода. Также следует отметить значительно меньшую концентрацию галлия в этих пленках по сравнению с облученными пленками SiO_2/Si . Исследование методом комбинационного рассеяния света как исходных, так и образцов после отжига выявило появление нескольких очень слабых пиков, которые не позволяют однозначно судить о формировании кристаллических включений оксида галлия. Исследование спектров фотолюминесценции при возбуждении на длине волны 245 нм для облученных образцов SiO_2/Si после отжига при 500 °С показало появление новых линий в области 400–550 нм, связываемых с дефектами в формируемых нановключениях оксида галлия. С увеличением температуры отжига до 700 и 900 °С интенсивность люминесценции увеличивается. Для имплантированных структур $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Si}$ после отжига люминесценция также наблюдается, но ее интенсивность значительно ниже. Структура образцов исследовалась методами рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения. Появление новых пиков низкой интенсивности на дифрактограммах для отожженных при 900 °С образцов может свидетельствовать о появлении кристаллических включений, однако данная информация требует дополнительной проверки с привлечением других методик. С этой целью было проведено исследование образцов методом просвечивающей электронной микроскопии, которое позволило выявить формирование нановключений в пленках оксидов.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (грант 21-79-10233, <https://rscf.ru/project/21-79-10233/>). Исследования рентгеновской дифракции образцов выполнялись в лаборатории диагностики радиационных дефектов в твердотельных наноструктурах ИФМ РАН при поддержке Минобрнауки РФ (г/з № 0030-2021-0030).

Исследование пассивирующих свойств собственного окисла CdHgTe для поверхности, подвергнутой жидкостному травлению

Краснова И.А.^{1,2}, Горшков Д.В.^{1,2}, Сидоров Г.Ю.², Сабина И.В.², Марин Д.В.²

¹НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

²ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

При изготовлении фотоприемных матриц инфракрасного (ИК) диапазона спектра активно используется твердый раствор кадмий-ртуть-теллур $Cd_xHg_{1-x}Te$ (КРТ). В настоящее время при увеличении количества фотоприемных элементов (ФЭ) на ИК-матрице, и как следствие уменьшения размера ФЭ, появляется фотоэлектрическая связь между ФЭ. В связи с тем, что шаг фотоприемных матриц становится порядка длины диффузии носителя заряда в КРТ, родившийся фотоэлектрон может быть задетектирован соседним ФЭ. Для уменьшения этого влияния необходимо произвести травление мезоструктуры. В настоящее время для этой цели используется раствор W_6 NH_4 . Однако при таком травлении на боковых поверхностях мезоструктуры появляется избыточный теллур, который быстро окисляется на воздухе и вносит вклад в электрофизические свойства границы раздела КРТ/диэлектрик. Целью данной работы является исследование влияние собственного окисла КРТ после травления на электрофизические свойства границы раздела КРТ/ Al_2O_3 .

Исследования проводились на образцах $p-Cd_{0.22}Hg_{0.78}Te$, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Все образцы подверглись жидкостному травлению водным раствором W_6+NH_4 . Был изготовлен реперный образец, на котором после травления не проводились дополнительные обработки. Для исследования влияния собственного окисла КРТ был сделан образец, который окислялся в течение суток на воздухе, в результате чего на нем образовалось около 1 нм собственного окисла. Также был изготовлен образец, который сутки окислялся в парах H_2O_2 , на нем образовалось около 2.5 нм собственного окисла. Для исследования влияния отсутствия собственного окисла КРТ был изготовлен образец, который после травления загружался в вакуумную камеру, и проводились 30 циклов подачи триметилалюминия (ТМА), как в процессе роста Al_2O_3 , но без окисления. Взаимодействуя с кислородом в окисле КРТ, ТМА восстанавливает его с образованием AlO_x . Также был изготовлен образец, который обрабатывался в $HCl+ИПС$. После дополнительных обработок на все образцы наносился Al_2O_3 методом плазменно-индуцированного атомно-слоевого осаждения (ПАСО) при температуре роста 120 °С. Затем изготавливались МДП-структуры, на которых измерялся импеданс в зависимости от частоты и напряжения при температуре жидкого азота 77 К. Из измеренного импеданса были найдены емкость диэлектрика, смещение положения плоских зон, гистерезис, карты нормированной параллельной проводимости, из которых оценивались плотности поверхностных состояний.

Установлено, что при увеличении начального напряжения измерения увеличивается ширина гистерезиса. На всех образцах наблюдается одинаковый разброс емкости диэлектрика, свидетельствующий об однородности слоя Al_2O_3 . На всех образцах присутствует смещение положения плоских зон, что говорит о наличии в диэлектрике фиксированного встроенного заряда. Наибольшее смещение положения плоских зон достигается в образце, который окислялся сутки в парах H_2O_2 . На остальных образцах наблюдается близкое в пределах погрешности значение смещения плоских зон. Были получены карты нормированной параллельной проводимости, из которых установлено, что наибольшее значение плотности поверхностных состояний достигается в образце, который обрабатывался в $HCl+ИПС$. Наименьшее значение плотности поверхностных состояний наблюдается в образце, на который наносился ТМА без окисления.

Установлено, что нанесение ТМА без окисления является перспективным способом обработки КРТ после жидкостного травления.

Анализ сверхструктурных переходов при низкотемпературном росте наноструктур в системе Ge/Si

Лозовой К.А., Дирко В.В., Коханенко А.П., Войцеховский А.В.

ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Наноструктуры с квантовыми ямами и квантовыми точками уже около десятка лет активно используются при создании фотодетекторов, солнечных элементов и светоизлучающих устройств для таких быстро развивающихся областей, как нанoeлектроника и нанoфотоника. Кроме того, в последнее время осознается перспективность использования подобных структур для создания приборов совершенно нового уровня, например топологических транзисторов, твердотельных спиновых кубитов, высокочувствительных сенсоров. Помимо этого, сложный характер поведения величины и распределения упругих напряжений в системе квантовые точки/двумерный слой делает возможным их направленную модификацию с целью создания структур для современной стрейн-троники.

Настоящая работа посвящена исследованию процессов, протекающих при эпитаксиальном выращивании двумерных материалов и квантовых точек в упругонапряженных системах, рассогласованных по параметру решетки. В таких системах наблюдается так называемый рост по механизму Странского – Крастанова, в результате которого можно получить как напряженные двумерные слои, так и частично релаксированные трехмерные островки, которые могут служить основой для создания различного типа приборов.

В представленной работе эпитаксиальное осаждение германия на поверхность кремния проводилось в сверхвысоковакуумной установке молекулярно-лучевой эпитаксии, оснащенной двумя электронно-лучевыми испарителями для кремния и германия. Аналитическая часть камеры состоит из масс-спектрометра, кварцевого измерителя толщины, инфракрасного пирометра и дифрактометра быстрых электронов с энергией 28 кэВ. Для обработки изображений и анализа картин дифракции быстрых электронов разработана программа с использованием собственных алгоритмов. Благодаря высокому разрешению дифрактометра удалось более точно проследить за зависимостью положения дифракционных пиков от толщины и температуры. Скорость осаждения германия составляла 0,3 МС/мин (1 МС = 0,145 нм). Относительно низкая скорость осаждения также была выбрана с целью детально проследить за изменением состояния поверхности и положением дифракционных рефлексов в зависимости от эффективной толщины осажденного материала. Диапазон температур роста, измеряемых на поверхности подложки, составлял от 200 до 600 °С.

В результате получены детальные зависимости параметра периодичности N реконструкции типа $2 \times N$ от эффективной толщины осажденного материала в широком интервале ростовых температур при эпитаксии германия на поверхность кремния с кристаллографической ориентацией (001) [1]. Впервые исследованы сверхструктурные переходы и смена величины параметра N при низких температурах эпитаксии в этой системе. Показано, что длина димерных рядов в такой реконструкции при росте чистого германия на кремнии может достигать величины не менее $N = 11$. Найдена связь между величиной параметра N , определяемого упругими напряжениями в системе, и величиной критической толщины перехода от двумерного к трехмерному росту. На основании этой связи предложен физический механизм, объясняющий характер температурной зависимости критической толщины перехода по Странскому – Крастанову, который до сих пор являлся предметом постоянных научных споров.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта № 21-72-10031.

[1] V. Dirko et al., *Nanotechnology*, **33**, 115603 (2022).

Преобразование морфологии и поверхностной энергии монослоев GaN, выращенных на поверхности AlN, при циклировании потока аммиака

Майдэбура Я.Е., Малин Т.В., Журавлев К.С.

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

Благодаря атомноподобной энергетической структуре квантовые точки (КТ) являются объектом изучения многих исследователей как с фундаментальной, так и с прикладной точки зрения. В КТ носители заряда пространственно ограничены потенциальными барьерами по все трем измерениям, в результате чего формируются уровни размерного квантования и возможно настраивать энергию излучения/поглощения, меняя размеры КТ. В результате потенциальное применение КТ заключается в создании одноэлектронных транзисторов, однофотонных излучателей и светоизлучающих диодов. Типичным способом формирования КТ при росте в молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) является рост по механизму Странского – Крастанова (С-К). В системе GaN/AlN наблюдается модифицированный механизм С-К, в котором для формирования 3D-островков из 2D-слоя GaN (2D-3D-переход) необходимым условием является остановка роста и модификация поверхности слоя GaN, и в случае МЛЭ с аммиаком в качестве источника азота модификация заключается в отключении потока аммиака [1, 2]. Однако механизмы 2D-3D-перехода до сих пор остаются не ясными.

Образцы выращивались на установке МЛЭ "Riber CBE-32" с аммиаком в качестве источника азота. 2D-3D-переход был исследован *in situ* методом дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО) с последующим анализом поведения дифракционной картины с помощью системы kSA 400. Чтобы выяснить влияние испарения GaN, мы оценили толщину слоя GaN до и после манипуляций с поверхностью с помощью методов фотолюминесценции (ФЛ) и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФС). Помимо этого, морфология слоя GaN до и после циклов выключения/включения аммиака была исследована методом атомно-силовой микроскопии (АСМ) с использованием кельвин-зондовой силовой микроскопии. Для расчета поверхностной энергии 2D-слоя GaN была использована разработанная ранее кинетическая модель [2].

В результате была исследована трансформация псевдоморфного слоя GaN, выращенного методом аммиачной МЛЭ на поверхности AlN. Экспериментально показано, что выключение или уменьшение потока аммиака до определенных значений приводит к трансформации 2D-слоя в 3D-островки (прямой 2D-3D-переход), а последующее включение потока аммиака приводит к перестройке поверхности из 3D в 2D-состояние (обратный 3D-2D-переход). Более того, методом АСМ было обнаружено, что с каждым циклом выключения/включения аммиака формируется 2D-слой GaN, который более не преобразуется в 3D-островки при отключении аммиака. Установлено минимальное значение эквивалентного давления пучка NH₃ при различных температурах для предотвращения преобразования 2D-слоя GaN в 3D-островки. Теоретически мы показали, что морфология поверхности слоя GaN сильно коррелирует с его поверхностной энергией. Поверхностной энергией можно управлять, изменяя состав и положение фрагментов аммиака на поверхности GaN. Это дает возможность контролировать морфологию и плотность GaN КТ путем изменения поверхностной энергии GaN.

[1] B. Damilano, J. Brault & J. Massies. *Journal of Applied Physics*. 118, 024304 (2015).

[2] Y.E. Maidebura, V.G. Mansurov, T.V. Malin & K.S. Zhuravlev. *Applied Surface Science*. 577, 151802 (2022).

Начальная стадия эпитаксии нитрида алюминия на поверхности Si(111) с разной степенью нитридации

Милахин Д.С.^{1,2}, Малин Т.В.¹, Мансуров В.Г.¹, Башкатов Д.Д.^{1,2}, Журавлев К.С.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Высокая по сравнению с сапфировой подложкой теплопроводность кремниевой подложки, существенно меньшая стоимость по сравнению с подложкой карбида кремния в совокупности с возможностью интегрирования нитридной технологии в развитую кремниевую технологию стимулируют исследования в области создания гетероэпитаксиальных структур AlGaIn/GaN на Si(111) для силовых и СВЧ-приложений. Несмотря на преимущества кремниевой подложки, существует проблема, связанная с рассогласованием параметров кристаллических решеток кремния и Al₃-нитридов, что повышает степень важности начальных этапов роста зародышевых слоев на кремниевой подложке. Неоднократно показано, что зародышевый слой AlN и его гетерограница с кремниевой подложкой играют ключевую роль в формировании дефектов в последующей гетероэпитаксиальной структуре, таких как инверсионные домены, V-образные ямки или холмики. Поэтому необходимо исследовать условия образования зародышевого слоя AlN на кремниевой подложке и оптимизировать процесс роста AlN.

В литературе встречаются различные подходы к формированию зародышевого слоя AlN. Одни исследователи считают, что на кремний необходимо предварительно нанести металлический алюминий с последующим экспонированием поверхности в потоке аммиака [1], другие сообщают о преимуществах кратковременной нитридации подложки Si в аммиаке до роста AlN [2]. При этом все авторы сходятся во мнении, что процесс эпитаксии Al₃-нитридов на Si не должен приводить к формированию аморфных островков Si₃N₄, однако в таких работах отсутствует какой-либо критерий, позволяющий контролировать наличие данных островков. Кинетика процесса нитридации исследовалась нашим коллективом ранее, и было показано, что в результате контролируемой нитридации на поверхности Si происходит формирование сверхструктуры (8×8) с кристаллическим графеноподобным слоем g-Si₃N₃ с последующим образованием аморфного слоя Si₃N₄ [3]. В данной работе по кинетическим кривым процесса нитридации, полученным методом дифракции быстрых электронов на отражение, исследовано влияние степени завершенности процесса нитридации на структурные свойства и морфологию зародышевых слоев AlN. Введен универсальный критерий, позволяющий оценить степень завершенности процесса нитридации, при которой аморфные островки Si₃N₄ не успевают сформироваться. Показано, что если рост зародышевого слоя AlN начинать на слое g-Si₃N₃ с незавершенной сверхструктурой (8×8) (~75% степень завершенности нитридации, рис. 1), пленка AlN получается двумерной и кристаллически совершенной, в случае чрезмерной нитридации с формированием аморфной фазы Si₃N₄ пленка получается трехмерной.

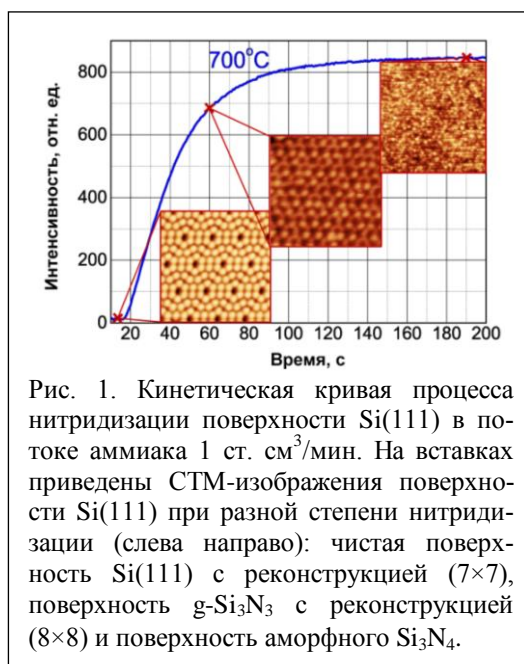


Рис. 1. Кинетическая кривая процесса нитридации поверхности Si(111) в потоке аммиака 1 ст. см³/мин. На вставках приведены СТМ-изображения поверхности Si(111) при разной степени нитридации (слева направо): чистая поверхность Si(111) с реконструкцией (7×7), поверхность g-Si₃N₃ с реконструкцией (8×8) и поверхность аморфного Si₃N₄.

[1] T. Novák et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, **58**, SC1018 (2019).

[2] Y. Cordier et al., *Phys. Status Solidi A*, **215**, 1700637 (2017).

[3] V. Mansurov, *Appl. Surf. Sci.*, **571**, 151276 (2022).

Моделирование капельной эпитаксии нанокластеров GaN

Настовьяк А.Г.^{1,2}, Шварц Н.Л.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

На основе квантовых точек нитрида галлия возможно создание различных оптоэлектронных устройств, таких как солнечные элементы, светодиоды, лазеры. Для получения нанокластеров GaN используются газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений (MOCVD), плазменная молекулярно-лучевая эпитаксия (МЛЭ) и аммиачная МЛЭ. Одним из самых распространенных методов для получения квантовых точек GaN является рост по механизму Странского – Крастанова. Альтернативным способом роста точек GaN является капельная эпитаксия. Этот метод основан на нитридизации галлиевых капель.

В настоящей работе представлены результаты моделирования процесса капельной эпитаксии точек GaN на подложках GaAs(111)A. Моделирование проводилось на базе решеточной имитационной модели методом Монте-Карло [1]. Была рассмотрена 5-компонентная система: Ga(s), Ga(liq), As, N, N₂ – галлий в твердом и жидком состоянии, мышьяк и азот в атомарной и молекулярной форме соответственно. Все частицы располагались в узлах алмазоподобной кристаллической решетки. В латеральных направлениях использовались циклические граничные условия. Азот осаждался на поверхность подложки в атомарном виде аналогично процессу плазменной МЛЭ, а испарение азота происходило в виде молекул N₂.

Процесс капельной эпитаксии состоял из двух стадий: 1) осаждение галлия и формирование Ga-капель на подложке GaAs(111)A; 2) нитридизация полученных капель в потоке азота. Морфология модельной подложки после осаждения 3 монослоев (МС) галлия при $T = 300$ °С показана на рис. 1(а). Плотность капель и их характерный размер составили $1.5 \cdot 10^{11}$ см⁻² и 16 нм соответственно. Нитридизация капель проводилась при различных температурах в диапазоне от 100 до 400 °С. При низких температурах (100 °С) качество кристаллизации капель Ga было низким, часть галлия

не прореагировала с азотом с образованием GaN. С повышением температуры до 200 °С количество кристаллизованного галлия увеличилось, однако качество слоев GaN оставалось низким, наблюдались антиструктурные дефекты и включения Ga(liq). При $T = 300$ °С происходила полная кристаллизация капель галлия в виде точек GaN (рис. 1(б)). При дальнейшем увеличении температуры вместо точек на поверхности формировался слой GaN со слабовыраженным рельефом в местах расположения исходных капель Ga.

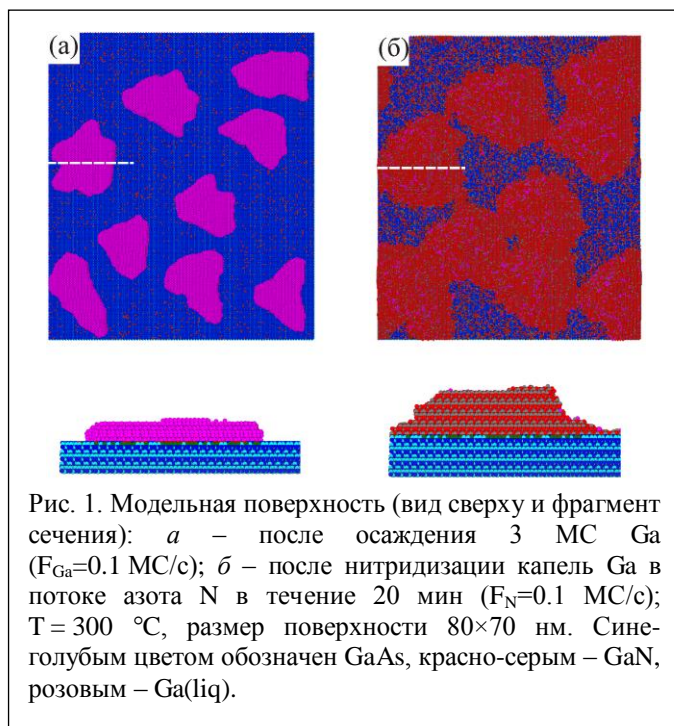


Рис. 1. Модельная поверхность (вид сверху и фрагмент сечения): *a* – после осаждения 3 МС Ga ($F_{\text{Ga}}=0.1$ МС/с); *б* – после нитридизации капель Ga в потоке азота N в течение 20 мин ($F_{\text{N}}=0.1$ МС/с); $T = 300$ °С, размер поверхности 80×70 нм. Синеголубым цветом обозначен GaAs, красно-серым – GaN, розовым – Ga(liq).

Работа подготовлена при поддержке программы Минобрнауки РФ (№ 0242-2021-0008).

[1] А.Н. Карпов и др., *Выч. методы и программирование: новые вычислительные технологии*, 15, 388 (2014).

Исследование свойств углеродных пленок, сформированных методом осаждения в низкотемпературной плазме метана и лазерного облучения

Прокопьев А.Р., Неустроев Е.П.

СВФУ им. М.К. Аммосова, 677000, Якутск, ул. Кулаковского, 48

Возможность управления концентрациями долей sp -гибридизированного углерода способствует получению материалов, представляющих интерес для различных практических приложений. К примеру, в работах [1, 2] показано, что количество отношение sp^3 - и sp^2 -гибридизированных фаз связанного углерода напрямую влияет на электрофизические и оптические свойства. Морфологическая особенность таких материалов обеспечивает высокую электропроводность материала за счет наличия нанографеновых доменов в структуре и высокую устойчивость к механическим воздействиям благодаря присутствию алмазоподобного углерода [1].

В работе исследованы тонкие (до 300 нм) углеродные пленки, сформированные на изолирующих и кремниевых подложках методом осаждения атомов углерода в низкотемпературной плазме метана и лазерного облучения. Методы атомно-силовой, сканирующей электронной микроскопии, рамановской и оптической спектроскопии, рентгеновской дифрактометрии использовались для определения структурных особенностей полученных образцов. Также были исследованы температурные зависимости вольт-амперных характеристик. Из результатов измерений следует, что сформированные пленки представляют собой наноструктурированные углеродные структуры, содержащие алмазоподобные, графитовые и аморфные фазы с низкой электропроводностью. В работе также проведен сравнительный анализ свойств исследуемых пленок с пленками, в которых вместо лазерного облучения проводилась термообработка в диапазоне температур от 600 °С до 850 °С, исследованные авторами в работе [3]. Кроме того, изучено влияние введения функциональных групп (азота и фтора) в плазму метана на электропроводность и фотоотклик формируемых пленок.

[1] S. Hirono et al., *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 425 (2002).

[2] S. Yamamoto et al. *Surface and Coatings Technology*, **210**, 1 (2012).

[3] E.P. Neustroev et al., *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering*, **1079**, 042086 (2021).

Транспорт заряда в пленках аморфного оксида алюминия, изготовленных в промышленной ALD-установке, с учетом контактов с различными материалами

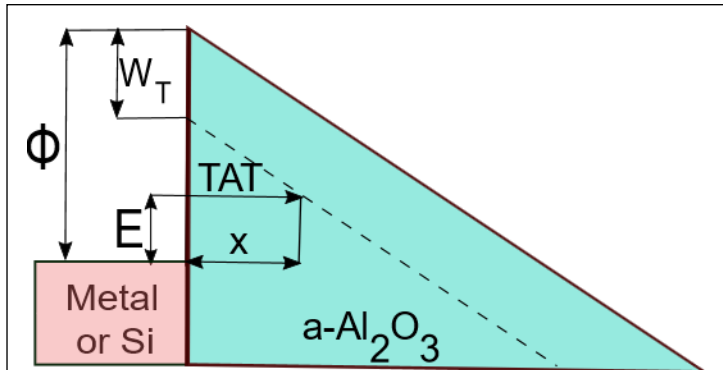
Новиков Ю.Н.¹, Гисматулин А.А.¹, Гриценко В.А.^{1,2}, Ройзин Я.О.³

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск

³Tower Semiconductor Ltd, Migdal HaEmek, 23105, Israel

Однородные аморфные пленки Al_2O_3 толщиной от десятков до сотен ангстрем выращивают на различных поверхностях, как правило, методом атомно-слоевого осаждения (ALD). Такие пленки широко применяются в 2D/3D конденсаторах, энергонезависимых запоминающих устройствах и



Interface

Рис. 1. Зонная диаграмма, иллюстрирующая инжекцию заряда из металла/Si на ловушки в Al_2O_3 , в присутствии внешнего электрического поля. Здесь Φ – энергетический барьер на границе раздела металл(полупроводник)/ Al_2O_3 , x – расстояние от границы раздела до ловушки, W_T – тепловая энергия ионизации ловушки, E – энергия для туннелирующих носителей заряда.

в пассивирующих слоях оптоэлектронных устройств. В настоящей работе исследуются Al_2O_3 , выращенный в промышленном ALD-реакторе с использованием прекурсоров триметилалюминия и озона. Преимущества метода заключаются в следующем: i) низкотемпературный процесс; ii) *in situ* пассивация поверхностных дефектов водородом; iii) отрицательный заряд в оксиде алюминия, соответствующий накоплению дырок на поверхности тонких P-слоев (тем самым подавляются темновые токи в BSI CIS). В работе исследовались пленки (Al_2O_3), нанесенные методом ALD на различные металлические и полупроводниковые подложки (рис. 1). Для выявления механизма переноса заряда в Al_2O_3 изготавливались структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) с металлическими электродами с большими значениями работы выхода для носителей (рис. 1). Для описания инжекции заряда из металла/Si в Al_2O_3 использовался метод Лундстрема – Свенсона. В дополнение к методу Лундстрема – Свенсона в своей работе мы рассматривали термически облегченное туннелирование носителей. Экспериментальные результаты показали, что проводимость в МДП-структурах ограничивается как объемными, так и граничными условиями. Перенос заряда в Al_2O_3 удовлетворительно описывается многофононным механизмом ионизации ловушек [1] со следующими параметрами: термическая $W_T = 1.5$ эВ и оптическая $W_{OPT} = 3.0$ эВ энергии, энергия фонона $W_{ph} = 0.05$ эВ, концентрация ловушек $N = 4 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и масса носителей $m_h^* = 0.5m_0$.

[1] S.S. Makram-Ebeid, M. Lannoo, Phys. Rev. B, 25, 2406 (1982).

Диффузия Zn в InP из планарного источника Zn₃P₂ при быстром термическом отжиге

Петрушков М.О.¹, Емельянов Е.А.¹, Чистохин И.Б.¹, Путьято М.А.¹, Преображенский В.В.¹, Гаврилова Т.А.¹, Протасов Д.Ю.¹, Камеш П.П.²

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Процесс диффузии Zn широко применяется для создания локальных p⁺-областей в InP на основе InP-InGaAs-гетероструктуры при изготовлении лавинных фотодиодов телекоммуникационного спектрального диапазона. Однако литературные данные о диффузионных процессах цинка в InP противоречивы из-за зависимости параметров от диффузионных условий, лигатуры, диффузионной техники и типа реактора.

В настоящей работе изучены диффузионные процессы Zn в InP с использованием предложенного нами метода через узкий зазор с использованием планарного источника на основе Zn₃P₂ и быстрого термического отжига (RTA) [1]. Было проведено легирование Zn в объемные подложки и эпитаксиальные слои InP со стоп-слоем 0.1 мкм InAlAs, расположенным на глубине 1 мкм. Легирование Zn проводилось в течение 15 циклов RTA в атмосфере аргона. Цикл RTA включал рост температуры от 300 °C до 500 °C за 20 с, выдержку 25 с и охлаждение до 300 °C в течение 75 с. Для увеличения концентрации активированной примеси на легированных подложках InP проводился дополнительный отжиг при температурах 450, 500 и 550 °C в течение 2 мин (рис. 1). Определение профиля легирования осуществлялось методами электрохимического C-V-профилирования (ECV) и сканирующей электронной микроскопии (SEM) на сколах образцов. Данные, полученные с помощью SEM, с хорошей точностью совпадают с результатами профилирования. Полученные профили легирования в эпитаксиальные слои InP со стоп-слоем InAlAs показали эффект существенного замедления диффузии Zn в слое InAlAs, что дает возможность создавать технологию легирования p⁺-областей с прецизионной глубиной и концентрацией.

Диффузия цинка в InP осуществляется по смешанному вакансионно-междоузельному механизму, а доля электрически активной примеси цинка снижается за счет присутствия междоузельных атомов цинка (донор в InP) или нейтральных комплексов. Профиль диффузии цинка имеет более крутой градиент на фронте диффузии и обычно показывает спад к поверхности.

Таким образом, при изучении диффузии Zn в InP было обнаружено, что в слоях InP может быть достигнута высокая концентрация электрически активной легирующей примеси p-типа (на уровне (7–8)·10¹⁹ см⁻³). Присутствие тонкого слоя InAlAs в эпитаксиальном слое InP позволяет существенно затормозить диффузию Zn.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 22-12-00022) и гранта № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] М.О. Петрушков, М.А. Путьято, И.Б. Чистохин, Б.Р. Семягин, Е.А. Емельянов, М.Ю. Есин, Т.А. Гаврилова, А.В. Васев, В.В. Преображенский, Письма в ЖТФ, **44**, 19 (2018).

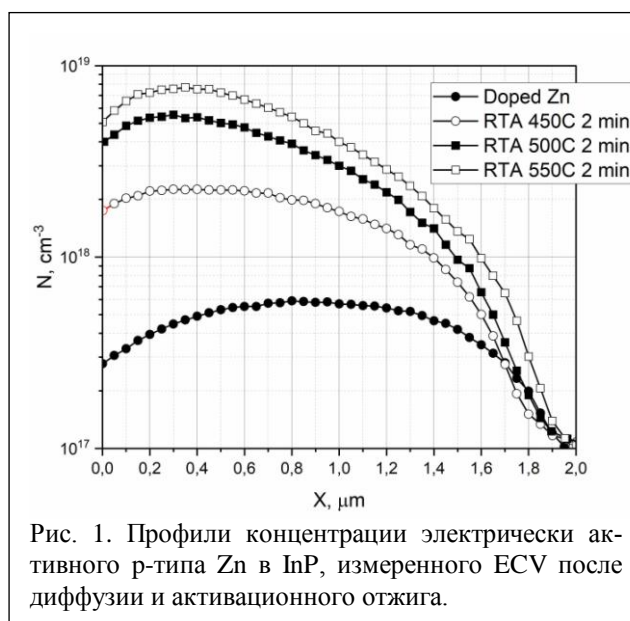


Рис. 1. Профили концентрации электрически активной p-типа Zn в InP, измеренного ECV после диффузии и активационного отжига.

Искусственные подложки GaAs/Si(001), выращенные методом МЛЭ с использованием слоёв LT-GaAs

Петрушков М.О., Абрамкин Д.С., Путято М.А., Емельянов Е.А., Васев А.В.,
Гутаковский А.К., Преображенский В.В.

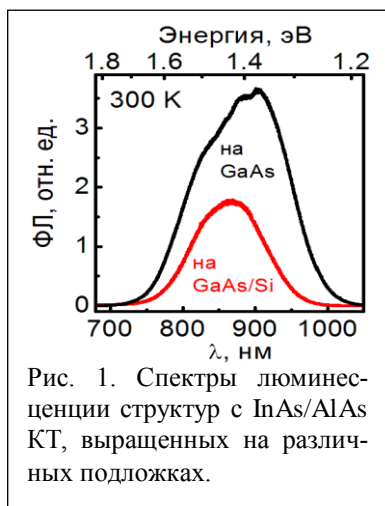
ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Интеграция кремниевой электроники и светоизлучающей элементной базы на основе соединений $A^{III}B^V$ открывает перспективу значительного ускорения обработки информации за счёт передачи данных по оптическому каналу [1]. Наиболее перспективной гетеропарой в ряду $A^{III}B^V/Si$ является система GaAs/Si, позволяющая надеяться на использование уже разработанных оптоэлектронных излучателей на основе GaAs-гетероструктур.

Из-за несоответствия постоянных решеток и коэффициентов температурного линейного расширения Si и GaAs в эпитаксиальных пленках образуется высокая плотность пронизывающих дислокаций (ПД) (около 10^9 – 10^{10} см⁻²), которые ухудшают оптические и электрофизические свойства гетероструктур. В данной работе с целью снижения ПД использовались дислокационные фильтры на основе слоев низкотемпературного GaAs (LT-GaAs), выращенных при 200 °С. Определены условия, при которых совместное применение дислокационных фильтров на основе LT-GaAs и циклических отжига позволяет снизить плотность ПД в приповерхностных слоях GaAs до $5 \cdot 10^6$ см⁻², а концентрацию центров безызлучательной рекомбинации до уровня, сравнимого с гомоэпитаксиальными структурами GaAs при общей толщине слоев GaAs/Si до 2.4 мкм [2]. Также в работе обсуждается совместное применение дислокационных фильтров на основе слоев LT-GaAs и сверхрешеток InGaAs/GaAs, GaPAs/GaAs и AlAs/GaAs.

Полученные данные позволяют заключить, что применение дислокационных фильтров на основе слоев LT-GaAs является эффективным по следующим причинам. Во-первых, это наличие механических напряжений в системе LT-GaAs/GaAs из-за присутствия избыточного мышьяка в слоях LT-GaAs [3]. Эти напряжения способствуют изгибанию ПД и формированию дислокаций несоответствия на границе LT-GaAs/GaAs аналогично действию напряженных сверхрешеток. Во-вторых, LT-GaAs является ограниченным источником вакансий галлия, которые диффундируют в высокотемпературные слои GaAs и облегчают скольжение ПД как в процессе эпитаксии, так и в процессе циклических отжига.

На полученных искусственных подложках GaAs/Si были выращены гетероструктуры с квантовыми точками (КТ) InAs/AlAs. Гетероструктуры с КТ характеризуются люминесценцией при комнатной температуре в диапазоне длин волн 800–950 нм, сопоставимой по эффективности с аналогичными структурами, выращенными на подложках GaAs (рис. 1). Таким образом, продемонстрировано, что получаемые нами искусственные подложки GaAs/Si пригодны для выращивания на них светоизлучающих $A^{III}B^V$ -гетероструктур.



[1] Chen Sun et al., Nature, 528, 534 (2015).

[2] Д.С. Абрамкин и др. Автометрия, 54, 85 (2018).

[3] C.C. Phua et. al. Jpn. J. Appl. Phys., 33, L405 (1994).

Исследование термической стабильности наноструктурированного CoCrFeNiCu высокоэнтропийного сплава

Поляков М.В., Горячев А.В., Гришин Т.С., Михайлов И.А., Волкова Л.С.

ИНМЭ РАН, 115487, Москва, а/я 50

Высокоэнтропийные сплавы (ВЭС) привлекают внимание с точки зрения своих свойств. На их основе можно создавать термоэлектрические преобразователи, имеющие высокую эффективность ($ZT > 3$ [1]) одновременно с экологичностью и дешевизной материалов производства, коррозионностойкие покрытия, а также приборы спинтроники.

Концепция материалов данного типа заключается в том, что все элементы, взятые в равных или близких мольных долях, входящие в состав сплава, образуют одну фазу. Причем атомы разных типов в случайном порядке располагаются в кристаллической решетке, т. е. ВЭС является разупорядоченным твердым раствором замещения. С увеличением содержания компонентов в сплаве увеличивается конфигурационная энтропия и повышается стабильность структуры [2].

Из-за различий в размерах атомов разных элементов, входящих в сплав, кристаллическая решетка оказывается сильно искаженной, поэтому структуру можно рассматривать как промежуточную между метастабильными металлическими стеклами, в которых отсутствует дальний порядок, и стабильными кристаллическими фазами с небольшой равновесной концентрацией дефектов. Особенности структуры приводят к возникновению уникальных свойств, таких как повышенная пластическая деформация при низких температурах и малый коэффициент диффузии. В связи с этим особенно актуальным является стабильность ВЭС [3].

В докладе обсуждаются результаты исследований термической стабильности наноструктурированного CoCrFeNiCu высокоэнтропийного сплава. Стабильность CoCrFeNiCu высокоэнтропийного сплава была изучена после отжига длительностью 1 сутки, 3 суток, 10 суток, 20 суток и 204 суток при температуре 800 °С. Просвечивающая электронная микроскопия проводилась на кросс-секциях, подготовленных методом фокусированного ионного пучка. Был получен элементный состав при помощи энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии, а также определены фазы при помощи дифракции выбранной области.

Показано, что основные структурные изменения происходят в первые сутки термического отжига, но даже длительный отжиг приводит к дальнейшему укрупнению частиц в сплаве.

[1] A. Bharwdaj et al., *Current research and future prospective of iron-based heusler alloys as thermoelectric material, Nanotechnologies in Russia (2019).*

[2] N.F. Shkodich et al., *Fast mechanical synthesis, structure evolution, and thermal stability of nanostructured CoCrFeNiCu high entropy alloy, Journal of Alloys and Compounds (2021).*

[3] А.С. Рогачев, *Структура, стабильность и свойства высокоэнтропийных сплавов, физика металлов и металловедение (2020).*

Низкотемпературный гистерезис фазового перехода $\beta \leftrightarrow \beta'$ в пленках $\text{In}_2\text{Se}_3/\text{Si}(111)$

Пономарев С.А.^{1,2}, Рогило Д.И.¹, Миронов А.Ю.¹, Курусь Н.Н.¹, Милехин А.Г.¹, Щеглов Д.В.¹, Латышев А.В.^{1,2}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В начале XXI века слоистые двумерные (2D) материалы являются перспективными кандидатами для будущей микроэлектроники, фотоники и фотовольтаики. Слоистый 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 приложениях современной электроники.

При измерении температурной зависимости электрического сопротивления пленки In_2Se_3 толщиной 8 нм было обнаружено два гистерезиса в области 20–40 К и 140–180 К [2]. В области 20–40 К плавный гистерезис сопротивления не имеет резких изменений. В диапазоне 140–180 К при охлаждении образца от комнатной температуры сначала наблюдалось резкое уменьшение сопротивления в $\sim 10^4$ раз в районе 140 К. Обратный переход происходил при повышении температуры выше 180 К.

В интервале температур 140–180 К переход из β -фазы в β' -фазу был недавно обнаружен с

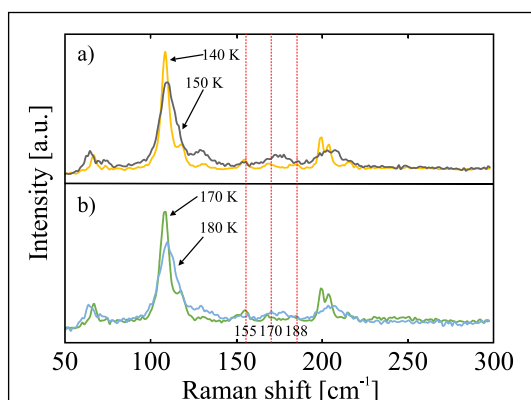


Рис. 1. *a* – Спектры КРС пленки In_2Se_3 при охлаждении. При 140 К видно появление пиков при 155, 170 и 188 cm^{-1} . *b* – Спектры КРС при нагреве. При 180 К наблюдается исчезновение пиков при 155, 170 и 188 cm^{-1} .

помощью сканирующей туннельной микроскопии [3]. Теоретически было предсказано, что β' - In_2Se_3 имеет более широкую запрещенную зону, чем β - In_2Se_3 . Поскольку было обнаружено гораздо более низкое сопротивление для низкотемпературной фазы, предполагается, что фаза β' - In_2Se_3 имеет высокую концентрацию структурных дефектов, которые увеличивают проводимость пленки за счет генерации мелких доноров после структурного перехода β - $\text{In}_2\text{Se}_3 \Rightarrow \beta'$ - In_2Se_3 .

Методом *in situ* отражательной электронной микроскопии на поверхности $\text{Si}(111)$ была получена пленка β - In_2Se_3 толщиной около 70 нм для последующих измерений спектров комбинационного рассеяния света (КРС). Спектры КРС измерялись (рис. 1) 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 cm^{-1} и последующее появление трех пиков при 155, 170 и 188 cm^{-1} , соответствующих β' - In_2Se_3 . Более того, при нагреве пленки до температуры около 180 К наблюдалось повторное появление пика при 175 cm^{-1} , соответствующего β - In_2Se_3 .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 22-72-10124) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

[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).

Влияние толщины маски на основе эпитаксиальных слоев Si/GaAs(001) на самокаталитический рост нитевидных нанокристаллов A^{III}B^V

Емельянов Е.А., Петрушков М.О., Гаврилова Т.А., Пулято М.А., Васев А.В.,
Семягин Б.Р., Преображенский В.В.

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

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК) вызывают большой интерес в связи с потенциальной возможностью их использования в электронных и оптических устройствах следующего поколения.

Наиболее распространенным способом формирования ННК A^{III}B^V является рост из металлических капле-затравок по механизму пар-жидкость-кристалл различными эпитаксиальными методами. При самокаталитическом росте GaAs ННК полупроводниковая подложка покрывается маской, чаще всего пленкой диоксида кремния. В [1] нами был предложен способ формирования маски для роста ННК на основе эпитаксиального слоя кремния, выращенного на поверхности подложек GaAs методом МЛЭ.

В работе обсуждается влияние толщины эпитаксиальных пленок Si, используемых для создания маски, на свойства выращенных ННК GaAs. ННК GaAs выращивались на окисленных гетероструктурах Si/GaAs(001). Толщина эпитаксиального слоя Si составляла 1, 2, 4 и 6 монослоев (0.14, 0.28, 0.56 и 0.84 нм соответственно). На всех образцах ННК формировались в идентичных условиях: температура роста ~ 620 °С, отношение потоков V/III ~ 20, скорость роста ~ 0.25 монослоя в секунду для GaAs(001), время роста 15 мин.

На рис. 1 представлены СЭМ-изображения GaAs ННК. Анализ изображений показывает, что при использовании маски на основе Si толщиной в 1 монослой формируются горизонтальные ННК GaAs, слитые с подложкой. Такие объекты дают возможность изготовления приборов с применением методов планарной технологии. При увеличении толщины маски ≥ 2 монослоев формируются наклонные ННК и система кристаллитов. Плотность и геометрические размеры этих объектов зависят от толщины маски.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 22-12-00022) и гранта № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] Е.А. Емельянов и др., ПЖТФ, 46(4), 11 (2020).

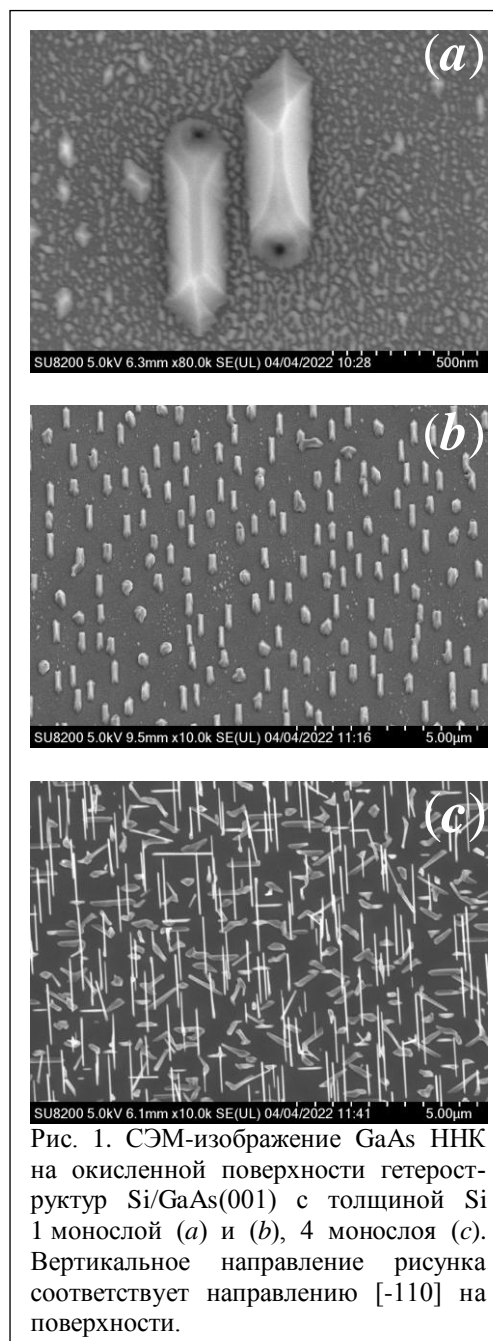


Рис. 1. СЭМ-изображение GaAs ННК на окисленной поверхности гетероструктур Si/GaAs(001) с толщиной Si 1 монослой (a) и (b), 4 монослоя (c). Вертикальное направление рисунка соответствует направлению [-110] на поверхности.

In situ отражательная электронная микроскопия для изучения процессов на поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$

Пономарев С.А.^{1,2}, Рогило Д.И.¹, Курусь Н.Н.¹, Басалаева Л.С.¹, Кох К.А.¹,
Милёхин А.Г.¹, Щеглов Д.В.¹, Латышев А.В.^{1,2}

ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13
²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Методом *in situ* отражательной электронной микроскопии (ОЭМ) исследованы процессы, происходящие на поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ в процессе отжига при воздействии молекулярного пучка Se, а также при одновременном осаждении Se и металла (Bi либо In). Поверхность готовилась методом скола монокристалла Bi_2Se_3 по плоскости (0001), в процессе которого на ней образовывались широкие (>10 мкм) террасы, затем методом зондовой литографии создавались канавки глубиной около 30 нм (рис. 1а).

При достаточной величине потока Se (~0.1–1 нм/с) нагрев подложки Bi_2Se_3 до температур около 400 °С происходит без деградации морфологии поверхности. В таких условиях, если расстояние между ступенями не превышает 1 мкм, наблюдается движение атомных ступеней в направлении вышележащих террас, что впервые наблюдалось на поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ методом *in situ* ОЭМ и соответствует процессу конгруэнтной сублимации по ступенчато-слоевому механизму. В аналогичных условиях отжиг образцов с широкими террасами (>10 мкм) и литографическими канавками приводит к увеличению размеров канавок, формированию на смежных областях атомных ступеней высотой 1 нм (чёрные стрелки на рис. 1б) и зарождению двумерных вакансионных островков, их разрастанию и коалесценции (пятнистый контраст, отмеченный белой стрелкой на рис. 1б). На рис. 1с, полученном после сублимации 10 слоёв Bi_2Se_3 , можно видеть, что вблизи канавки сформировалась сложная система атомных ступеней и эшелонов ступеней, ориентированных вдоль канавок (тёмные зигзагообразные линии). В результате *in situ* экспериментов показано, что центры канавок в таких условиях являются источниками атомных ступеней, глубина канавок увеличивается и на расстоянии ~50–100 мкм от центра канавки формируется система отдельных атомных ступеней высотой 1 нм. Это явление использовалось для создания самоорганизующихся регулярных атомных ступеней на поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$.

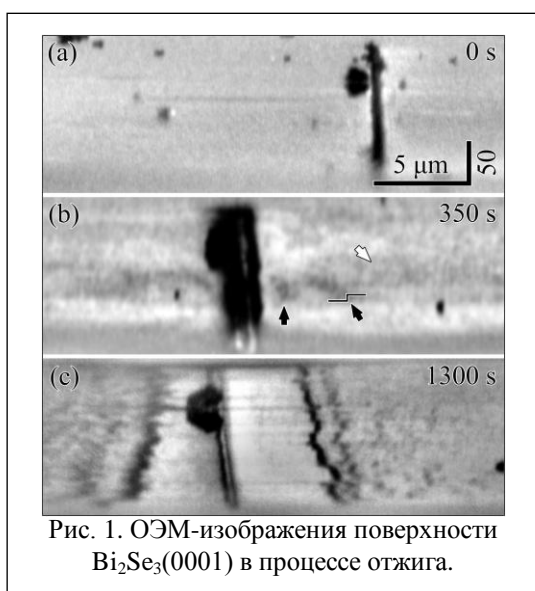


Рис. 1. ОЭМ-изображения поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$ в процессе отжига.

Одновременное осаждение Se и металла (Bi или In) при ~400 °С приводило к началу вандер-ваальсового роста селенида висмута по ступенчато-слоевому механизму или селенида индия по двумерно-островковому механизму соответственно. Рост Bi_2Se_3 сопровождался нисходящим движением атомных ступеней. При аналогичных температурах подложки и скоростях осаждения материалов рост In_2Se_3 начинался со структурной трансформации поверхности $\text{Bi}_2\text{Se}_3(0001)$, вызванной адсорбцией атомов In, переходил к двумерно-островковому зарождению и, после вырастания плёнки толщиной 3–5 нм, к формированию трёхмерных островков. *Ex situ* анализ морфологии поверхности плёнок In_2Se_3 показал, что рост каждого трёхмерного островка вызван одной или несколькими винтовыми дислокациями. *Ex situ* спектры комбинационного рассеяния света полученных плёнок демонстрировали набор колебательных мод, типичных для кристаллической фазы $\beta\text{-In}_2\text{Se}_3$.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 22-72-10124) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

Структурные и морфологические нестабильности Si(111)-7×7 в процессе роста кремния и травления кислородом и селеном

Рогило Д.И.¹, Ситников С.В.¹, Пономарев С.А.^{1,2}, Щеглов Д.В.¹, Федина Л.И.¹, Латышев А.В.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Методами *in situ* сверхвысоковакуумной отражательной электронной и *ex situ* атомно-силовой микроскопии исследована морфологическая стабильность широких (~10–100 мкм) террас поверхности Si(111)-7×7 в процессе роста кремния и травления кислородом и селеном [1]. На широких террасах рост Si при температурах подложки $T = 600\text{--}770$ °C и скорости осаждения кремния $R = 0.002\text{--}0.2$ БС/с ($1 \text{ БС} = 1.56 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$) происходит по многослойному механизму, обнаружено три режима морфологической нестабильности, контролируемые в основном скоростью осаждения кремния R . Показано, что при низких R (≤ 0.05 БС/с) развитие пирамидальных волн и холмов связано с восходящим массопереносом адатомов Si, вызванным эффективной диффузией вдоль краёв ступеней и кинетически лимитированным встраиванием адатомов в прямолинейные края типа $[\bar{1}\bar{1}2]$ атомных ступеней и двумерных островков. При высоких R (≥ 0.1 БС/с) и $T \geq 750$ °C более быстрое образование холмов на поверхности связано с локальными структурными переходами на наивысших террасах от сверхструктуры 7×7 к неупорядоченной фазе “1×1”. При промежуточных R (~0.07 БС/с) фаза “1×1” формируется в основном вдоль границ доменов сверхструктуры 7×7, что сильно замедляет образование холмов на поверхности.

Независимо от режима морфологической неустойчивости сингулярной поверхности во время роста Si, сток адатомов в эшелон ступеней формирует поток адатомов со смежных террас, который приводит к постепенной самоорганизации между эшелонами ступеней пирамидальных морфологических структур. Аналогично, когда поверхность Si(111) подвергается воздействию молекулярного пучка Se при 750 °C, значительная диффузия адатомов Se к эшелонам ступеней замедляет травление соседних областей. Независимое травление участков поверхности, удалённых от эшелон ступеней, приводит к углублению центральных областей (между эшелонами ступеней) относительно смежных с эшелонами участков и к постепенному формированию самоорганизованной долинообразной морфологии поверхности. Поскольку адатомы кислорода практически неподвижны на поверхности Si(111)-7×7, этот механизм не активен во время травления поверхности Si(111) в атмосфере кислорода, и морфология ступенчато-эшелонированной поверхности существенно не изменяется.

Показано, что травление экстремально широких террас Si(111)-7×7 кислородом постепенно переходит от послыонного режима зарождения, роста и коалесценции двумерных вакансионных островков к многослойному режиму. Обнаруженная слабая морфологическая нестабильность контролируется длиной миграции адатомов Si и неактивным сглаживанием вогнутых и выпуклых участков сильно огранённых краёв ступеней. Несмотря на общее внешнее сходство морфологии поверхности Si(111)-7×7 в течение травления нескольких первых бислоёв кислородом и селеном, диффузия адатомов Se и усиленное травление границ доменов 7×7 стабилизируют планарную морфологию сингулярной поверхности Si(111), и травление молекулярным пучком селена происходит без развития многослойной морфологии поверхности как минимум в течение ~100 БС. Это делает селен более подходящим, по сравнению с кислородом, для проведения операции химического травления в вакууме в условиях, когда необходимо сохранить планарную морфологию сингулярной поверхности Si(111).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-72-30023) с использованием оборудования ЦКП «Наноструктуры».

[1] D. Rogilo et al., *Appl. Surf. Sci.*, **540**, 148269 (2021).

Термодинамическая стабильность фотоэмиссионных свойств р-GaAs(Cs,O)-фотокаатода

Рожков С.А.^{1,2}, Бакин В.В.¹, Косолюбов С.Н.¹, Шайблер Г.Э.^{1,2}, Терехов А.С.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Нанесение на поверхность полупроводников атомов цезия и кислорода приводит к состоянию поверхности с эффективным отрицательным электронным средством (ОЭС). Фотокаатоды на основе GaAs с ОЭС применяются в различных научно-технических приложениях, таких как генерация пучков спин-поляризованных и моноэнергетических электронов, детектирование света с однофотонной чувствительностью. Одним из важных параметров фотокаатода является его долговечность. К деградации фотоэмиссионных свойств фотокаатода могут приводить такие внешние физические процессы, как адсорбция атомов остаточной атмосферы на поверхность фотокаатода [1]. Однако при улучшении вакуума именно спонтанные атомные процессы в ОЭС-интерфейсе отвечают за термодинамическую стабильность фотоэмиссионных свойств фотокаатода и определяют его время жизни. В работах [2–5] проводились термодесорбционные исследования на поверхностях GaAs (100) и (110), покрытых слоями цезия и кислорода. Однако в данных работах не была проанализирована десорбция цезия с оптимально активированных до состояния ОЭС GaAs фотокаатодов с ориентацией поверхности (100). Вышеперечисленные работы проводились в сверхвысоковакуумных установках, в которых время жизни фотокаатода не могло превышать 100 часов, что исключает исследование термодинамической устойчивости активирующего покрытия ОЭС-фотокаатодов при низких температурах. В данной работе мы исследовали термодинамическую стабильность GaAs-фотокаатодов с ОЭС при температурах 300–450 К в экстремально высоком вакууме.

Эксперименты проводились на полупрозрачных р-GaAs(Cs,O)-фотокаатодах с ориентацией поверхности (100). Фотокаатоды герметично сочленялись с металлокерамическим корпусом и полупрозрачным анодом, образуя планарные вакуумные фотодиоды, что обеспечивало стабильность фотоэмиссионных свойств ОЭС-интерфейса при комнатной температуре. Нагрев поверхности GaAs производился при помощи лазерного излучения с длиной волны 450 нм, которое полностью поглощалось в полупроводниковой структуре фотокаатода. Это позволяло локально нагревать только участок фотокаатода и исключить возможную термодесорбцию с внутренних поверхностей вакуумного фотодиода. Температура р-GaAs-слоя определялась по сдвигу положения максимума спектра межзонной люминесценции GaAs в области нагрева. Количество десорбированного цезия оценивалось по изменению локальной работы выхода анода, которое определялось при комнатной температуре по сдвигу высокоэнергетических особенностей энергораспределения фотоэлектронов, эмитированных из GaAs в вакуум. Измерена зависимость скорости десорбции атомов цезия с поверхности фотокаатода от температуры. Показано, что на поверхности р-GaAs(Cs,O)-фотокаатодов десорбция цезия происходит из группы состояний с энергией связи около 1.25 эВ.

[1] N. Chanlek et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 47, 055110 (2014).

[2] B. Goldstein et al., *Appl. Phys. Lett.*, 26, 111 (1975).

[3] J. Derrien et al., *Surf. Sci.*, 65, 668 (1977).

[4] M. Kamaratos et al., *J. Appl. Phys.*, 70, 7564 (1991).

[5] M. Kamaratos, *Appl. Surf. Sci.*, 185, 66 (2001).

Зарождение и рост квантовых точек Ge на структурированных подложках Si

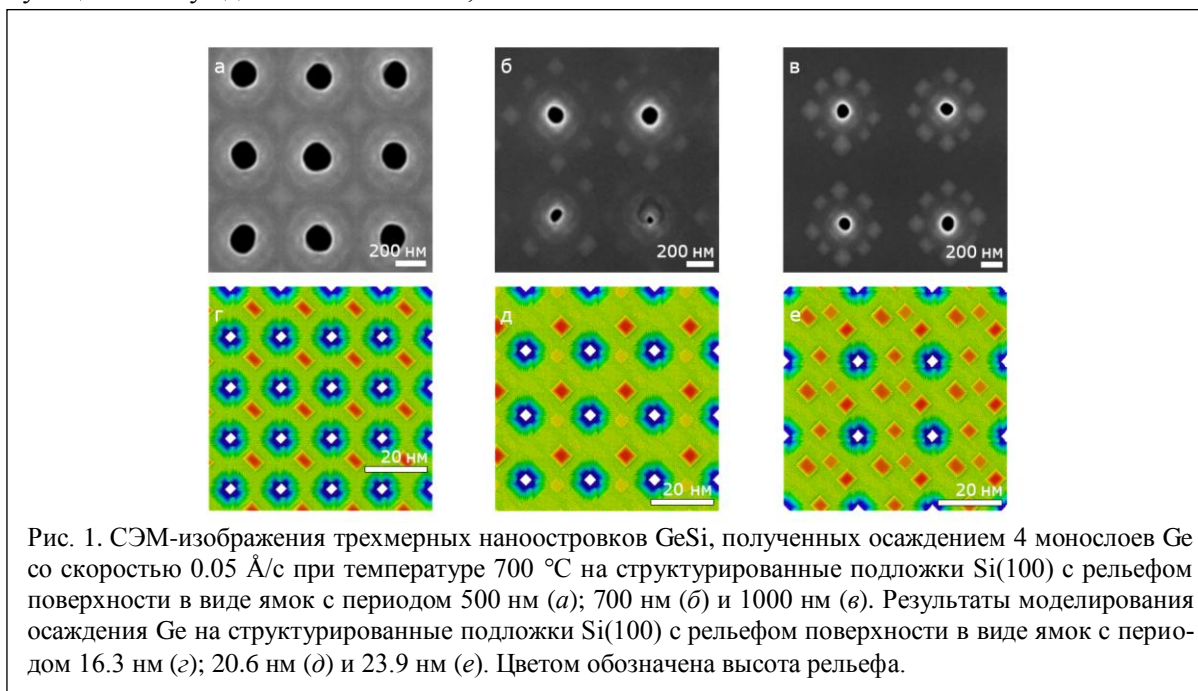
Рудин С.А.¹, Зиновьев В.А.¹, Смагина Ж.В.¹, Новиков П.Л.^{1,2}, Ненашев А.В.^{1,2}, Павский К.В.^{1,2,3}, Двуреченский А.В.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

³СибГУТИ, 630102, Новосибирск, ул. Кирова, 86

Исследованы места зарождения и последующего эпитаксиального роста трехмерных наноструктур Ge, формируемых на структурированной поверхности Si(100) в виде массива ямок, создаваемых с использованием электронной литографии и плазмохимического травления в узлах квадратной решетки. Экспериментально установлено, что наноструктуры Ge могут зарождаться как по периметру ямок, так и между ними. Для выявления механизма, определяющего места зарождения трехмерных наноструктур, была использована разработанная ранее атомистическая модель гетероэпитаксии Ge на Si. Моделирование методом Монте-Карло на основе предложенной модели позволило установить, что места зарождения трехмерных наноструктур Ge определяются балансом между потоком адатомов Ge в ямки и их диффузией по поверхности. Были проведены серии экспериментов, в которых менялись период между ямками, угол наклона стенок ямки и размер ямок. В случае близкого расположения ямок (16.3 нм) потребовалось осадить ~8 монослоев Ge, чтобы зародились трехмерные островки (рис. 1, *з*). С увеличением расстояния между ямками (20.6 и 23.9 нм) для зарождения наноструктур достаточно ~5 МС Ge (рис. 1, *д* и *е* соответственно). В первом случае островки расположены на максимальном удалении от ямок; во втором – образуется больше островков на одну ямку и в третьем – образуется группа островков. Таким образом, ямки являются стоком для поступающего материала и «сила» этого стока определяет места зарождения наноструктур. Установлено, что при малых углах наклона боковых стенок ямки (~30°) островки зарождаются по периметру ямки независимо от периода между ямками. С помощью моделирования показано, что на стенках ямки образуются области с минимальной упругой энергией, препятствующие потоку адатомов как в ямки, так и из них.



Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект №19-12-00070).

Однослойный металлический NiSi₂, эпитаксиально встроенный в Si(111): электронные и транспортные свойства

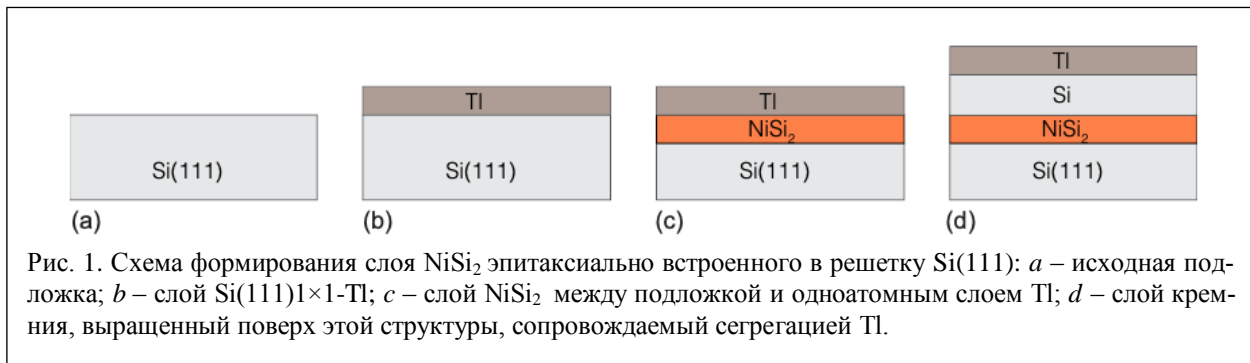
Саранин А.А.¹, Грузнев Д.В.¹, Бондаренко Л.В.¹, Тупчая А.Ю.¹, Матецкий А.В.¹,
Денисов Н.В.¹, Михалюк А.Н.^{1,2}, Иванов Ю.П.³, Зотов А.В.¹

¹Институт автоматизации и процессов управления ДВО РАН, Владивосток

²Дальневосточный федеральный университет, Владивосток

³Университет Кэмбриджа, Кэмбридж, Великобритания

Недавно нами было обнаружено [1], что взаимодействие одного слоя атомов никеля с поверхностью Si(111)1×1-Tl приводит к формированию однослойного силицида никеля, как схематически показано на рис. 1 (a-c). Одноатомный слой Tl на поверхности кремния существенно подавляет формирование многослойных силицидов на начальной стадии их роста. В результате формируется гомогенный однослойный NiSi₂ В-типа по всей поверхности, а атомы Tl «всплывают» и образуют один атомный слой поверх силицида. Нами была исследована возможность выращивания кремния поверх этой структуры.



Анализ поперечных срезов выращенной структуры с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) высокого разрешения показал, что i) рост кремния поверх слоя NiSi₂ не приводит к его деградации; ii) слой кремния толщиной от 5 до 10 бислоев, выращенный поверх силицида никеля, имеет кристаллическую структуру; iii) остальная часть кремния толщиной примерно 30 бислоев аморфна и покрыта слоем окисла толщиной несколько бислоев [2].

Анализ данных ПЭМ показал, что встраивание слоя NiSi₂ в решетку кремния является достаточно необычным и может быть описано как смешанный тип структур А- и В-типов. Результаты расчетов зонной структуры свидетельствуют о том, что встроенный слой силицида никеля имеет металлические свойства. В зонной структуре имеются как дырочные, так и электронные карманы. Измерения транспортных свойств показали, что металлические свойства встроенного слоя NiSi₂ наблюдаются до температур ~2 К, а подвижность более чем в 5 раз превышает подвижность носителей в тонких эпитаксиальных пленках NiSi₂ и составляет 54 см²/(В·с). Повторные измерения, выполненные на том же образце через 9 месяцев, показали, что за это время не произошло практически никаких изменений электрофизических параметров слоя NiSi₂.

Работа поддержана грантом РФФ № 19-12-00101-П.

[1] L.V. Bondarenko et al., *2D Materials*, **7**, 025009 (2020).

[2] L.V. Bondarenko et al., *ACS Nano*, **15**, 19357 (2021).

Влияние ориентации и морфологии подложек на направление роста GaAs-нанопроволок

Спирина А.А.¹, Шварц Н.Л.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

В работе представлены результаты исследования процесса формирования планарных GaAs-нанопроволок (НП), растущих вдоль подложки. Работа проводилась с помощью моделирования в программном комплексе SilSlim3D, основанном на трехмерной кинетической решеточной Монте-Карло модели [1]. Рост проволок осуществлялся по механизму пар-жидкость-кристалл с использованием капель галлия в качестве катализатора. Подробно рассмотрены начальные стадии роста НП на пассивированных бездефектных поверхностях GaAs(111)А и GaAs(111)В. Показано, что на начальных стадиях роста в процессе осаждения галлия и мышьяка под каплей галлия формируется 3D-нанокристалл GaAs. Поскольку поверхность {111}В является направлением роста нанопроволок [2], наличие фасеток {111}В на боковой поверхности 3D-кристалла делает возможным рост планарных проволок. Проанализировано влияние температуры и скоростей осаждения галлия и мышьяка на морфологию НП на подложках GaAs (111)А и (111)В. С увеличением температуры при фиксированных потоках галлия и мышьяка развитие поверхности меняется от роста планарной пленки GaAs к формированию планарных и вертикальных нанопроволок. При фиксированной температуре в зависимости от скоростей осаждения галлия и мышьяка показано три возможных сценария формирования НП: планарный рост, вертикальный рост и срыв с планарного на вертикальный. Более стабильный рост планарных нанопроволок наблюдается на подложках GaAs(111)А. Анализ результатов моделирования показал, что для стабильного роста планарных НП необходимо организовать смачиваемость пассивированной поверхности каплями галлия и ростовые условия, обеспечивающие достаточный диффузионный сбор мышьяка в каплю галлия.

Проведен анализ влияния угла отклонения вицинальных подложек GaAs(111)А на морфологию нанопроволок. На рис. 1 представлены фрагменты модельных подложек с углом отклонения 1° в направлениях $[21\bar{1}]$ и $[\bar{2}11]$ на начальных стадиях роста НП и схематичные изображения 3D-кристаллов GaAs на этих поверхностях. Направления роста нанопроволок определяются только кристаллографией растущего материала и ограничиваются ступенями вицинальных поверхностей. В случае отклонения поверхности в направлении $[21\bar{1}]$ рост планарных НП перпендикулярно ступеням ограничен из-за выбранного взаимного расположения ступени и фасетки {111}В на боковой поверхности 3D-кристалла (рис. 1, а). При отклонении в направлении $[\bar{2}11]$ такой рост планарных НП оказывается возможен (рис. 1, б). Для формирования планарных нанопроволок GaAs, направленных перпендикулярно ступеням вицинальной поверхности (111)А, предпочтительным направлением отклонения от сингулярности является $[\bar{2}11]$.

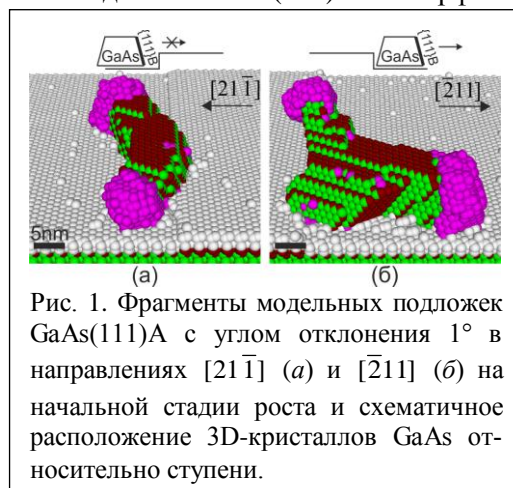


Рис. 1. Фрагменты модельных подложек GaAs(111)А с углом отклонения 1° в направлениях $[21\bar{1}]$ (а) и $[\bar{2}11]$ (б) на начальной стадии роста и схематичное расположение 3D-кристаллов GaAs относительно ступени.

Работа выполнена при поддержке программы Минобрнауки РФ (№ 0242-2021-0008).

[1] А.Н. Карпов и др., *Выч. мет. программирование*, 15(3), 388 (2014).

[2] S.A. Fortuna et al., *Nano Lett.*, 8, 4421 (2008).

Универсальный метод приготовления атомарно-чистых и структурно-упорядоченных поверхностей топологических изоляторов $A^V B^{VI}$

Тарасов А.С.¹, Голяшов В.А.^{1,2}, Ахундов И.О.¹, Ищенко Д.В.¹, Кожухов А.С.¹, Кох К.А.^{3,4}, Терещенко О.Е.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

³ИГМ СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Коптюга, 3

⁴КГУ, 650000, Кемерово, ул. Красная, 6

В настоящее время предметом активных исследований являются топологические изоляторы, что связано с наличием в них спин-поляризованных поверхностных состояний с линейным законом дисперсии. К таким материалам относятся Bi_2Te_3 ,

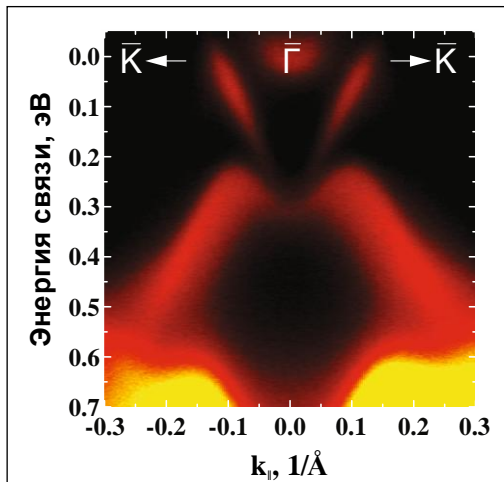


Рис. 1. Спектр ARPES образца Bi_2Te_3 после обработки в растворе HCl-iPA и прогрева при температуре 205 °C в направлении Γ -K. $h\nu = 21,22$ эВ, $T = 300$ К.

Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 . Для уменьшения объёмной проводимости и выделения вклада поверхностных состояний в транспортные свойства используют четверные растворы на основе данных соединений и эпитаксиальные плёнки. Для визуализации поверхностных состояний топологических изоляторов часто применяют фотоэлектронную спектроскопию с угловым разрешением (ARPES). Данная методика крайне чувствительна к чистоте и структурному совершенству поверхности исследуемого материала, для чего её нужно правильно приготовить после экспозиции на атмосфере. Для приготовления атомарно-чистых и структурно-упорядоченных поверхностей объёмных бинарных соединений Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 с ориентацией (0001) обычно используют методику скола в вакууме. Однако для поверхностей с другой ориентацией и эпитаксиальных плёнок данная методика не применима и требуется найти более технологичное решение.

Для приготовления поверхности соединений групп $A^{III}B^V$, $A^{IV}B^{VI}$ и $A^{II}B^{VI}$ успешно применяется методика обработки в безводном растворе хлороводорода в изопропиловом спирте (HCl-iPA) и последующего прогрева в вакууме. Таким образом, целью данной работы является проверка возможности применения данной методики приготовления поверхности для топологических изоляторов группы $A^V B^{VI}$. В качестве первого шага нами были получены атомарно-чистые и структурно-упорядоченные поверхности бинарных соединений Bi_2Te_3 , Bi_2Se_3 и Sb_2Te_3 .

На исходных поверхностях образцов наблюдался слой собственных оксидов. Обработка в растворе HCl-iPA удаляла оксидный слой и приводила к появлению на поверхностях пассивирующего слоя элементов VI группы (Te и Se) толщиной несколько нанометров. На поверхностях Bi_2Te_3 и Sb_2Te_3 также наблюдались хлориды V группы. Прогрев в сверхвысоком вакууме при температурах 205 °C (для теллуридов) и 170 °C (для селенидов) приводил к десорбции пассивирующих слоёв и хлоридов (для теллуридов) и формированию атомарно-чистых и структурно-упорядоченных нереконструированных поверхностей (0001)-(1x1). В спектрах ARPES наблюдались линейные законы дисперсии $E(k)$, соответствующие законам дисперсии поверхностей данных материалов, полученных сколом в вакууме.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Немецкого научно-исследовательского сообщества в рамках научного проекта № 21-52-12024.

Особенности процессов формирования эпитаксиальных массивов самокаталитических GaP ННК на Si (111)

Федина С.В.¹, Федоров В.В.^{1,2}

¹СПбАУ им. Ж.И. Алферова РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, к.3

²СПбПУ им. Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

Фосфид галлия является непрямозонным полупроводником с $E_g=2.26$ эВ при 300 К, с наиболее близким к кремнию параметром решётки среди остальных бинарных $A^{III}B^V$ -соединений. Однако создание оптоэлектронных устройств на основе GaP ограничивается его непрямозонной энергетической структурой и, как следствие, малой квантовой эффективностью. Теоретически было предсказано, а чуть позже экспериментально показано, что энергетическая структура в вюрцитной фазе GaP становится псевдопрямозонной. Экспериментально это было показано только для GaP ННК, выращенных Au-каталитическим методом [1]. Таким образом, псевдопрямозонные вюрцитные ННК GaP и тв. p-p GaPAs могут быть использованы при создании СИД и фотодетекторов зеленого-желтого оптического диапазона.

Одной из основных проблем синтеза GaP ННК на поверхности кремния методом молекулярно-пучковой эпитаксии является проблема подавления зарождения и формирования паразитных трехмерных островков, эффективно адсорбирующих значительную долю молекулярных потоков, и наклоненных ННК, ограничивающих области приборного применения синтезируемых эпитаксиальных массивов ННК.

Целью данной работы было исследовать влияние предварительного осаждения Ga, состояния поверхностного оксида, ростовой температуры, величины потоков V и III группы и их отношения V/III на плотность и морфологию эпитаксиального массива вертикальных самокаталитических нитевидных нанокристаллов GaP, формирующихся в процессе молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках Si (111). Морфология массивов ННК исследовалась методом сканирующей электронной микроскопии.

Было продемонстрировано, что метод окисления подложки Si с последующим предростовым высокотемпературным отжигом оказывает влияние на смачиваемость поверхности, а следовательно, и на поверхностную плотность и выход вертикальных GaP ННК. Также было показано, что ННК могут самоорганизованно формироваться при одновременном открытии заслонок источников Ga и P. В случае предварительного нанесения Ga уменьшается плотность массива вертикальных ННК.

Показано, что морфология ННК очень чувствительна к продолжительности роста, величине молекулярных потоков, соотношению V/III и ростовой температуре. Последнее, однако, также влияет на поверхностную плотность вертикальных ННК и может варьироваться для уменьшения поверхностной плотности паразитных островков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (грант № 22-29-01080).

[1] S. Assali et al., *Nano Letters*, **13**, 1559–1563 (2013).

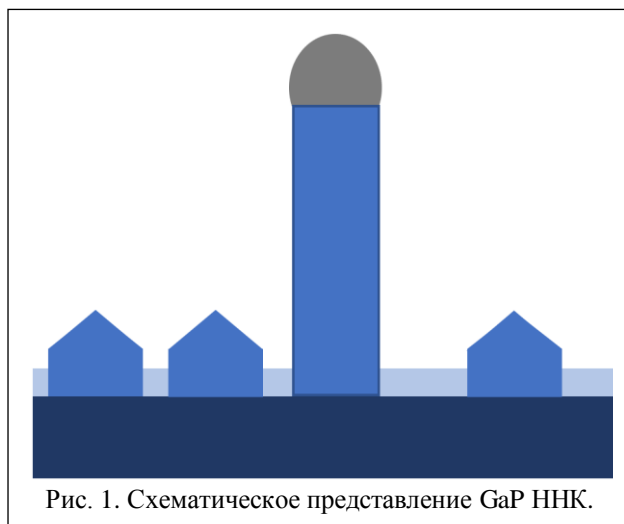


Рис. 1. Схематическое представление GaP ННК.

Реализация метода спектроскопии анизотропного отражения в среднем инфракрасном диапазоне

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

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,
197022, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 5

Одним из наиболее чувствительных методов контроля состояния поверхностей полупроводниковых кристаллов и двумерных наноструктур является оптическая спектроскопия анизотропного отражения [1] (RAS – reflectance anisotropy spectroscopy). Суть данного метода заключается в измерении разности коэффициентов отражения излучения, линейно поляризованного в двух ортогональных направлениях, лежащих в плоскости поверхности образца. Измерение спектров RAS широко применяется для определения анизотропии оптических свойств поверхностных состояний изотропных полупроводниковых кристаллов (в частности, соединений A_3B_5), а также наноструктур на изотропных подложках [2].

Однако в существующих работах RAS измерения осуществлялись исключительно в видимой и ультрафиолетовой области спектра (энергии свыше 1.5 эВ). Сложность перехода к измерениям в длинноволновой области спектра связана как с меньшей чувствительностью соответствующих фотоприёмников, так и с более низкой яркостью применяемых источников излучения вкуче с ограниченной светосилой дифракционных спектрометров. В результате классические методики RAS не могут быть использованы для изучения узкозонных полупроводниковых материалов, а также плазмонных структур, обладающих откликом в среднем инфракрасном диапазоне.

Нами был реализован новый вариант метода спектроскопии анизотропного отражения, позволяющий регистрировать сигналы в значительно большем интервале длин волн (до 18 мкм) благодаря использованию фурье-спектрометра (Vertex 80) и фотоупругого модулятора из ZnSe (Hinds PEM-100). В данном методе фактически осуществляется двойная модуляция оптического излучения (интерферометром и фотоупругим модулятором), что потребовало разработки специального алгоритма обработки сигнала для получения спектров анизотропного отражения. Данный алгоритм включает в себя модифицированный вариант фазовой коррекции регистрируемого фурье-спектрометром сигнала (интерферограммы), необходимой для сохранения знака экстремумов в получаемых спектрах [3].

В рамках апробации реализованного метода в видимой и ближней инфракрасной области был получен сигнал от поверхности графеноподобных кристаллов GaSe (производства “2D Semiconductors”) в районе критической точки $E_0 = 2$ эВ (0.62 мкм). Было продемонстрировано согласие полученного спектра с измерениями RAS в видимом и ультрафиолетовом диапазоне на установке, выполненной по классической схеме на основе дифракционного спектрометра. Работоспособность метода в средней инфракрасной области спектра была продемонстрирована на примере структуры с эпитаксиальным слоем узкозонного полупроводника InAs, для которого был получен спектр RAS вплоть до $\lambda = 12$ мкм. Обсуждаемый метод также хорошо зарекомендовал себя в исследованиях плазмонных структур на интерфейсе металл-полупроводник, имеющих сигнал в ближней ИК-области, для которых нами был получен спектр анизотропного отражения в интервале 0.8–1.15 эВ (1.1–1.5 мкм).

Таким образом, было показано, что реализованный метод спектроскопии анизотропного отражения на базе фурье-спектрометра позволяет регистрировать спектры полупроводниковых материалов и структур в значительно более широком диапазоне длин волн, недоступном для существующих установок на основе дифракционных спектрометров.

[1] Berkovits V.L. et al. *Phys. Stat. Solidi*, **259**(1), 2100394 (2022).

[2] Ruiz-Cigarrillo O. et al. *Phys. Rev. B*, **103**(3), 035309 (2021).

[3] Комков О.С. *ФТТ*, **63**(8), 991 (2021).

Особенности спектров квантового выхода фотоэмиссии из p -GaAs(Cs,O), обусловленные пленением излучения в эпитаксиальной структуре

Хорошилов В.С.^{1,2}, Протопопов Д.Е.^{1,2}, Казанцев Д.М.^{1,2}, Шайблер Г.Э.^{1,2},
Альперович В.Л.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Поверхности p -GaAs с адсорбированными слоями цезия и кислорода используются для создания фотокатодов с отрицательным электронным средством (ОЭС). Поверхности полупроводников с небольшим (0.2–0.4 эВ) положительным электронным средством (ПЭС) привлекают внимание в связи с возможностью использования фотонно усиленной термоэлектронной эмиссии для повышения эффективности преобразования солнечной энергии. В работах [1, 2] методом спектроскопии квантового выхода фотоэмиссии при нанесении избыточного цезия или кислорода на оптимально активированную поверхность p -GaAs(Cs,O) был изучен переход от ОЭС к ПЭС. При этом в области энергий фотонов $\hbar\omega$ ниже ширины запрещенной зоны ϵ_g проявились ранее не наблюдавшиеся спектральные особенности в виде "плеча", а при некоторых условиях – пика, которые не получили ясного объяснения. Данная работа посвящена выяснению возможных причин этих особенностей.

Эксперименты проводились на эпитаксиальных слоях p -GaAs, выращенных на полуизолирующих подложках GaAs. Чистая поверхность p -GaAs приготавливалась химическим удалением оксидов и последующим отжигом в вакууме. Ток фотоэмиссии измерялся в геометрии "на отражение". При активировании цезием и кислородом до состояния с ОЭС поверхности слоев p -GaAs, выращенных на подложках с неполированной (матовой) задней гранью, в спектрах квантового выхода фотоэмиссии наблюдалось отчетливое плечо при $\hbar\omega \approx 1.365$ эВ. Установлено, что при дальнейшем нанесении избыточного цезия происходил переход от ОЭС к ПЭС, а плечо превращалось в пик. В случае перехода от ОЭС к ПЭС путем нанесения избыточного кислорода в спектре наблюдалось только плечо. Возможная причина этих особенностей связана с эффектом "пленения" излучения в образце. Действительно, свет с энергией квантов в области прозрачности подложки эффективно захватывается в структуре благодаря диффузному отражению от задней грани и эффекту полного внутреннего отражения. При этом большое количество проходов света через p -слой создает ток фотоэмиссии, больший, чем при одном проходе в геометрии "на отражение". При увеличении энергии фотонов, благодаря сильному поглощению света в подложке, эффект "пленения" излучения пропадает и ток фотоэмиссии уменьшается. Возможность возникновения пика или плеча за счет эффекта пленения излучения подтверждена расчетом, учитывающим различие спектров поглощения p -GaAs и подложки. Установлено, что полировка задней грани подложки приводит к исчезновению данных спектральных особенностей, что подтверждает их связь с эффектом пленения излучения. В то же время микроскопический механизм возникновения пика при нанесении избыточного цезия остается невыясненным. Учет эффекта Франца – Келдыша в поверхностном поле, которое увеличивается при адсорбции цезия, не объясняет эксперимент из-за малой толщины области поля. Возможно, что пик связан с оптическими переходами $6s-6p$ в атомах цезия, модифицированными (сдвинутыми по энергии и уширенными) из-за взаимодействия с подложкой.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 20-02-00355).

[1] A.G. Zhuravlev, V.S. Khoroshilov, V.L. Alperovich, *Appl. Surf. Sci.*, **483**, 895 (2019).

[2] D.E. Protopopov et al., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **1695**, 012105 (2020).

Исследования доменной структуры β -Ga₂O₃ рентгеновскими методами

Шарков М.Д.¹, Бойко М.Е.¹, Бойко А.М.¹, Алмаев А.В.², Николаев В.И.¹

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

²НИ ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Проведены исследования пленки β -Ga₂O₃/Al₂O₃ толщиной 1 мкм методами рентгеновской дифрактометрии (РД) и малоуглового рассеяния рентгеновских лучей (МУРР). На лабораторной установке ДРОН-УМ-1 при Cu-K _{α 1}-излучении (1.5406 Å) от данного образца получена серия кривых ω -сканирования от рефлекса $\bar{2}01$ и кратных в матрице β -Ga₂O₃, а также кривая МУРР в просвечивающем режиме.

Анализ кривых ω -сканирования показал присутствие в образце фрагментов с отклонением пространственной ориентации на величины до 10 arcmin. Получены оценки объемных долей кристаллитов для ряда углов отклонения ориентации.

Из обработки кривой МУРР было установлено, что удвоенный гирационный радиус однородностей в образце составляет около 130 нм. При этом степенной показатель затухания (так называемый показатель Порода) равен по модулю примерно 2.8, что может свидетельствовать о формировании в образце логарифмических фракталов [1], т.е. размерной иерархии кристаллитов.

[1] E.G. Iashina, E.V. Velichko, M.V. Filatov, W.G. Bouwman, C.P. Duif, A. Brulet, S.V. Grigoriev. *PRE* **96** (1), 012411 (2017).

Движение капель золота по вицинальной поверхности Si(111)

Шварц Н.Л.^{1,2}, Кудрич С.В.², Спирина А.А.¹, Неизвестный И.Г.^{1,2}

¹ИФП СО РАН им. А.В. Ржанова, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

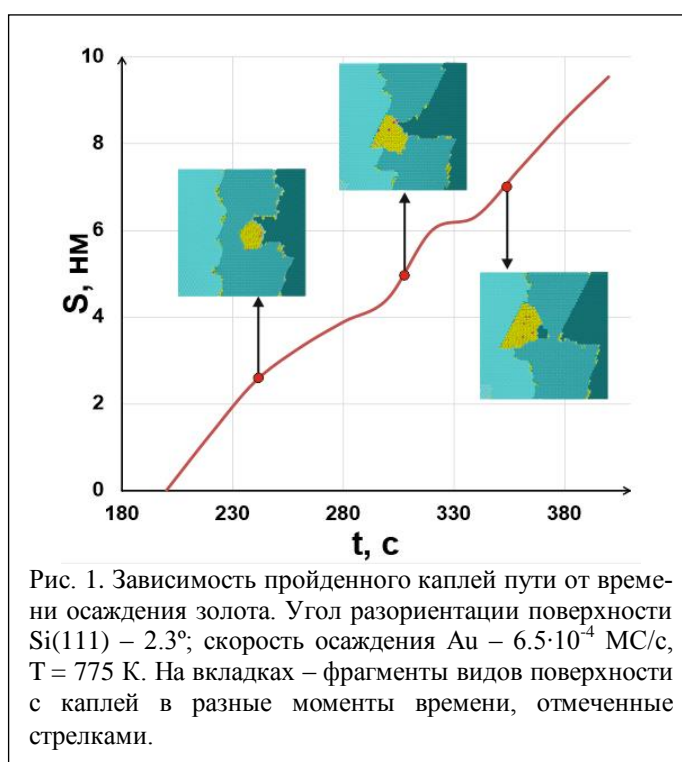
Интерес к исследованию формирования золотых капель и их движения по поверхности кремния связан с использованием капель Au в качестве катализатора роста полупроводниковых нанопроволок. В настоящей работе представлены результаты моделирования движения золотых капель по вицинальной поверхности Si(111). Недавно такое движение капель было обнаружено экспериментально в температурном диапазоне 650–850 К при осаждении золота на поверхность кремния [1]. Моделирование формирования и движения капель проводилось при помощи программного комплекса SilSlim3D, основанном на кинетической решеточной Монте-Карло модели [2]. Показано, что капли зарождаются преимущественно на ступенях вицинальной поверхности Si(111) и движутся в сторону вышележащих ступеней в направлении $\langle 110 \rangle$. Движение капли происходит за счет растворения кремниевой подложки в стремлении достичь равновесной концентрации расплава Au-Si в объеме капли. Движущиеся капли оставляют после себя след на поверхности кремния. Направленное движение капель обусловлено асимметрией латеральной границы раздела капля-подложка. Причиной асимметрии на вицинальной поверхности Si(111) являются ступени. Направленное движение капель по террасе вицинальной поверхности прекращается, когда происходит зарастание следа за каплей и латеральная граница раздела капля-кристалл становится симметричной. Осаждение золота на сингулярную поверхность Si(111) не приводит к движению капель.

В работе проанализировано влияние температуры и угла разориентации вицинальной поверхности Si(111) на скорость движения золотых капель. Присутствие золота на поверхности усиливает фасетирование краев вицинальных ступеней при высоких температурах. Повышение температуры приводит к увеличению скорости движения капли. Показано, что скорость движения капли изменяется при пересечении ступени (рис. 1). В интервале времени, соответствующему пересечению ступени скорость движения капли замедляется, а в случае выхода на террасу при отрыве от нижележащей ступени (из-за зарастания следа) капля останавливается. При движении капли по террасе ее скорость остается постоянной. Результаты моделирования качественно согласуются с экспериментом [1].

Работа выполнена при поддержке программы Минобрнауки РФ (№ 0242-2021-0008).

[1] S. Curitto et al., *Surface Science*, **632**, 1 (2015).

[2] А.Н. Карпов и др., *Выч. мет. программирование*, **15** (3), 388 (2014).



Эллипсометрическая термометрия в низкотемпературных процессах роста гетероструктур на основе кадмий-ртуть-теллура

Швец В.А.^{1,2}, Азаров И.А.^{1,2}, Марин Д.В.¹, Якушев М.В.¹, Рыхлицкий С.В.¹

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Температура роста играет исключительно важную роль в технологии выращивания слоёв кадмий-ртуть-теллура (КРТ) методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Даже небольшое отклонение температуры от оптимального значения ведёт к образованию множественных прорастающих дефектов и развитию морфологии поверхности. Нами проведены исследования и разработан комплекс эллипсометрических методов измерения температуры в процессе выращивания слоёв КРТ.

Одной из актуальных задач эпитаксии является установление воспроизводимой температуры перед началом роста. Исследование температурной зависимости эллипсометрических спектров альтернативной подложки CdTe/Si показало, что существует несколько областей спектра (рис. 1), которые привлекательны для решения поставленной задачи. В области (1) наблюдаются пики в

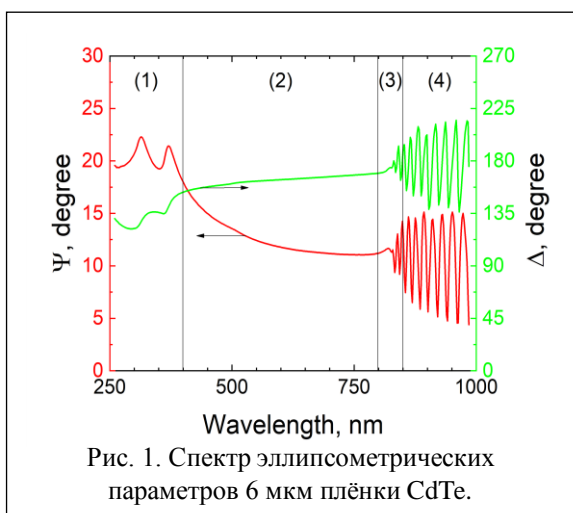


Рис. 1. Спектр эллипсометрических параметров 6 мкм плёнки CdTe.

спектральной зависимости параметра Ψ , которые соответствуют особенностям Ван-Хова. Проведена температурная калибровка положения этих пиков и разработана соответствующая методика измерения температуры. Её применение ограничено запылением окон ввода-вывода излучения рассеянными молекулярными потоками, которое снижает интенсивность света в УФ-диапазоне.

В области (2) наблюдается нормальная дисперсия оптических констант, и изменение температуры приводит к смещению спектральных кривых. Это смещение линейно по температуре. Экспериментально был установлен коэффициент линейной зависимости по спектру. Из-за систематических

ошибок измерений определение температуры таким методом нуждается в привязке к эталонной температуре.

Наиболее привлекательна область (3) вблизи края поглощения λ_0 . Положение λ_0 определялось по началу интерференционных осцилляций на слое CdTe. Зависимость края поглощения от температуры является фундаментальной характеристикой материала, и экспериментальное определение λ_0 практически не зависит от систематической ошибки эллипсометрических измерений. Поэтому данный метод позволяет определять абсолютное значение температуры, и соответствующие результаты измерений могут служить эталоном для других методов.

В области ближнего ИК CdTe прозрачен, поэтому в спектрах наблюдаются осцилляции, обусловленные интерференцией на слое CdTe. С изменением температуры эти осцилляции смещаются по шкале длин волн. Проведённые эксперименты показывают, что данный метод является наиболее чувствительным. Предельно обнаружимое изменение температуры составляет доли градуса.

На стадии стационарного роста слоя КРТ задача температурного контроля усложняется тем, что спектры становятся зависимыми как от температуры, так и от состава КРТ. Нами были измерены коэффициенты спектральной чувствительности эллипсометрических параметров к составу и температуре и разработан алгоритм, позволяющий отслеживать изменение этих параметров в процессе роста. Этот алгоритм был подтверждён экспериментально: при скачкообразном изменении мощности нагревателя подложки наблюдали монотонное изменение температуры и состава КРТ.

Секция 3

**ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ
И СВЕРХРЕШЕТКИ**

Плазмонные поляритоны в HgTe/CdHgTe-гетероструктурах с квантовыми ямами

Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Рудаков А.О., Гавриленко В.И.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Генерация и усиление двумерных плазмонов в терагерцовой области в узкозонных или бесцелевых полупроводниках актуальна благодаря двум причинам. Во-первых, из-за большого коэффициента усиления плазмонов ($\sim 10^6 \text{ см}^{-1}$), обусловленного низкой скоростью распространения плазмона. Во-вторых, из-за отсутствия необходимости в создании специальной волноводной структуры. К настоящему времени имеются детальные теоретические исследования генерации плазмонов в графене и выполнены эксперименты по наблюдению усиления плазмонов. Однако в графене имеется трудность, связанная с очень малыми временами рекомбинации, находящимися в пикосекундном диапазоне, которые сильно затрудняют создание инверсной населенности зон, необходимой для когерентной генерации плазмонов.

Недавно было предложено генерировать двумерные плазмоны в узкозонных квантовых ямах гетероструктур HgTe/CdHgTe [1]. В этих структурах времена жизни неравновесных носителей на несколько порядков больше, чем в графене. Кроме того, технология их роста хорошо отработана, поэтому они выглядят привлекательными кандидатами для создания источников когерентных двумерных плазмонов, особенно в области остаточных лучей GaAs (диапазон энергий квантов: 25–50 мэВ), в которой не работают каскадные лазеры. В этой области энергий величина волнового вектора плазмона порядка 10^6 см^{-1} и поэтому пространственная дисперсия поляризуемости электронного газа существенна для нахождения как дисперсии плазмонов, так и спектра усиления. Кроме того, в этой области энергий важно взаимодействие плазмонов с оптическими фононами, которое приводит к образованию плазмонных поляритонов.

В настоящей работе проведено теоретическое изучение плазмонных поляритонов в узкозонных гетероструктурах HgTe/CdHgTe с квантовыми ямами в условиях инверсной населенности зон. Вычислены зависимости энергии плазмонов от волновых векторов с учетом пространственной дисперсии поляризуемости двумерных носителей и взаимодействия плазмонов с фононами [2, 3] для различных концентраций носителей заряда. Найдены спектры коэффициентов усиления в структурах с одной и несколькими квантовыми ямами для различных эффективных температур носителей. Определены пороговые концентрации неравновесных носителей, при превышении которых возникает усиление плазмонных поляритонов. Показано, что структуры с числом квантовых ям ~ 10 обладают большими коэффициентами усиления плазмонов, а спектры усиления плазмонов в них менее чувствительны к росту эффективной температуры носителей по сравнению со структурами с одной квантовой ямой.

В работе также изучена рекомбинация электронов с испусканием плазмонов. Показано [3, 4], что вероятность такой рекомбинации может при определенных условиях превосходить вероятность оже-рекомбинации и поэтому ее необходимо учитывать при создании инверсной населенности зон.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-42-09039).

[1] K. Kapralov et al., *J. Phys.: Condens. Matter*, **32**, 065301 (2020).

[2] V. Ya. Aleshkin et al., *Journal of Optics*, **23**, 115001 (2021).

[3] V. Ya. Aleshkin et al., *Applied Optics*, **60**, 8991 (2021).

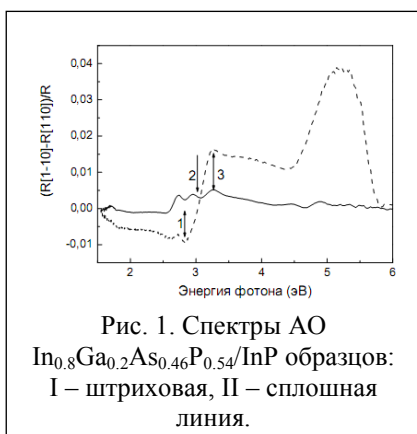
[4] V. Ya. Aleshkin et al., *Journal of Physics Communication*, **4**, 115012 (2020).

Спектроскопия анизотропного отражения как метод диагностики напряжений в гетероструктурах

Гордеева А.Б., Маричев А.Е., Левин Р.В., Пушный Б.В., Шмидт Н.М., Гагис Г.С.

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

Полупроводниковые гетероструктуры уже много лет являются неотъемлемой частью современной оптоэлектроники. Для создания различных приборов активно используются как эпитаксиальные пленки различной толщины, так и сверхрешетки на основе полупроводников A_3B_5 . Независимо от метода выращивания: молекулярно-пучковой эпитаксии или эпитаксии из металлоорганических соединений (МОСГЭ) – одной из проблем роста является контроль напряжений, возникающих как в слоях, так и на интерфейсах. Для характеристики этих напряжений мы предлагаем использовать



модуляционную оптическую методику – спектроскопию анизотропного отражения (АО) [1]. Эта методика была специально разработана для оптической диагностики атомарно-тонких слоев поверхности, обладающих пониженной симметрией по сравнению с толстым слоем подложки. В последнее время возможности методики заметно расширились, она используется для исследования оптической анизотропии эпитаксиальных пленок, пленок органических полупроводников, слоев металлических нанобъектов, рельефа поверхности. С ее помощью проводится оценка приповерхностного изгиба зон, внутренних напряжений. Методика является неразрушающей и может использоваться *in situ*, т.е. в процессе роста. В настоящей работе мы

применили спектроскопию АО для исследования гетероструктур на основе $InGaAsP/InP$ [2] и $GaSb/InAs$, выращенных методом МОСГЭ. Образцы четверного твердого раствора выращивались с целью разработки фотоприемников, предназначенных для использования при передаче электроэнергии через атмосферу. Задача состояла в получении толстых бездефектных слоев заданного состава. Вторым объектом исследования были гетероструктуры $GaSb/InAs$ и сверхрешетки на их основе.

На рисунке представлены спектры АО двух различных образцов $In_{0.8}Ga_{0.2}As_{0.46}P_{0.54}/InP$ толщиной 1000 нм. Растворы такого состава попадают в область спинодального распада. Этим объясняется напряжение, обнаруживаемое в образце I. В спектре АО напряжение проявляется в заметном увеличении амплитуды спектральной особенности вблизи оптического перехода E_1 как раствора, так и подложки (InP) (отмечены цифрами 1 и 3 соответственно). Кроме этого в спектре заметна широкая линия в УФ-области, которая свидетельствует о наличии анизотропного рельефа поверхности, образующегося при релаксации напряжения. Этот рельеф обнаруживается и при исследовании методом атомно-силовой спектроскопии, причем направление рельефа и знак сигнала АО соответствуют друг другу. Спектр образца II отличается меньшей амплитудой. В то же время в нем появляется дополнительная линия, отмеченная цифрой 2. Это свидетельствует о том, что в данном образце произошел спинодальный распад, появилась новая бинарная фаза $GaAs$.

В работе использовались также и другие методики: фотолюминесценция, атомно-силовая микроскопия, рентгеновский анализ и вторично-ионная масс-спектроскопия.

[1] В.Л. Берковиц и др., Письма в ЖЭТФ, 41, 453 (1985).

[2] А.Е. Маричев и др., Письма в ЖТФ, 43, 3 (2017).

ТГц-источники излучения на сверхрешётках AlGaAs/GaAs

Герчиков Л.Г.^{1,2}, Дашков А.С.¹, Горай Л.И.^{1,3}, Буравлёв А.Д.^{3,4,5}

¹СПбАУ им. Ж.И. Алфёрова РАН, 194021, Санкт-Петербург

²СПб ПУ им. Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург

³ИАП РАН, 190103, Санкт-Петербург

⁴Университет при МПА ЕвразЭС, 199106, Санкт-Петербург

⁵СПб ГЭТУ «ЛЭТИ» им. В.И. Ульянова (Ленина), 197376, Санкт-Петербург

Авторами предложены несколько конструкций ТГц-излучателей, основанных на сверхрешётках AlGaAs/GaAs, получаемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для предложенных конструкций рассчитаны и представлены матричные элементы излучательных и безызлучательных переходов между электронными уровнями сверхрешётки, усиление и потери излучения в предлагаемой конструкции волновода, а также оценена подвижность носителей в узком диапазоне напряжений вблизи рабочей точки. Матричные элементы были получены с помощью численного решения стационарного уравнения Шрёдингера методом матриц переноса в приближении эффективной массы [1]. Уровень усиления и потерь определялся с помощью самосогласованного метода Монте-Карло [2] и численного решения одномерного уравнения Максвелла в волноводе [3] соответственно. В результате проведённых расчётов установлены параметры конструкции излучателя, позволяющие добиться наиболее эффективной генерации ТГц излучения.

В рамках данной работы также были исследованы характеристики сверхрешёток для предложенных конструкций излучателей, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии. На основе полученных данных сделан вывод о возможности реализации требуемых значений параметров сверхрешётки и наиболее оптимальной конструкции волновода.

[1] C. Jirauschek, *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 1059 (2009).

[2] Л.Г. Герчиков, А.С. Дашков, Л.И. Горай, А.Д. Буравлёв, *ЖЭТФ*, **160**, 197 (2021).

[3] B.S. Williams, *Nat. Photonics*, **1**, 517 (2007).

Новые центры рекомбинации в слоях МЛЭ КРТ на подложках (013)GaAs

Дворецкий С.А.^{1,4}, Михайлов Н.Н.^{1,3}, Варавин В.С.¹, Ремесник В.Г.¹,
Ступак М.Ф.², Макаров С.Н.², Елесин А.Г.², Верхогляд А.Г.²

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²КТИНП СО РАН, 630058, Новосибирск, ул. Русская, 41

³НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

⁴ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

Одним из важнейших параметров материалов, используемых для изготовления инфракрасных фотоприемников (ФП) на основе гетероэпитаксиальных структур (ГЭС) теллурида кадмия и ртути (КРТ), является время жизни неосновных носителей заряда (ВЖ), величина которого определяется различными центрами рекомбинации. В ГЭС КРТ высокого (приборного) качества, выращенных методом МЛЭ, для глубоко охлаждаемых ФП спектрального диапазона 8–11 мкм ВЖ после роста составляет величину до 10–15 мкс с однородным распределением по площади структуры. Однако для отдельных образцов наблюдается значительный разброс ВЖ по площади слоев ГЭС КРТ



МЛЭ на подложках из (013)GaAs. В центре структуры ВЖ при 77 К составляет величину 1.2 мкс и увеличивается к краям до 8–12 мкс (рис. 1). Такое изменение ВЖ нельзя объяснить различием в составе и электрофизических параметрах в данных участках структуры, которые варьируются в диапазоне $X_{\text{CdTe}} \sim 0.218\text{--}0.222$, $(2.3\text{--}3.2) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $(62\text{--}66) \cdot 10^3 \text{ см}^3 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ для концентрации и подвижности основных носителей заряда. Также нельзя объяснить такое изменение ВЖ изменением концентрации вакансий ртути как основных центров рекомбинации Шокли – Рида – Холла в слоях КРТ.

Следовательно, низкое значение ВЖ, возможно, определяется центрами рекомбинации, обусловленными дефектами структуры. Проведенные исследования кристаллического совершенства слоев ГЭС КРТ МЛЭ на подложках из (013)GaAs методом второй гармоники (ВГ) впервые выявили наличие разориентированных микроучастков, наблюдаемых по толщине слоев КРТ [1]. Нами проведены исследования азимутальной зависимости сигнала ВГ по толщине образца ГЭС КРТ МЛЭ (рис. 1) в 4 эквидистантных точках на расстоянии 3–4 мм от центра (точка 1) к левому краю (точка 2). Были обнаружены биения в минимумах азимутальной зависимости сигнала ВГ, причем амплитуда биений уменьшается от точки 1 к точке 2. Такая же картина наблюдается после удаления 0,9 мкм при химическом травлении. Биения, превышающие шумы измерительного тракта [2], в 2 точках у центра связаны с разориентированными микроучастками кристаллической структуры размером от 1 до 10 мкм. На краях образца наблюдаемые биения обусловлены шумами измерений. Сопоставляя величину ВЖ с присутствием или отсутствием разориентированных участков, можно сделать вывод о том, что они могут влиять на ВЖ и выступать как новые центры рекомбинации в слоях КРТ.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проекты № 18-29-20053 и № 21-52-12015), Volkswagen Found (проект № 97738) и проекта АААА-А20-120102190007-5 Минобрнауки.

[1] С.А. Дворецкий et al., *Автометрия*, 57(5), 18 (2021).

[2] М.Ф. Ступак и др., *ЖТФ*, 91(11), 1799 (2021).

Высокодобротные моды сверхрезонатора Фабри – Перо

Джигирба К.Р.^{1,2}, Астраханцева А.С.^{1,2}, Гусихин П.А.¹,
Кукушкин И.В.¹, Муравьев В.М.¹

¹ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2
²МФТИ, 141700, Долгопрудный, Институтский пер., 9

Терагерцовая и субтерагерцовая квазиоптика имеют широкое практическое применение в различных системах неразрушающего контроля, детектирования веществ и контроля безопасности. Одной из важных задач данной области является проблема локального усиления поля вблизи резонансной структуры для улучшения систем детектирования терагерцового излучения. Нашей целью было исследовать механизм локального усиления поля возникающих в структурах аналогичных SERS.

Образцы представляют собой плоскопараллельную пластину диэлектрика с периодически напыленными металлическими полосами с обеих сторон, сдвинутыми относительно друг друга на полпериода. Мы теоретически и экспериментально изучили поверхностные плазменные волны в данной структуре и их гибридизацию с резонансами Фабри – Перо в полупроводниковой подложке.

Для наблюдения эффекта использовалась открытая квазиоптическая схема для измерения пропускания изучаемого образца. Детектирование резонанса проводилось по характерному отклику в зависимости трансмиссии от частоты. На рис. 1 показаны резонансы при различных периодах структуры из золота на поверхности кремния толщиной 470 мкм, ширина полоски составляла $\frac{1}{4}$ периода. Видно, что амплитуда резонанса уменьшается при приближении к резонансу Фабри – Перо, показанному фиолетовой линией.

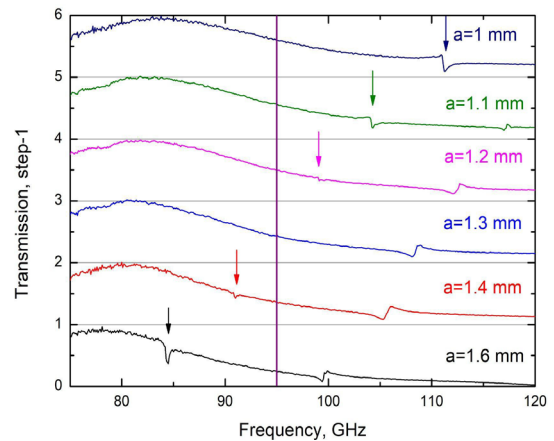


Рис. 1

На основе измерений получены дисперсия резонанса, показанная на рис. 2. Красной линией показана дисперсия, полученная в результате компьютерного моделирования, черным цветом дисперсия света в вакууме и в диэлектрике, а зеленым пунктиром показано положение первого резонанса Фабри – Перо подложки. Видно, что результаты эксперимента полностью согласуются с теорией. При этом добротность резонанса резко увеличивается, достигая максимума на частоте Фабри – Перо, что видно на рис. 3, здесь красным показаны результаты моделирования. На данной структуре наблюдались резонансы с рекордной для терагерцового диапазона добротностью, близкой к 900.

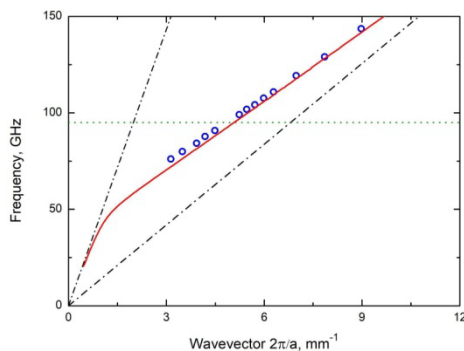


Рис. 2

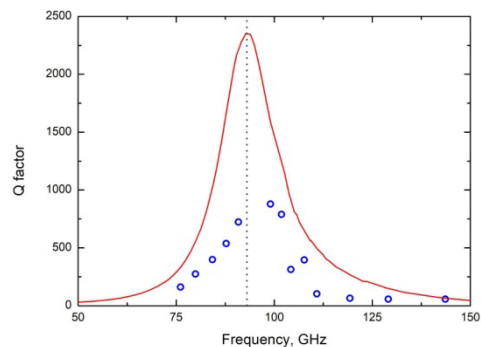


Рис. 3

**Люминесцентные свойства
отожженных многослойных нанопериодических структур
Ge/Al₂O₃ и Si/Ge/Si/Al₂O₃**

Зайцев А.В.¹, Молостова О.С.¹, Самарцев И.В.¹, Нежданов А.В.¹, Байдусь Н.В.¹,
Левин А.А.², Байдакова М.В.², Сокура Л.А.², Берт Н.А.², Сресели О.М.², **Ершов А.В.¹**

¹ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

К структурам «Ge-ядро/Si-оболочка» в диэлектрике проявляется повышенный интерес, поскольку в них можно управлять параметрами зон на гетеропереходе II типа. Для подобных структур в [1] предсказывалась локализация электронов в Si-оболочке дырок в германиевом ядре, а также L - X -переключение минимума зоны проводимости. В данной работе основное внимание уделяется изучению фотолюминесценции подобных наноструктур, полученных экспериментально.

Формирование наноструктур проводили путем высокотемпературного (700–900 °С) отжига в инертной среде многослойных (до 60 слоев) нанопериодических (период до ~10 нм) структур (МНС) Al₂O₃/Ge и Al₂O₃/Si/Ge/Si с последовательным осаждением соответствующих материалов методом электронно-лучевого испарения. Толщины слоев Al₂O₃ и Ge не изменялись и были 5 и 3 нм соответственно, а толщина Si для разных образцов составляла 0 нм, 1 нм и 2 нм. Свойства образцов изучались методами комбинационного рассеяния света (КРС), фотолюминесценции (ФЛ), рентгеновской рефлектометрии (XRR), рентгеновской дифрактометрии (XRD) и просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ).

Для МНС Al₂O₃/Ge наблюдается ощутимая ФЛ при комнатной температуре при ~ 2.1 эВ. Для образцов Al₂O₃/Si/Ge/Si на спектрах ФЛ дополнительно выделяется и растет по интенсивности пик люминесценции при ~ 1.6 эВ. Гидрогенизация образцов путем отжига в молекулярном водороде (1 атм) при 500 °С усиливает интенсивность наблюдаемых пиков. Пик на 2.1 эВ мы связываем со свечением от интерфейсных дефектов Ge и/или кислородно-дефицитных центров наноструктур, а пик при ~ 1.6 эВ объясняется свечением, связанным с НК Ge и/или SiGe, подобно тому, как это было в [2].

По результатам XRD-исследований обнаружено, что для МНС Al₂O₃/Ge наноструктурирование начинается при 700 °С формированием нанокристаллов (НК) Ge размером ~ 3 нм (широкий рефлекс с индексами Миллера $hkl = 111$), которые исчезают при температурах 800–900 °С с одновременным ростом НК полупроводниковой фазы Al₆Ge₅ с довольно большим размером кристаллитов (> 100 нм). Добавление разделительных слоев Si (МНС Al₂O₃/Si/Ge/Si) повышает температуру начала формирования НК (Ge,Si)-сплава, изоструктурного Ge, до 800 °С. После отжигов при 800–900 °С наблюдается лишь один широкий рефлекс ($hkl = 111$), отвечающий размерам кристаллитов ~ 3–4 нм. В то же время при увеличении температуры отжига от 800 °С до 900 °С интенсивность рефлекса растет, что отражает рост содержания кристаллической (Ge,Si)-фазы со структурой Ge.

После отжига при 800 и 900 °С рассчитанные параметры кубической элементарной ячейки a соответствуют твердому раствору Ge_{1-x}Si_x с $x = 0.501(1)$ и $0.676(1)$ согласно закону Вегарда. Брэгговские пики на кривых XRR сохраняются и после отжигов при 700–900 °С, что говорит о сохранении структуры МНС после отжигов. Получены ТЕМ-изображения МНС.

В докладе обсуждается связь структурно-морфологических параметров МНС Al₂O₃/Si/Ge/Si и Al₂O₃/Ge с результатами по оптическим и фотоэлектрическим свойствам.

[1] M.O. Nestoklon, A.N. Poddubny, P. Voisin, K. Dohnalova. *J. Phys. Chem. C*, 120(33), 18901 (2016).

[2] Evrin Tuğay, Serim Ilday, Raşit Turan, Treje G.Finstad. *J. Lumin.*, 155, 170–179 (2014).

Электронный транспорт в сверхрешетках с электрическими доменами

Каган М.С.¹, Алтухов И.В.¹, Дижур С.Е.¹, Папроцкий С.К.¹, Хвальковский Н.А.¹,
Ильинская Н.Д.², Усикова А.А.², Васильевский И.С.³, Виниченко А.Н.³,
Баранов А.Н.⁴, Teissier R.⁴

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

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³НИЯУ «МИФИ», 115409, Москва, Каширское шоссе, 31

⁴IES, Université Montpellier 2, CNRS, 34095 Montpellier Cedex 5, Montpellier, France

При комнатной температуре исследовались короткопериодные сверхрешетки (СР) GaAs/AlAs и InAs/AlSb, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии. СР были расположены между сильно легированными верхним контактным слоем n^+ -GaAs и, соответственно, n^+ -InAs и сильно легированной ($\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$) подложкой из тех же материалов. СР были легированы мелкими донорами в концентрации $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. К образцам прикладывались треугольные импульсы напряжения с временем нарастания 0.5–10 мкс и временем спада до 100 мкс. Из зависимостей напряжения и тока от времени восстанавливались вольт-амперные характеристики (ВАХ) при прямой и обратной развертке напряжения. Изучались две серии СР: 1 – с одинаковыми барьерами, но с разной шириной квантовых ям (КЯ) и 2 – с одинаковыми КЯ, но с разной толщиной барьеров.

Из-за статической отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП), возникающей в СР при резонансном туннелировании между квантово-размерными состояниями в соседних квантовых ямах (механизм Эсаки – Цу [1]) при некотором пороговом напряжении образуются электрические домены. В случае движущихся доменов наблюдается резкое падение тока. При образовании статического домена на ВАХ появляется участок с насыщением тока. Исследовались закономерности образования движущихся и статических доменов и перехода между этими режимами в зависимости от параметров СР, а также обнаруженная ранее [2] серия квазипериодических максимумов на ВАХ СР при напряжениях в области образования доменов. В СР с широкими барьерами при пороговом напряжении преимущественно образуются статические домены. В СР с узкими барьерами сначала возникают движущиеся домены. Рост тока (в среднем), наблюдаемый при напряжениях выше порогового, свидетельствует о треугольной форме дипольного домена. В области напряжений, соответствующих движущимся доменам, на ВАХ на фоне роста тока наблюдается ряд квазипериодических осцилляций, период которых зависит от ширины квантовых ям. В СР с широкими КЯ период этих осцилляций соответствует расширению домена на один период СР, т.е. периодические изменения тока в СР с широкими КЯ связаны с перескоками границы домена в соседнюю квантовую яму. В СР с узкими КЯ период осцилляций по напряжению значительно больше и не соответствует перескокам границы домена между соседними КЯ. Предложено объяснение, связывающее происхождение периодических максимумов в СР с узкими КЯ со значительным увеличением максимального поля в треугольном домене, из-за чего становятся возможными туннельные переходы между соседними КЯ, сопровождающиеся испусканием оптических фононов.

Работа выполнена в рамках госзадания при частичной поддержке РФФИ (гранты 20-02-00624, 20-52-16304).

[1] L. Esaki and R. Tsu, *IBM J. Res. Develop.*, **14**, 61 (1970).

[2] С.К. Папроцкий, И.В. Алтухов, М.С. Каган и др., *Радиотехника и электроника*, **64**, 1025 (2019).

Аксиально-гетероструктурированные нитевидные нанокристаллы GaPN/GaP: оптические свойства

Коваль О.Ю.¹, Фебина С.В.¹, Федоров В.В.^{1,2}

¹СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8к3

²СПбПУ им. Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

В данной работе представлены результаты исследований структурных и оптических свойств массивов и одиночных самокаталитических гетероструктурированных ННК GaPN/GaP, выращенных на поверхности SiO_x/Si(111) методом молекулярно-пучковой эпитаксии с плазменной активацией азота.

Методами микроспектроскопии комбинационного рассеяния света и фотолюминесцентной микроспектроскопии были изучены особенности оптических свойств массивов ННК на ростовой подложке, одиночных ННК, перенесенных на вспомогательную оптически-контрастную кварцевую подложку, а также массивов ННК, инкапсулированных в гибкую полимерную мембрану и отделенных от исходной подложки. Показано, что локализация света в одиночных ННК способствует увеличению интенсивности сигнала КРС и фотолюминесцентного отклика на торцах ННК более чем в 10 раз и модуляции спектра люминесценции ННК в соответствии с поддерживаемыми ННК резонансами Фабри – Перо [1].

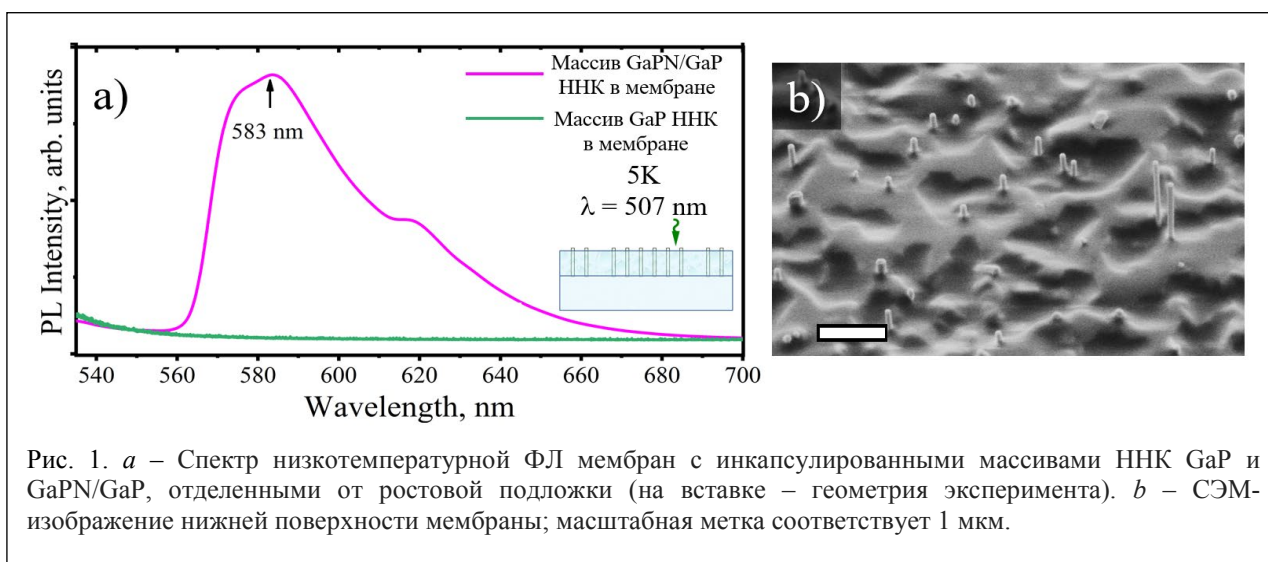


Рис. 1. *a* – Спектр низкотемпературной ФЛ мембран с инкапсулированными массивами ННК GaP и GaPN/GaP, отделенными от ростовой подложки (на вставке – геометрия эксперимента). *b* – СЭМ-изображение нижней поверхности мембраны; масштабная метка соответствует 1 мкм.

Также в данной работе представлены результаты сравнительного исследования низкотемпературного ФЛ-отклика как мембран с отделенными ННК, так и ростовых подложек после отделения массива ННК, содержащих на своей поверхности трехмерный слой GaP, которые показали, что встраивание азота при самокаталитическом росте по механизму «пар – жидкость – кристалл» в 3–5 раз эффективнее, чем при росте трехмерных островков по механизму «пар – кристалл» [2].

Гетероструктурированные ННК Ga(N,P)/GaP, формирующиеся на подложках Si(111) в процессе МПА ПЭ по самокаталитическому механизму, демонстрируют яркий фотолюминесцентный отклик в диапазоне длин волн от 600 до 650 нм при комнатной температуре, что соответствует содержанию азота в азотсодержащей области ННК ~1% [3].

[1] S. Assali et al., *Journal of Applied Physics*, **120**, 044304 (2016).

[2] O.Yu. Koval et al., *Nanomaterials*, **10**, 2110 (2020).

[3] A. Dobrovolsky et al., *Small*, **10**, 4403–4408 (2014).

Получение и ближнеполюсная микроскопия квантовых точек InSb/GaSb

Литвинов Д.А.^{1,2}, Кривобок В.С.^{1,2}, Пашкеев Д.А.,^{1,2} Клековкин А.В.¹, Савин К.А.¹,
Минаев И.И.¹, Николаев С.Н.¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, ГСП-1
²АО НПО ОРИОН, 111538, Москва

Локализация вырожденного электронного газа в In(Ga)Sb квантовых точках (КТ) большого размера (~100–200 нм), размещенных в обедненных слоях GaSb, может представлять интерес для нужд наноплазмоники среднего и дальнего ИК-диапазонов. В данной работе отработан рост таких квантовых точек методом МЛЭ и проведена визуализация формируемых ими ближних полей ИК-диапазона с помощью оптического безапертурного микроскопа.

На рис. 1 приведены АСМ-изображения InSb КТ, выращенных методом МЛЭ на буферных слоях GaSb толщиной ~250 нм при температуре 300 °С. Буферные слои, в свою очередь, были выращены на подложках GaSb (001) при температуре 500 °С и потоках Ga и Sb, равных $1.2 \cdot 10^{-7}$ и $8 \cdot 10^{-7}$ соответственно. Для выращивания КТ определенной формы применялась низкая скорость роста. Так, поток In был одинаковым для всех структур ($1.3 \cdot 10^{-7}$ Торр), в то время как поток Sb варьировался от $4 \cdot 10^{-6}$ до $8 \cdot 10^{-7}$ Торр. Продолжительность роста слоев InSb также варьировалась от 10 до 60 с. АСМ-изображения показывают, что выращенные InSb КТ имеют правильные формы в зависимости от времени и соотношения потоков In/Sb. Наблюдаемая форма отличается от ранее представленных КТ InSb, которые имели неправильную или круглую форму.

Были проведены исследования ближнего поля вблизи выращенных квантовых точек с помощью безапертурного сканирующего ближнеполюсного оптического микроскопа (СБОМ), оснащенного перестраиваемым CO₂-лазером и охлаждаемым КРТ-детектором.

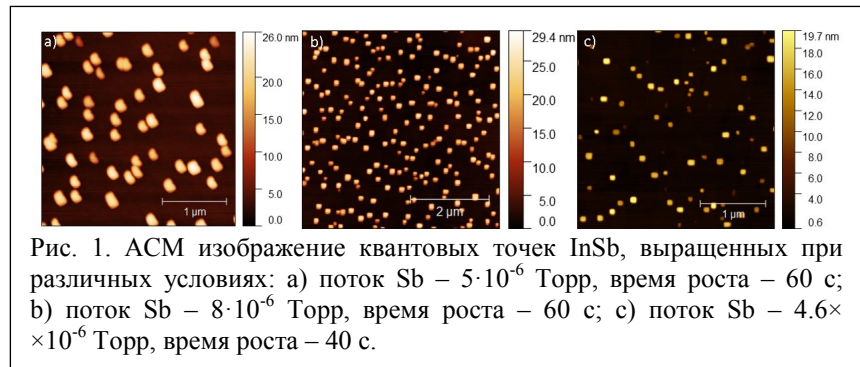


Рис. 1. АСМ изображение квантовых точек InSb, выращенных при различных условиях: а) поток Sb – $5 \cdot 10^{-6}$ Торр, время роста – 60 с; б) поток Sb – $8 \cdot 10^{-6}$ Торр, время роста – 60 с; в) поток Sb – 4.6×10^{-6} Торр, время роста – 40 с.

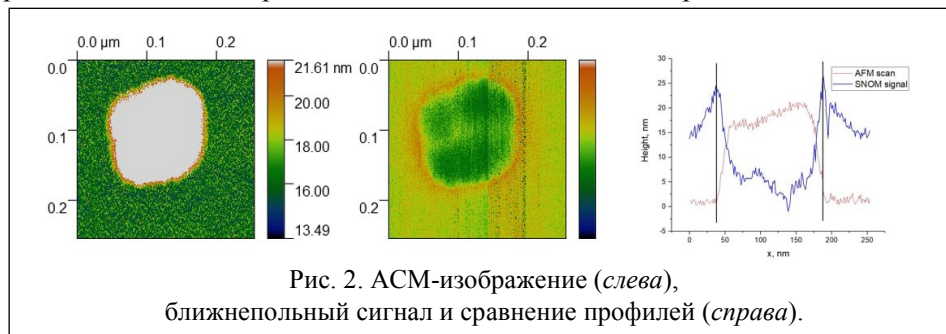


Рис. 2. АСМ-изображение (слева), ближнеполюсный сигнал и сравнение профилей (справа).

Рисунок 2 иллюстрирует карту ближнего поля отдельной квантовой точки, записанную на длине волны 10.696 мкм. В процессе сканирования обнаружены выраженные особенности: уменьшение амплитуды ближнеполюсного сигнала при сканировании квантовых точек и возрастание вблизи их границ (рисунок в центре). Из сравнения профилей видно, что максимум сигнала явно соответствует границе раздела InSb и буферного слоя GaSb. Ввиду близких значений низкочастотного показателя преломления GaSb (~3.75) и InSb (~4) данный контраст может определяться только электронной подсистемой КТ. Данный результат наглядно демонстрирует роль носителей при формировании ближнего поля ИК-диапазона для InSb/GaSb КТ большого размера.

Гетероструктуры AlGaN/GaN, выращенные методом аммиачной МЛЭ на отечественных и зарубежных подложках Si(111)

Малин Т.В.¹, Милахин Д.С.^{1,2}, Мансуров В.Г.¹, Вдовин В.И.¹, Кожухов А.С.¹,
Лошкарёв И.Д.¹, Александров И.А.¹, Протасов Д.Ю.^{1,2}, Журавлёв К.С.¹

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ-НЭТИ, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

В работе была исследована возможность применения в качестве подложек полированных пластин из кремния монокристаллического (111), выращенного по методу бестигельной зонной

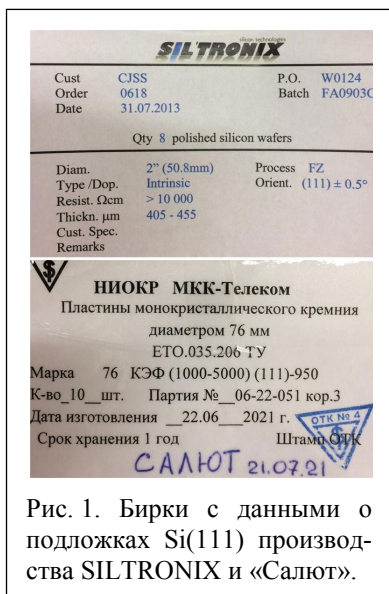


Рис. 1. Бирки с данными о подложках Si(111) производства SILTRONIX и «Салют».

плавки (FZ-Si) производства АО «НПП «Салют», для изготовления гетероструктур Ga(Al)N методом молекулярно-лучевой эпитаксии из аммиака. В качестве реперных подложек использовались подложки производства французской фирмы SILTRONIX.

Объемная концентрация электронов в отечественных подложках ($\sim 6.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) больше, чем у французских подложек ($\sim 2.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$). Данный факт указывает на меньшую степень компенсации доноров в отечественных подложках. Процесс предварительной очистки поверхности подложки, нитридизация, зарождение кристаллической фазы wz-AlN и рост зародышевого слоя AlN металлической полярности выполнялись на зарубежных и отечественных Si-подложках производства АО «НПП «Салют» и были идентичны аналогичным процессам на французских подложках. В качестве положительного отличия можно выделить отсутствие линий скольжения дислокаций после высокотемпературного отжига на отечественных подложках по сравнению с

французскими подложками. Данное преимущество, предположительно, связано с большей толщиной подложек производства АО «НПП «Салют» по сравнению с подложками производства SILTRONIX, что обеспечивает меньший градиент температуры от центра к краю подложки. На обеих подложках в процессе высокотемпературного отжига проявляется паразитная проводимость ($R_s \sim 1600 \text{ Ом/см}$). Возникающая приповерхностная проводимость подложек может негативно сказаться на СВЧ-характеристиках AlGaN/GaN HEMT, изготавливаемых на Si-подложках. Применение в качестве буферного слоя чередующихся слоев AlN и GaN позволило получить слои GaN толщиной более 1 мкм, свободные от трещин, как на отечественных, так и на французских подложках.

В ИФП СО РАН методом аммиачной МЛЭ были изготовлены гетероструктуры с двумерным электронным газом (2ДЭГ) на кремниевых подложках обоих производителей. Лучшие параметры 2ДЭГ на французских подложках: подвижность $\sim 1500 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, концентрация $\sim 9.0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Лучшие параметры 2ДЭГ на отечественных подложках: $\sim 1250 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, концентрация $\sim 1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Кремний монокристаллический, выращенный по методу бестигельной зонной плавки (FZ-Si) в АО «НПП «Салют», пригоден для отработки технологии роста кристаллически-совершенных, свободных от трещин гетероструктур Ga(Al)N. Возникающая вследствие термоактивации проводимость подложек кремния может негативно сказаться на характеристиках СВЧ-транзисторов.

Работа выполнена в рамках государственного задания № FWGW-2022-0005 «Гетероструктуры на основе материалов A_3B_5 для радиофотоники, СВЧ-электроники и фотоэлектроники».

Полярные эффекты в тонкой пленке на ионных подложках

Маслов А.Ю., Прошина О.В.

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

В полупроводниковых гетероструктурах безразмерный параметр, описывающий взаимодействие носителей заряда с полярными оптическими фононами, может быть больше единицы [1]. Выполнение такого условия означает реализацию сильного взаимодействия [2] и образование в наноструктурах полярных большого радиуса.

В данной работе предложен новый способ возможной реализации сильного электрон-фононного взаимодействия. Установлено, что такое взаимодействие возможно в тонкой пленке из неполярного или слабополярного материала, расположенной на ионной подложке [3]. Носители заряда, локализованные в тонкой пленке, могут взаимодействовать с интерфейсными оптическими фононами, возникающими вблизи гетерограницы. Параметр взаимодействия при этом можно представить в стандартном Фрелиховском виде с модифицированным значением оптической диэлектрической проницаемости. Для исследуемой структуры в области длинноволновых фононов модифицированная оптическая диэлектрическая проницаемость имеет вид

$$\epsilon_{\text{opt}}^{\text{int}} = \left[\frac{1}{\epsilon_{s\infty}} - \frac{1}{\epsilon_{s0}} \right]^{-1} \frac{\epsilon_{s0}\epsilon_{s\infty}}{2(\epsilon_{s0}-1)(\epsilon_{s\infty}-1)} \quad (1)$$

и не зависит от диэлектрических параметров материала пленки. Здесь ϵ_{s0} и $\epsilon_{s\infty}$ – статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости подложки соответственно. Дополнительный множитель при квадратной скобке, модифицирующий взаимодействие, не является малым. Это означает, что при достаточно высокой степени ионности материала подложки «наведенное» в пленке электрон-фононное взаимодействие может оказаться достаточно сильным. В результате эффективный параметр взаимодействия в пленке может оказаться близким к значению параметра Фрелиха в материале подложки, и для целого ряда соединений оказываться больше единицы.

Рассчитаны значения полярной массы носителей заряда в одной и той же пленке на различных подложках, изготовленных из II-VI и I-VII материалов. Показана возможность значительного возрастания массы носителей при увеличении степени ионности подложки даже для соединений с малой массой носителей в свободной пленке. Если же эффективная масса носителей $m^* > 0.1m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, то возможна и реализация условия сильного взаимодействия с эффективным параметром электрон-фононного взаимодействия $\alpha_{\text{eff}} > 1$. Это необходимо учитывать при изучении процессов релаксации горячих носителей, исследовании оптических и транспортных свойств подобных структур. Экспериментальная проверка полученных результатов позволит оценивать адекватность современных моделей, описывающих электрон-фононное взаимодействие.

[1] А.Ю. Маслов, О.В. Прошина, ФТП, **56**, 101 (2022).

[2] B.K. Ridley, *Hybrid Phonons in Nanostructures*, Oxford University Press, UK (2017).

[3] A.Yu. Maslov, O.V. Proshina, *Phonons in Low Dimensional Structures*, IntechOpen Limited, London, UK, Ch.1, p. 3–17 (2018).

Исследование химического состава наногетероструктур $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

Михайлов И.А., Горячев А.В., Гришин Т.С., Поляков М.В., Волкова Л.С.

ИНМЭ РАН, 115487, Москва, а/я 50

Наногетероструктуры A_3B_5 обладают уникальной совокупностью физических и химических свойств, в связи с чем вызывают повышенный интерес в современной оптоэлектронике, радиофотонике и СВЧ-электронике. Получение наноструктуры с заданными параметрами является одной из главных задач современной технологии. Поэтому для исследования и технологического контроля таких важных параметров, как химический состав, толщины слоев и границы разделов слоев необходимо правильно выбрать методический подход.

Для решения данных задач был выбран комплексный подход, использующий несколько методов анализа: оже-электронная спектроскопия (ОЭС), времяпролетная масс-спектрометрия вторичных ионов (ВИМС), атомно-силовая микроскопия (АСМ), просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) высокого разрешения. Все эти методы обладают высокой локальностью исследования. Это особенно важно при анализе наногетероструктур.

Оже-электронная спектроскопия и времяпролетная масс-спектрометрия вторичных ионов отличаются малой глубиной выхода [1, 2], что является ключевым при исследовании тонких слоев и границ раздела между ними в наногетероструктурах. Методом ОЭС качественно определялся элементный состав слоев и границ раздела. Для этого была проведена методическая работа по определению коэффициентов элементной чувствительности [1] с использованием эталонных образцов для количественного анализа с погрешностью не хуже 5 отн.%. Времяпролетная ВИМС применялась для исследования элементного и фазового состава как самих слоев, так и границ раздела с субнанометровым разрешением по глубине. Этот метод позволяет детектировать сразу весь масс-спектр практически неограниченного диапазона масс [2]. Именно это важно при исследовании тонких слоев и границ раздела между ними в наногетероструктурах.

Исследования методами АСМ и ПЭМ проводились на кросс-секциях, подготовленных методом механической пробоподготовки с дальнейшей ионной полировкой и методом фокусированного ионного пучка. По изменению сопротивления растекания и потенциала поверхности с помощью микроскопии сопротивления растекания и кельвин-зондовой силовой микроскопии высокого разрешения определялись толщины слоев, изучались границы раздела и их электрофизические свойства. ПЭМ высокого разрешения и электронная микродифракция использовались для исследования границ раздела наногетерослоев и характеристики кристаллической структуры этих слоев.

В докладе обсуждаются результаты исследований наногетероструктуры $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ указанными методами. Рассматриваются возможности применения разработанной методики для количественного анализа наногетероструктур с различным значением x .

[1] D. Briggs, M. Seah, *Practical surface analysis: by AES and XPS, Physics* (1983).

[2] A. Benninghoven et al., *Secondary Ion Mass Spectrometry, Wiley, New York* (1987).

Энергетическое положение уровней размерного квантования в структурах с множественными $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ квантовыми ямами

Михайлов Н.Н.^{1,3}, Дворецкий С.А.^{1,4}, Ремесник В.Г.¹, Ужаков И.Н.¹, Швец В.А.^{1,3},
Алешкин В.Я.²

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

³НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

⁴ТГУ, Томск, 634050, пр. Ленина, 36

Структуры с множественными $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ квантовыми ямами (КЯ) – перспективный материал с большими потенциальными возможностями для создания как инфракрасных (ИК) фотоприемных устройств (ФПУ), так и для источников стимулированного излучения, работающих в широком диапазоне ИК-спектра (вплоть до ТГц) и температурном интервале от 4 К до 300 К [1–3]. Энергетическое положение уровней размерного квантования определяет как длинноволновую границу работы ФПУ, длину волны стимулированного излучения, так и возможности создания приборных структур с предельными характеристиками.

В работе проведены исследования процессов МЛЭ роста структур с множественными КЯ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \leq 0.1$) на модернизированной установке МЛЭ “Объ-М” и их характеризации с помощью *in situ* эллипсометрических измерений с восстановлением профиля распределения состава в КЯ нанометровых толщин. Показана высокая воспроизводимость распределения состава в структурах с множественными КЯ.

Из *ex-situ* измерений спектров поглощения и фотопроводимости определены экспериментальные зависимости энергетического положения уровней размерного квантования от толщины КЯ для структур с $X_{\text{КЯ}} = 0.01$ и $X_{\text{КЯ}} = 0.025$, содержание кадмия в барьерах $X_{\text{бар}} = 0.69$ в температурном интервале от 77 К до 300 К. Наблюдается хорошее соответствие экспериментальных и расчетных значений. Расчеты энергетического положения уровней размерного квантования проводились с использованием 8-зонного *kp*-гамильтониана, в котором учитываются состояния зон Г6, Г8 и спин-отщепленной зоны Г7 и зависимости параметров материалов от температуры.

Установлена зависимость длинноволновой границы ($\lambda_{0.5}$) фотосопроотивлений от температуры и толщины КЯ, состава слоев и барьеров. При толщинах барьерного слоя более 6 нм не происходит изменения $\lambda_{0.5}$ фотосопроотивлений. Температурная зависимость $\lambda_{0.5}$ в структурах с множественными КЯ полностью аналогична такой же зависимости для фотосопроотивлений из объемного материала соответствующего состава.

Показано, что влияние флуктуации (изменение) состава в барьерах на порядок меньше, чем влияние состава в КЯ на энергетическое положение уровней размерного квантования в КЯ.

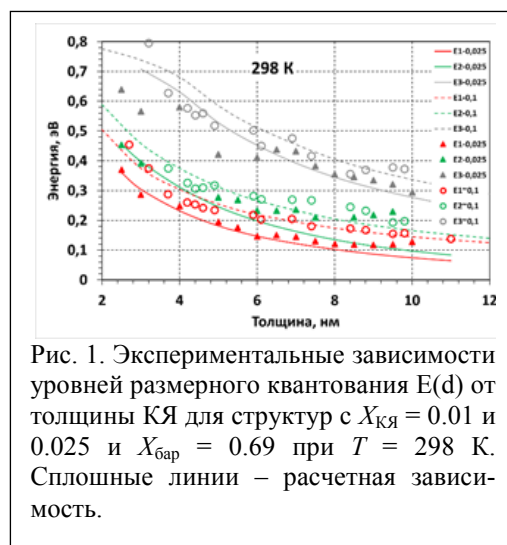
Работа выполнена при частичной поддержке Volkswagen Stiftung Program (проект № 97738) и гранта Министерства науки и высшего образования, проект № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] V.Ya. Aleshkin, V.V. Rumyantsev et al., *Journal of Applied Physics*, **129**, 133106 (2021).

[2] V.V. Rumyantsev, A.A. Razova et al., *Nanomaterials*, **11**, 1855, (2021).

[3] V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov et al. // *Optical Mat. Express*, **8**, 1349 (2018).

[4] В.А. Швец, Н.Н. Михайлов и др., *Оптика и спектроскопия*, **127**, 324 (2019).



Обратимая смена типа проводимости в двойных квантовых ямах HgTe/CdHgTe с помощью оптического затвора

Николаев И.Д.¹, Казаков А.С.¹, Банников М.И.², Менщиков Р.В.³, Михайлов Н.Н.³, Хохлов Д.Р.¹, Иконников А.В.¹

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

²ФИАН, 119991, Москва, ГСП-1, Ленинский пр., 53

³ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Квантовые ямы (КЯ) HgTe/CdHgTe являются первой системой, в которой было экспериментально обнаружено состояние двумерного топологического изолятора [1]. Изучение подобных объектов зачастую требует изготовления структур с затвором, что может быть затруднительно с технологической точки зрения. Альтернативой может служить использование «оптического затвора» – метода, основанного на эффекте остаточной фотопроводимости (ОФП). Биполярная ОФП, обнаруженная в одиночных и двойных КЯ HgTe/CdHgTe [2, 3], уже успешно применялась на практике [4], однако механизмы, лежащие в основе данного эффекта, все еще остаются недостаточно изученными.

В настоящей работе выполнены детальные исследования спектров ОФП в гетероструктурах HgTe/CdHgTe с двойными КЯ, имеющих различные параметры. Исследования спектров проводились с помощью монохроматора МДР-206 в диапазоне длин волн 400–1100 нм при $T = 4.2$ К. Параллельно с записью спектров определялась концентрация носителей заряда при помощи измерения квантового эффекта Холла (КЭХ).

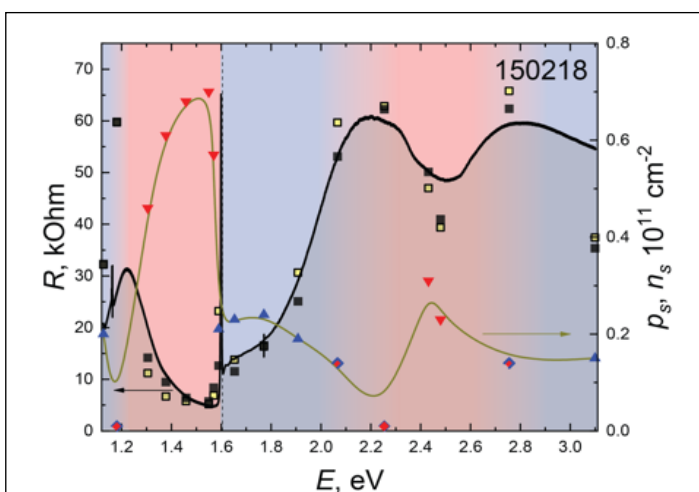


Рис. 1. Спектр ОФП в бесцелевой ДКЯ HgTe. Сплошная черная линия соответствует непрерывной записи, закрашенные символы – поточечной записи при включенной подсветке, незакрашенные – поточечной записи после выключения подсветки. Также указаны значения концентрации, определенные из измерений КЭХ. Синие символы и заливка соответствуют электронам, красные – дыркам.

Обнаружено, что уникальной особенностью двойных КЯ HgTe является возможность обратимой смены типа проводимости с помощью подсветки для структур с определенными наборами параметров (рис. 1). «Установившаяся» проводимость в двойных КЯ определяется результатом конкуренции различных процессов, один из которых стремится увеличить концентрацию электронов, другой – дырок. Их соотношение при заданной длине волны света и определяет итоговую концентрацию и тип носителей заряда. Резкая смена типа проводимости (и вызванный этим пик сопротивления) вблизи энергии 1.6 эВ – ширина запрещенной зоны CdTe – связывается с «включением» межзонной генерации в покровном слое CdTe. Установление дырочного типа проводимости в окрестности энергии 2.5 эВ связано с переходами между спинтщепленной зоной CdHgTe и зоной проводимости покровного слоя.

Работа выполнена при поддержке РФФ (№ 22-22-00382). И.Д. Николаев благодарит за поддержку фонд «Базис» (№ 21-2-1-34-1).

[1] M. König et al., *Science*, **318**, 766 (2007).

[2] К.Е. Спирин и др., *ФТП*, **52**, 1482 (2018).

[3] К.Е. Спирин и др., *ФТП*, **53**, 1401 (2019).

[4] И.Д. Николаев и др., *Письма в ЖЭТФ*, **111**, 682 (2020).

Линейная и нелинейная фотопроводимость квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности

Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Никонов С.А.

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

При воздействии излучения видимого или ближнего ИК-диапазона на квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности (ВЗП) может изменяться как линейная, так и нелинейная проводимость. В первом случае изменение проводимости, как правило, обусловлено возбуждением квазичастиц через пайерлсовскую щель, подобно тому, как это происходит в обычных полупроводниках. Во втором случае наиболее заметным эффектом является изменение порогового поля, E_t , хотя вид ВАХ в полях $E > E_t$ при этом также может существенно изменяться. К настоящему времени в список материалов, на которых наблюдались оба класса фотопроводимости, входят $K_{0.3}MoO_3$ [1, 2], TaS_3 (ромбической [2–4] и моноклинной [2, 5] фаз) и NbS_3 [6].

В докладе будет проведён обзор данных, как полученных другими авторами, так и наши оригинальные результаты, полученные, прежде всего, на NbS_3 моноклинной фазы (NbS_3-II). Это соединение интересно тем, что в нём наблюдается три ВЗП. Обнаружено воздействие подсветки на динамику двух из них: ВЗП-1, образующейся при $T_{p1} = 360$ К, и ВЗП-2, образующейся при $T_{p2} = 150$ К. Как показал эксперимент, фотопроводимость ВЗП-1 можно считать «регулярной» [6]: как и в других соединениях наблюдается возрастание E_t при облучении. При этом срыв ВЗП с примесей под воздействием света становится более резким, а рост её проводимости – более быстрым, как и в $K_{0.3}MoO_3$ [1] и в TaS_3 [4]. Это свидетельствует об общем механизме нелинейной фотопроводимости во всех случаях.

Удалось наблюдать и линейную фотопроводимость NbS_3-II . Максимум эффекта наблюдался при температуре 110–130 К, то есть порядка $T_{p1}/3$, как и в случае TaS_3 . Как и в TaS_3 , с ростом мощности облучения наблюдался переход от режима линейной рекомбинации к квадратичной [2, 3], причём анализ перехода позволил определить температурную зависимость проводимости квазичастиц. Однако в отличие от TaS_3 эта зависимость следует активационному закону, повторяя ход линейной проводимости. Это указывает на отсутствие вклада солитонов (или других нелинейных возбуждений ВЗП) в линейную проводимость NbS_3-II .

Сопоставление линейной и нелинейной проводимости NbS_3-II , а также их спектральных зависимостей показало, что они имеют разную природу: невозможно объяснить рост E_t изменением концентрации квазичастиц, как было предложено в [4]. Сделан вывод, что фотоны оказывают прямое воздействие на величину E_t . По всей видимости, свет может создавать дефекты в ВЗП типа центров проскальзывания фазы ВЗП (дислокаций), что приводит к увеличению E_t .

Для ВЗП-2 при облучении наблюдается снижение E_t [6]. В этом смысле её фотопроводимость можно считать аномальной. Возможные механизмы эффекта также будут рассмотрены в докладе.

Работа выполнена в рамках проекта РНФ, грант 22-12-00319.

[1] N. Ogawa et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 256401 (2001).

[2] S.V. Zaitsev-Zotov, V.F. Nasretdinova, V.E. Minakova, *Physica B* **460**, 174 (2015).

[3] S.V. Zaitsev-Zotov and V.E. Minakova, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 266404 (2006).

[4] С.В. Зайцев-Зотов и В.Е. Минакова, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 680 (2004).

[5] V.E. Minakova, V.F. Nasretdinova, S.V. Zaitsev-Zotov, *Physica B* **460**, 185 (2015).

[6] С.Г. Зыбцев и др., *Радиотехника и электроника* **63**, 992–997 (2018).

Термостабильность HZO-сегнетоэлектриков в MFIS-структурах

Попов В.П.¹, Антонов В.А.¹, Тихоненко Ф.В.¹, Толмачев К.А.¹,
Мяконьких А.В.², Руденко К.В.²

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²ФТИАН им. К.А. Валиева РАН, 117218, Москва, Нахимовский пр., 36, к. 1

В работе суммированы результаты структурных и электрофизических исследований термостабильности свойств сегнетоэлектрических пленок, полученных методом плазменно стимулированного атомно-слоевого осаждения (PEALD) в структурах «металл – ферроэлектрик – изолятор – полупроводник» (MFIS). Были установлены тепловые бюджеты, обеспечивающие отжиг дефектов, рекристаллизацию HfZrO_2 (HZO), $\text{HfZrO}_2\cdot\text{Al}_2\text{O}_3$ (HZA), $\text{HfZrO}_2\cdot\text{Al}_2\text{O}_3$ (HAO) стеков в 20 нм high-k-слоях и сохранение сегнетоэлектрического гистерезиса. В качестве металлического электрода использовали InGa-контакт (75×75 мкм). Изолятором служил 1–2 нм слой оксинитрида кремния (SiON), выращенный в ростовой камере в ВЧ N_2 плазме (400 Вт) на (001) КДБ-10 кремнии при температуре 500 °С. PEALD-рост монослоев осуществлялся суперциклами при температуре 250 °С [1]. Измерения CV-GV и PUND-характеристик MFIS проводились при температурах $T_{\text{изм}} = 300\text{--}600$ К на частотах 10–1000 кГц и при смещении ± 4 В (максимальное коэрцитивное поле $E_c = \pm 2$ МВ/см).

Гистерезис CV-кривых наблюдался при измерениях HAO MFIS-структур даже после быстрого (30 с) термического отжига (RTA) при 950 °С, или на ~ 150 °С выше, чем для HZA, или на 250 °С

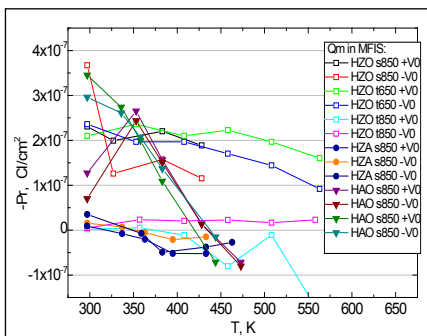


Рис. 1. Поляризация 3 типов MFIS структур в зависимости от $T_{\text{изм}}$ и режимов RTA.

выше, чем для HZO MFIS [1, 2]. Причем с ростом $T_{\text{изм}}$ все MFIS-структуры демонстрировали переход от захвата заряда на межфазных ловушках (ICT) к сегнетоэлектрическому гистерезису при повышении $T_{\text{изм}}$ до 150 °С. Стандартный CV-анализ позволял разделить фиксированный заряд Q_f , заряд, захваченный на ловушки интерфейсов Q_i , и мобильную часть Q_m в полном заряде Q_{eff} . Поскольку PEALD-рост обеспечивает наименьшую концентрацию дефектов и примесей, за плотность заряда поляризации P_r принималась величина мобильного заряда $P_r = -Q_m$. Показано, что зависимости $P_r(T)$ определяются составом и RTA-режимами термообработок (рис. 1). Поляризация для HZO MFIS-структур практически не зависит от $T_{\text{изм}}$

после RTA при 650 °С даже в случае последующего роста температуры RTA до 850 °С при ступенчатых (sRTA) термообработках. В то же время в результате одностадийного (tRTA) процесса при 850 °С поляризационный заряд практически отсутствовал. Введение в суперцикл из 10 монослоев HZO одного монослоя Al_2O_3 при росте практически не повлияло на стабильность заряда поляризации, тогда как тот же подход для HAO MFIS-структур не только способствовал увеличению термостабильности сегнетоэлектрической фазы при быстром термическом отжиге (s- и tRTA) до температуры 850 °С, но и показал максимальную величину поляризационного заряда вплоть до $T_{\text{изм}} = 350$ К.

Таким образом, ступенчатые sRTA-обработки для HZO и суперциклы для HAO MFIS обеспечивают совместимость слоев HZO и HAO с кремниевой КМОП-технологией изготовления логических интегральных схем (ИС) для матриц энергонезависимой памяти, полевых сенсоров физических, химических и биологических объектов, для СВЧ, радиофотонных и нейросетевых ИС. Последние устройства могут обладать производительностью и энергоэффективностью, не уступающей мозгу человека [2, 3].

[1] V.P. Popov et al. *Sol. State Electronics*, **168**, 107734 (2020).

[2] V. Popov et al. *Journ. Physics D: Appl. Phys.*, **54**, 225101 (2021).

[3] K. Ni et al. *Nature Electron.*, **2**, 521 (2019).

Температурное гашение стимулированного излучения гетероструктур с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в диапазоне длин волн 5–10 мкм

Разова А.А.¹, Кудрявцев К.Е.¹, Румянцев В.В.¹, Уточкин В.В.¹, Алешкин В.Я.¹, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.², Гавриленко В.И.¹, Морозов С.В.¹

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²ИФП СО РАН, 603090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Гетероструктуры с узкими квантовыми ямами (КЯ) Hg(Cd)Te/CdHgTe, в которых в окрестности $k = 0$ реализуется симметричный для электронов и дырок закон дисперсии, являются перспективным материалом для создания лазеров в диапазоне длин волн 3–30 мкм, так как квазисимметричный закон дисперсии существенно увеличивает энергетический порог безызлучательных оже-процессов и приводит к их заметному подавлению.

В данной работе в гетероструктурах с КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe с помощью исследования спектров фотолюминесценции (ФЛ) при различном уровне импульсной оптической накачки проведены исследования гашения стимулированного излучения (СИ), связанного с разогревом носителей, приводящим к увеличению темпа оже-рекомбинации.

Ранее было показано, что в волноводных гетероструктурах с узкими (4–9 нм) КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe в диапазоне 10–20 мкм с увеличением температуры происходит гашение СИ за счет «включения» пороговой оже-рекомбинации из-за решеточного разогрева. Известно, что при уменьшении длины волны происходит увеличение вероятности излучательной рекомбинации и рост пороговой энергии ССНС (электрон – электрон – дырка) оже-процесса. Согласно данным расчета для гетероструктур с узкими (4–5 нм) КЯ Hg(Cd)Te/CdHgTe с энергией межзонного перехода, лежащего в диапазоне длин волн 5–10 мкм, пороговая энергия ССНС оже-процесса составляла ~ 30–40 мэВ. С увеличением энергии межзонного перехода максимальная температура наблюдения СИ в данных структурах увеличивается. Однако это приводит к существенному росту порога наблюдения СИ и, как следствие, к росту необходимой для получения СИ плотности мощности оптической накачки. Увеличение плотности мощности накачки существенно разогревает газ носителей, что приводит к «включению» пороговой оже-рекомбинации, которая в диапазоне 5–10 мкм стабилизируется около 200 К и определяет максимальную температуру наблюдения СИ. Отметим, что пороговая энергия ССНС оже-процесса для этих структур была в несколько раз больше, чем k_B при 200 К (≈ 17 мэВ). Оценка эффективной температуры носителей по спаду коротковолнового края спектров ФЛ (рис. 1) показала, что при повышении плотности мощности возбуждаемого излучения температура носителей становится существенно отличной от температуры решетки, в результате разогрев носителей не позволяет добиться инверсии населенности, и, как следствие, происходит гашение СИ при более высокой температуре. Отметим, что спектры ФЛ были получены при таких значениях плотности мощности, при которых СИ не наблюдалось.

Работа выполнена при поддержке РФФ (проект № 22-12-00310).

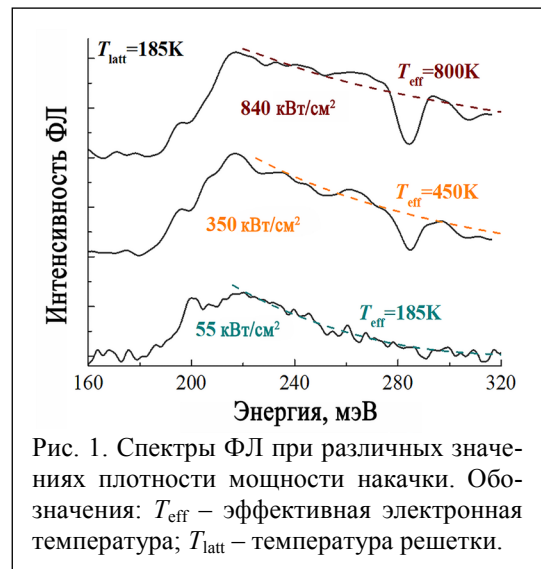


Рис. 1. Спектры ФЛ при различных значениях плотности мощности накачки. Обозначения: T_{eff} – эффективная электронная температура; T_{latt} – температура решетки.

InGaAs квантовые точки в AlGaAs нитевидных нанокристаллах на поверхности кремния

Резник Р.Р.¹, Цырлин Г.Э.²

¹СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 13Б

²СПбАУ им. Ж.И. Алфёрова РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8/3

В настоящее время гибридные полупроводниковые наноструктуры на основе III-V нитевидных нанокристаллов (ННК) с квантовыми точками (КТ) вызывают все больший интерес исследователей благодаря своим уникальным свойствам [1]. Прогресс в развитии современных методов синтеза, таких как молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ), позволяет контролируемо создавать высококачественные КТ в теле ННК в рамках единого ростового процесса [2]. Благодаря эффективной релаксации механических напряжений на боковых гранях ННК, подобные гибридные наноструктуры могут быть сформированы на поверхности кремния [1]. Ранее было показано, что GaAs КТ в теле AlGaAs ННК, в том числе выращенных на кремниевой подложке, являются эффективными источниками одиночных фотонов [3], что указывает на перспективность их применения для квантовой криптографии. При этом, как сами AlGaAs ННК, так и GaAs КТ формировались в ранее мало изученной для этой системы вюрцитной кристаллографической фазе [4]. Однако для увеличения числа приложений на основе ННК с КТ необходимо расширять набор материалов КТ и ННК. В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований роста методом МПЭ AlGaAs ННК с InGaAs КТ на поверхности кремния и физических свойств выращенных наноструктур.

Результаты исследований зависимости физических свойств наноструктур от условий роста показали, что, изменяя время роста квантовых точек, соотношение потоков материалов III группы и температуру роста, можно управлять размером и составом квантовых точек. Возможность выращивания AlGaAs ННК при низких температурах позволяет синтезировать InGaAs КТ с высоким содержанием индия и приблизиться к телекоммуникационным длинам волн излучения из КТ, что затруднительно в случае выращивания КТ в GaAs ННК. Кроме того, исследования оптических свойств выращенных наноструктур показали, что выращенные наноструктуры демонстрируют спектры фотолюминесценции вплоть до комнатной температуры в диапазоне длин волн 850–1300 нм. Наличие узких линий в спектрах фотолюминесценции при температуре 4 К косвенно свидетельствует о том, что выращенные наноструктуры могут быть перспективны для создания источников одиночных фотонов. Автокорреляционные измерения подтвердили эту гипотезу. Таким образом, выращенные наноструктуры с управляемыми свойствами перспективны для создания приложений в области квантовой информатики, криптографии, телекоммуникаций и их интеграции с кремниевой технологией.

Синтез экспериментальных образцов был выполнен при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования в части Государственного задания № 0791-2020-0003. Исследования физических свойств экспериментальных образцов были выполнены при финансовой поддержке Санкт-Петербургского государственного университета в рамках исследовательского гранта № 92591131.

[1] V.G. Dubrovskii et al., *Semiconductors*, **43**, 1539 (2009).

[2] D. Dalacu et al., *Nano letters*, **12**, 5919 (2017).

[3] L. Leandro et al., *Nano letters*, **18**, 7217 (2018).

[4] L. Leandro et al., *Scientific Reports*, **10**, 1 (2020).

Спектроскопическое проявление туннельной связи в асимметричной системе двойных квантовых ям CdTe/ZnTe

Резницкий А.Н.¹, Агемян В.Ф.², Будкин Г.В.¹, Серов А.Ю.², Философов Н.Г.²

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

²СПбГУ, 194034, Санкт-Петербург

Изучены спектры фотолюминесценции (ФЛ) серии образцов CdTe/ZnTe, содержащих две квантовые ямы (КЯ₁ и КЯ₂) CdTe с номинальной толщиной 2 и 4 монослоя (МС). КЯ CdTe, сформированные методом атомно-слоевой эпитаксии в матрице ZnTe, разделены ZnTe-барьерами с толщинами d от 40 до 160 МС. Исследована зависимость относительной интегральной интенсивности ФЛ мелкой (I_1) и глубокой (I_2) КЯ при надбарьерном возбуждении от интенсивности накачки (J) при возбуждении лазерами с различными длинами волн излучения. Установлено, что в образце с $d = 40$ МС величина отношения интенсивностей ФЛ из мелкой и глубокой ямы $Y_3 = I_1/I_2$ зависит как от интенсивности накачки J , так и от длины волны возбуждения (рис. 1, *a*). Такое поведение следует ожидать, если барьер между КЯ₁ и КЯ₂ туннельно прозрачен для одиночных носителей, а вероятность туннелирования экситонов из КЯ₁ в КЯ₂ меньше вероятности их излучательной рекомбинации [1, 2]. В образцах с $d = 70$ МС и более отношение $Y_3(J)$ тоже зависит от интенсивности накачки, но не зависит от длины волны возбуждающего света (рис. 1, *b*). Отсутствие зависимости величины Y_3 от длины волны возбуждения в этих образцах позволяет сделать вывод об изолированности КЯ₁ и КЯ₂, в то время как обнаруженная зависимость Y_3 от J может означать, что на процесс энергетической релаксации в

таких образцах влияет не только туннелирование носителей заряда из мелкой КЯ в глубокую КЯ, но и уход носителей на центры безызлучательной рекомбинации. В этом случае зависимость $Y_3(J)$ с ростом J в спектрах ФЛ образцов с толстыми ZnTe-барьерами отражает постепенное насыщение центров безызлучательной рекомбинации для электронов и дырок, при том, что скорости насыщения этих центров различны для мелкой и глубокой квантовых ям. Сделан вывод, что это различие в скоростях безызлучательной рекомбинации объясняется как разной концентрацией таких центров в окрестностях мелкой и глубокой КЯ, так и разной степенью локализации электронных волновых функций в этих КЯ [3].

Таким образом, исследование зависимости интенсивности спектров ФЛ от интенсивности накачки при надбарьерном возбуждении разными длинами волн позволяет установить наличие или отсутствие туннельной связи в асимметричной системе двойных КЯ, а также выяснить влияние центров безызлучательной рекомбинации на эту зависимость.

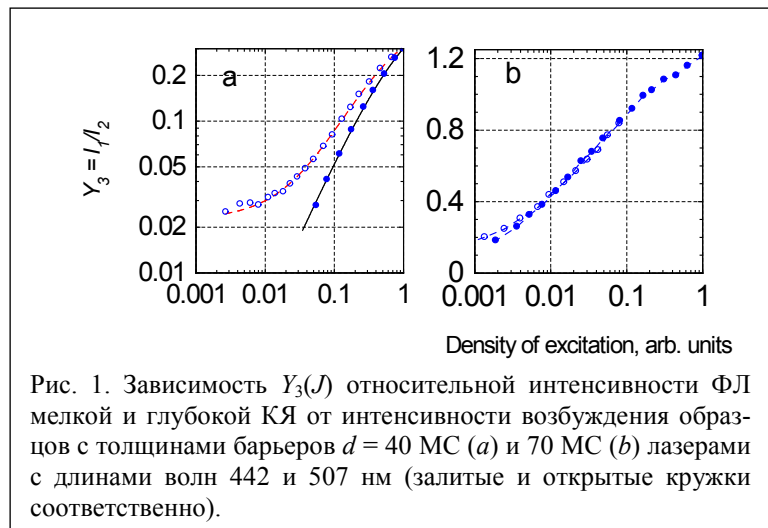


Рис. 1. Зависимость $Y_3(J)$ относительной интенсивности ФЛ мелкой и глубокой КЯ от интенсивности возбуждения образцов с толщинами барьеров $d = 40$ МС (*a*) и 70 МС (*b*) лазерами с длинами волн 442 и 507 нм (залитые и открытые кружки соответственно).

[1] G.V. Budkin et al., *J. Exp. Theor. Phys.*, **124** 740 (2017).

[2] V. Agekyan et al., *J. of Lumin.*, **230** 117762 (2021).

[3] V. Agekyan et al., *J. Phys.: Conf. Ser.*, **2103** 123 (2021).

Оптические переходы в структурах на основе InAsSb

Ружевич М.С.¹, Семакова А.А.², Баженов Н.Л.², Мынбаев К.Д.^{1,2}

¹ Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Светодиодные гетероструктуры (ГС) с активной областью из эпитаксиальных слоев InAsSb широко применяются для решения задач экологического мониторинга и медицинской диагностики, а также для контроля производственных процессов [1]. Как правило, подразумевается, что рекомбинация инжектированных в ГС носителей должна происходить в активной области, и длина волны излучения светодиода определяется шириной её запрещенной зоны E_g . Во многих случаях, од-

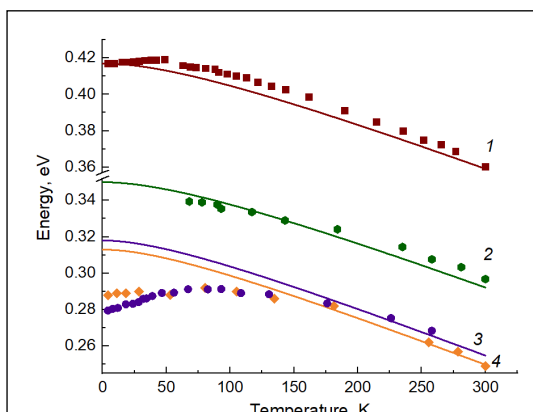


Рис. 1. Температурные зависимости E_g InAs_{1-x}Sb_x (линии) и E_{LUM} (символы) ЭЛ InAs/InAsSb/InAsSbP: $x = 0.09$ (2) и $x = 0.15$ (4); ФЛ n⁺-InAs/InAs (1) и InAs/InAs_{0.86}Sb_{0.14} (3).

нако, подобный эффект имеет место только при комнатной температуре, а при более низких температурах излучение определяется другими каналами рекомбинации, так что энергия кванта оказывается существенно меньше E_g (см., например, [2–4]). Основными причинами этого явления называют рекомбинацию через локальные уровни или на интерфейсах либо рекомбинацию носителей, локализованных на флуктуациях состава твердого раствора. С одной стороны, эти каналы могут являться паразитными для основного канала рекомбинации и снижать эффективность работы светодиода и при его рабочей температуре (вблизи 300 К). С другой стороны, рекомбинация через разные каналы при различных температурах позволяет подавить температурный сдвиг длины волны излучения ГС и расширить температурный диапазоны работы светодиода

[4, 5]. Данные эффекты требуют пристального изучения, и в настоящей работе мы сообщаем о результатах исследования природы оптических переходов в структурах InAs/InAsSb и InAs/InAsSb/InAsSbP в диапазоне температур 4.2–300 К.

Структуры были выращены методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений в ФТИ им. А.Ф. Иоффе и ООО "Микросенсор Технолоджи", ГС InAs/InAsSb/InAsSbP были спрессованы в светодиодные чипы. Исследовалась фотолюминесценция (ФЛ) структур InAs/InAs_{1-x}Sb_x и электролюминесценция (ЭЛ) ГС InAs/InAs_{1-x}Sb_x/InAsSbP ($x = 0–0.16$). Люминесценция возбуждалась в импульсном режиме с частотой следования импульсов 1 кГц и длительность импульса 2 мкс. Примеры температурных зависимостей положения энергии пика люминесценции структур E_{LUM} представлены на рис. 1. Как видно, для ряда структур температурные зависимости E_{LUM} отслеживают расчетный температурный ход E_g во всем исследованном интервале температур T , в то время как для других структур наблюдается существенное отличие поведения $E_{LUM}(T)$ и $E_g(T)$, причем при низких температурах энергия пика при возрастании T может демонстрировать сдвиг в сторону высоких энергий. В докладе будут обсуждены причины данного явления, возможные способы подавления каналов рекомбинации, не связанных с межзонными переходами, и использования этих каналов для подавления температурного сдвига длины волны излучения ГС с минимальными потерями мощности.

[1] D. Jung et al., *J. Opt.*, **19**, 123001 (2017).

[2] Y.M. Yen et al., *J. Appl. Phys.*, **64**, 952 (1988).

[3] Y. Mao and A. Krier, *Opt. Mater.*, **6**, 55 (1996).

[4] А.А. Семакова и др., *ФТП*, **55**, 277 (2021).

[5] K.D. Mynbaev et al., *Infr. Phys. Technol.*, **85**, 246 (2017).

Исследование безызлучательных механизмов рекомбинации в структурах с КЯ на основе HgCdTe

Румянцев В.В.^{1,2}, Алешкин В.Я.^{1,2}, Кудрявцев К.Е.^{1,2}, Андронов Е.В.³, Гавриленко В.И.^{1,2}, Михайлов Н.Н.⁴, Дворецкий С.А.⁴, Морозов С.В.^{1,2}

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

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

³НГТУ им. Р.Е. Алексеева, 603950, Нижний Новгород, ул. Минина, 24

⁴ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

В последние годы квантовые ямы (КЯ) на основе HgCdTe, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs, рассматриваются как возможный материал для лазеров среднего ИК-диапазона [1]. Оптимизация параметров структур для генерации излучения в длинноволновом диапазоне сопряжена с подавлением безызлучательных механизмов рекомбинации, главными из которых являются оже-рекомбинация (ОР) и рекомбинация Шокли – Рида – Холла (ШРХ). В то время как многие работы по генерации излучения в HgCdTe опираются на теоретически рассчитанные темпы ОР [2], результаты расчетов пока были слабо верифицированы в эксперименте.

В данной работе выполнены прямые экспериментальные исследования кинетики релаксации неравновесной концентрации (по динамике фотопроводимости), позволяющие непосредственно сравнить мгновенное время жизни носителей с результатами расчетов, а также исследования фотолюминесценции в зависимости от мощности возбуждения. Результаты сравнивались с расчетными кривыми для излучательной [3] и оже-рекомбинации [4] без использования подгоночных параметров. Продемонстрировано насыщение механизма рекомбинации ШРХ и установлен доминирующий механизм рекомбинации в условиях высокой концентрации носителей (10^{10} – 10^{11} см⁻²) в зависимости от параметров структуры. Показано, что темп ОР носителей в пределах основных подзон размерного квантования (аналогичный объемному случаю) на два порядка выше темпа процессов с перебросом носителей между подзонами размерного квантования, которые характерны только для КЯ, что связывается с особенностями распределения дырок по состояниям в валентных подзонах. Исследования кинетики ФП при возбуждении с различной длиной волны позволили оценить величину разогрева электронного газа, который оказывает существенное влияние на максимальную температуру генерации, и определить допустимую энергию кванта для оптической накачки структур, рассчитанных на получение излучения на длинах волн более 15 мкм [5].

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

[1] Morozov, S.V., et al., *ACS Photonics*, **8**(12), 3526 (2021).

[2] Alymov, G., et al., *ACS Photonics*, **7**(1), 98 (2020).

[3] Aleshkin, V.Y., et al., *Journal of Physics: Condensed Matter*, **30**(49), 495301 (2018).

[4] Aleshkin, V.Y., et al., *Journal of Applied Physics*, **129**(13), 133106 (2021).

[5] Rumyantsev, V.V., et al., *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, **41**(7), 750 (2020).

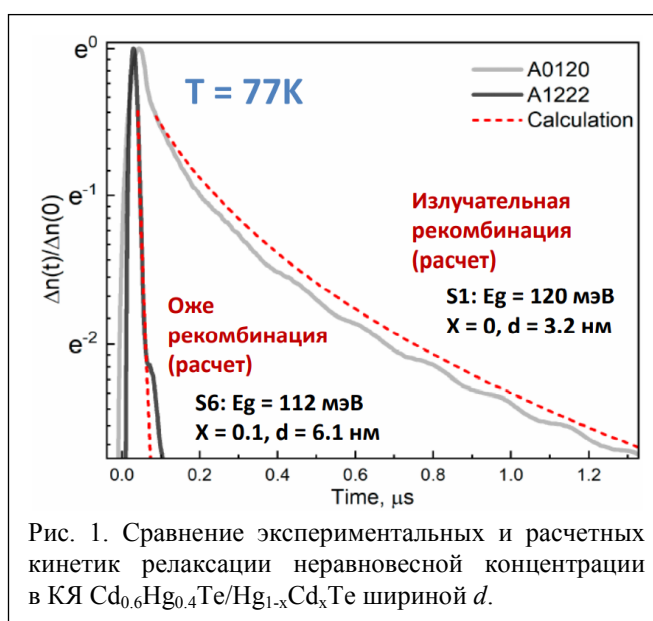


Рис. 1. Сравнение экспериментальных и расчетных кинетик релаксации неравновесной концентрации в КЯ Cd_{0.6}Hg_{0.4}Te/Hg_{1-x}Cd_xTe шириной d .

Метаморфные гетероструктуры для InP/GaAs СВЧ-диодов

Самарцев И.В.¹, Некоркин С.М.¹, Звонков Б.Н.¹, Чигинева А.Б.¹, Чеченин Ю.И.²

¹ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

²АО «НПП «Салют», 603107, Нижний Новгород, ул. Ларина, 7, корп. 1

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 [1, 3], которые позволяют плавно перейти к нужной постоянной кристаллической решетке и ширине запрещенной зоны.

В данной работе были сформированы и исследованы гетероструктуры для низкобарьерных смесительных диодов на подложке GaAs. Структуры формировались методом МОСГЭ с помощью метаморфных буферных слоев различной конструкции. Легирование эпитаксиальных слоев осуществлялось посредством лазерного распыления кремниевой мишени [4]. Уровень легирования регулировался ослаблением мощности Nd:YAG-лазера ($\lambda = 1064$ нм). Исследовались два варианта метаморфных буферных слоев. Первый вариант (структура А) представлял из себя n -In_{1-x}Ga_xP со ступенчатым изменением состава x от 0.45 до 0.05. Общая толщина ступенчатого буферного слоя составила 600 нм. Второй вариант (структура В) – дискретный буферный слой, в котором чередовались слои, согласованные по параметру решетки с подложкой и с конечным активным слоем [5]. Использована пара чередующихся слоев In_{0.49}Ga_{0.51}P – InP. Сущность дискретного буфера заключается в изменении толщины слоев чередующихся материалов в противоположном направлении. Так, в первой паре толщина слоев InGaP и InP составила 3 нм и 57 нм соответственно. В процессе роста толщина InP увеличивалась, а толщина InGaP уменьшалась на 3 нм. В последней паре толщина слоев InGaP и InP составила 3 нм и 57 нм соответственно. Общая толщина дискретного слоя составила 1140 нм.

Далее, в обоих типах структур формировались активный и контактный слои. Толщина активного слоя n -InP составила 1200 нм ($n \sim 4 \cdot 10^{18}$ см⁻³). Контактный слой n -InP имел толщину 150 нм, ($n \sim 10^{17}$ см⁻³). На основе данных структур изготовлены низкобарьерные смесительные диоды с балочными выводами.

Проведено исследование электрофизических характеристик диодов, изготовленных на основе полученных структур, и проведено сравнение с коммерчески доступными диодами на подложке GaAs.

На основе диодов из структур типа А изготовлен тройной балансный смеситель, имеющий диапазон частот входного сигнала и гетеродина 2–40 ГГц и диапазон промежуточных частот 0.5–20 ГГц. Показано, что исследуемые низкобарьерные диоды на подложках GaAs позволили в 20 раз снизить мощность сигнала гетеродина без ухудшения потерь преобразования во всем диапазоне частот смесителя.

Авторы выражают благодарность сотрудникам АО «НПФ «Техноякс» Щитову А.М., Чиликову А.А., Панкову С.В. за изготовление ТБС и измерение частотных характеристик.

[1] Sun et al., *Sci. Mater. Electron.* 28, 745 (2017).

[2] Z. Zhang et al., *J. Cryst. Growth* 243, 71 (2002).

[3] Y. He, et al., *J. of Mat. Sci.: Materials in Electronics* 30, 7203–7208 (2019).

[4] И.А. Авруцкий и др. *Квантовая электроника* 21(10), 921 (1994).

[5] Shi Yan-Hui, Yang Nan-Nan, Ma Ying-Jie, Gu Yi et al., *J. Infrared Millim. Waves* 38(3), 275–280 (2019).

Упругонапряженные гетероструктуры GaInAs/AlGaInAs/InP для мощных лазерных диодов спектрального диапазона 1.92–2.02 мкм

Светогоров В.Н.¹, Мармалюк А.А.¹, Ладугин М.А.¹, Рябоштан Ю.Л.¹, Бахвалов К.В.², Веселов Д.А.², Лютецкий А.В.², Стрелец В.А.², Слипченко С.О.², Пихтин Н.А.²

¹АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Интервал длин волн вблизи 2.0 мкм интересен благодаря таким применениям, как молекулярная спектроскопия, дистанционное зондирование атмосферных газов и медицина. В указанном спектральном диапазоне могут быть использованы следующие системы материалов: твердые растворы, содержащие Sb, квантовые точки и сильнонапряженные квантовые ямы GaInAs [1, 2]. Первые две системы характеризуются технологически большей сложностью процесса роста и низкой квантовой эффективностью. Таким образом, лазерные гетероструктуры (ГС) GaInAs/AlGaInAs/InP с сильнонапряженными множественными квантовыми ямами (КЯ) являются одними из наиболее перспективных полупроводниковых композиций для мощных лазерных диодов данного спектрального диапазона.

При создании сильнонапряженных КЯ в них возможна генерация дислокаций несоответствия (ДН), что ухудшает рабочие характеристики лазерных диодов. Расчет распределения упругих напряжений по всей толщине выращиваемых ГС позволяет определить оптимальные значения степеней рассогласования как для КЯ, так и для барьерных слоев с целью обеспечения взаимной компенсации напряжений в активной области лазерного диода. В данной работе предложена модификация модели силового баланса [3] и на ее основе проведен указанный расчет с целью исключения вероятности образования ДН в спроектированной конфигурации активной области ГС GaInAs/AlGaInAs/InP.

Методом МОС-гидридной эпитаксии осуществлен рост сильнонапряженных КЯ GaInAs с компенсацией упругих напряжений в барьерных слоях. На их основе изготовлены лазерные диоды с шириной полоскового контакта 100 мкм. Созданные лазерные диоды продемонстрировали выходную оптическую мощность 1.4 Вт в непрерывном режиме работы при комнатной температуре при токе накачки 7.8 А на длине волны 1.92 мкм. Лазерные диоды с длиной волны излучения 2.02 мкм обладали мощностью 1 Вт при токе накачки 7.3 А. Спектральная характеристика лазерного диода с длиной волны излучения 2.02 мкм представлена на рис. 1.

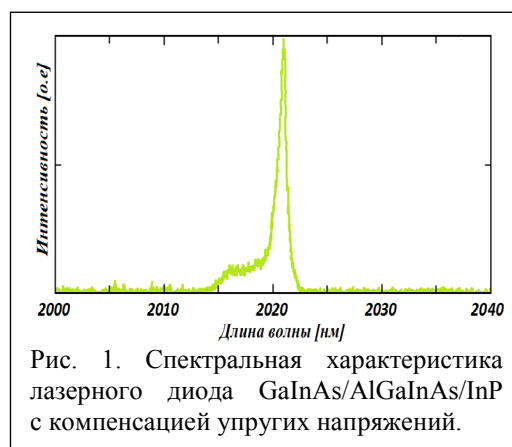


Рис. 1. Спектральная характеристика лазерного диода GaInAs/AlGaInAs/InP с компенсацией упругих напряжений.

[1] J.S. Major et al., *IEEE Photonics technology letters* 5, №6, 594 (1993).

[2] J. Dong et al., *Applied Physics*, 36, 5468 (1997).

[3] Yu.B. Bolkhvitynov et al., *Physics Uspekhi*, 171, 690 (2001).

Циркулярная поляризация фотолюминесценции закрученных ван-дер-ваальсовых гетероструктур

Тарасенко С.А.

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

Предложен кинетический механизм поляризации экситонов по спину и возникновения циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) в закрученных ван-дер-ваальсовых гетероструктурах (рис. 1, *a*). Работа инициирована недавним экспериментальным обнаружением циркулярной

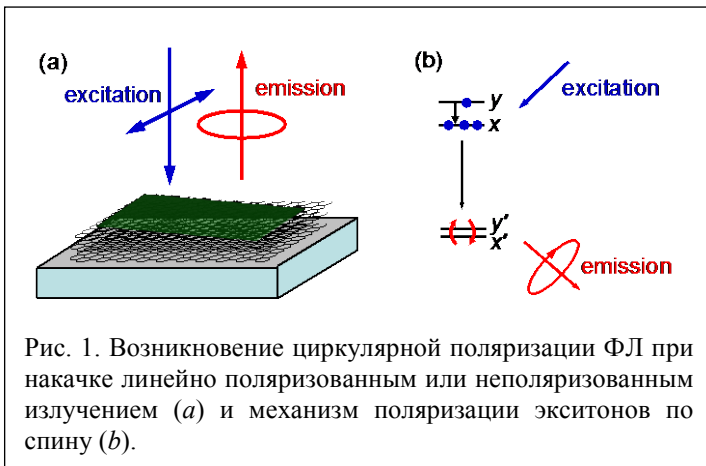


Рис. 1. Возникновение циркулярной поляризации ФЛ при накачке линейно поляризованным или неполяризованным излучением (*a*) и механизм поляризации экситонов по спину (*b*).

поляризации экситонной ФЛ в закрученных гетероструктурах $\text{MoSe}_2/\text{WSe}_2$, не связанной с поляризацией оптической накачки [1]. Большая наблюдаемая степень циркулярной поляризации ФЛ (P_{circ}), на порядки превышающая значение kd , где k – волновой вектор света, а d – толщина структуры, свидетельствует о том, что эффект не связан с циркулярным дихроизмом, обусловленным гиротропией закрученных структур. Предложенный механизм объясняет $P_{\text{circ}} \sim 0.5$ в отсутствие магнитного поля и хорошо

описывает наблюдаемую в эксперименте зависимость P_{circ} от внешнего магнитного поля.

Предложенный механизм ориентации экситонов по спину является двухступенчатым кинетическим процессом (рис. 1, *b*). На первом этапе экситоны оптически формируются в одном из слоев гетероструктуры, например в WSe_2 . Благодаря анизотропному обменному взаимодействию между электроном и дыркой экситонный дублет расщепляется на состояния с линейной поляризацией вдоль некоторых локальных осей и экситоны приобретают случайную линейную поляризацию. На втором этапе линейно поляризованные экситоны релаксируют в состояния ниже по энергии, например в состояния пространственно непрямых экситонов, из которых наблюдается ФЛ. В закрученных гетероструктурах собственные оси экситонных дуплетов в возбужденном и конечном состояниях не совпадают, но скоррелированы. Это приводит к возникновению квантовых биений в конечном состоянии и циркулярной поляризации экситонов. В работе представлен расчет параметров Стокса, описывающих поляризацию экситонного ансамбля, в том числе во внешнем магнитном поле.

Возникновение спиновой поляризации экситонов в процессе релаксации неполяризованного ансамбля неравновесных экситонов является одним из проявлений пирромагнитной симметрии закрученных ван-дер-ваальсовых гетероструктур. Нормальная компонента спина (аксиального вектора) S_z в точечной группе C_3 таких систем преобразуется по единичному представлению Γ_1 и поэтому может возникать просто в условиях нарушения термодинамического равновесия, например при оптической накачке. Большая степень циркулярной поляризации ФЛ свидетельствует о том, что источники циркулярно поляризованного излучения могут быть созданы на основе атомарно тонких структур.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-12-00051.

[1] J. Michl, S.A. Tarasenko, F. Lohof et al., *ArXiv:2105.09948*.

Особенности формирования наноструктур GeSn и множественных квантовых ям GeSiSn/Si на наноструктурированной фасетированной поверхности (311)

Тимофеев В.А.¹, Машанов В.И.¹, Никифоров А.И.¹, Скворцов И.В.¹, Лошкарев И.Д.¹,
Коляда Д.В.², Фирсов Д.Д.², Комков О.С.²

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²СПбГЭТУ «ЛЭТИ», 197376, Санкт-Петербург, ул. Профессора Попова, 29

Продемонстрированы макеты устройств фотоники на основе материалов GeSiSn, полученных на подложках Si(001) [1]. В связи с большим рассогласованием параметров решеток Sn и Si, а также Ge чаще всего используют виртуальные подложки Ge, включающие буферные слои германия на Si(001). Такой подход имеет недостатки, поскольку структуры содержат высокую плотность прорастающих дислокаций.

В данной работе исследуется наноструктурированная фасетированная поверхность (311) в качестве подложки для формирования наноструктур и множественных квантовых ям (МКЯ) на основе элементов IV группы (Ge, Si, Sn). Используя эту поверхность, предлагается ослабить напряжения, вызванные рассогласованием решеток, за счет развитой морфологии. Получение такой фасетированной поверхности было описано в работе [2]. Она появляется в результате осаждения кремния на тонкое покрытие Sn. Морфология растущих пленок на фасетированной поверхности контролировалась методом дифракции быстрых электронов. В зависимости от условий роста наблюдались различные наноструктуры в виде наностроек, а также кросс-структур, описанных в работе [2]. Плотность и размеры наноструктур изучались методами сканирующей электронной и атомно-силовой микроскопии. Массивы кросс-структур и наностроек GeSn были впервые получены с использованием наноструктурированной фасетированной поверхности поверх структуры с МКЯ GeSiSn/Si на Si(100). Исследованы зависимости формирования наноструктур GeSn от скорости осаждения, толщины слоя, а также температуры роста. Кросс-структуры поверх структуры с МКЯ GeSiSn/Si являются перспективными в качестве плазмонных наноантенн, усиливающих сигнал от многослойных периодических структур. Усиление фотолюминесценции (ФЛ) было продемонстрировано с использованием массива кросс-структур на основе алюминия, размещенного на поверхности МКЯ и сформированного методом электронной литографии. Возбуждение локализованных поверхностных плазмонов подтверждается спектром отражения, в котором положение резонанса совпадает с максимумом ФЛ.

На основе анализа рентгеновской дифрактометрии, используя кривые дифракционного отражения и карту обратного пространства вблизи узла (004) от структур с МКЯ на фасетированной поверхности, можно сделать вывод, что изгиб плоского фронта роста (001) на начальной стадии происходит на краях фасеток внутри семейства плоскостей {113}. Дальнейший рост структуры приводит к изменению фронта роста структуры с МКЯ вплоть до появления ориентации поверхности (001). Сравнение спектров ФЛ от структур с МКЯ на Si(001) и на наноструктурированной фасетированной поверхности показывает, что в случае использования фасетированной поверхности в качестве исходной можно заметно снизить дефектные комплексы, которые вносят свой вклад в спектр ФЛ. Преобладающим механизмом люминесценции в этом случае будет люминесценция, связанная с межзонными оптическими переходами.

[1] O. Moutanabbir et al., *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 110502 (2021).

[2] V.A. Timofeev et al., *Appl. Surf. Sci.*, **553**, 149572 (2021).

Выращенные методом HW CVD гетероэпитаксиальные n^+ -Ge/ p^+ -Si(001) структуры для светоизлучающих диодов

Титова А.М.¹, Шенгуров В.Г.¹, Филатов Д.О.², Ведь М.В.¹, Денисов С.А.¹, Чалков В.Ю.¹, Кузьмин М.Ю.¹, Алябина Н.А.¹, Здравейцев А.В.¹

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

²НОЦ «Физика твердотельных наноструктур» ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Структуры с гетеропереходом n^+ -Ge/ p^+ -Si(001) были выращены методом газофазного осаждения с разложением моногермана (GeH_4) на «горячей проволоке» (HW CVD – Hot Wire Chemical Vapor Deposition) при постоянной низкой температуре (~ 350 °C). Слои n^+ -Ge толщиной 0.5–1.0 мкм были *in situ* легированы атомами фосфора при термическом разложении соединения GaP и испарении их из эффузионной ячейки.

Максимальная концентрация электронов в слоях Ge составляла $1.3 \cdot 10^{20}$ см⁻³. По данным ВИМС-анализа слои гетероструктуры характеризовались предельно резкой переходной областью на границе с кремниевой подложкой, легированной атомами бора до концентрации $\approx 1 \cdot 10^{20}$ см⁻³.

Высокое структурное совершенство слоев подтверждено методами рентгеновской дифракции и просвечивающей электронной микроскопией.

Диодные структуры были изготовлены по мезатехнологии в виде цилиндрической формы и прямоугольной формы с верхним металлическим контактом в виде сетки.

Исследование вольт-амперных характеристик диодов цилиндрической формы выявило на прямой ветви участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением, что подтверждает наличие сверхрезкого профиля легирования на границе «слой – подложка». На тестовых диодах, изготовленных на основе гетероструктур n^+ -Ge/ p^+ -Si(001), при комнатной температуре наблюдали эмиссию света, связанную с непрямыми излучательными переходами из L-долины в зоне проводимости в вершину валентной зоны Ge в точку Γ зоны Бриллюэна с участием фононов.

Гетероструктуры n^+ -Ge/ p^+ -Si(001), выращенные низкотемпературным методом HW CVD, могут быть монолитно интегрированы в оптоэлектронные кремниевые интегральные схемы.

Многофотонные дизайны лазерных переходов в квантово-каскадных структурах ТГц-диапазона

Ушаков Д.В.¹, Афоненко А.А.¹, Хабибуллин Р.А.², Васильевский И.С.³, Гавриленко В.И.⁴

¹БГУ, 220030, Минск, пр. Независимости, 4, Беларусь

²ИСПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный пр., 7/5

³НИУ МИФИ, 115409, Москва

⁴ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Для многих ТГц-приложений дистанционного зондирования и обработки изображений требуются высокие оптические мощности [1], которые также необходимы для исследований физики нелинейных явлений в ТГц-области. Реализованные в настоящее время [2] мощные импульсные (~1.8 Вт, 4.4 ТГц, 77 К, 3.6 мм × 425 мкм) квантово-каскадные лазеры (ККЛ) преимущественно созданы на основе структур GaAs/AlGaAs с активной областью из 4 квантовых ям (КЯ) и дизайном переходов «уровень – минизона».

В работе для получения высокой мощности излучения предложен новый многофотонный дизайн лазерных переходов на основе структур GaAs/AlGaAs с активной областью из 4 КЯ. Схема лазерных переходов основана на использовании туннелирования с уровня инжектора 1' на верхний рабочий уровень 5, двух последовательных лазерных переходов (5-4 и 4-3) и опустошения нижнего рабочего уровня 3 за счет туннелирования на уровень 2 и резонансного испускания оптического фонона. При этом рабочее напряжение на одном каскаде близко к сумме двух энергий излучения и энергии продольного оптического фонона $2\hbar\omega + \hbar\omega_{LO}$. Проведен анализ эффекта насыщения усиления в квантово-каскадных структурах с 2–4 квантовыми ямами в периоде на основе системы балансных уравнений [3–5]. Показано, что параметр нелинейности уменьшается при увеличении скорости релаксации лазерных уровней, но при этом растет полный ток через структуру. Использование предложенных многофотонных дизайнов приводит к уменьшению параметра нелинейности без увеличения рабочего тока. Например, в двухфотонной схеме лазерных переходов достигается приблизительно в 2 раза более медленное насыщение коэффициента усиления с ростом плотности фотонов, что обуславливает высокую эффективность генерации по сравнению с традиционной однофотонной схемой $\hbar\omega + \hbar\omega_{LO}$ [6, 7]. Расчеты показывают, что при азотных температурах значение мощности составляет ~2.6 Вт, что значительно больше, чем для однофотонного дизайна [2]. Многофотонные дизайны лазерных переходов могут быть перспективны для получения непрерывного режима генерации в AlGaAs ККЛ в диапазоне до 3 ТГц.

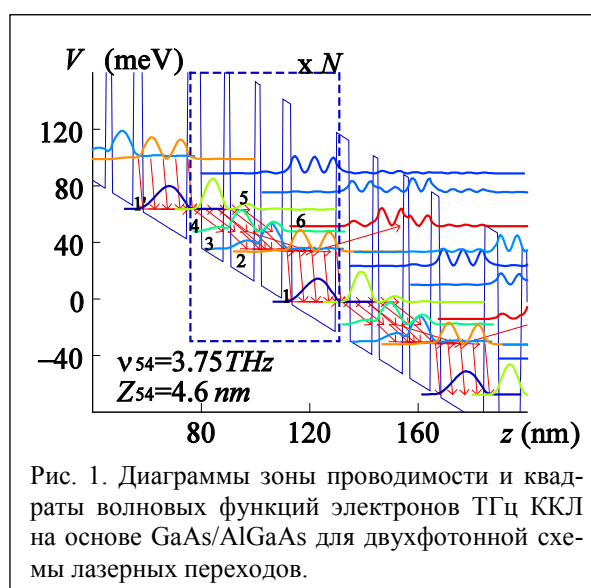


Рис. 1. Диаграммы зоны проводимости и квадраты волновых функций электронов ТГц ККЛ на основе GaAs/AlGaAs для двухфотонной схемы лазерных переходов.

[1] H. Minamide, *IEEE Trans. THz Sci. Technol.*, **5**, 1104 (2015).

[2] L.H. Li et al. *Electron. Lett.*, **53**, 799 (2017).

[3] Д.В. Ушаков и др. *Квантовая электроника*, **49**, 913 (2019).

[4] R.A. Khabibullin et al. *Opto-electron. Rev.*, **27**, 329 (2019).

[5] D. Ushakov et al. *Opt. Express*, **28**, 25371 (2020).

[6] S. Kumar et al. *Appl. Phys. Lett.*, **94**, 131105 (2009).

[7] L. Bosco et al. *Appl. Phys. Lett.*, **115**, 010601 (2019).

Вынужденное излучение в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в диапазоне 3–6 мкм

Фадеев М.А.¹, Кудрявцев К.Е.^{1,2}, Румянцев В.В.¹, Уточкин В.В.¹, Алешкин В.Я.¹,
Дубинов А.А.¹, Жолудев М.С.¹, Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³, Морозов С.В.^{1,2}

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород

²НГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород

³ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск

В последние годы исследовательскими группами выполнен цикл исследований, направленных на изучение возможностей генерации излучения на межзонных переходах в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe, окруженных барьерами из более широкозонного материала CdHgTe (с большим содержанием Cd). В настоящее время в волноводных структурах при оптическом возбуждении получено стимулированное излучение в широком диапазоне длин волн – от 2.5 мкм (при комнатной температуре) до 31 мкм [1]. Интересной областью применения таких источников может стать диапазон длин волн от 3 до 5 мкм, где находятся характеристические мощные линии поглощения многих газов, в том числе таких парниковых газов, как CO₂ и CH₄ [2].

Наиболее эффективными полупроводниковыми источниками излучения в диапазоне 3–5 мкм являются межзонные каскадные лазеры, создаваемые на основе структур InAs/GaInSb, их использование затруднено из-за сложности изготовления и невозможности широкой перестройки длины волны. В то же время технология молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe позволяет выращивать структуры хорошего качества [3], а перестройка длины волны в таких структурах может осуществляться с помощью температуры. Поэтому создание простых инжекционных лазеров на основе гетероструктур с КЯ HgCdTe/CdHgTe (работающих при комнатной температуре или при термоэлектрическом охлаждении) является актуальной задачей.

В работе исследована такая важная характеристика, как критическая температура генерации стимулированного излучения (СИ) в гетероструктурах с квантовыми ямами Hg_{0.89}Cd_{0.11}Te/CdHgTe, излучающих в диапазоне длин волн 3–7 мкм. Показано, что на длинах волн менее 6 мкм уменьшение критической температуры генерации СИ перестает прямо зависеть от пороговой энергии оже-рекомбинации в структурах. Так, в 3 структурах с различными длинами волн несмотря на разные значения пороговой энергии оже-рекомбинации критическая температура практически одинакова и составляет 200–210 К. Возможной причиной такой границы может быть разогрев носителей в ходе температурно-активируемых оже-процессов. Предложены пути минимизации этих эффектов и увеличения рабочих температур.

Подводя итог, продемонстрированы гетероструктуры с квантовыми ямами HgCdTe, излучающие на длинах волн 3–6 мкм при температуре $T_{\max} > 200$ К, что довольно близко к температурам, достижимым при термоэлектрическом охлаждении. В то время как реализация соответствующих оптических резонаторов (вместо однопроходного усиления, как в данной работе) может обеспечить определенный выигрыш в температурах излучения, минимизация нагрева носителей кажется абсолютно необходимой для лазеров на основе HgCdTe для дальнейшего продвижения к комнатной температуре.

[1] S.V. Morozov et al., *ACS photonics* 8(12), 3526–3535 (2021).

[2] E. Gordon et al., *J. Quantum Spectrosc. Radiat. Transf.* 203, 3–69 (2017).

[3] N.N. Mikhailov et al., *Int. J. Nanotechnol.* 3(1), 120–130 (2006).

Влияние электрического поля на вариацию показателя преломления InGaAs/AlGaAs/GaAs туннельно-связанных квантовых ям в модуляторе по схеме Маха – Цендера

Хазанова С.В.¹, Бобров А.И.², Горшков А.П.¹, Сидоренко К.В.¹,
Малехонова Н.В.², Байдусь Н.В.²

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

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

Для передачи данных в оптоволоконных телекоммуникационных сетях широко используются модуляторы по схеме интерферометра Маха – Цендера. В настоящее время модуляторы данного типа создаются на основе LiNbO₃, InP. При этом в качестве активной электрооптической среды, в которой реализуется управление показателем преломления, могут быть использованы и массивы напряженных туннельно-связанных квантовых ям (ТСКЯ) InGaAs/AlGaAs/GaAs, поскольку данная система демонстрирует высокие частотные характеристики и миниатюрность конечных приборов. Известно, что при воздействии электрического поля в данной полупроводниковой структуре возникает перераспределение электронной плотности вследствие квантово-размерного эффекта Штарка. Основной задачей при этом является получение заметного изменения показателя преломления в диапазоне длин волн ($\lambda \sim 1.3\text{--}1.5$ мкм) при незначительном увеличении коэффициента поглощения среды. Учитывая сложность и трудоемкость создания данных приборов, принципиально важным является предварительное моделирование профиля активной среды, представляющей собой сложную гетеросистему [1].

В данной работе методом МОС-гидридной эпитаксии на установке AIX200RF (пр-во компании Aixtron, Германия) были изготовлены напряженные InGaAs/AlGaAs/GaAs-слои, содержащие туннельно-связанные квантовые ямы. Методом спектроскопии фототока, возникающего в *p-i-n* диодной структуре, получены спектральные зависимости поглощения выращенных систем. Красное смещение экситонного пика системы ТСКЯ вследствие квантово-размерного эффекта Штарка достигает значений 15–20 мэВ. С помощью алгоритма самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона было исследовано перераспределение электронной плотности в системах ТСКЯ, обусловленное явлением квантово-размерного эффекта Штарка. На основе рассчитанных энергий размерного квантования и огибающих волновых функций получена мнимая часть диэлектрической проницаемости как результат сложения межзонного и экситонного вкладов. Расчет энергии связи и боровского радиуса экситона проведен вариационным методом [2]. Таким образом, смоделирован коэффициент оптического поглощения $\alpha(\hbar\omega)$ при изменении напряжения смещения в диапазоне до нескольких вольт. Модельные расчеты хорошо согласуются с экспериментальными спектрами фототока, измеренными при тех же напряженностях поперечного электрического поля.

Используя полученные спектры поглощения в достаточно широком диапазоне длин волн (900–1800 нм), с помощью соотношения Крамерса – Кронига получены спектры изменения показателя преломления под действием обратного смещения. Установлена линейная зависимость изменения абсолютного значения показателя преломления исследуемой структуры на длине волны $\lambda = 1550$ нм от напряженности приложенного поля.

Таким образом, путем согласования теоретического и экспериментального подходов продемонстрирована возможность прогнозирования вариации показателя преломления систем ТСКЯ под действием электрического поля.

[1] Guang Qian et al., *Chinese Optics Letters*, 17(6), 061301 (2019).

[2] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood, and C.A. Burrus, *Phys. Rev. B* 32, 1043 (1985).

Секция 4

ДВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

Фазовый переход между баллистическим и гидродинамическим течениями двумерных электронов в магнитном поле

Афанасьев А.Н., Алексеев П.С., Грешнов А.А., Семина М.А.

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

В проводниках с малым числом дефектов недавно был реализован гидродинамический режим электронного транспорта. В нём электроны формируют вязкую жидкость вследствие частых столкновений друг с другом. Для хорошего понимания природы этого режима важно изучить механизмы перехода к нему при изменении параметров системы. В узких образцах с шириной W много меньше длины свободного пробега относительно межэлектронных столкновений l электроны чаще всего сталкиваются с краями образца, поэтому течение является баллистическим. Приложение магнитного поля B приводит к тому, что размер траекторий электронов $2R_c$ становится меньше ширины образца W . Из-за этого часть электронов сталкивается только друг с другом, и формируется электронная жидкость, несмотря на соотношение $l \gg W$. По-видимому, в экспериментах [1, 2] наблюдалось формирование течения Пуазейля вязкой электронной жидкости в чистых полосках графена именно по такому сценарию. Обнаруженный резкий излом сопротивления $\rho_{xx}(B)$ при поле $B = B_c$, отвечающем равенству $W = 2R_c$, по-видимому, свидетельствует о резком переходе между баллистическим транспортом при $B < B_c$ и началом формирования гидродинамики при $B > B_c$. Подобное поведение $\rho_{xx}(B)$ – а также и $\rho_{xy}(B)$ – обнаружено в длинных чистых образцах квантовых ям GaAs [3].

В работе [4] показано, что динамика слабо взаимодействующих электронов в чистых длинных образцах вблизи поля $B = B_c$ имеет следующий характер. В нижней окрестности B_c , $0 < B - B_c \ll B_c$, большинство электронов возвращается к тому же краю, от которого они отразились; слабое электрон-электронное рассеяние определяет перераспределение электронов между «скачущими» траекториями около левого и правого краёв образца и соответствующие величины тока и холловского поля. В верхней окрестности B_c , $0 < B - B_c \ll B_c$, появляются «центральные» электроны, которые рассеиваются только на других электронах. Функция распределения «центральных» электронов $f_c(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ быстро убывает с ростом номера гармоники от угла скорости \mathbf{v} по сравнению с функцией распределения «краевых» электронов $f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v})$. Это отражает тот факт, что «центральные» электроны есть ядро фазы электронной жидкости, коллективизированной в резко большей степени, чем набор баллистических электронов. Таким образом, с увеличением поля B гидродинамический режим в описанных системах формируется из баллистического путём «необычного» фазового перехода, который контролируется как баллистическими размерными эффектами, так и межэлектронным взаимодействием [4].

Для описания этих критических течений в окрестности точки $B = B_c$ разработана модель среднего поля, основанная на классическом кинетическом уравнении [4]. Решение уравнений модели даёт изломы при $B = B_c$ в зависимостях сопротивлений $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ длинного образца и разный вид температурных зависимостей производной $d\rho_{xx}/dB$ при $B < B_c$ и $B > B_c$. Сопоставление наблюдавшихся зависимостей $\rho_{xx}(B)$ и $\rho_{xy}(B)$ полосок графена [1, 2] и квантовых ям [3] с рассчитанными в нашей работе [4] свидетельствует о том, что формирование гидродинамического режима транспорта из баллистического в экспериментах [1–3] происходило по механизму, близкому к изученному нами баллистически-гидродинамическому фазовому переходу.

[1] J.A. Sulpizio et al., *Nature* **576**, 75 (2019).

[2] M.J. H. Ku et al., *Nature* **583**, 537 (2020).

[3] G.M. Gusev et al. *Phys. Rev. B* **98**, 161303 (2018).

[4] A.N. Afanasiev, P.S. Alekseev, A.A. Greshnov, M.A. Semina, *Phys. Rev. B* **104**, 195415 (2021).

Viscous flow through a finite-width slit, and the coexistence of no-slip and no-stress boundary conditions

Asafov D.¹, Gornyi I.^{2,3}, Kachorovskii V.³, Tikhonov K.^{4,5}, Zhang G.^{6,2}

¹National Research University Higher School of Economics, 101000 Moscow

²Institute for Quantum Materials and Technologies, Karlsruhe Institute of Technology, 76021 Karlsruhe, Germany

³Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg

⁴Skolkovo Institute of Science and Technology, 121205, Moscow

⁵Condensed-matter Physics Laboratory, National Research University Higher School of Economics, 101000, Moscow

⁶Beijing Academy of Quantum Information Sciences 100193, Beijing, China

In this work we investigate the tunneling of electrons through a finite-width slit of a 2D sample, under the influence of viscosity. We start with the derivation of the velocity profile with the no-stress boundary condition ($\partial_y v_x|_{|x|>w, y \rightarrow 0^+} = 0$), and the requirement that total dissipation from viscosity should converge. The obtained velocity profile, interestingly, satisfies both no-stress and no-slip ($v_x|_{|x|>w, y \rightarrow 0^+} = 0$) conditions at the boundary. With this velocity profile, the total dissipation coincides with the “superballistic” dissipation obtained by Ref. [1] via the electric potential analysis. Our result proves the possibility of the coexistence of no-slip and no-stress boundary conditions. This boundary condition, however, is not captured by the criteria equation [2] in the classification of boundary conditions: now λ has become ill-defined. We anticipate that the finite dissipation requirement, which is crucial in our analysis, is potentially applicable into the unique determination of system profiles in other systems.

We also solve for the temperature profiles of the system in two limiting cases: the zero heat-conductivity and the opposite large heat-conductivity limits. The temperature profile of the former situation shows a divergence in temperature near the slit end-points. This problem is expected to be cured after the introduction of a finite heat conductivity. Of the latter case, we obtain a smooth temperature profile of the entire 2D material. By changing the value of l_{diff} that governs the length scale of the heating area, we see a crossover between the ring-shape and the extensive temperature profiles.

[1] H. Guo et al., *Proceedings of the National Academy of Sciences* **114**, 3068 (2017).

[2] I. Torre et al., *Phys. Rev. B* **92**, 165433 (2015).

Двумерные электроны низкой плотности в магнитном поле

Бисти В.Е.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

Двумерная электронная система в зависимости от параметра взаимодействия r_s может рассматриваться как электронный газ, электронная ферми-жидкость или вигнеровский кристалл. Гетеропереходы MgZnO/ZnO высокого качества, в которых r_s может достигать 10, удобный объект для изучения двумерных электронных систем с сильным кулоновским взаимодействием.

В работе [1] в гетеропереходе MgZnO/ZnO в перпендикулярном магнитном поле при наблюдении спектров люминесценции при рекомбинации электронов низкой плотности ($r_s \sim 6$) с фотовозбужденными дырками, связанными на удаленных акцепторах, отмечено необычное поведение уровней Ландау: веер уровней «инвертирован», что связывалось авторами с эффектом «экситона Махана».

В данной работе двумерные электроны низкой плотности рассматриваются как квантовый вигнеровский кристалл. Получены уровни Ландау вакансионных (квазидырок, возникающих при фотолюминесценции двумерных электронов) в квазиклассическом приближении, для этого использован закон дисперсии вакансионных в приближении сильной связи для треугольной решетки. Обнаружена необычная зависимость энергии уровней Ландау от магнитного поля. Так, в антиферромагнитном случае для долины с центром в Г-точке энергии уровней Ландау убывают с ростом поля, для двух К-долин – растут. Энергия, отвечающая точке сингулярности, не зависит от магнитного поля. Для ферромагнитного упорядочения ситуация обратная. Полученная зависимость энергии уровней Ландау объясняется существованием ограниченной энергетической зоны и может говорить о возможности существования вигнеровского кристалла или вигнеровского стекла в ограниченном диапазоне r_s .

Рассмотрено также возможное проявление в люминесценции особенности типа «экситон Махана» в магнитном поле. Без магнитного поля особенность типа «экситон Махана» – это пик интенсивности в поглощении и люминесценции на энергиях, близких к энергии Ферми, существующий при промежуточных плотностях частиц ($r_s \sim 2$) и исчезающий при больших плотностях ($r_s < 1$). Использовался метод, примененный ранее в работе [2] для 2D-электронов без магнитного поля, в одноэкситонном приближении учитывалось статически экранированное кулоновское взаимодействие. Энергия магнитоэкситона, образованного электронами зоны проводимости и дырками валентной зоны с одинаковыми уровнями Ландау, расположена вблизи энергии Ферми и уменьшается с ростом магнитного поля. Однако, если сравнивать с экспериментом, этот уровень один и веера не образует.

Аномальное поведение уровней Ландау в двумерных электронных системах очень низкой плотности скорее можно объяснить переходом в состояние вигнеровского кристалла, возможно в виде отдельных доменов, без установления дальнего порядка во всем образце. К сожалению, недостаток экспериментальных данных не позволяет сделать однозначные выводы в пользу одной из моделей.

[1] V.V. Solovyev and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **96**, 115131 (2017).

[2] S. Schmitt-Rink, C. Ell and H. Haug, *Phys. Rev. B* **33**, 1183 (1986).

Квадратичный электродинамический отклик двумерных наноструктур на основе монослоев дихалькогенидов переходных металлов

Боев М.В.¹, Ковалёв В.М.^{1,2}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630097, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Активные экспериментальные исследования двумерных наноструктур на основе монослоев дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) привели к открытию сверхпроводящих свойств у данного типа соединений [1]. Необходимым условием наблюдения сверхпроводящего перехода являются сверхвысокие концентрации носителей заряда, вплоть до $n = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Свойства подобных наноструктур при указанных концентрациях электронов остаются не до конца изученными как экспериментально, так и теоретически.

Квадратичный по внешнему электромагнитному (ЭМ) полю отклик системы носителей заряда при наклонном к плоскости монослоя падении ЭМ-волны можно условно разделить на два типа эффектов. Первый тип – эффект фотонного увлечения – заключается в возникновении стационарного электрического тока в системе и по своей сути является родственным эффекту давления света. Второй тип – эффект генерации второй гармоники – заключается в возбуждении нестационарной компоненты электрического тока, осциллирующей на удвоенной частоте электромагнитной волны и являющейся источником вторичных электромагнитных волн с удвоенной частотой. В докладе представлена теория обоих эффектов в двумерных системах на основе монослоев ДПМ в области температур, близких к критической температуре сверхпроводящего перехода со стороны нормальной фазы.

Нахождение явных выражений для компонент нелинейной проводимости осуществлялось путем решения временного уравнения Гинзбурга – Ландау. Данный подход справедлив в интервале температур, достаточно близких к критической температуре T_c сверхпроводящего перехода $G_i \ll \epsilon \ll 1$, где G_i – параметр Гинзбурга – Леванюка и $\epsilon = (T - T_c)/T_c$ – приведенная температура. В работе показано, что температурная зависимость нелинейных функций отклика вблизи T_c является весьма сильной ($\propto \epsilon^{-2}$) и в области низких частот тензор нелинейной проводимости оказывается пропорциональным квадрату статической проводимости Асламазова – Ларкина.

Численная оценка отношения тока увлечения, обусловленного вкладом флуктуаций параметра порядка, к нормальной компоненте фототока увлечения в области низких частот внешнего электромагнитного поля для типичных экспериментальных параметров двумерных структур на основе MoS_2 и TaN дает значения в интервале $10^{-3} \div 1$. Таким образом, можно ожидать, что вклад сверхпроводящих флуктуаций в фототок увлечения должен быть различим на фоне фототока, обусловленного нормальными электронами. Интересно отметить, что относительные знаки вклада сверхпроводящих флуктуаций и нормальных электронов в ток увлечения могут быть различны, приводя к подавлению полного тока увлечения вблизи температуры перехода материала в сверхпроводящее состояние. В свою очередь, оценка амплитуды осцилляций нестационарной компоненты электрического тока для структур на базе MoS_2 $j/I \sim 0.1 \div 1 \text{ нА} \cdot \text{см/Вт}$ (где I – интенсивность электромагнитной волны) также позволяет надеяться на возможность экспериментальной проверки теоретических предсказаний.

[1] Y. Saito, T. Nojima, and Y. Iwasa, *Nat. Rev. Mater.* 2, 16094 (2016).

[2] M.V. Boev, *Phys. Rev. B* 101, 104512 (2020).

Электромагнитный и гравитационный отклики в неупорядоченном двумерном электронном газе в магнитном поле

Бурмистров И.С.¹, Beck A.², Goldstein M.²

¹ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Семёнова, 1а

²School of Physics and Astronomy, Tel Aviv University, Tel Aviv 6997801, Israel

В докладе будут представлены результаты теоретического (как аналитического, так и численного) исследований тензора вязкости, флексоэлектрического тензора и тензора нелокальной проводимости двумерных электронов в присутствии перпендикулярного магнитного поля и случайного потенциала. Главный вопрос, на который мы отвечаем, – это возможно ли извлечь информацию о вязкости из тензора нелокальной проводимости.

Для аналитических расчетов используется самосогласованное борновское приближение, в явном виде учитывающее изменение одночастичной плотности состояний и времени упругого рассеяния из-за квантования уровней Ландау. Мы показываем, что квантование Ландау разрушает соотношение между рассматриваемыми тремя тензорами четвертого ранга, известными для систем с галилеевой инвариантностью. Полученные аналитические результаты интерполируют между выражениями для классически слабого магнитного поля и для сильного магнитного поля в отсутствие беспорядка.

Наши аналитические результаты, справедливые для высоких уровней Ландау, подтверждаются численными результатами для нескольких заполненных уровней Ландау. Как аналитические, так и численные результаты дают непротиворечивую физическую картину влияния беспорядка на тензор вязкости, флексоэлектрический тензор и тензор нелокальной проводимости в присутствии квантованного магнитного поля. Полученные результаты обобщают результаты работы [1], в которой вычислялся только тензор вязкости.

[1] I.S. Burmistrov et al., *Phys. Rev. Lett.* 123, 026804 (2019).

Спиновые экситоны с аномальной дисперсией и макрозаполнением в квантово-холловском ферромагнетике

Ваньков А.Б., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

В двумерных электронных системах с сильным кулоновским взаимодействием в режиме квантового эффекта Холла с фактором заполнения $\nu = 2$ обнаружены аномальные спиновые возбуждения. Исследовались системы на основе гетероструктур MgZnO/ZnO и величиной параметра Вигнера – Зейтса $r_s \sim 7-9$ в ферромагнитной фазе с $\nu = 2$. Методом неупругого рассеяния света обнаружен спиновый экситон с отрицательной дисперсией по импульсу, зависящей от параметра электронной концентрации. Аномальная дисперсия с магниторотонным минимумом для спинового экситона вызвана его взаимодействием с вышележащими спиновыми возбуждениями при сильном смешивании уровней Ландау, что доказано расчетами методом точной диагонализации. В роторном минимуме эти возбуждения практически не имеют каналов распада, обладают высокой плотностью состояний, целым спином и взаимопротивоположным взаимодействием – им выгодно образовывать устойчивые комплексы.

Обнаружен удивительный факт – антистоксово рассеяние света на аномальных спиновых экситонах оказывается усиленным на многие порядки величины, что свидетельствует о макроскопическом накоплении этих возбуждений в системе. Это явно подтверждается квадратичной зависимостью роста интенсивности рамановских линий от мощности фотовозбуждения.

Определяющим параметром стимулированного антистоксового рассеяния и самого макрозаполненного состояния спиновых экситонов является концентрация двумерных электронов. Выявлено, что при резонансной накачке ансамбля спиновых экситонов наблюдаются дискретные события по вспышке стимулированного антистоксового рассеяния на дополнительные 1–2 порядка величины. Примечательно, что одновременно происходят вспышки стимулированного рассеяния и на сдвоенных спиновых экситонах с энергией вблизи $E = 2E_z$. Режим генерации (гигантского усиления) антистоксовых компонент оказался крайне чувствительным к плотности мощности фотовозбуждения, температуре гелиевой бани (не выше 0.35 К) и концентрации двумерных электронов. Пороговая генерация сигнала с макрозаполненного ансамбля спиновых экситонов и его удвоенной реплики свидетельствует о первых проявлениях когерентного состояния этих квазичастиц.

[1] A.B. Van'kov and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **104**, 165144 (2021).

[2] Б.Д. Кайсин, А.Б. Ваньков, И.В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ*, **112**(1), 62 (2020).

Свойства двумерных экранированных магнитоплазмонов и магнитоплазмон-поляритонов

Волков В.А.¹, Заболотных А.А.¹, Еналдиев В.В.^{1,2}

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

²University of Manchester, School of Physics and Astronomy, Oxford Road, Manchester M13 9PL, UK

Проанализировано влияние управляющих металлических электродов (затворов) на свойства плазмонов в двумерных (2D) электронных системах, помещенных в ортогональное магнитное поле. Влияние затвора бесконечных размеров на спектр 2D-плазмонов и магнитоплазмонов в пренебрежении электромагнитным запаздыванием давно и хорошо известно и сводится к экранированию межэлектронного взаимодействия и, как результат, смягчению длинноволнового спектра плазмонов. В докладе рассмотрено влияние на плазмоны более реалистичных факторов: фронтальных и тыловых затворов, конечности их размеров, эффектов электромагнитного запаздывания в диэлектрической подложке и др. Особое внимание уделено систематизации и развитию теоретических результатов, полученных авторами в последнее время, и их сравнению с экспериментальными данными. Показано, что учет вышеуказанных факторов может привести к появлению новых мод плазмонов или плазмон-поляритонов, которые, в свою очередь, проявляются в отклике системы на внешние электромагнитные поля. В качестве примера обсудим проявление «околозатворных» плазмонов [1] в частично экранированных (“partially gated”) системах (в 2D-системах с затвором конечных размеров) и существенную перенормировку положения и ширины линии циклотронного резонанса [2] в бесконечных экранированных (“gated”) системах.

Рассмотрим сначала квазистационарные плазменные колебания в бесконечных 2D электронных системах с конечным затвором в форме диска. Квазистационарность связана с конечным временем жизни околозатворных плазмонов по отношению к распаду в континуум неэкранированных плазмонов, существующих в 2D-системе далеко от затвора. Детально проанализирована [3] связь квазистационарных мод с особенностями в резонансном рассеянии плазмонов или магнитоплазмонов на подзатворных областях 2D-системы. Такое рассеяние может быть визуализировано с помощью зондовых методик типа сканирующей ближнеполевой оптической микроскопии.

Обсудим теперь возможное влияние электромагнитного запаздывания на циклотронный резонанс. Эффект обусловлен коллективной (плазмон-поляритонной) природой циклотронного резонанса в 2D-системе с тыловым затвором, а более конкретно – взаимодействием электронов на циклотронных орбитах с электромагнитными модами диэлектрической подложки. В отсутствие магнитного поля взаимодействие 2D-плазмонов с модами диэлектрического волновода (подложки) приводит к формированию семейства волноводных плазмон-поляритонных мод, две нижние из которых обладают бесщелевой дисперсией и ТМ-симметрией. Магнитное поле гибридизирует разные моды. Тем не менее разделение всех мод на продольные и поперечные (ТМ-ТЕ-классификация), обычно справедливое лишь в отсутствие магнитного поля, восстанавливается в пределе сильных полей. Найдены спектры и магнитодисперсия полученных мод [4]. Даже слабое магнитное поле открывает частотную щель, линейную по полю, в спектре одной из нижних мод. Эта щель и равна частоте перенормированного циклотронного резонанса.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 21-12-00287).

[1] A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov, *Phys. Rev. B* **99**, 165304 (2019).

[2] A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov, *Phys. Rev. B* **103**, 125301 (2021).

[3] A.A. Zabolotnykh, V.V. Enaldiev, V.A. Volkov, *Phys. Rev. B* **104**, 195435 (2021).

[4] A.A. Заболотных, В.А. Волков, *Письма в ЖЭТФ*, **115**, 163 (2022).

Когерентность магнитоэкситонного конденсата в холловском диэлектрике

Горбунов А.В., Тимофеев В.Б.

ИФТГ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

Триpletные циклотронные магнитоэкситоны (ТЦМЭ или спин-флип экситоны) в квантово-холловском изоляторе являются композитными бозонами со спином 1. Спин-флип экситоны – оптически неактивные («темные») возбуждения, время жизни которых при температуре $T < 1$ К достигает ~ 1 мс, поэтому с помощью достаточно слабой оптической накачки удается достичь концентрации ТЦМЭ $n_{\text{ex}} \sim (1-10)\%$ от плотности квантов магнитного потока, не перегревая систему. В результате в холловском изоляторе (электронный фактор заполнения $\nu = 2$) образуется качественно новая фаза – магнитоэкситонный конденсат [1]. Это состояние является экспериментальным примером конденсации композитных бозонов в пространстве обобщенных импульсов – величин, зависящих как от пространственных координат, так и от их градиентов [2]. Конденсат спин-флип экситонов способен растекаться из области фотовозбуждения на макроскопические расстояния. Было обнаружено, что в одиночной квантовой яме GaAs/AlGaAs шириной 35 нм с электронной концентрацией $2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $15 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ транспортная длина ТЦМЭ в конденсированном состоянии по крайней мере на три порядка больше, чем длина диффузии магнитоэкситонов в

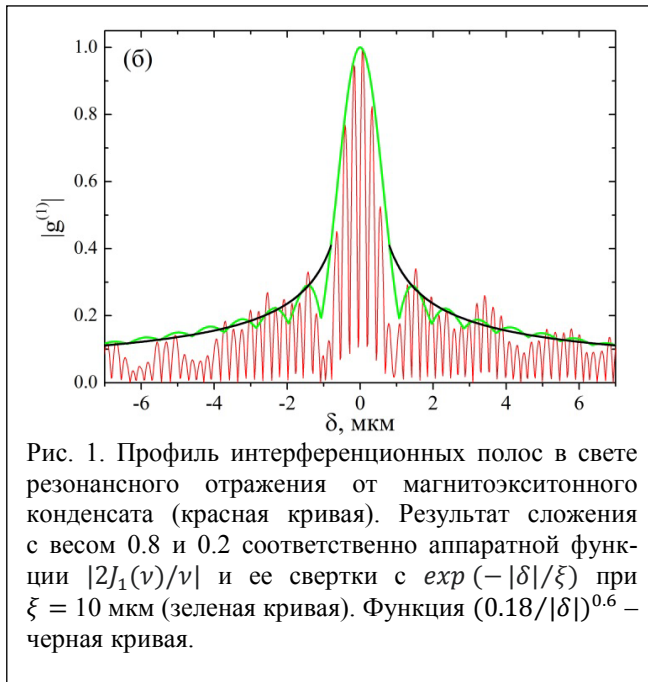


Рис. 1. Профиль интерференционных полос в свете резонансного отражения от магнитоэкситонного конденсата (красная кривая). Результат сложения с весом 0.8 и 0.2 соответственно аппаратной функции $|2J_1(\nu)/\nu|$ и ее свертки с $\exp(-|\delta|/\xi)$ при $\xi = 10$ мкм (зеленая кривая). Функция $(0.18/|\delta|)^{0.6}$ – черная кривая.

газовой фазе [3]. При этом скорость разбегаения экситонов из пятна накачки достигает $\sim 10^3 \text{ см/с}$.

С использованием методов сдвиговой интерферометрии проведены измерения поперечной длины когерентности ξ при диагностировании ансамбля спин-флип экситонов с помощью резонансного отражения света, соответствующего переходу “0-0” между нулевыми уровнями Ландау валентной зоны и зоны проводимости. В излучении резонансного отражения обнаружены две компоненты: некогерентное излучение от газа неконденсированных магнитоэкситонов (длина когерентности $\xi \lesssim 0.1$ мкм) и излучение магнитоэкситонного конденсата, для которого $\xi \sim 10$ мкм и более [4]. Полученный результат согласуется с выводами работы [5], согласно которой ансамбль ТЦМЭ в холловском диэлектрике всегда является неравновесным и

состоит из газа надконденсатных экситонов с обобщенным импульсом $q \simeq 0$ и конденсата экситонов в энергетическом минимуме с импульсами порядка обратной магнитной длины $q_{\text{min}} \sim 1/l_B \approx 10^6 \text{ см}^{-1}$.

[1] L.V. Kulik, A.V. Gorbunov, A.S. Zhuravlev, V.B. Timofeev, S. Dickmann, I.V. Kukushkin, *Scientific Reports* **4**, 10354 (2015).

[2] J.E. Avron, I.W. Herbst, B. Simon, *Ann. Physics* **114**, 431 (1978).

[3] L.V. Kulik, V.A. Kuznetsov, A.S. Zhuravlev, A.V. Gorbunov, V.V. Solovyev, V.B. Timofeev, I.V. Kukushkin, S. Schmult, *Scientific Reports* **8**, 10948 (2018).

[4] А.В. Горбунов, А.В. Ларионов, Л.В. Кулик, В.Б. Тимофеев, *Письма в ЖЭТФ* **114**, 479 (2021).

[5] А.С. Журавлев, В.А. Кузнецов, А.В. Горбунов, Л.В. Кулик, В.Б. Тимофеев, И.В. Кукушкин, *Письма в ЖЭТФ* **110**, 260 (2019).

Гигантское расщепление Рашбы в асимметричных квантовых ямах на основе HgCdTe

Гудина С.В.¹, Неверов В.Н.¹, Попов М.Р.¹, Подгорных С.М.¹, Шелушина Н.Г.¹,
Якунин М.В.¹, Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.²

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Снятие спинового вырождения в отсутствие магнитного поля (эффект Рашбы [1]) является темой постоянного интереса при исследовании гетероструктур на основе узкощелевых и бесщелевых полупроводников. В дополнение к малой энергетической щели в квантовых ямах (КЯ) HgTe еще одним важным фактором, способствующим большой величине спин-орбитальной связи Рашбы, является инвертированный тип зонной структуры КЯ HgTe с шириной слоя больше 6 нм, когда край зоны проводимости формируется p -состояниями зоны Γ_8 , а не s -состояниями зоны Γ_6 , как в традиционных гетеросистемах. Переход от инвертированного типа зонной структуры к нормальному происходит также при изменении содержания Cd в твердом растворе $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при $x > 0.16$, что дает дополнительный способ управления параметрами энергетического спектра.

Исследованы образцы с квантовыми ямами $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.15; 0.05$) близкой шириной 13 и 15 нм, асимметрично легированные в барьере, концентрация электронов $n \approx (2.2 \text{ и } 4.3) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Согласно расчету зонной структуры [2] в нулевом поле в рамках 8-зонной модели Кейна один из образцов (15 нм) имеет инвертированную зонную структуру, а в другом (13 нм) обнаружен нормальный порядок зон, но в последнем электронная подзона по-прежнему содержит значительную долю волновых функций p -типа. Анализ осцилляций Шубникова – де Гааза (ШДГ) позволил получить как значения спин-орбитального расщепления на уровне Ферми в нулевом магнитном поле, которые достигают ~ 30 мэВ и не зависят от типа зонной структуры, так и зависимость полного спинового расщепления от магнитного поля $\delta(B)$. Последняя была описана выражением [3]

$$\delta(B) = [(\hbar\omega_c - g\mu_B B)^2 + \Delta_R^2]^{1/2} - \hbar\omega_c \cong \begin{cases} \Delta_R - \hbar\omega_c, & \text{if } \hbar\omega_c \ll \frac{\Delta_R}{1 - \frac{gm^*}{2m_0}}, \\ \frac{gm^*}{2m_0} \hbar\omega_c, & \text{if } \hbar\omega_c \gg \frac{\Delta_R}{1 - \frac{gm^*}{2m_0}}, \end{cases} \quad (1)$$

что дает возможность уточнить значения эффективной массы носителей заряда, поскольку в пределе слабых магнитных полей спиновое расщепление $\delta(B)$ линейно уменьшается с $\hbar\omega_c$, причем скорость этого спада определяется эффективной массой носителей заряда, и g -фактор электронов, который можно получить из области сильных магнитных полей, где спин-орбитально связанные состояния оказываются сильно разделенными по энергии, и спиновое расщепление δ определяется зеемановским. Получены следующие значения параметров $m^* = 0.039m_0$, $|g| = 35$ (15 нм) и $m^* = 0.024m_0$, $|g| = 30$ (13 нм). Значение спин-орбитального расщепления Рашбы столь велико благодаря сочетанию сильной структурной асимметрии квантовых ям, высокой концентрации электронов и большой доли состояний p -типа в нижней подзоне зоны проводимости.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, грант 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

[1] Y.A. Bychkov and E.I. Rashba, *J. Phys. C*, **17**, 6039 (1984).

[2] Л.С. Бовкун и др., *ФТП*, **52**, 1274 (2018).

[3] B. Das et al., *Phys. Rev. B*, **41**, 8278 (1990).

Спин-орбитальное взаимодействие и коллективная локализация дырок в АС-магнетопроводимости в структуре p -GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью

Дричко И.Л.¹, Смирнов И.Ю.¹, Суслов А.В.², Baldwin K.W.³, Pfeiffer L.N.³, West K.W.³, Гальперин Ю.М.^{1,4}

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

²National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, FL 32310, USA

³Department of Electrical Engineering, Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA

⁴Department of Physics, University of Oslo, P. O. Box 1048 Blindern, 0316 Oslo, Norway

В работе исследовались структуры p -GaAs/AlGaAs с единичной симметрично легированной углеродом квантовой ямой, шириной 17 нм, с $p = 1.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и подвижностью $1.8 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при $T = 300 \text{ мК}$. Зависимость АС-проводимости $\sigma^{\text{AC}}(\omega) = \sigma_1(\omega) - i\sigma_2(\omega)$ от магнитного поля до 18 Тл определялась акустическими методами в области $T = (20\text{--}300) \text{ мК}$ и частотном диапазоне поверхностных акустических волн ПАВ 28–306 МГц. В эксперименте наблюдалась богатая картина осцилляций реальной части АС-проводимости от магнитного поля, соответствующая целочисленному квантовому эффекту Холла, ЦКЭХ (при целом значении числа заполнения ν) и дробному квантовому эффекту Холла, ДКЭХ ($\nu = 2/3, 2/5, 1/3 \dots$), что свидетельствует о высоком качестве структуры.

В области магнитных полей $B < 2 \text{ Тл}$, где $\sigma_1 > \sigma_2$, в зависимости σ_1 от магнитного поля наблюдались биения, связанные со спин-орбитальным взаимодействием Дрессельхауза [1], расщепляющим зону тяжелых дырок. Были определены энергия спин-орбитального взаимодействия и эффективные массы в расщепленных спин-орбитальным взаимодействием подзонах.

В области ЦКЭХ при $\nu = 1$ σ_1 растет при повышении температуры и не зависит от частоты ПАВ, кроме того, $\sigma_2 > \sigma_1$ во всем диапазоне температур и частот. Такие свойства характерны для прыжковой АС-проводимости, возникающей при локализации дырок в случайном потенциале примесей. Однако при отклонении ν от 1 σ_1 при повышении температуры достигает максимума, после которого при дальнейшем повышении температуры начинает уменьшаться. Причем чем дальше ν отклоняется от 1, тем при более низкой температуре возникает максимум, а при $\nu \geq 1.22$ и $\nu \leq 0.77$ АС-проводимость только уменьшается при росте T , что характеризует изменение механизма проводимости. Что касается соотношения величин σ_1 и σ_2 , то в этом новом состоянии $\sigma_1 > \sigma_2$, а их частотная зависимость свидетельствует о возникновении коллективной локализации – вигнеровского стекла.

В области ДКЭХ σ_1 в минимуме осцилляции при $\nu = 1/3$ также растет при росте температуры, однако при этом $\sigma_1 > \sigma_2$, и обе компоненты АС-проводимости не зависят от частоты в пределах погрешности эксперимента. Мы полагаем, что подобные зависимости АС-проводимости характеризуют несжимаемую жидкость, образующуюся в состоянии ДКЭХ. При отклонении магнитного поля от величины 16.1 Тл, т.е. от $\nu = 1/3$, наблюдается немонотонная зависимость σ_1 от температуры: так же как и при $\nu = 1$, при росте T σ_1 тоже сначала растет, достигает максимума, а затем уменьшается. Причем чем более ν отклоняется от величины $1/3$, тем при более низкой температуре осуществляется максимум σ_1 . При $\nu = 0.3$ и 0.37 σ_1 уже все время уменьшается при росте T . Мы относим такое поведение АС-проводимости к образованию вигнеровского стекла [2] при смешивании уровней Ландау [3], когда кулоновская энергия $E_c > \hbar\omega_c$, что подтверждается частотной зависимостью σ_1 и σ_2 .

[1] I.L. Drichko et al., *Phys. Rev. B*, **104**, 155302 (2021).

[2] M.K. Ma et al., *Phys. Rev. Lett.*, **125**, 036601 (2020).

[3] J. Zhao et al., *Phys. Rev. Lett.*, **121**, 116802 (2018).

Плазмонные солитоны в экранированной 2D электронной системе

Заболотных А.А.

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

Солитоны – это нелинейные волны, сохраняющие свою форму при распространении. Качественно сохранение формы возникает благодаря нелинейности уравнений движения, описывающих динамику волны, которая «компенсируется» нелинейностью в дисперсии волны (при этом дисперсия ищется в линейном приближении).

Задача о плазмонных солитонах в бесконечной двумерной (2D) электронной системе (ЭС), вблизи которой расположен идеально проводящий металлический электрод (затвор), т.е. в экранированной 2D ЭС, впервые была рассмотрена в статье [1]. В этой статье рассматривалась 2D ЭС, экранированная двумя бесконечными затворами, расположенными выше и ниже 2D ЭС. Для описания нелинейных плазменных волн уравнение Пуассона, связывающее электрический потенциал и плотность заряда в 2D ЭС, раскладывалось в фурье-пространстве по параметру qd , где d – расстояние между металлическими затворами и 2D ЭС, а q – пространственная фурье-компонента, которая в случае линейных волн соответствует волновому вектору, а в случае нелинейных – обратной характерной длине неоднородности волны (обратной «ширине» солитона). При этом параметр qd считался малым, а разложенное уравнение содержало первую и третью степень этого параметра (так как экранировка осуществлялась двумя затворами, то квадратичное слагаемое отсутствовало), что в конечном итоге в координатном пространстве приводило к уравнению типа Кортевега – де Вриза, имеющего известные солитонные решения. Недостатком данного метода является то, что из-за разложения по параметру $qd \ll 1$ было возможно рассмотрение только режима слабой нелинейности, когда ширина солитона велика по сравнению с d , а возмущение концентрации, связанное с солитоном, мало по сравнению с равновесной концентрацией.

В данной работе вместо разложения по параметру qd для описания плазмонных солитонов в экранированной 2D ЭС используется непертурбативный модельный подход, заключающийся в замене ядра в интегральной форме уравнения Пуассона на более простое (по аналогии с методом, примененным в [2] для поиска спектра краевых плазменных возбуждений). Данный подход, так же как и метод разложения по параметру qd , позволяет решить задачу аналитически. Однако, помимо этого, в рамках метода замены ядра можно рассмотреть нелинейные плазменные волны с характерным масштабом неоднородности вплоть до d и возмущением концентрации порядка равновесной.

В рамках использованного подхода замены ядра получено [3], что солитоны существуют, только если их скорость u лежит в диапазоне от v_p до $2v_p$, где v_p – скорость линейных плазмонов в длинноволновом пределе $qd \ll 1$. Ограничение на скорость $u > v_p$ уже было известно [1], в то время как условие $u < 2v_p$ является новым результатом. Качественно последнее условие означает, что при больших скоростях $u > 2v_p$ дисперсии уже «недостаточно», чтобы компенсировать нелинейность в уравнениях динамики, и солитонных решений не возникает. В работе найдены и аналитически проанализированы остальные параметры солитона – амплитуда и ширина – в зависимости от скорости.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 21-72-00114).

[1] А. О. Говоров, В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, *Письма в ЖЭТФ*, **70**, 479 (1999).

[2] A. L. Fetter, *Phys. Rev. B*, **32**, 7676 (1985).

[3] A.A. Zabolotnykh, *arXiv*: 2202.04503.

Аномальное запаздывание релятивистских плазменных возбуждений в частично экранированных двумерных электронных системах

Зарезин А.М.^{1,2}, Муравьев В.М.¹, Гусихин П.А.¹, Кукушкин И.В.¹

¹ИФТТРАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2
²МФТИ (НИУ), 141701, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах (ДЭС) активно изучаются как теоретически, так и экспериментально на протяжении более чем 50 лет. Плазмоны в ДЭС обладают бесщелевым, корневым в квазистатическом пределе, законом дисперсии; при этом их свойства

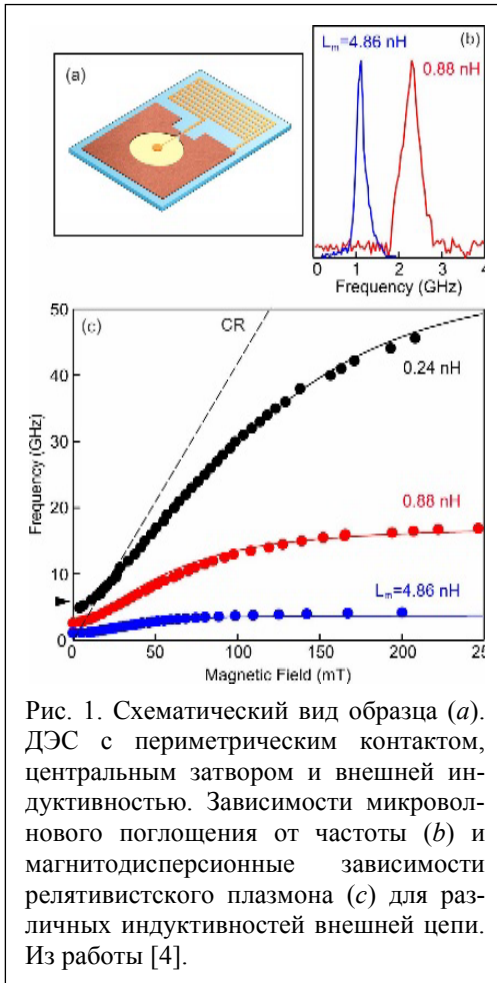


Рис. 1. Схематический вид образца (а). ДЭС с периметрическим контактом, центральным затвором и внешней индуктивностью. Зависимости микроволнового поглощения от частоты (b) и магнитодисперсионные зависимости релятивистского плазмона (c) для различных индуктивностей внешней цепи. Из работы [4].

можно изменять в широком диапазоне, меняя концентрацию электронов, прикладывая магнитное поле или модифицируя диэлектрическое/металлическое окружение ДЭС.

Несмотря на обширные исследования, недавно в ДЭС с частичной металлической экранировкой было обнаружено новое семейство плазменных возбуждений [1], физически отличающееся от хорошо известных случаев как экранированных, так и неэкранированных двумерных плазмонов. В частности, в таких системах в случае электрического соединения металлического затвора и ДЭС в данном семействе возбуждается особая низкочастотная плазменная мода – релятивистский плазмон [2, 3, 4], обязанная своим названием тому, что она наблюдается в высокочастотных системах с двумерной проводимостью больше скорости света (в СГС) [2].

В работе представлено исследование плазменных возбуждений в частично экранированной ДЭС в форме диска с центральным затвором, которые электрически соединены внешней цепью (рис. 1, а). Эксперименты проводились на GaAs/AlGaAs гетероструктурах при гелиевых температурах в криостате со сверхпроводящим соленоидом.

Релятивистский плазмон демонстрирует ряд интересных и необычных свойств: возбуждение на неожиданно низких частотах, нетривиальное поведение в магнитном поле, а также зависимость свойств от внешней электрической цепи, подключенной между ДЭС

и металлическим затвором (рис. 1, b и 1, c).

[1] V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.M. Zarezin, I.V. Andreev, S.I. Gubarev, and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B*, **99**, 241406(R) (2019).

[2] V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, I.V. Andreev, and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 106805 (2015).

[3] V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.M. Zarezin, A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov, and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B*, **102**, 081301(R) (2020).

[4] A.M. Zarezin, V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, A.A. Zabolotnykh, V.A. Volkov, and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B*, **105**, L041403 (2022).

Исследование интенсивности электрон-плазмонного взаимодействия при сближении энергии плазмона и межзонного перехода в кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$

Иванов М.С.¹, Степанов Н.П.²

¹ЗабИЖТ ИрГУПС, 672040, Чита, ул. Магистральная, 11

²ЗИП СибУПК, 672000, Чита, ул. Ленинградская, 16

Показано, что изменение величины удельного сопротивления кристаллов твердых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$) p -типа в области температур, предшествующих наступлению собственной проводимости, обусловлено не только изменением статического времени релаксации, поведение которого в диапазоне температур от 80 до 300 К определяется в основном рассеянием носителей на колебаниях кристаллической решетки, но и изменением концентрации легких дырок. Последнее является следствием перехода носителей заряда из подзоны тяжелых дырок в подзону легких, в результате чего концентрация легких дырок, дающих основной вклад в электропроводность, уменьшается с ростом температуры. Как следствие, энергия плазмона, пропорциональная концентрации носителей заряда, также уменьшается с ростом температуры, а энергия указанного перехода, сопоставимая с энергией плазмона, увеличивается. В связи с этим кристаллы $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ обладают специфической особенностью, обусловленной сближением энергии плазмона и межзонного перехода, что создает условия для увеличения интенсивности электрон-плазмонного взаимодействия.

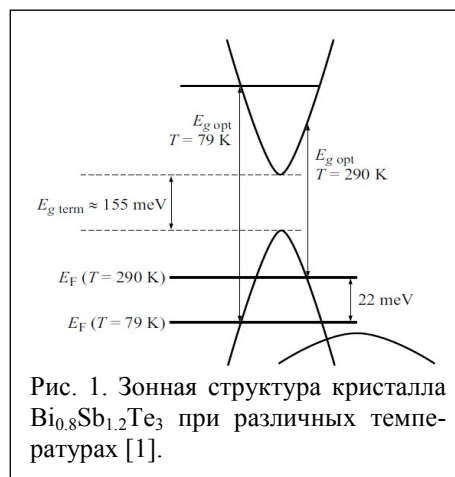


Рис. 1. Зонная структура кристалла $\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{1.2}\text{Te}_3$ при различных температурах [1].

Повышенная удельная электропроводность кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ в области низких температур обусловлена низкой интенсивностью процесса перехода носителей заряда между неэквивалентными экстремумами валентной зоны [2]. При этом энергия плазмона $E_p = \hbar\omega_p$, прямо пропорциональная концентрации легких дырок, также будет максимальной и близка энергии перехода носителей заряда между потолком подзоны тяжелых дырок и уровнем химического потенциала ΔE , влияющего, как показано на рис. 1, на состояние электронной системы кристалла. С ростом температуры концентрация легких дырок, а следовательно, плазменная частота ω_p и энергия плазмона уменьшается, что видно из данных табл. 1, в то время как ΔE увеличивается. Сближение энергии плазмона и межзонного перехода в кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ способствует увеличению интенсивности электрон-плазмонного взаимодействия, что создает благоприятные возможности для его исследования и отражает специфику этого термоэлектрического материала в полупроводниках.

Таблица 1. Экспериментальные значения $\omega_{p\perp}$, $\varepsilon_{\infty\perp}$, σ_{\perp} и результаты расчета $\sum_j (p_j/m_j^*)$,

$\bar{\tau}_{st}$ для кристалла $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_3$. Значения σ_{\perp} соответствуют данным, полученным в работе [2].

T, K	$\omega_{p\perp} \cdot 10^{13}, \text{рад/с}$	$\varepsilon_{\infty\perp}$	$\frac{p}{m^*} \cdot 10^{56}, [\text{м}^3 \cdot \text{кг}]^{-1}$	$\sigma \cdot 10^{-6}, \text{Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$	$\bar{\tau}_{st} \cdot 10^{-13}, \text{с}$
85	8.20	54	1.25	0.517	3.280
150	7.52	60	1.17	0.323	2.183
200	6.91	62	1.02	0.211	1.622
300	6.21	64	0.85	0.070	0.649

[1] Н.П. Степанов, А.А. Калашиников, О.Н. Урюпин, ФТП, 55, 7 (2021).

[2] Л.Д. Иванова, Ю.В. Гранаткина, Неорганические материалы, 36, 810 (2000).

Циклотронный резонанс в двойных квантовых ямах HgTe/CdHgTe в умеренных магнитных полях

Николаев И.Д.¹, Белов Д.А.^{1,2}, Хабибуллин Р.А.², Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³, Алешкин В.Я.⁴, Гавриленко В.И.⁴, Хохлов Д.Р.¹, Иконников А.В.¹

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

²ИСВЧПЭ им. В.Г. Мокерова РАН, 117105, Москва, Нагорный пр., 7/5

³ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

⁴ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Двойные квантовые ямы (ДКЯ) HgTe/CdHgTe с туннельно-прозрачным барьером представляют интерес как возможные кандидаты для реализации топологического изолятора высокого порядка [1]. Из-за наличия туннельного барьера, который в некотором диапазоне толщин является прозрачным для электронов, но не для дырок, зонный спектр таких систем оказывается очень сложным и существенно зависящим от параметров структур [2]. Исследования циклотронного резонанса (ЦР) и магнитопоглощения в более общем случае являются эффективными методами экспериментального изучения зонной структуры полупроводников. К настоящему времени были выполнены исследования магнитопоглощения в сильных полях до 30 Тл, позволившие однозначно идентифицировать наблюдаемые линии, уточнить параметры структур и выявить наличие встроенного электрического поля в ДКЯ HgTe [3]. В то же время детальных исследований в умеренных полях (включая классические) до сих пор выполнено не было. Настоящая работа призвана частично устранить этот пробел.

Измерения ЦР в ДКЯ HgTe с различным зонным спектром были выполнены при $T = 4.2$ К с помощью набора квантово-каскадных лазеров терагерцевого диапазона при постоянной частоте

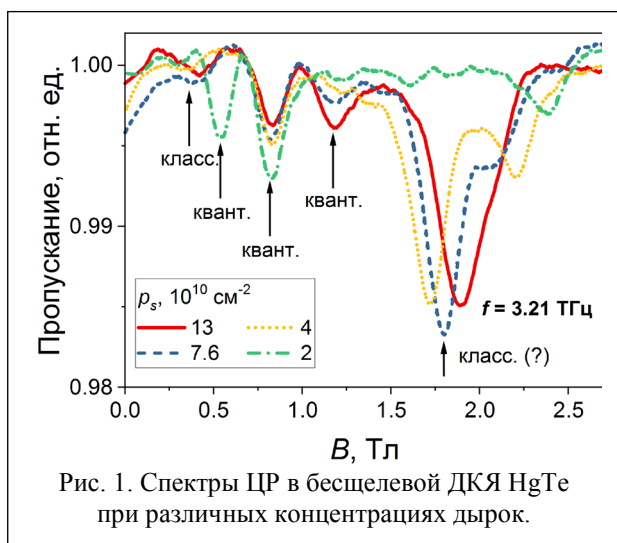


Рис. 1. Спектры ЦР в бесщелевой ДКЯ HgTe при различных концентрациях дырок.

излучения и развертке магнитного поля. Концентрация носителей заряда изменялась вследствие эффекта остаточной фотопроводимости при подсветке видимым или инфракрасным светом и определялась с помощью измерения квантового эффекта Холла. Это позволило, в свою очередь, выявить в спектрах (рис. 1) линии классического ЦР (положение которых сдвигается при изменении концентрации из-за непараболичности зон) и линии квантового ЦР (положение которых не зависит от концентрации).

Результаты проведенных измерений и сопоставление их с результатами расчетов показывают, что положение большинства линий хорошо описывается в рамках 8-зонной модели

Кейна в аксиальном приближении, однако в ряде случаев наблюдаются некоторые расхождения. Данные расхождения могут быть связаны как с эффектами отсутствия симметрии на гетерограницах КЯ [4, 5], так и с наличием встроенного электрического поля [3].

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 22-22-00382). И.Д. Николаев и Д.А. Белов благодарят за поддержку фонд «Базис» (стипендии № 21-2-1-34-1 и 21-2-9-45-1).

[1] S.S. Krishtopenko, *Sci. Rep.*, **11**, 21060 (2021).

[2] S.S. Krishtopenko, W. Knap, F. Teppe, *Sci. Rep.*, **6**, 30755 (2016).

[3] L.S. Bovkun et al., *Opto-electron. Rev.*, **27**, 213 (2019).

[4] S.A. Tarasenko et al., *Phys. Rev. B*, **91**, 081302 (2015).

[5] L.S. Bovkun et al., *J. Phys. Condens. Matter*, **31**, 145501 (2019).

Баллистически-гидродинамический переход и коллективные моды в двумерных электронных системах в магнитном поле

Капралов К.Н., Свинцов Д.А.

МФТИ (ГУ), 141700, Долгопрудный, пер. Институтский, 9

Относительно недавнее обнаружение гидродинамического режима переноса заряда в таких материалах, как графен, квантовые ямы на основе GaAs и полуметаллы Вейля, сопровождалось обширным развитием гидродинамической теории электронного транспорта, в том числе для описания высокочастотной динамики двумерной электронной системы, находящейся в магнитном поле. Особый интерес представляет так называемая бесстолкновительная гидродинамическая модель, описывающая вязкие электронные жидкости в высокоподвижных материалах [1, 2, 3], в рамках которой было предсказано возникновение “магнетозвуковых” поперечных мод, возникающих вследствие резонансного возмущения касательных напряжений [3]. С другой стороны, модели баллистического режима транспорта в высокоподвижных материалах теоретические модели предсказывают наличие мод Бернштейн [4], резонансное влияние которых на магнетопоглощение было недавно экспериментально обнаружено [5]. В то время как уже существуют теории переходного режима между гидродинамическим и баллистическим транспортом для двумерных электронных систем в нулевом магнитном поле [6], то же самое не относится к электронам в ненулевом магнитном поле. В данной работе построена модель, позволяющая сделать непрерывный переход от баллистического режима к гидродинамическому в магнитном поле. Рассчитана нелокальная высокочастотная проводимость, которая является необходимым блоком для вычисления многих характеристик взаимодействия света и материи. Детально исследовано преобразование дисперсии двумерных магнетоплазменных мод при таком переходе.

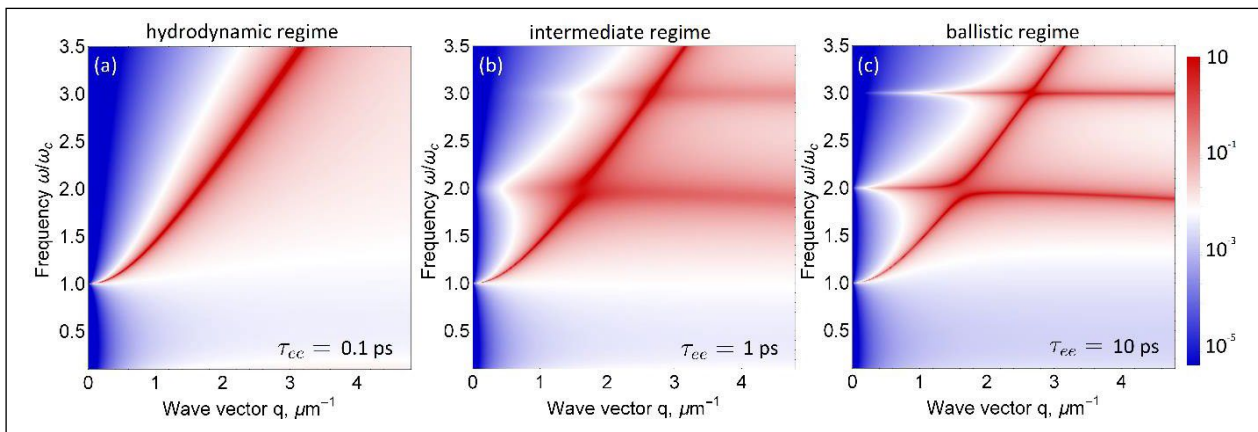


Рис. 1. Дисперсионные кривые магнетоплазмонов, визуализированные с помощью функции потерь $\text{Im}[1/\epsilon]$ в графене при циклотронной частоте $f_C = 1$ ТГц.

Было решено линеаризованное кинетическое уравнение Власова – Больцмана в сильном магнитном поле с интегралом столкновений в обобщенном приближении времени релаксации, учитывающем сохранение числа частиц и импульса при электрон-электронных столкновениях. Интеграл столкновений в этом случае обеспечивает локальное состояние равновесия для функции распределения электронов. Кинетического уравнения с интегралом столкновений вместе с законами сохранения частиц и импульса достаточно для описания поведения электронной системы при больших волновых векторах во всем переходе от гидродинамического к баллистическому режиму. Полученные уравнения высокочастотной динамики можно интерпретировать как обобщенную гидродинамику, поскольку при малых волновых векторах ($qR \ll 1$, где R – циклотронный радиус) они вырождаются в уравнения Навье – Стокса и уравнение непрерывности, которые в случае малой частоты столкновений электронов совпадают с моделью “бесстолкновительной” гидродинамики.

Далее для двумерной электронной системы с известной проводимостью и металлическим затвором была рассчитана диэлектрическая проницаемость, нули которой соответствуют дисперсии магнетоплазмонов. Расчеты демонстрируют следующую картину эволюции: обычный магнетоплазмон в гидродинамическом режиме приобретает всё более явное расщепление на кратных циклотронных частотах по мере уменьшения частоты электрон-электронных столкновений и в баллистическом пределе обретает вид мод Бернштейн.

В результате получено, что модель “бесстолкновительной” гидродинамики применима для описания магнетоплазменных мод лишь при малых волновых векторах, где описываемые ею моды совпадают с двумя нижними модами Бернштейн, наблюдаемыми в точной модели. Начиная же с точки “антикроссинга” двух нижних мод Бернштейн, наблюдается значительное отклонение “бесстолкновительной” гидродинамики от точной модели. Это означает, что поперечные магнетозвуковые моды являются артефактом длинноволнового приближения уравнений переноса и находятся за пределами области ее применимости.

[1] Alekseev, P.S. "Magnetic resonance in a high-frequency flow of a two-dimensional viscous electron fluid." *Physical Review B* 98.16 (2018): 165440.

[2] Alekseev, P.S. "Magnetosonic Waves in a Two-Dimensional Electron Fermi Liquid." *Semiconductors* 53.10 (2019): 1367-1374.

[3] Alekseev, P.S., and Alekseeva, A.P. "Transverse Magnetosonic Waves and Viscoelastic Resonance in a Two-Dimensional Highly Viscous Electron Fluid." *Physical review letters* 123.23 (2019): 236801.

[4] Bernstein, Ira B. "Waves in a plasma in a magnetic field." *Physical Review* 109.1 (1958): 10.

[5] Bandurin, D.A., Mönch, E., Kapralov, K., Phinney, I. Y., Lindner, K., Liu, S., ... & Ganichev, S.D. "Cyclotron resonance overtones and near-field magnetoabsorption via terahertz Bernstein modes in graphene." *Nature Physics* (2022), 1-6.

[6] Svintsov, D. "Hydrodynamic-to-ballistic crossover in Dirac materials." *Phys. Rev. B* 97(12) (2018): 121405.

Нейтральные возбуждения в лафлиновской жидкости

Кулик Л.В.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

Двумерные электронные системы в квантующем магнитном поле представляют исключительный интерес с точки зрения вовлечения квазичастиц с небозевской и нефермиевской статистикой (энионной) в область прикладных физических задач. Дробные состояния ДКЭХ являются единственными на сегодняшний день экспериментально реализованными кандидатами на роль системы квазичастиц с энионной статистикой [1, 2]. Для выяснения статистических и термодинамических свойств энионных систем, а также пригодности энионов для решения технологических задач созданы макроскопические неравновесные ансамбли нейтральных возбуждений со спином 1 в ДКЭХ $1/3$ с помощью методики резонансной фотолюминесценции.

Суть методики состоит в том, что при оптическом возбуждении электронной системы фотон с определенной энергией поглощается в квантовой яме, в результате чего электрон из валентной зоны переходит на верхний спиновый подуровень нулевого уровня Ландау зоны проводимости. Фотовозбужденная дырка из-за сильного спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне релаксирует на нижайший спиновый подуровень подзоны тяжелых дырок за время около 100 пс. Поскольку в электронной системе при низкой температуре равновесно заполнен только нижайший спиновый подуровень, рекомбинация фотовозбужденной дырки с равновесным электроном приводит к тому, что в электронной системе формируется нейтральное возбуждение со спином 1, состоящее из фотовозбужденного электрона на верхнем спиновом подуровне Ландау и дырки на нижнем. Во всех оптических процессах продольный импульс фотона выбирался равным нулю, поэтому в электронной системе возможны два типа нейтральных возбуждений с единичным спином – спиновый экситон и спиновый «магнито-гравитон» [3], из них долгоживущим возбуждением является только спиновый «магнито-гравитон».

Оказалось, что неравновесные ансамбли спиновых «магнито-гравитонов» имеют столь длинные времена релаксации в основное состояние (более 10 секунд), что их можно рассматривать как новые квазиравновесные состояния энионной материи [4]. Разработана экспериментальная методика измерения средних чисел заполнения спиновых «магнито-гравитонов». Показано, что эти нейтральные возбуждения являются «хорошими» бозонами, а средние числа заполнения отдельных квантовых состояний «магнито-гравитонами» при температуре 0.5 К превышают 10. Исследованы низкотемпературные свойства (до 0.1 К) спиновых «магнито-гравитонов».

[1] H. Bartolomei et al., *Science* **368**, 173 (2020).

[2] J. Nakamura et al., *Nature Physics* **16**, 931 (2020).

[3] F.D.M. Haldane, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 116801 (2011).

[4] L.V. Kulik et al., *Nature Communications* **12**, 6477 (2021).

Формирование 2D-полупроводникового интерметаллида K_xAu_y

Лапушкин М.Н., Кузнецов Ю.А., Кулешова Т.Э.

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

Перспективным направлением является поиск полупроводников среди интерметаллидов, например среди малоизвестных соединений золота со щелочными металлами, в которых золото выступает в неожиданной для себя роли – аниона [1]. Было показано, что 2D-слои соединений золота со щелочными металлами [2] могут быть полупроводниками в отличие от кристаллов этих соединений, которые являются металлами, что подтверждалось расчетами [3, 4]. Исследовано формирование 2D-слоев K_xAu_y с помощью электронно-стимулированной десорбции (ЭСД) атомов К при

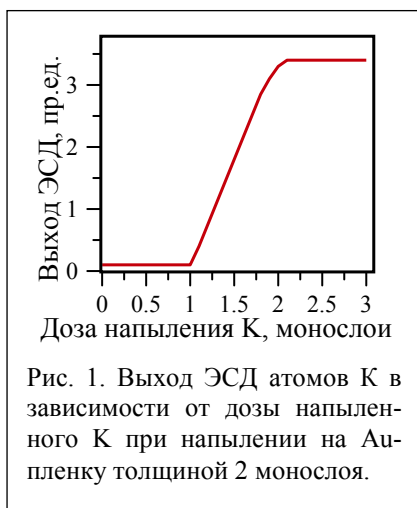


Рис. 1. Выход ЭСД атомов К в зависимости от дозы напыленного К при напылении на Au-пленку толщиной 2 монослоя.

облучении поверхности электронами при напылении атомов К на золотую пленку. На рис. 1 представлен выход ЭСД атомов К с поверхности W, покрытого двумя монослоями Au, в зависимости от количества напыленных атомов К. Выход атомов К при ЭСД из адсорбированного слоя К на поверхности W, покрытого двумя монослоями Au, не наблюдается при покрытиях К меньше одного монослоя, что отражает металлический характер интерфейса К/Au. При дозе напыления более одного монослоя калия начинает регистрироваться ЭСД атомов К. Это означает, что начинает формироваться полупроводниковый 2D-слой K_xAu_y . При увеличении дозы напыленного К происходит линейный рост выхода вплоть до дозы напыленного К, соответствующей двум монослоям К, когда наблюдается максимум выхода. Отметим, что ближайший к поверхности W монослой Au

не принимает участия в формировании K_xAu_y . С учетом того, что в монослое атомов К содержится в два раза больше атомов Au, можно предположить, что происходит формирование полупроводникового 2D-слоя KAu_2 при напылении 2 монослоев К. Дальнейшее увеличение дозы напыленного калия не приводит к изменению выхода ЭСД атомов К. При дозе напыления атомов калия 2 монослоя можно предположить формирование полупроводникового 2D-слоя KAu . В зависимости выхода ЭСД атомов К от энергии возбуждающих ЭСД электронов наблюдается два широких пика, которые связаны с возбуждением Au $5p_{3/2}$ - и $5p_{1/2}$ -состояний.

Для подтверждения, что 2D-слои K_xAu_y могут быть полупроводниковыми, был проведен расчет электронной плотности 2D-слоев $KAu(111)$ толщиной от 1 до 5 монослоев методом функционала плотности с помощью программы “Quantum Espresso”. Показано, что 2D-слои $KAu(111)$ не более 3 монослоев являются полупроводниками, а более толстые слои – металлами, как и кристалл KAu . Ширина запрещенной зоны $KAu(111)$ уменьшается от 2.4 эВ для монослойной пленки $KAu(111)$ до 0.18 эВ для пленки из трех монослоев $KAu(111)$. Валентная зона 2D-слоев $KAu(111)$ сформирована состояниями Au $5d$ с незначительным вкладом Au $6s$, Au $6p$, K $4s$ и K $4p$. Зона проводимости сформирована Au $6s$, K $4s$ - и $4p$ -состояниями. Расчет валентной зоны кристалла KAu совпадает с расчетами [3, 4].

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-02-00370.

[1] M. Jansen, *Chem. Soc. Rev.*, 37, 1826 (2008).

[2] M.V. Knat'ko et al., *Low-Dimen. Struct.*, 9-10, 85 (1999).

[3] M. Miao et al., *Inorg. Chem.*, 52, 8113 (2013).

[4] C. Koenig et al., *Phys. Rev. B*, 29, 6481 (1984).

Магнитные краевые состояния 2Д электронных систем

Витлина Р.З.¹, Магарилл Л.И.^{1,2}, Чаплик А.В.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Краевые состояния электронов в 2Д-системах, помещенных в магнитное поле, нормальное к их плоскости, полностью аналогичны состояниям, отвечающим магнитным поверхностным уровням (МПУ) объемных образцов в магнитном поле, параллельном поверхности образца. Как те, так и другие соответствуют «скачущим» орбитам (skipping orbits) тех электронов, которые не могут замкнуть свою орбиту в магнитном поле, поскольку точка подвеса осциллятора Ландау находится вблизи границы или вообще вне образца. В последнем случае классически доступная область движения заключена между ветвью магнитной параболы и границей образца. Расстояние между точками поворота может быть значительно меньше аналогичной величины для электронов в глубине образца, и поэтому МПУ отделены друг от друга интервалами, существенно превосходящими квант Ландау. Поэтому объемные уровни Ландау могут быть уже сильно размыты температурой и беспорядком, тогда как поверхностные еще хорошо разрешены и могут наблюдаться в резонансных экспериментах. Именно так МПУ были впервые обнаружены Хайкиным при исследовании поверхностного импеданса металлов в очень слабых магнитных полях [1]. Теория эффекта предложена Ни и Пранги [2] также для слабых полей.

В докладе представлена теория магнитных краевых состояний (МКС) в 2Д электронных системах обычных полупроводников и в монослоях дихалькогенидов переходных металлов (ДХПМ) при произвольной величине магнитного поля. Присутствие границы снимает вырождение по положению точки подвеса осциллятора, и многократно вырожденные уровни Ландау размываются в одномерные подзоны, в которых энергия зависит от сохраняющейся в магнитном поле компоненты импульса электрона. В магнитопоглощении света правила отбора межзонных переходов по номеру уровня Ландау для обычных полупроводников совпадают с таковыми для безграничной плоскости: $\Delta l = 0$. Особенность Ван Хофа типа M_0 остается корневой, но коэффициент при

$\frac{1}{\sqrt{\omega - \omega_{\min}}}$ аномально велик при ширине образца много большей, чем магнитная длина.

Более сложная картина возникает в случае монослоя ДХПМ. Как известно, уровни Ландау для безграничной плоскости в этом случае вырождены еще и по долинному индексу τ . Наличие края снимает и это вырождение (τ -удвоение). В отличие от обычных полупроводников правило отбора $\Delta l = 0$ для полуплоскости нарушается, так что, строго говоря, запрещенных по этому правилу межзонных переходов не существует, хотя интенсивности переходов, запрещенных в безграничной плоскости, много меньше интенсивностей разрешенных переходов. Внутри и вне образца на расстояниях от края, существенно превышающих магнитную длину, найдены аналитические выражения для дисперсии 1Д-подзон; в промежуточной области проведен численный расчет.

[1] М.С. Хайкин, *ЖЭТФ*, **39**, 212 (1960).

[2] Tsu-Wei Nee, R.E. Prange, *Phys. Rev.*, **168**, 779 (1968).

Теория вигнеровской шестеренчатой передачи

Махмудиан М.М.^{1,2}, Энтин М.В.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

Если поместить электроны в удерживающую потенциальную яму, из-за взаимного отталкивания они будут выстраиваться почти в твердую структуру, создавая двумерный вигнеровский кластер (ДВК) [1, 2]. При внешних воздействиях, например в переменном магнитном поле, кластер может начать вращаться и/или колебаться. В достаточно слабом магнитном поле ДВК движется как твердое тело. При увеличении магнитного поля ДВК может вести себя как жидкое тело, вплоть до его разрушения.

В докладе приведено моделирование поведения системы планарно-связанных центрально-симметричных двумерных вигнеровских кластеров под действием импульсного электрического поля. Предполагалось, что во внешний удерживающий потенциал вида

$$U(x, y) = \begin{cases} k((x - a_1)^2 + (\beta_1 y)^2), & x \leq 0, \\ k((x - a_2)^2 + (\beta_2 y)^2), & x > 0, \end{cases}$$

в области $x < 0$ и $x > 0$ помещено n_- и n_+ электронов (см. рис. 1). При этом образуется два ДВК с центрами на оси x . Приложением импульсов напряжения к потенциометрическим контактам 1 и 2 кластер 1 приводится во вращение, которое может передаться кластеру 2.

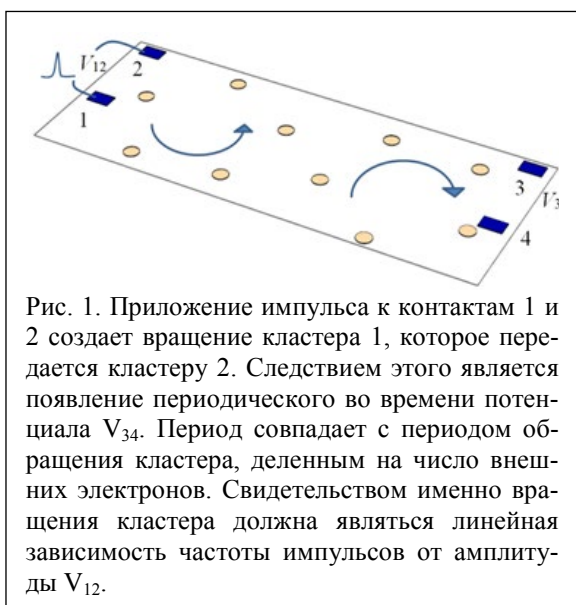


Рис. 1. Приложение импульса к контактам 1 и 2 создает вращение кластера 1, которое передается кластеру 2. Следствием этого является появление периодического во времени потенциала V_{34} . Период совпадает с периодом обращения кластера, деленным на число внешних электронов. Свидетельством именно вращения кластера должна являться линейная зависимость частоты импульсов от амплитуды V_{12} .

Были получены результаты компьютерного моделирования. Движение кластеров достаточно сложное: колебания и вращение левого кластера могут привести как к колебаниям (колебания могут быть как малыми, так и несколькими оборотами), так и к вращению правого ДВК.

Рассмотрены случаи почти жидкого и почти твердого кластеров. Результаты для жидкого кластера интерпретируются в терминах сдвиговой вязкости. Получен коэффициент сдвиговой вязкости для жидкого вигнеровского кластера. Найдено фазовое пространство для твердотельной передачи вращения с кластера на кластер в зависимости от силы взаимодействия и расстояния между кластерами.

Изучение вращений и колебаний ДВК во внешних полях представляется важным для понимания механизмов межэлектронного взаимодействия в низкоразмерных системах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 20-02-00622).

[1] Mehrdad M. Mahmoodian, M.V. Entin, *J. Phys.: Conf. Ser.* **2227**, 012012 (2022).

[2] М.М. Махмудиан, Мехрдад М. Махмудиан, М.В. Энтин, *Письма в ЖЭТФ* **115**, № 10 (2022).

Транспортные явления в квантовых ямах HgTe с двумя (верхним и нижним) полевыми электродами

Миньков Г.М.^{1,2}, Алешкин В.Я.³, Шерстобитов А.А.^{1,2}, Рут О.Э.²,
Михайлов Н.Н.^{4,5}, Дворецкий С.А.^{4,5}

¹Институт физики металлов УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²Институт естественных наук и математики, УФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

³ИФМ РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

⁴ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

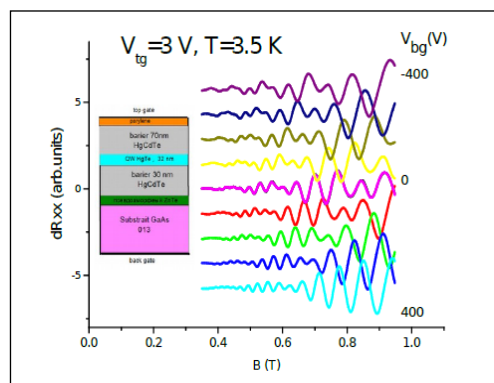
⁵Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Специфика квантовых ям HgTe (КЯ) определяется тем, что HgTe является бесщелевым полупроводником с инвертированным спектром (при $k = 0$ зона Г6 расположена ниже валентной зоны Г8), а барьеры HgCdTe являются полупроводниками с нормальным порядком зон при $k = 0$. Вследствие этого размерное квантование спектра HgTe очень сильно зависит от ширины КЯ (dQW), так что различные типы спектра образуются при различных dQW : «нормальный» щелевой, квазидираковский (линейный при малых k), инверсный, полуметаллический и, наконец, спектр трехмерного топологического изолятора при $dQW > 60\text{--}80$ нм. Экспериментально квантовые ямы в диапазоне dQW 5–20 нм довольно подробно изучались в ряде работ, и в основном они разумно описываются в рамках многозонных kP-расчетов.

Однако в работе [1] было неожиданно обнаружено, что в КЯ с dQW 22–46 нм, напряжение на затворе существенно сдвигает поверхностные состояния, при этом электроны отталкиваются от положительно заряженного затвора, что соответствует отрицательной поляризуемости.

В настоящей работе для более детального понимания проведены измерения магнитотранспортных эффектов на тех же структурах с двумя затворами – верхним и нижним.

На рисунке 1 приведены зависимости dR_{xx}/dB при различных значениях V_{bg} , с шагом 100 В, при концентрации электронов $V_{bg} = 0$, $n = 3.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. В этом диапазоне концентрация электронов меняется на величину $\pm 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Детальный анализ полученных результатов показывает, что: спектр зоны проводимости расщеплен из-за спин-орбитального взаимодействия; зависимости концентраций электронов в ветвях спектра от V_{bg} и V_{tg} согласуются между собой; магнито-межподзональные осцилляции (МИСО) наблюдаются во всем диапазоне V_{bg} и V_{tg} . Все полученные зависимости количественно согласуются с результатами расчета спектра и волновых функций в рамках 4-зонной kP-модели при использовании известных параметров HgTe и HgCdTe за исключением одного – диэлектрической проницаемости ϵ квантовой ямы HgTe. Для такого количественного согласия надо брать ϵ равной 40, а не 20.5.



[1] G.M. Minkov et al., arXiv:2112.06838.

Усиление терагерцовых плазменных волн в желобковом металлическом волноводе с графеном

Морозов М.Ю., Попов В.В.

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 410019, Саратов, ул. Зеленая, 38

Графен – двумерный материал с нулевой шириной запрещенной зоны и линейным спектром носителей заряда [1] – может стать востребованным активным элементом для терагерцовых (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-генераторов и усилителей плазменных волн (плазмонов) на основе графена [3, 4].

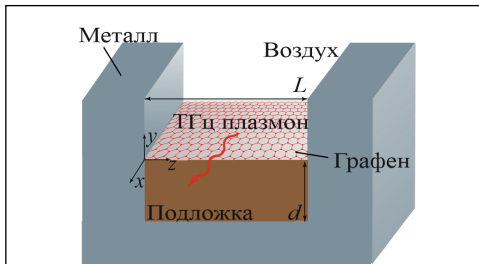


Рис. 1. Схематическое изображение структуры.

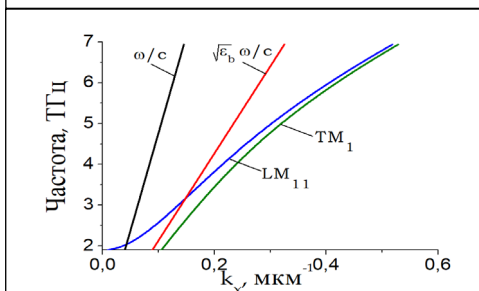


Рис. 2. Дисперсия LM_{11} и TM_1 мод ТГц плазмонов. Прямыми линиями показаны дисперсии света в воздухе и подложке графена.

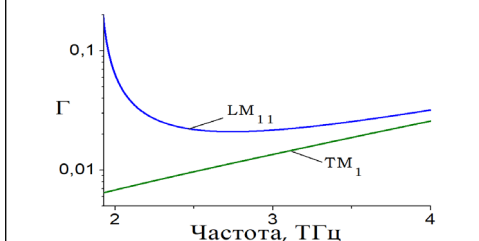


Рис. 3. Коэффициент усиления LM_{11} - и TM_1 -мод.

$\Gamma = 4\pi \text{Im} k_x / \text{Re} k_x$. Видно, что на низких частотах коэффициент усиления LM_{11} -моды более чем на порядок величины превосходит аналогичную величину для TM_1 -моды. Этот факт можно объяснить тем, что LM_{11} -мода медленнее, чем TM_1 -мода (малая групповая скорость), и, следовательно, LM_{11} -мода сильнее взаимодействует с активным графеном.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-19-00611).

[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).

Анизотропия магнитной восприимчивости и сопротивления двумерной разупорядоченной системы $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$

Неверов В.Н.¹, Клепикова А.С.¹, Огнева М.С.¹, Попов М.Р.¹,
Степанова Е.А.², Иванов А.А.³, Чарикова Т.Б.¹

¹ИФМ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18
²ФГАОУ ВО «УрФУ им. первого Президента России Б.Н. Ельцина»,
620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19
³НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., 31

Исследована магнитная восприимчивость и сопротивление в эпитаксиальных пленках $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}/\text{SrTiO}_3$ с уровнем легирования $x = 0.15; 0.145; 0.135$, отожженных при различных условиях (таблица 1). Ориентация оси c соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ при синтезе была задана перпендикулярно или параллельно плоскости подложки SrTiO_3 . Измерения намагниченности проводились во внешнем магнитном поле $H = (-30...+30)$ кЭ при постоянных температурах ($T = 4.2$ К и 77 К). Температурные зависимости намагниченности были получены в постоянном внешнем магнитном поле ($H = 100$ Э и 30 кЭ) в интервале температур $T = (1.8-300)$ К. Четырехконтактным методом на постоянном токе проведены измерения удельного сопротивления при $H = 0$ Э и $T = (1.8-300)$ К.

Таблица 1. Режимы отжига

Режим отжига	Время отжига, мин	Температура отжига, °С	Давление, мм.рт.ст
Оптимальный отжиг	60	600	10^{-5}
Отжиг в кислороде	80	780	760
Без отжига – “as grown”			

Непосредственно после синтеза соединения $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ содержит избыток кислородных атомов ($\delta > 0$), которые располагаются в апексных положениях кристаллической решетки. Отжиг в инертных средах (N_2 , вакуум) приводит к удалению избыточных атомов кислорода из апексных позиций соединения ($\delta \rightarrow 0$), а отжиг в кислороде приводит к добавлению атомов кислорода ($\delta \gg 0$) [1].

Увеличение содержания нестехиометрического кислорода в соединении $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$ и, следовательно, степени разупорядочения приводит к уменьшению коэффициента анизотропии сопротивления, таким образом, в этой квазидвумерной системе имеет место индуцированный беспорядком переход Андерсона – переход от двумерной системы при $x = 0.135$ и 0.145 при оптимальном отжиге и непосредственно после синтеза (as grown) к анизотропной 3-мерной системе после отжига в кислороде.

Увеличение содержания нестехиометрического кислорода в апексных позициях между проводящими плоскостями CuO_2 приводит к росту удельной магнитной восприимчивости, постепенному разрушению сверхпроводящего состояния и переходу в антиферромагнитное состояние в широком интервале температур в результате усиления обменного взаимодействия между магнитными моментами меди в соседних проводящих плоскостях. Анизотропное поведение магнитной восприимчивости в зависимости от внешнего магнитного поля и анизотропия температурных зависимостей магнитной восприимчивости при $H = 100$ Э связаны с магнитным упорядочением редкоземельных магнитных ионов Nd^{3+} (Ce^{4+}) и ионов меди при различной ориентации внешнего магнитного поля относительно проводящих плоскостей CuO_2 .

Работа выполнена в рамках государственного задания по темам “Функция” № АААА-А19-119012990095-0 и “Электрон” № АААА-А18-118020190098-5 при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024)).

[1] T.B. Charikova et al., *Physica C.*, **470**, 221 (2010).

Механизмы сбоя фазы для одиночных и двойных гетеропереходов в квантовых фазовых переходах плато-плато КЭХ

Неверов В.Н., Гудина С.В., Шелушина Н.Г., Арапов Ю.Г., Боголюбский А.С., Клепикова А.С., Туруткин К.В., Якунин М.В.

ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Квантовый эффект Холла (КЭХ) можно рассматривать как последовательность квантовых фазовых переходов диэлектрик-металл-диэлектрик при сканировании уровнем Ферми плотности состояний неупорядоченной 2D-системы в квантующем магнитном поле. В рамках концепции скейлинга [1, 2] ширина перехода между соседними плато КЭХ, так же как и ширина соответствующего пика на зависимости $\rho_{xx}(B)$, при конечной температуре должна стремиться к нулю по степенному закону T^κ . Здесь $\kappa = p/2\nu$ – критический индекс ширины полосы делокализованных состояний, множитель p определяет температурную зависимость времени сбоя фазы $\tau_{in} \sim T^{-p}$, ν – критический индекс длины локализации.

Обобщены экспериментальные результаты для квантовохольных переходов в системах, где наблюдались «универсальные» значения κ , связываемые с квантовым пределом $\nu = 7/3$. Для одиночных гетеропереходов (треугольные квантовые ямы) наблюдаются в основном $\kappa = 0.42$ (см. таблицу в [3] ($p = 2$)); в двойных гетеропереходах (прямоугольные квантовые ямы) обнаружены $\kappa = 0.21$ [4] ($p = 1$). Величина $p = 2$ отвечает электрон-электронному механизму сбоя фазы волновой функции, а $p = 1$ – найквистовскому механизму, который определяется воздействием внешних сил на волновой пакет. Мы полагаем, что такое различное поведение систем с одиночным и двойным гетеропереходами связано с эффектами шероховатости гетерограниц.

В одиночном гетеропереходе квантовая яма формируется вследствие кулоновского притяжения между легирующей примесью и носителями заряда, локализованными вблизи гетероперехода. Для получения двумерных систем с высокой подвижностью носителей заряда используют довольно широкий спейсер между легирующей примесью и гетеропереходом. Вторая стенка квантовой ямы представляет собой плавный изгиб потенциала. Эти два обстоятельства приводят к тому, что в одиночном гетеропереходе шероховатость гетерограницы хотя и смещает квантовую яму в z -направлении, но слабо изменяет положение уровней пространственного квантования и вид волновой функции в z -направлении.

Прямоугольная квантовая яма формируется двумя гетеропереходами, между которыми находится материал с меньшей шириной запрещенной щели. Наличие шероховатости гетерограницы приводит к изменению ширины квантовой ямы. Смещение уровней пространственного квантования увеличивается с уменьшением ширины квантовой ямы. При этом амплитуда крупномасштабного потенциала и скачков энергии на шероховатостях гетероперехода является независимыми. Движение носителя заряда в присутствии шероховатостей гетерограниц приводит к изменению вида волновой функции как в z -направлении, так и в плоскости системы (поскольку изменилась энергия уровня Ландау), что приводит к возможности релаксации фазы по найквистовскому механизму.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме «Электрон» при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024)

[1] A.M.M. Pruisken, *Phys. Rev. B* **32**, 2636 (1985).

[2] B. Huckestein, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 367 (1995).

[3] S.V. Gudina, A.S. Klepikova, V.N. Neverov et al., *Low Temperature Physics* **45**, 176 (2019).

[4] S.V. Gudina, Yu.G. Arapov, et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **440**, 10 (2017).

Спонтанная структуризация канала квантового точечного контакта, обусловленная межэлектронным взаимодействием

Похабов Д.А.^{1,2}, Погосов А.Г.^{1,2}, Сарыпов Д.И.^{1,2}, Жданов Е.Ю.^{1,2},
Бакаров А.К.^{1,2}, Шкляев А.А.^{1,2}

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

Несмотря на долгую историю изучения электронного транспорта в квантовых точечных контактах (КТК), ряд вопросов, в особенности связанных с электрон-электронным взаимодействием, остаются неразрешёнными. К таким вопросам относятся, в частности, возникновение спиновой поляризации, управляемой электрическим полем [1], а также необычный мультиканальный электронный транспорт с независимым квантованием кондактанса отдельных каналов в одиночном КТК [2]. Эти явления наблюдаются в КТК на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с боковыми затворами, отделёнными от проводящего канала литографическими траншеями. Преимуществами таких структур по сравнению с КТК с расщеплёнными металлическими затворами являются увеличенная межподзонная энергетическая щель и возможность прикладывать потенциалы на затворы независимо, в том числе положительные потенциалы, а также значительные напряжения между затворами. Эти преимущества позволили подробно изучить природу возникновения мультиканального режима, связанную со спонтанной структуризацией канала КТК, обусловленной межэлектронным взаимодействием.

Получена фазовая диаграмма заполнения одномерных подзон в отдельных каналах как функция напряжений на затворах. Полученные данные показывают, что электронный транспорт претерпевает переход от режима двух независимых параллельных одномерных проводников к случаю сильно коррелированного двухрядного транспорта. Переход происходит с увеличением числа заполненных одномерных подзон в каналах и выражается на фазовой диаграмме в изменении поведения линий, разделяющих области, соответствующие разным числам. Пересечение этих линий при малых числах заполнения сменяется антипересечением при больших числах. Антипересечения между состояниями свидетельствуют о межканальном взаимодействии, приводящем к расщеплению вырожденных одномерных подзон и гибридизации локализованных состояний в двухъямном потенциале, формирующемся в сужении КТК [3].

В модели Хартри – Фока проведён самосогласованный численный расчёт профиля ограничивающего потенциала и плотности электронов в КТК, учитывающий наличие в системе положительно заряженных доноров кремния в δ -слоях и X-долинных электронов в сверхрешёточных слоях GaAs/AlAs. Было показано, что специфические электростатические условия, реализующиеся в КТК траншейного типа, приводят к спонтанному коррелированному перераспределению зарядов и структуризации проводящего канала. Результаты расчёта качественно согласуются с результатами эксперимента.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 21-52-10013, экспериментальное исследование) и госзадания (проект FWGW-2022-0011, численное моделирование).

- [1] D.A. Pokhobov, A.G. Pogosov, E.Yu. Zhdanov et al., *Appl. Phys. Lett.* **112**, 082102 (2018).
[2] D.A. Pokhobov, A.G. Pogosov, E.Yu. Zhdanov et al., *Appl. Phys. Lett.* **115**, 152101 (2019).
[3] D.A. Pokhobov, A.G. Pogosov, E. u. Zhdanov et al., *Appl. Phys. Lett.* **118**, 012104 (2021).

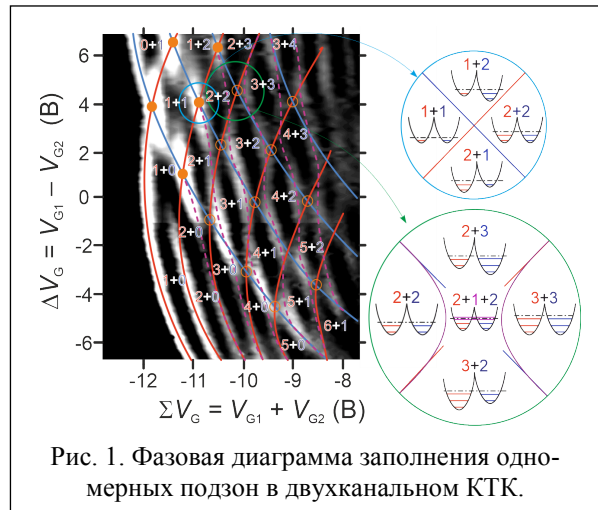


Рис. 1. Фазовая диаграмма заполнения одномерных подзон в двухканальном КТК.

Рекомбинация носителей заряда с испусканием плазмонов в многоямных гетероструктурах HgTe/CdHgTe

Рудаков А.О., Алешкин В.Я.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Процессы рекомбинации неравновесных носителей препятствуют созданию инверсной населенности зон, что важно учитывать при генерации лазерного излучения. Одним из механизмов рекомбинации неравновесных носителей в узкозонных КЯ является рекомбинация с испусканием плазмонов. Этот механизм хорошо изучен в графене (например, [1]). Помимо графена, другим перспективным объектом для создания лазеров, генерирующих излучение в области остаточных лучей GaAs, являются гетероструктуры CdHgTe/HgTe с квантовыми ямами HgTe [2]. В работе [3] показано, что в структуре с одиночной КЯ HgTe шириной 5 нм при концентрациях неравновесных носителей свыше $(1.2-2) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ процессы рекомбинации с испусканием плазмонов начинают преобладать над процессами оже-рекомбинации при эффективной температуре неравновесных носителей, равной 4.2 К. Однако изучение рекомбинации с испусканием плазмонов при межзонных переходах электронов в многоямных гетероструктурах с узкозонными КЯ не проводилось. В данной работе сделана попытка заполнить этот пробел.

Для расчета электронных состояний в КЯ HgTe использовалась модель Кейна с учетом деформации. Спектры плазмонов находились с учетом пространственной дисперсии поляризуемости носителей заряда в структурах с двумя, тремя КЯ, а также в структуре с бесконечным числом КЯ при различных концентрациях неравновесных носителей ($10^{11}-10^{12} \text{ см}^{-2}$) и двух эффективных температурах неравновесных носителей: 4.2 и 77 К. Известно, что в структуре с N КЯ существует N плазмонных мод, и все они дают вклад в рекомбинацию при межзонных переходах электронов. Вследствие взаимодействия с оптическими фононами спектр плазмонов представлен двумя группами ветвей – высокоэнергетическими и низкоэнергетическими [4]. При выбранных параметрах КЯ (концентрация неравновесных носителей, ширина, состав) плазмоны с энергиями, лежащими на низкоэнергетических ветвях спектра, не испускаются при межзонных переходах электронов, так как для них не выполняются законы сохранения энергии и импульса, и в данной работе эти плазмоны не рассматриваются.

Были проквантованы поля плазмонов и получены выражения для вероятностей спонтанной рекомбинации с испусканием симметричных и антисимметричных плазмонов и вычислен темп спонтанной рекомбинации с испусканием плазмона при двух эффективных температурах (4.2 и 77 К). Построена зависимость темпа спонтанной рекомбинации от концентрации неравновесных носителей для двух эффективных температур.

Обнаружено, что с увеличением числа КЯ в структуре темп рекомбинации неравновесных носителей с испусканием плазмонов увеличивается слабо при фиксированной концентрации неравновесных носителей в каждой КЯ. При увеличении концентрации неравновесных носителей от 10^{11} до $2 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ темп рекомбинации начинает быстро возрастать. При эффективной температуре, равной 4.2 К, и концентрации неравновесных носителей около $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$ наблюдается максимум темпа рекомбинации. При дальнейшем увеличении концентрации неравновесных носителей при данной эффективной температуре темп рекомбинации уменьшается. С увеличением температуры от 4.2 К до 77 К темп рекомбинации уменьшается. Это происходит потому, что при увеличении температуры уменьшается заполнение электронных и дырочных состояний, участвующих в рекомбинации. При эффективной температуре, равной 77 К, темп рекомбинации монотонно увеличивается при увеличении концентрации неравновесных носителей заряда.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 20-42-09039).

[1] F. Rana et al., *Physical Review B*, **84**, 04543 (2011).

[2] V.V. Rumyantsev et al., *Nanomaterials*, **11**, 1855 (2021).

[3] V.Ya. Aleshkin et al., *Journal of Physics Communications*, **4**, 115012 (2020).

[4] V.Ya. Aleshkin et al., *Journal of Optics*, **23**, 115001 (2021).

Проявление эффекта кулоновского увлечения в спектрах и затухании двумерных плазмонов

Сафонов И.В., Свинцов Д.А.

МФТИ, 141701, Долгопрудный, пер. Институтский, 9

Известно, что кулоновское взаимодействие между электронами при описании транспортных явлений не дает существенного вклада [1]. Тем не менее в этой работе показывается, что эффект кулоновского взаимодействия может сильно исказить плазмонные резонансы в двумерных структурах.

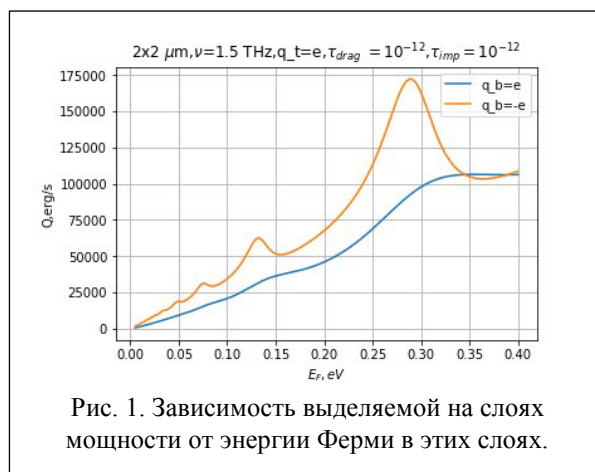
Описываемая система представляет собой два двумерных слоя, находящиеся друг над другом на некотором расстоянии. К каждому из слоев подсоединен контакт от общей антенны, подключены они с противоположных концов (один контакт слева, другой справа), а другие концы слоев считались оборванными. Подобная система позволяет возбуждать двумерные акустические плазмонные моды на двухслойных структурах. В этой работе изучалось влияние эффекта увлечения носителей заряда на плазмонные резонансы в случае различных типов легирования слоев системы: либо в слоях одинаковые типы носителей заряда, либо разные.

Эффект увлечения носителей заряда заключается в том, что если в одном из близко расположенных проводников течет электрический ток, то носители заряда другого проводника, в котором изначально не было электрического тока, ощущают на себе действие этого движения и начинают под него подстраиваться [1]. Эффект увлечения в этой работе учитывался с помощью дополнительной силы в уравнениях движения, которая зависит от разности скоростей носителей заряда в различных слоях.

Для учета электродинамической связи между слоями было применено конденсаторное приближение [2]. Это означает, что заряды различных слоев будут противоположны, а плазмонные моды антисимметричны. Антисимметричные плазмонные моды в двухслойных структурах называются акустическими.

В отсутствие эффекта увлечения электронов можно ожидать, что изменение типов носителей заряда никак не скажется на поведении системы. И действительно, смена типа носителей заряда при неизменном поле приведет к изменению направления движения зарядов, но так как заряды поменяли знак, то электрический ток не изменит своего знака. Наличие же эффекта увлечения разрушает эту симметрию, и можно ожидать, что величина резонансов станет меньше в том случае, когда типы носителей заряда в разных слоях будут отличаться.

В этой работе показывается величина влияния этого эффекта с помощью теоретических методов. По результатам теоретического анализа было выявлено, что эффект увлечения носителей заряда может довольно сильно повлиять на проявления акустических плазмонных мод (см. рис. 1).



[1] B.N. Narozhny, A. Levchenko, *Rev. Mod. Phys.* **88** (2016).

[2] V.I. Ryzhij et al., *J. Phys. D Appl. Phys.* **45** (2012).

Магнитодисперсия двумерных плазмон-поляритонов

Семенов Н.Д.¹, Муравьев В.М.¹, Андреев И.В.¹, Заболотных А.А.², Кукушкин И.В.¹

¹ИФТТ им. Ю.А. Осипьяна РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

²ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11

Исследован спектр плазмон-поляритонов в широком диапазоне магнитных полей. Продемонстрировано, что в режиме сильного запаздывания экранированные плазменные возбуждения двумерной электронной системы (ДЭС) взаимодействуют со световыми ТМ-модами диэлектрической подложки образца.

Эксперименты проводились на гетероструктурах GaAs/AlGaAs с одиночными квантовыми ямами. Образцы с мезами в форме дисков изготавливались с помощью оптической литографии и жидкостного химического травления. Металлический затвор термически напылялся на обратную сторону структуры. Магнитоплазменные моды возбуждались в образце под действием СВЧ-излучения в диапазоне частот 1–40 ГГц. Для обнаружения микроволнового поглощения ДЭС использовался неинвазивный оптический метод [1, 2]. Все эксперименты проводились при температуре $T = 4.2$ К в магнитном поле 0–0.4 Тл, направленном перпендикулярно поверхности образца.

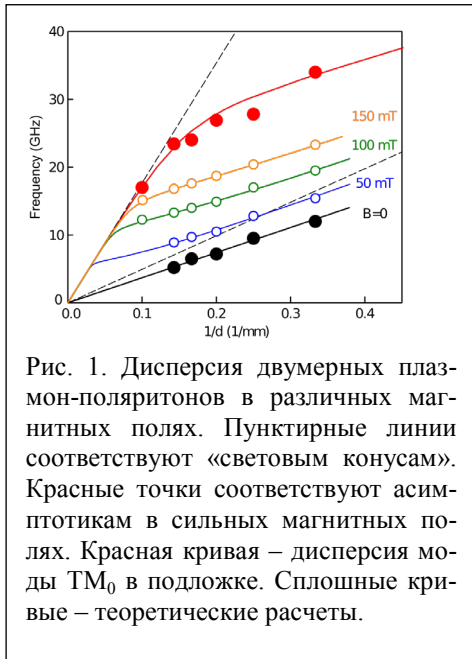


Рис. 1. Дисперсия двумерных плазмон-поляритонов в различных магнитных полях. Пунктирные линии соответствуют «световым конусам». Красные точки соответствуют асимптотикам в сильных магнитных полях. Красная кривая – дисперсия моды TM_0 в подложке. Сплошные кривые – теоретические расчеты.

Уникальный дизайн структуры позволил одновременно реализовать режим сильного экранирования и сильного запаздывания двумерных плазменных возбуждений. Благодаря этому, с одной стороны, удалось подавить сильное излучательное уширение линии плазменного резонанса, а с другой – понизить плазменную частоту. Оба этих фактора позволили установить механизм взаимодействия ДЭС с падающей на нее электромагнитной волной.

Экспериментально показано, что при $B = 0$ Тл резонансные частоты (черные точки на рис. 1) близки к теоретическим для экранированного двумерного плазмона с учетом эффектов запаздывания [3], в то время как при ненулевых магнитных полях экспериментальные точки (пустые цветные круги на рис. 1) смещаются вверх. Для анализа экспериментальных данных была разработана теория плазменных волн в ДЭС с бесконечным затвором. Теоретически рассчитанные дисперсии для ненулевых магнитных полей $B = 50, 100$ и 150 мТл приведены на том же рисунке цветными кривыми. При малых волновых векторах все дисперсионные кривые повторяют дисперсию света в вакууме (штриховая черная линия на рис. 1). Для анализа асимптотического поведения поляритонной моды в сильных магнитных полях мы разработали простую аналитическую формулу. Аппроксимируя экспериментальные точки этой формулой, мы получаем резонансную частоту, соответствующую бесконечному магнитному полю. Эти частоты для различных диаметров диска показаны на рис. 1 красными точками. Обнаружено, что дисперсия плазмон-поляритонных возбуждений в бесконечном магнитном поле хорошо повторяет дисперсию TM_0 -моды диэлектрической подложки (красная кривая на рис. 1).

Экспериментально показано, что при $B = 0$ Тл резонансные частоты (черные точки на рис. 1) близки к теоретическим для экранированного двумерного плазмона с учетом эффектов запаздывания [3], в то время как при ненулевых магнитных полях экспериментальные точки (пустые цветные круги на рис. 1) смещаются вверх. Для анализа экспериментальных данных была разработана теория плазменных волн в ДЭС с бесконечным затвором. Теоретически рассчитанные дисперсии для ненулевых магнитных полей $B = 50, 100$ и 150 мТл приведены на том же рисунке цветными кривыми. При малых волновых векторах все дисперсионные кривые повторяют дисперсию света в вакууме (штриховая черная линия на рис. 1). Для анализа асимптотического поведения поляритонной моды в сильных магнитных полях мы разработали простую аналитическую формулу. Аппроксимируя экспериментальные точки этой формулой, мы получаем резонансную частоту, соответствующую бесконечному магнитному полю. Эти частоты для различных диаметров диска показаны на рис. 1 красными точками. Обнаружено, что дисперсия плазмон-поляритонных возбуждений в бесконечном магнитном поле хорошо повторяет дисперсию TM_0 -моды диэлектрической подложки (красная кривая на рис. 1).

[1] I.V. Kukushkin, J.H. Smet, K. von Klitzing, W. Wegscheider, *Nature (London)* 415, 409 (2002).

[2] V.M. Muravev et al., *Phys. Rev. B* 93, (2016).

[3] I.V. Andreev et al., *Rev. B* 103(11), 115420 (2021).

Проявления магнитных квантовых осцилляций в эффекте Холла в квазидвумерных соединениях

Фролов А.В.¹, Синченко А.А.^{1,2}, Григорьев П.Д.³, Зверев В.Н.⁴, Монсо П.⁵

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 119991, Москва, ул. Моховая, 11/7

²МГУ им. М.В. Ломоносова, 125009, Москва, Ленинские горы, 1

³ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Черноголовка, пр. Ак. Семенова, 1А

⁴Институт физики твердого тела РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

⁵Université Grenoble Alpes, Institut Neel, 38042, Grenoble, France

Квантование Ландау электронов в магнитных полях приводит к магнитным квантовым осцилляциям (МКО), которые дают богатую информацию о поверхности Ферми (ПФ) и состоянии электронов. Обычно МКО наблюдаются в магнитосопротивлении как эффект Шубникова – де Гааза (ШдГ) и намагниченности как эффект де Гааза – ван Альфена. Амплитуда МКО определяется известной формулой Лифшица – Косевича (ЛК) [1]. Эта формула описывает затухание колебаний, обусловленное температурой, рассеянием и эффектами взаимодействия, и подгонка экспериментальных зависимостей амплитуды МКО позволяет извлечь как эффективную массу, так и время рассеяния через температуру Дингла.

В настоящей работе исследовались магнитотранспортные свойства в квазидвумерных соединениях семейства трителлуридов редкоземельных атомов $TmTe_3$ и $SrTe_3$. Измерения магнитосопротивления и сопротивления Холла проводились по методу ван-дер-Пао в магнитных полях до 8 Тл и в температурном диапазоне 4.2–100 К.

В $TmTe_3$ в исследуемом диапазоне полей наблюдаются две частоты МКО – 15 Тл и 55 Тл. Осцилляции ШдГ демонстрируют обычное для магнитосопротивления поведение: температурная зависимость амплитуды МКО, $A(T)$, хорошо описывается формулой ЛК, позволяющей определить эффективную массу: $m_1^* = 0.032m_e$ и $m_2^* = 0.041m_e$. Напротив, для сопротивления Холла $A(T)$ не подчиняется формуле Лифшица – Косевича: уменьшение A с температурой происходит гораздо медленнее, и колебания наблюдаются до очень высокой температуры и являются различимыми даже при 85 К. Полностью аналогичное поведение магнитосопротивления и эффекта Холла наблюдалось и в соединении $SrTe_3$. Такое поведение хорошо согласуется с теоретическими расчетами магнитосопротивления и сопротивления Холла в двумерных соединениях в слабых и промежуточных магнитных полях [2]. Мы обратили внимание на то, что из соотношений, полученных в данной работе, следует, что отношение амплитуд осциллирующих частей магнитосопротивления и сопротивления Холла $\Delta\rho_{xx}/\Delta\rho_{xy} = \omega_c\tau$, где ω_c – циклотронная частота, а τ – время рассеяния. Полученное с помощью данного соотношения из экспериментальных результатов значение времени рассеяния при $T = 4.2$ К в точности совпадает с временем рассеяния, полученным из температуры Дингла по формуле ЛК. Оказалось, что при высоких температурах применение формулы ЛК в ее стандартном виде для определения времени рассеяния приводит к нереалистичным значениям τ в исследованных соединениях из-за аномального возрастания температурного фактора затухания. В то же время извлечение данного параметра из соотношения $\Delta\rho_{xx}/\Delta\rho_{xy} = 2\omega_c\tau$ остается корректным при всех температурах, что позволяет рассматривать данную процедуру как новый эффективный метод определения времени рассеяния в квазидвумерных соединениях.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 22-42-09018).

[1] I.M. Lifshitz and A.M. Kosevich, *Sov. Phys. JETP* **2**, 636 (1955).

[2] Akira Isihara and Ludvig Smrcka, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **19**, 6777 (1986).

ТГц-детектирование на р-п-переходе в двуслойном графене с открытой запрещенной зоной

Титова Е.И.^{1,2}, Мыльников Д.А.¹, Кащенко М.А.^{1,2}, Алымов Г.В.¹, Жуков С.С.¹, Свинцов Д.А.¹

¹МФТИ (НИУ), 141701, Долгопрудный, пер. Институтский, 9

²Лаборатория физики программируемых функциональных материалов «Центр изучения мозга и сознания», 121205, Москва

Терагерцовое излучение имеет множество потенциально полезных применений. Графен, в свою очередь, является перспективным материалом для создания высокоэффективного сверхбыстрого ТГц-фотодетектора [1]. Однако до сих пор у научного сообщества не сформировалось четкого и однозначного понимания количественного вклада в итоговый фотоотклик различных механизмов поглощения ТГц-излучения в графене.

В данной работе было изучено выпрямление ТГц-излучения на р-п-переходе в двухслойном графене с открытой запрещенной зоной. Р-п-переход индуцировался в графеновом канале транзисторной структуры, имеющей три затвора – один нижний и два верхних. Нижний затвор был расположен под всей площадью канала, а два верхних – над каналом, физически сепарированные на расстояние порядка 100 нм друг от друга. Таким образом, мы независимо контролировали две части канала – под верхними затворами TG1 и TG2. При приложении противоположных относительно точки электронейтральности напряжений на верхние затворы в графене индуцировался р-п-переход, а при дополнительном сильном электрическом смещении нижнего затвора в графеновом канале может реализовываться туннельный переход.

В описанной выше структуре нами было измерено фотонапряжение, генерируемое в графеновом канале при симметричном облучении структуры излучением 0.13 ТГц в зависимости от напряжения на трех затворах и температуры. Кроме фотонапряжения, одновременно были также измерены сопротивление канала, фотопроводимость и нелинейность ВАХ по каналу. Результаты фотонапряжения при температурах 300 К и 30 К представлены на рис. 1 в виде двухмерных карт интенсивности.

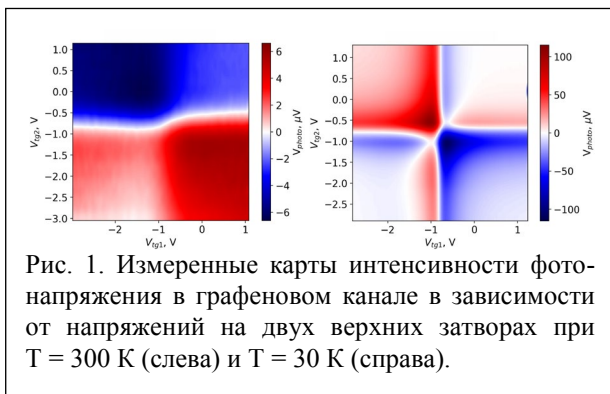


Рис. 1. Измеренные карты интенсивности фотонапряжения в графеновом канале в зависимости от напряжений на двух верхних затворах при $T = 300$ К (слева) и $T = 30$ К (справа).

Квадранты от I до IV (против часовой стрелки) в данном случае соответствуют переходам в графеном канале n-p, p-n, p-p и n-p. Хорошо заметно, что фотонапряжение при изменении температуры меняет знак в областях р-п-переходов, что свидетельствует о различных доминирующих механизмах поглощения ТГц-излучения при комнатной температуре и при $T = 30$ К. Характерную 6-составную картину распределения фотосигнала как на рис. 1 часто называют типично термоэлектрической [1–3].

Однако такую картину фотоотклика может давать не только термоэлектрический механизм поглощения ТГц в графене, что мы и рассматриваем в дальнейшей работе. Также в зависимости от полярности канала наблюдается различная величина не только фотонапряжения, но и фотопроводимости. Возможное объяснение такого поведения – блокирование оттока электронной температуры благодаря контактному сопротивлению.

Оценочная фоточувствительность нашего ТГц-детектора составляет порядка 10 кВ/Вт.

[1] Sebastián Castilla et al., *Nano Lett.*, 19, 2765–2773, 2019.

[2] N.M. Gabor et al., *Science*, 334, 648–652, 2011.

[3] Minkyung Jung et al., *Nano Lett.*, 16, 11, 6988–6993, 2016.

Электронно-транспортные свойства мезоскопических систем с полупроводниковым искусственным графеном

Ткаченко О.А.¹, Ткаченко В.А.^{1,2}, Бакшеев Д.Г.², Сушков О.П.³

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

³University of New South Wales, Sydney, 2052, Australia

В настоящее время создаются и изучаются системы, подобные графену, с дираковским конусом, но в другом диапазоне параметров. Полупроводниковым искусственным графеном (ПИГ) называются гексагональные короткопериодные решетки ($L = 80\text{--}130$ нм) в высокоподвижном двумерном электронном газе (ДЭГ) гетероструктур GaAs/AlGaAs, имеющие модуляцию потенциала немного больше энергии Ферми. Наличие точки Дирака в таких структурах подтверждено пока только наблюдением фотолюминесценции при межзонных переходах. Актуальной задачей остается получение сверхрешеток в ДЭГ, демонстрирующих точку Дирака в квантовом транспорте. Основной помехой на этом пути является беспорядок. Численное моделирование ПИГ помогает предсказать характерные проявления минизон в магнитотранспорте.

Промоделированы мезоскопические двухтерминальные и четырехтерминальные устройства в ДЭГ, имеющие форму квадрата размером несколько микрон, заполненные слабо разупорядоченной треугольной решеткой антиточек. Рассмотрено влияние двух типов беспорядка: коротковолнового и длинноволнового. Для нескольких амплитуд периодического потенциала с учетом коротковолнового беспорядка вычислены диаграммы Ванье – карты зависимости плотности состояний (ПС) от напряженности магнитного поля B и концентрации электронов n . Глубокие провалы ПС на этих картах имеют вид лучей положительного и отрицательного квантованного наклона, выходящих из точек, кратных n_0 и B_0 , определяемых периодом L решетки. С увеличением амплитуды модуляции периодического потенциала на диаграмме Ванье формируется вторая точка Дирака при $n = 4n_0$. Расчеты четырехтерминальных сопротивлений показывают, что провалы ПС отвечают крайевым состояниям, а знак и величина наклона лучей на диаграмме Ванье соответствуют квантованным холловским сопротивлениям R_{xy} . Характерным проявлением магнитоэлектрических минизон решетки антиточек являются крупнопериодные осцилляции в $R_{xy}(B)$ между отрицательными и положительными значениями, что говорит о смене типов носителей тока. В низких полях (~ 10 мТл) при слабом беспорядке с увеличением концентрации электронов n в холловском сопротивлении $R_{xy}(B)$ сначала возникает плато дырочного типа $R_{xy} = -R_0 = -h/2e^2$ при $n < n_0$ (n_0 – концентрация в первой точке Дирака), а при $n > n_0$ плато электронного типа $R_{xy} = R_0$. Вторая по концентрации область дырочной проводимости возникает выше $M2$ -точки (сингулярности ван Хоффа на зонной диаграмме). Коротковолновой беспорядок разумных амплитуд приводит только к сужению плато квантованных значений холловских сопротивлений, в то время как длинноволновой беспорядок разрушает плато R_{xy} и значения сопротивлений становятся значительно меньше, при этом знак сопротивления R_{xy} сохраняется. Индуцированные магнитным полем запрещенные зоны решетки проявляются как области высоких четырехтерминальных сопротивлений (горизонтальный луч провала ПС на диаграмме Ванье).

Таким образом, промоделировано влияние двух типов беспорядка на магнитотранспорт через решетки с разной амплитудой модуляции. Найдены параметры эффективного потенциала, при которых в транспорте присутствуют эффекты квантования Ландау, Ландау – Дирака и проявления магнитоэлектрических минизон (бабочки Хофстадтера).

Работа поддержана грантом РФФИ 19-72-30023. Для вычислений использован доступ к ресурсам Межведомственного суперкомпьютерного центра РАН.

Демонстрация коллективного движения волны зарядовой плотности под воздействием электрического поля Холла

Фролов А.В.¹, Орлов А.П.^{1,2}, Синченко А.А.^{1,3}, Монсо П.⁴

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

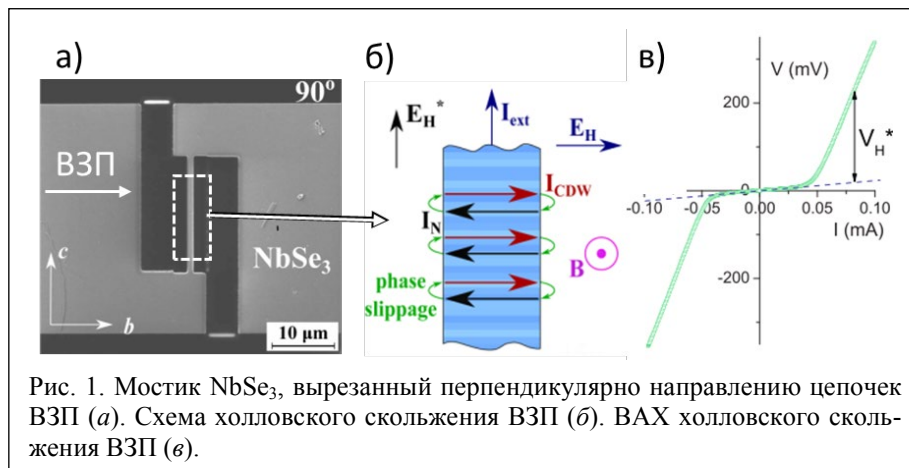
²ИНМЭ РАН, 115487, Москва, ул. Нагатинская, 16А/11

³МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва

⁴Université Grenoble Alpes, CNRS, Grenoble INP, Institut NEEL, 38042, Grenoble, France

Коллективное движение (скольжение) волны зарядовой плотности (ВЗП) – один из наиболее интересных эффектов, наблюдаемых в системах с данным видом зарядового упорядочения. Скольжение возникает при приложении в направлении ВЗП электрического поля выше порогового, $E > E_t$. Как правило, данный эффект изучается в мостиковых структурах, ориентированных в направлении цепочек ВЗП, при этом электрическое поле определяется разностью потенциалов между токовыми контактами. В настоящей работе показано, что в сильных магнитных полях волну зарядовой плотности можно приводить в движение бесконтактно, электрическим полем Холла [1–3].

Образцы представляли собой мостики, вырезанные из монокристаллов NbSe_3 , имеющих форму полоски субмикронной толщины, и ориентированные под углами 90 и 45 градусов к направлению цепочек ВЗП (рис. 1, а). В перпендикулярно ориентированных мостиках эффект холловского скольжения наблюдался на вольт-амперных характеристиках (ВАХ), рис. 1, в, как падение проводимости при достижении порогового поля E_t (при обычном скольжении проводимость, наоборот, увеличивается). Было показано [1], что данная особенность ВАХ возникает из-за протоктока нормальных носителей, компенсирующих перенос заряда ВЗП, которые, в свою очередь, создают холловскую разность потенциалов, противоположную изначально приложенной к образцу (рис. 1, б). В данной конфигурации наблюдалась аномально высокая проводимость ВЗП – примерно на порядок больше, чем в обычной [2]. Благодаря этому нелинейные свойства ВЗП удалось наблюдать до гораздо более низких температур – вплоть до 0.1 К.



В мостиках, ориентированных под углом 45 градусов к направлению цепочек [1], наблюдалась конкуренция классической и холловской ВЗП. При низких температурах (~ 30 К) преобладало холловское скольжение ВЗП, что объясняется большими значениями константы Холла в NbSe_3 . При более высоких температурах (~ 45 К) величина константы Холла в NbSe_3 значительно уменьшается и меняет знак, что приводило к преобладанию классического типа скольжения ВЗП.

[1] A.V. Frolov et al., *Physical Review B*, **100**, 245126 (2019).

[2] A.V. Frolov et al., *Applied Physics Letters*, **118**, 213102 (2021).

[3] A.P. Orlov et al., *Quantum Materials*, **2**, 1 (2017).

Оптимальная асимметрия в детекторах терагерцового излучения, основанных на транзисторах с двумерным каналом

Шабанов А.В.¹, Москотин М.¹, Белосевич В.^{2,3}, Матюшкин Я.^{1,3},
Рыбин М.⁴, Федоров Г.¹, Свинцов Д.¹

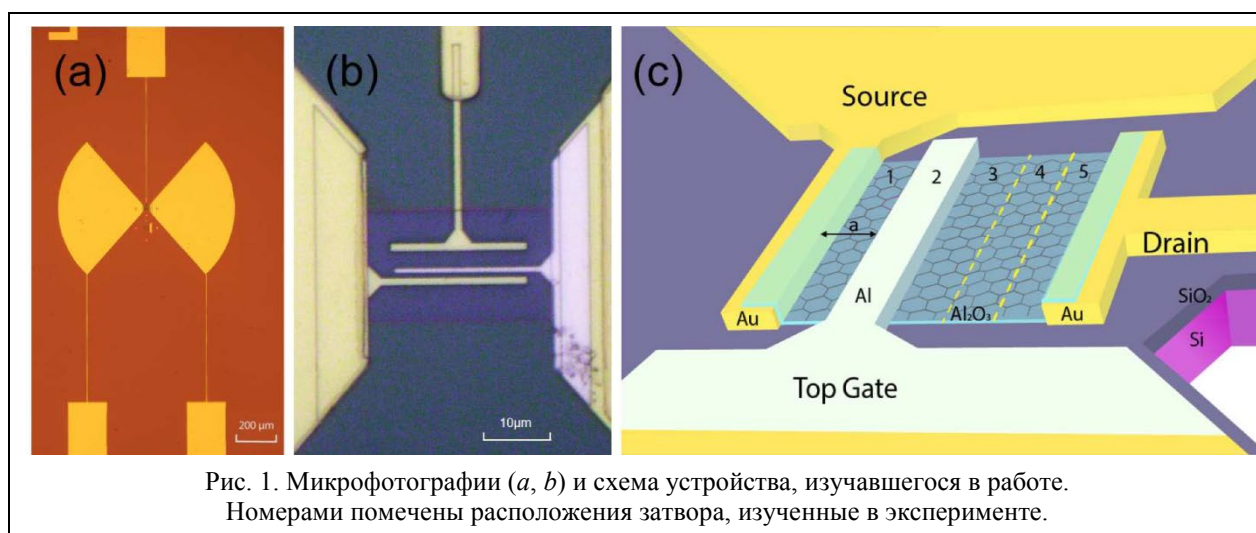
¹МФТИ, 141701, Долгопрудный, пер. Институтский, 9

²Институт физики, технологии и информационных систем,
Московский педагогический государственный университет,
119435, Москва, ул. Малая Пироговская, 29/7, стр. 1

³НИУ "Высшая школа экономики", 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20

⁴Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

В работе была измерена зависимость величины фотоотклика, генерируемого детектором терагерцового излучения, созданного на основе транзистора с графеновым каналом, подключенного по схеме Дьяконова – Шура [1], от расстояния между затвором и истоком элемента (рис. 1). Для этого была создана серия транзисторов с графеновым каналом длиной 4 мкм и шириной 20 мкм на кремниевой подложке, отделенной от него оксидом кремния толщиной 500 нм. Канал был снабжен золотыми контактами и покрыт оксидом алюминия толщиной 100 нм, на котором расположен затвор в одном из пяти положений. В качестве нижнего затвора использовалась кремниевая подложка. Устройства освещались субтерагерцовым излучением частотой 130 ГГц, мощностью 1 мВт. Фотоотклик измерялся как постоянное напряжение между истоком и стоком транзистора.



Результаты измерения показали увеличение чувствительности устройства при приближении затвора к истоку и были сравнены с теоретическими расчетами выпрямленного напряжения, генерируемого на элементе фототермоэлектрическим, V_{PTE} , и резистивным, V_{RSM} , механизмами выпрямления сигнала. Результаты симуляции имеют два предельных случая при различном отношении сопротивлений канала и подзатворной емкости. В случае большого сопротивления канала $R = 1400$ Ом, наблюдаемого в эксперименте, оба механизма становятся более чувствительными при сдвиге затвора к истоку, что согласуется с результатами эксперимента, но в противоположном случае резистивный отклик показывает противоположный тренд, в то время как для фототермоэлектрического отклика оптимальным остается положение затвора у источника. Это позволяет в дальнейшем создать серию аналогичных устройств для выявления доминирующего механизма выпрямления сигнала в детекторах, созданных по такой схеме.

[1] M. Dyakonov and M. Shur, *IEEE Transactions on Electron Devices* 43, 380 (1996).

Спин-орбитальное взаимодействие в GaN/AlGaN- и ZnO/MgZnO-гетеропереходах

Щепетильников А.В., Хисамеева А.Р., Кукушкин И.В.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

Фундаментальные аспекты спин-орбитального взаимодействия были изучены при помощи методики электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) в различных GaN/AlGaN и ZnO/MgZnO гетероструктурах. Данный подход базируется на том факте, что спин-орбитальное взаимодействие “перемешивает” орбитальное движение электрона в режиме квантового эффекта Холла и его спиновую степень свободы. В эксперименте это проявляется в модификации одночастичного спинового расщепления, которое можно измерить посредством методики ЭПР с высокой точностью. По величине и знаку такой модификации можно определить как доминирующий тип взаимодействия, так и соответствующие константы.

Эксперименты проводились в ZnO/MgZnO- и GaN/AlGaN-гетеропереходах, содержащих высококачественные двумерные электронные системы. При этом электронная плотность в них варьировалась в крайне широких пределах, причем несколькими принципиально различными методиками, а именно: электростатически посредством верхнего полупрозрачного затвора, путем оптической накачки, а также за счет изменения концентрации Mg или Al в барьерных слоях. Общим свойством изучаемых систем была большая масса носителей заряда, обеспечивающая относительно маленькую величину циклотронной энергии и, как следствие, эффективное перемешивание спиновой и орбитальной степеней свободы в режиме квантового эффекта Холла.

В полном соответствии с кристаллической симметрией изучаемых структур доминирующее взаимодействие имело тип Рашбы, а полученные экспериментально зависимости константы спин-орбитального взаимодействия от электронной плотности оказались достаточно слабыми и практически не зависели от способа изменения электронной плотности. Данные факты предполагают, что спин-орбитальное взаимодействие в исследованных структурах имеет “объемную” природу.

В рамках данной работы коэффициент Рашбы, извлеченный с помощью методики электронного парамагнитного резонанса, также сравнивался со значениями α , полученными из анализа слабой антилокализации, наблюдавшейся на некоторых образцах в малых магнитных полях. Отметим, что диапазон магнитных полей, используемых в ЭПР-экспериментах и при изучении антилокализации, различается на несколько порядков. Несмотря на это, извлекаемые разными методиками коэффициенты демонстрируют хорошее согласие между собой.

Работа была выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 20-72-10097).

Структура и динамические свойства двумерного вигнеровского кластера

Энтин М.В.¹, Махмудиан М.М.^{1,2}, Махмудиан Мехрдад^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

Двумерный вигнеровский кластер (ДВК) представляет собой систему конечного числа электронов, помещенных в потенциальную яму. В работе аналитически и численно изучена структура и свойства ДВК в различных внешних потенциальных ямах. Рассмотрен случай параболической ямы $U(x, y) = k(x^2 + \beta y^2)/2$ и кулоновского отталкивания в отсутствие и при наличии полевого электрода при нулевой температуре.

Найдена зависимость размера ДВК с различным числом электронов от внешнего потенциала. Показано, что внутренние электроны образуют кристаллиты с близким к периодическому расположением, а внешние электроны описываются оболочечной моделью. Исследованы centrosymmetric (ЦС) параболические и непараболические потенциальные ямы, а также некоторые ямы с более низкой симметрией. Изучено возникновение топологических дефектов с пятиугольной симметрией. Нарушение периодичности решетки внутри кластера обусловлено конкуренцией изотропного поверхностного давления от ямы и требования минимальности энергии межэлектронного взаимодействия, приводящего к кристаллической внутренней структуре. Показано, что в сильно вытянутой параболической потенциальной яме при $\beta \gg 1$ или $\beta \ll 1$ в структуре ДВК происходит переход струна-зигзаг.

Исследован спектр колебаний ДВК. Показано, что для ДВК в ЦС-яме имеются радиальные и аксиальные, поверхностные и внутренние моды колебаний, а также крутильные моды колебаний электронных оболочек. Найдена колебательная теплоемкость ДВК.

Рассмотрено свободное вращение твердого ДВК при $\beta = 1$. Показано, что центробежная сила приводит к неограниченному расширению кластера ДВК при $m\omega^2 > k$.

Исследовано вынужденное вращение ДВК при $\beta = 1$ вследствие приложения адиабатически-переменного магнитного поля соосного ДВК соленоида. Предполагалось, что магнитное поле изменяется от нуля до некоторого стационарного значения. Изменение магнитного поля создает вихревое электрическое поле. Показано, что при достаточно слабом электрическом поле кластер начинает вращаться как твердое тело. Мы обнаружили, что без трения кластер приобретает угловую скорость в два раза меньше циклотронной частоты. Этот результат является универсальным, не зависящим от структуры кластера. Изучено также движение деформируемого ДВК. Показано, что увеличение амплитуды магнитного поля приводит к периодическому сжатию кластера с сохранением его структуры. Дальнейшее увеличение магнитного поля приводит к нарушению структуры из-за рассеяния электронов друг на друге.

Другим типом рассмотренного в докладе движения деформируемого ДВК является дифференциальное вращение его оболочек, вызванное антисимметричным импульсом магнитного поля.

Помимо чисто классической системы, с целью определения спиновых эффектов в рамках модели Изинга изучен ДВК с антиферромагнитным упорядочением. Были определены спиновая структура в присутствии магнитного поля, магнитный момент и восприимчивость ДВК.

В работе также рассмотрен новый механизм трения ДВК, ограничивающий его вращательное ускорение. Было показано, что омические потери тока, наводимого в полевым электроде при вращении ДВК, приводят к его трению, и найден омический коэффициент трения вращения ДВК.

Работа поддержана грантом РФФИ № 20-02-00622.

Особенности магнитотранспорта в двойных квантовых ямах р-HgTe/CdHgTe

Якунин М.В.¹, Алешкин В.Я.², Подгорных С.М.¹, Попов М.Р.¹, Неверов В.Н.¹,
Михайлов Н.Н.³, Дворецкий С.А.³

¹ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

³ИФП СО РАН, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Двойная квантовая яма (ДКЯ) в гетеросистеме HgTe/CdHgTe – это простейший вариант многослойных структур, используемых для изготовления ИК-фотодетекторов. Поэтому ДКЯ может быть полезна тем, что здесь проще исследовать межслойные взаимодействия. Для фундаментальной же физики эти ДКЯ интересны тем, что в них могут быть созданы различные неординарные варианты энергетического спектра из-за резкой зависимости взаимного положения уровней размерного квантования разного типа от ширины ямы в сочетании с эффектами туннелирования сквозь барьер. Так, при критической толщине слоев HgTe $d_w = 6.5$ нм (когда в одиночной яме такой ширины реализуется дираковский конусообразный спектр) в ДКЯ формируется спектр, несколько похожий на таковой у двуслойного графена, но в данном случае он приводит к существованию необычной возвратной структуры квантового эффекта Холла [1].

Позже мы исследовали магнитотранспорт в ДКЯ той же системы, но со слоями HgTe немного большей толщины: $d_w = 8.5$ нм. В одиночной яме такая ширина соответствует

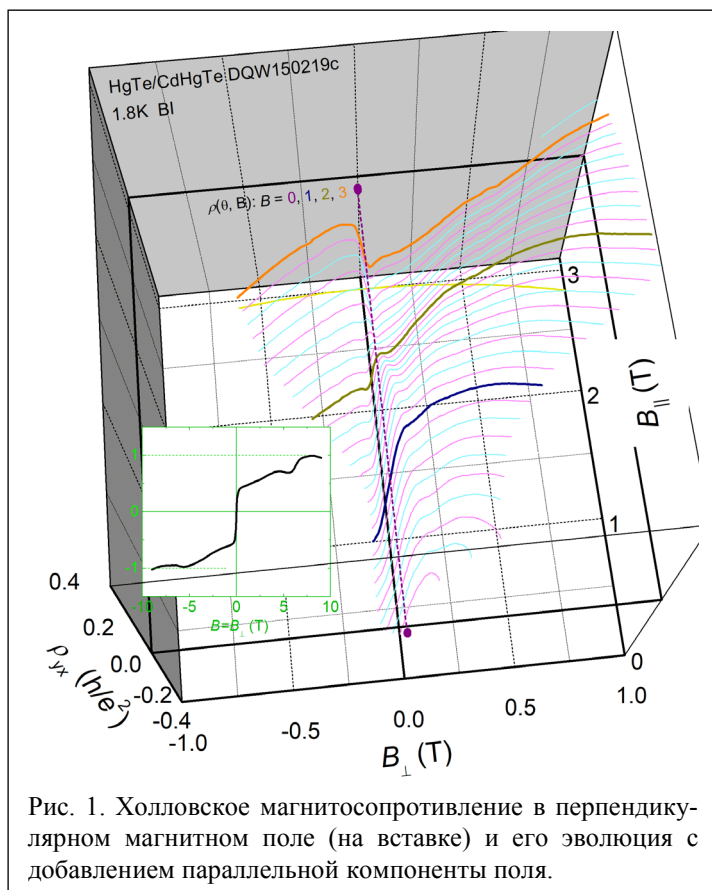


Рис. 1. Холловское магнитосопротивление в перпендикулярном магнитном поле (на вставке) и его эволюция с добавлением параллельной компоненты поля.

пересечению наинизшего уровня состояний с преимущественно сферическими волновыми функциями, E1, со вторым уровнем тяжелых дырок, HH2. При этом вышележащая подзона HH1 превращается в зону проводимости. Здесь обнаружено специфическое холловское магнитосопротивление $\rho_{xx}(B)$ в виде резкой ступеньки вокруг нулевого поля. Мы объясняем эту структуру присутствием очень малой доли высокоподвижных носителей тока на фоне большой концентрации дырок в боковых максимумах. Найденная ступенька высокочувствительна к воздействиям вплоть до смены знака ее наклона: к перпендикулярному слоям электрическому полю и параллельной слоям компоненте магнитного поля. Расчеты спектра и его эволюции позволяют объяснить такое поведение взаимным расположением экстремумов зон и их движением при воздействиях. Показано также, что обнаруженная высокая чувствительность

присуща именно ДКЯ, в отличие от одиночных ям, поскольку здесь две КЯ разнесены в пространстве, формируя своего рода диполь.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и образования, грант № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024), и в рамках бюджетной темы «Электрон».

[1] M.V. Yakunin et al., *Physical Review B*, **102**, 165305 (2020).

Секция 5

**НУЛЬМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ
(квантовые точки, нанокристаллы,
наноплателеты)**

Новые GaSb/AlP квантовые точки – перспективный объект для создания универсальной памяти

Абрамкин Д.С., Петрушков М.О., Богомолов Д.Б., Емельянов Е.А., Есин М.Ю.,
Пустья М.А., Преображенский В.В.

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

Создание универсальной памяти, сочетающей в себе быстродействие DRAM и возможность длительного хранения данных, является одной из важнейших задач современной физики твердого тела [1]. Возможным путём решения этой задачи является использование самоорганизованных $A^{III}-B^V$ квантовых точек (КТ) в качестве плавающего затвора в архитектуре флеш-памяти. Данный подход позволяет достичь времён перезаписи данных на уровне десятков наносекунд в действующих прототипах флеш-памяти с InAs/AlGaAs КТ [2]. Однако, время хранения заряда в таких КТ при комнатной температуре составляет всего несколько миллисекунд, что недостаточно для создания памяти. В связи с этим, актуальной задачей является поиск новых КТ, в которых энергия локализации дырок (E_{loc}) существенно превосходит E_{loc} для InAs/AlGaAs КТ (0.8 эВ). Предварительные оценки [3] указали на гетеросистему GaSb/AlP, в которой ожидается формирование КТ с E_{loc} около 2 эВ, что должно обеспечить хранение заряда в таких КТ в течение $\gg 10$ лет. В докладе сообщается о получении новых гетероструктур с GaSb/AlP КТ и обсуждаются результаты исследования их энергетического строения.

Гетероструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на Si(100) подложках. После роста буферных слоёв GaP/Si выращивался слой AlP 300 нм, в центре которого формировались GaSb/AlP КТ. Рост КТ проходил путём осаждения 1.75 монослоёв GaSb при температуре подложки 450 °С с последующим прерыванием роста на 30 с. В целях предотвращения окисления гетероструктуры закрывались слоем GaP в 25 нм. Для сравнения была выращена структура с AlP-слоями без КТ.

Проведены измерения спектров низкотемпературной (5 К) нерезонансной стационарной фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур. Как видно из рис. 1, в спектре тестовой структуры присутствует группа полос ФЛ, связанная с рекомбинацией через глубокие уровни. В спектре структуры с КТ дополнительно присутствует полоса с максимумом на энергии 0.85 эВ, отмеченная стрелкой на рис. 1, которую мы связываем с рекомбинацией в КТ. Сопоставление данных ФЛ с результатами расчётов энергетического спектра GaAlSbP/AlP КТ позволило оценить E_{loc} в полученных КТ около 1.5 эВ. В соответствии с оценками [3] такое значение E_{loc} даёт основания ожидать длительного времени хранения заряда в КТ при комнатной температуре (~ 10 лет), что доказывает перспективность гетеросистемы GaSb/AlP для создания элементов универсальной памяти.

Выполнено с помощью гранта Российского научного фонда № 22-22-20031, <https://rscf.ru/project/22-22-20031/>, а также с помощью гранта Правительства Новосибирской области р-14.

[1] O. Tizno, et. al. *Scientific Reports* 9, 8950 (2019).

[2] A. Marent, et. al., *Semicond. Sci. Technol.* 26, 014026 (2011).

[3] D. Bimberg, T. Mikolajick, X. Wallart, *NVMTS 2019 - Non-Volatile Memory Technology Symposium* 8986178 (2019).

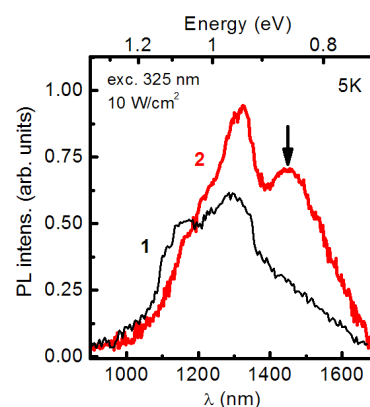


Рис. 1. Спектры стационарной ФЛ, измеренные при 5 К в режиме возбуждения в AlP матрице. 1 – ФЛ тестовой структуры без КТ, 2 – ФЛ структуры с GaSb/AlP КТ.

Перенормировка g-факторов в квантовых точках из халькогенида свинца

Авдеев И.Д.¹, Нестоклон М.О.¹, Гупалов С.В.^{1,2}

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

²Department of Physics, Jackson State University, Jackson Mississippi, 39217, USA

Квантовые точки из халькогенидов свинца PbX, X = S, Se, Te, являются перспективной платформой для фотовольтаики [1], ИК-оптоэлектроники [2] и квантовой оптики [3]. Узкая ширина запрещенной зоны, большой экситонный радиус и легкие массы носителей позволяют управлять их оптическими свойствами путем размерного квантования. Современные экспериментальные методики позволяют исследовать магнитооптические свойства одиночных квантовых точек [4].

Как было нами показано ранее [5], многодолинная структура халькогенидов свинца существенно влияет на оптические свойства квантовых точек на их основе. Равенство внутри- и междолинных матричных элементов обменного кулоновского взаимодействия в них приводит к наличию симметричной суперпозиции долинных экситонных состояний, которая формирует сверхъяркий оптически активный спиновый триплет, доминирующий в спектрах оптического поглощения и проявляющийся в фотолюминесценции при комнатной температуре [6]. Аналогично, наличие многодолинной зонной структуры приводит к тому, что наблюдаемые g-факторы в таких квантовых точках являются линейной комбинацией g-факторов электронных и дырочных состояний в L-долинах.

В данной работе методом сильной связи [7] вычислена перенормировка g-факторов электронных и дырочных состояний в L-долинах в квантовых точках из PbS и PbSe. Перенормировка g-факторов хорошо согласуется с расчетом в рамках обобщенной $k \cdot p$ модели. Результаты численного и аналитического расчетов показаны на рис. 1.

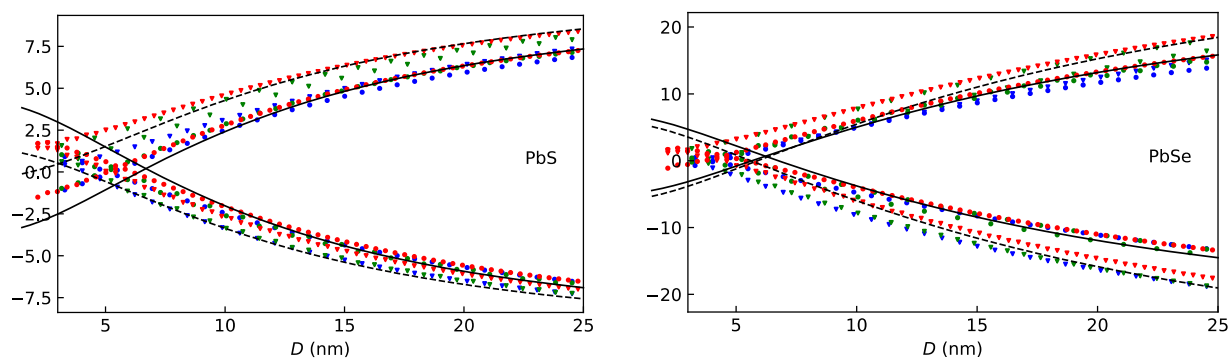


Рис. 1. g-факторы электронных (> 0) и дырочных (< 0) состояний в ограниченных квантовых точках из PbS (слева) и PbSe (справа). Точками показан расчет методом сильной связи для кубических (синий), кубоктаэдрических (зеленый) и октаэдрических (красный) квантовых точек. Черными линиями показан расчет продольных (сплошные линии) и поперечных (прерывистые линии) g-факторов в L-долинах в рамках $k \cdot p$ теории с учетом анизотропии зон. Фиолетовыми линиями показан аналогичный расчет в изотропном приближении с учетом анизотропии только затравочных g-факторов.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 19-12-00051.

[1] O.E. Semonin et al., *Science* **334**, 6062, 1530 (2011).

[2] L. Gao et al., *Nat. Photon.* **14**, 4, 227 (2020).

[3] R.E. Correa et al., *Nano Lett.* **12**, 6, 2953 (2012).

[4] Y. Kim et al., *Small* **17**, 13, 2006977 (2021).

[5] I.D. Avdeev, M. O. Nestoklon, S. V. Gupalov, *Nano Lett.* **20**, 12, 8897 (2020).

[6] Z. Hu et al., *Nano Lett.* **19**, 12, 8519 (2019).

[7] A.N. Poddubny et al., *Phys. Rev. B* **86**, 035324 (2012).

Исследование фононного спектра коллоидных двумерных наноструктур ZnSe

Басалаева Л.С.¹, Дуда Т.С.¹, Курусь Н.Н.¹, Графова В.П.²,
Васильев Р.Б.², Милёхин А.Г.¹

¹ИФП СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Ленинские горы, 1

В последние годы двумерные коллоидные полупроводниковые наноструктуры привлекают к себе значительное внимание исследователей в связи с возможностью гибкой настройки оптоэлектронных свойств структур через изменение их размеров и формы, а также простотой синтеза коллоидных структур. На данный момент наиболее исследованы двумерные структуры халькогенидов кадмия, однако халькогениды цинка, которые отличаются существенно меньшей токсичностью и потому пригодные для биомедицинских приложений [1], оказались менее изучены. Среди халькогенидов цинка наноструктуры на основе ZnSe занимают особое место, поскольку ZnSe является прямозонным полупроводником (ширина запрещённой зоны 2.7 эВ), перспективным для создания синих светодиодов. Успешно развиваются методы коллоидного синтеза различных двумерных объектов ZnSe: нанопластинок, нанолистов, нанолент [2]. Однако до сих пор колебательные свойства таких объектов описаны недостаточно, нет сведений о предельно тонких системах, при этом особенности фононного спектра важны для понимания динамики носителей заряда в таких структурах.

В данной работе исследовались двумерные нанопластины ZnSe различной толщины, синтезированные методом коллоидной химии. В зависимости от условий синтеза нанопластины ориентировочной толщиной 1.0–1.4 нм и латеральными размерами 10–30 нм имели прямоугольную форму (образец ZnSe-347 с экситонным поглощением 347 нм), либо треугольную форму при толщине ~1 нм и латеральных размерах 100–250 нм (образец ZnSe-293 с экситонным поглощением 293 нм).

Для исследования фононного спектра нанопластинок ZnSe использовалась ИК- и КРС-спектроскопия. Для этого нанопластины наносили на поверхность Si-подложки, покрытой слоем золота. В ИК-спектрах отражения, регистрируемых при нормальном падении, наблюдались ТО- и SO-моды. При наклонном падении вследствие эффекта Берремана проявлялись дополнительно LO-моды (рис. 1). В спектрах КРС наблюдались преимущественно моды ТО- и SO-фононов на частотах, близких к определенным из ИК-данных. Показано, что при уменьшении толщины происходит низкочастотный сдвиг LO фононных мод от 252 до 238 см⁻¹ и высокочастотный сдвиг ТО-фононов от 198 до 216 см⁻¹. Изменение частот фононных мод объяснено эффектом локализации оптических фононов на толщине пластинки. Из расчетов [3] известно, что дисперсия LO отрицательна, в то время как дисперсия ТО-фононов положительна. Это приводит к разнонаправленному сдвигу мод LO- и ТО-фононов при уменьшении толщины нанопластинок. Кроме того, в ИК-спектрах ZnSe-293 проявляется слабая особенность при 252 см⁻¹, что свидетельствует о наличии среди 1 нм-нанопластинок структур толщиной 1.4 нм.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 22-12-00302).

[1] A.C. Berends et al., *J.Phys.Chem.Lett.*, **8**, 4077 (2017).

[2] P.D. Cunningham et al., *ACS Nano.*, **14**, 3847 (2020).

[3] D. Wang et al., *AIP Advances* **4**, 067138 (2014).

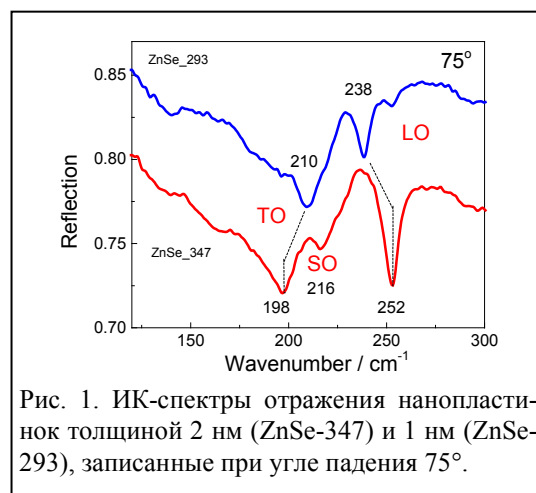


Рис. 1. ИК-спектры отражения нанопластинок толщиной 2 нм (ZnSe-347) и 1 нм (ZnSe-293), записанные при угле падения 75°.

Резонансный перенос экситонов в ансамблях нанокристаллов: универсальность фёрстеровского подхода

Бурдов В.А.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022 Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Рассматриваются виртуальные экситонные переходы (т. е. не сопровождающиеся реальными переходами электронов и дырок) между нанокристаллами в режиме сильного квантового ограничения, когда размер нанокристалла существенно уступает эффективному боровскому радиусу экситона. Для двух сферических нанокристаллов на основе прямозонных полупроводников с кристаллической структурой цинковой обманки был выполнен аналитический расчет скорости экситонного перехода между нанокристаллами близких размеров с использованием приближения огибающей для волновых функций носителей. Близость размеров предполагалась такой, чтобы характерные величины уширения уровней электронов и дырок были бы того же порядка, что и разность энергий электронно-дырочных пар (экситонов) в двух рассматриваемых нанокристаллах. В этом случае можно говорить о резонансном экситонном переносе. Расчеты скорости этого процесса, выполненные с помощью «золотого правила» квантовой механики, показали, что резонансные экситонные переходы происходят в полном соответствии с фёрстеровским механизмом [1], предложенным изначально для молекулярных систем. Это означает, что виртуальные экситонные переходы между нанокристаллами близких размеров обусловлены только взаимодействием дипольных моментов нанокристаллов, в то время как взаимодействие между всеми остальными мультипольными моментами, которые можно (наряду с дипольными) приписать нанокристаллам, не дают вклада в вероятность перехода практически даже в случае касающихся друг друга нанокристаллов. Скорость экситонного перехода между двумя нанокристаллами оказывается обратно пропорциональной шестой степени расстояния между их центрами (что как раз соответствует взаимодействию точечных диполей), независимо от величины расстояния между их поверхностями. Как показывают сделанные расчеты, поправки к вероятности перехода, обусловленные мультипольными взаимодействиями, оказываются малыми по величине отношения постоянной решетки к размеру нанокристалла. Фактически, это означает, что все мультипольные моменты экситонного перехода не зависят от размера нанокристалла и определяются только размером примитивной ячейки. Некоторые косвенные подтверждения этому ранее были получены как в рамках аналитических расчетов в работах [2, 3], где была продемонстрирована малость вкладов диполь-квадрупольных, квадруполь-квадрупольных и диполь-октупольных взаимодействий, так и в численных расчетах, выполненных в [4, 5] на основе полуэмпирических моделей сильной связи и псевдопотенциала. Используя полученные результаты для скорости экситонного перехода между двумя нанокристаллами, можно рассчитать полную скорость безызлучательной аннигиляции экситона в произвольно выбранном нанокристалле, обусловленной резонансными фёрстеровскими переходами во все остальные нанокристаллы ансамбля. Выполненный расчет показывает, что полная скорость резонансной экситонной аннигиляции в данном нанокристалле, фактически, не зависит от размера самого нанокристалла, а определяется исключительно функцией распределения по размерам нанокристаллов в ансамбле.

[1] T. Förster, *Ann. Phys.* **2**, 55 (1948).

[2] R. Baer, E. Rabani, *J. Chem. Phys.* **128**, 184710 (2008).

[3] V.A. Belyakov, V.A. Burdov, *Phys. Rev. B* **88**, 045439 (2013).

[4] G. Allan, C. Delerue, *Phys. Rev. B* **75**, 195311 (2007).

[5] C. Curutchet, A. Franceschetti, A. Zunger, G.D. Scholes, *J. Phys. Chem. C Lett.* **112**, 13336 (2008).

Влияние дисперсии формы нанокристаллов CdSe на наблюдаемую тонкую энергетическую структуру экситонов

Головатенко А.А.¹, Рахлин М.В.¹, Галимов А.И.¹, Калитухо И.В.¹, Дмитриев Г.С.¹, Сапега В.Ф.¹, Шорникова Е.В.², Aubert T.³, Hens Z.⁴, Яковлев Д.Р.^{1,2}, Bayer M.^{1,2}, Шубина Т.В.¹, Родина А.В.¹

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

²Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44221 Dortmund, Germany

³ICGM, Univ Montpellier, CNRS, ENSCM, 34000, Montpellier, France

⁴Department of Chemistry, Ghent University, 9000, Ghent, Belgium

Одной из примечательных особенностей низкоразмерных наноструктур является возможность их синтеза в кристаллической фазе, отличной от фазы объемного материала. В частности, коллоидные нанокристаллы (НК) CdSe в зависимости от метода синтеза могут иметь как структуру вюрцита (wz), так и цинковой обманки (zb) [1]. Различие кристаллической структуры должно проявляться в тонкой энергетической структуре экситона, ввиду наличия в НК wz-CdSe кристаллического поля, расщепляющего подзоны легких и тяжелых дырок. Однако наблюдаемая экспериментально тонкая энергетическая структура в НК обеих кристаллических модификаций идентична [2, 3]. При этом величины расщепления между двумя нижними уровнями экситона близкие в обеих модификациях, но определенные двумя разными методами – из температурной зависимости времени тушения фотолуминесценции ($\tau_{PL}(T)$) и методом спектроскопии сужения линии фотолуминесценции (FLN) – существенно отличаются.

В работе мы показываем, что данные наблюдаемые противоречия могут быть объяснены теоретически при учете дисперсии формы НК в ансамбле. Форма НК влияет на силу осциллятора нижнего оптически активного состояния светлого экситона 1^L . Например, в случае ансамбля НК zb-CdSe с дисперсией формы возникает два максимума в распределении взвешенной силы осциллятора светлого экситона, соответствующие сплюснутым и вытянутым НК. При этом большее расщепление, определяемое методом FLN, соответствует возбуждению 1^L экситона с последующей рекомбинацией из состояния темного экситона 2 в сплюснутых НК. Соответствующая энергия близка к энергии расщепления в слабо вытянутых НК wz-CdSe. В случае анализа $\tau_{PL}(T)$ характерная энергия активации соответствует термическому заселению состояния 1^L из состояния 0^L в вытянутых НК zb-CdSe. В случае НК wz-CdSe расщепление, определяемое из анализа $\tau_{PL}(T)$, также оказывается меньше по сравнению с расщеплением из FLN. Помимо энергий расщепления тонкой энергетической структуры, учет дисперсии формы НК в ансамбле позволяет также описать зависимость неоднородного уширения бесфононной линии в спектрах FLN от диаметра НК.

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 20-42-01008.

[1] T. Aubert et al., *Nano Lett.* **22**, 1778 (2022).

[2] I. Moreels et al., *ACS Nano*, **5**, 8033 (2011).

[3] A.L. Biermann, *Ph.D. thesis*, TU Berlin (2018).

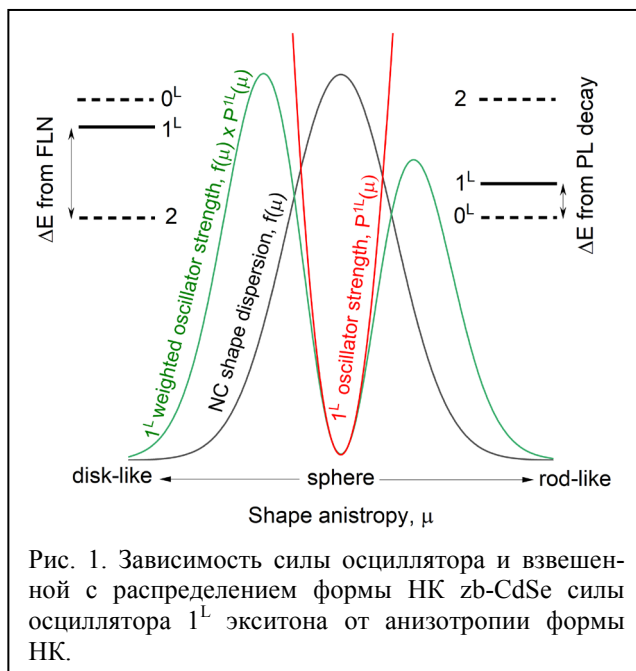


Рис. 1. Зависимость силы осциллятора и взвешенной с распределением формы НК zb-CdSe силы осциллятора 1^L экситона от анизотропии формы НК.

Максимум в спектре фотоотклика квантового точечного контакта с плавным потенциальным барьером

Казанцев Д.М.^{1,2}, Альперович В.Л.^{1,2}, Ткаченко В.А.^{1,2}, Квон З.Д.^{1,2}

¹ИФП СО РАН, 630090 Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В работах [1–3] обнаружен немонотонный фотоотклик квантового точечного контакта (КТК) с плавным потенциалом в туннельном режиме при облучении терагерцовым излучением с энергией кванта, близкой к разности между вершиной потенциального барьера и энергией Ферми $\hbar\omega_0 \approx U_0 - E_F = 2.85$ мэВ (рис. 1, а). Эффект объяснен надбарьерным фотон-стимулированным транспортом (ФСТ) электронов, обусловленным поглощением фотонов. Однако обнаруженное в [1] исчезновение фотоотклика для большей энергии квантов $\hbar\omega_1 = 6.74$ мэВ хотя и согласуется с результатами численного расчёта [2], не получило ясного объяснения. В данной работе предлагается объяснение, основанное на квазиклассических соображениях о сохранении импульса при ФСТ [4].

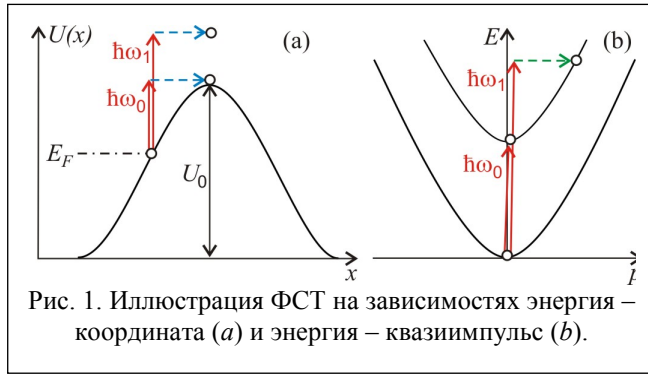


Рис. 1. Иллюстрация ФСТ на зависимостях энергия – координата (а) и энергия – квазиимпульс (b).

Причина максимума в спектре фотоотклика проиллюстрирована на диаграмме энергия-квазиимпульс (рис. 1, b), где показаны законы дисперсии электронов вблизи точки остановки и вблизи вершины барьера, а также оптические переходы с энергиями фотонов $\hbar\omega_0$ и $\hbar\omega_1$. Видно, что для «резонансной» энергии фотонов $\hbar\omega_0 \approx U_0 - E_F$ оптический переход со дна нижней на дно верхней параболы является вертикальным и не требует дополнительного рассеяния по импульсу, поэтому вероятность такого перехода велика. Напротив, при $\hbar\omega_1 > \hbar\omega_0$, переход в состояние с большой кинетической энергией электрона над вершиной барьера требует одновременного рассеяния по импульсу (штриховая горизонтальная стрелка), поэтому вероятность такого перехода мала в силу малости вероятности приобретения большого импульса при прохождении плавного барьера. В результате, вероятность ФСТ достигает максимума при $\hbar\omega = \hbar\omega_0$ и уменьшается при дальнейшем увеличении $\hbar\omega$. Предложенная картина качественно объясняет эволюцию формы спектров при изменении положения уровня Ферми. Для выяснения пределов применимости этой картины выполнен расчёт спектра ФСТ по теории возмущений, с использованием волновых функций электронов для плавного барьера, приведенных в [5]. Определены области в координатном и импульсном пространстве, дающие основной вклад в максимум фотоотклика КТК. Показано, что эти области существенно шире, чем можно было бы ожидать из предложенного качественного объяснения. В частности, существенный вклад в координатный матричный элемент даёт подножие плавного потенциального барьера, а не только области вблизи точек остановки. Таким образом, предложено качественное объяснение максимума в спектре ФСТ КТК. На основе расчёта спектра по теории возмущений найдены границы применимости этого объяснения.

[1] M. Otteneder et al., *Phys. Rev. Appl.*, 10, 0140157 (2018).

[2] О.А. Ткаченко и др., *Письма ЖЭТФ*, 108, 422 (2018).

[3] В.А. Ткаченко и др., *Письма ЖЭТФ*, 113, 328 (2021).

[4] V.L. Alperovich, D.M. Kazantsev, V.A. Tkachenko, *arXiv:2107.11143* (2021).

[5] Л.Д. Ландау, И.М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, 3, 105, Москва, Наука (1989).

Дробовый шум в резонансном туннелировании. Случай неупругого рассеяния

Крайнов И.В.¹, Дмитриев А.П.¹, Горный И.В.^{1,2}, Аверкиев Н.С.¹

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

²Karlsruhe Institute of Technology, 76021, Karlsruhe, Germany

Нарушение когерентности фаз электронных волн из-за неупругих процессов рассеяния играет ключевую роль в низкоразмерном транспорте: при уменьшении интенсивности данных столкновений система переходит из классического режима транспорта в квантовый, когда интерференционные эффекты становятся определяющими. Одним из самых простых и важных для практических применений эффектов является резонансное туннелирование через квантовую точку (КТ) с туннельными контактами, демонстрирующее узкие пики в проводимости при пересечении уровнем Ферми уровня размерного квантования состояний в КТ и при низких температурах.

В данной работе исследуется влияние неупругих процессов рассеяния на фактор Фано – величины, характеризующей шум тока в одномерном транспорте. Шум тока состоит из двух вкладов: теплового, пропорционального температуре, и дробового, наблюдающегося в нелинейном режиме, когда приложенное напряжение превышает температуру. Для одномерной системы с двумя барьерами, демонстрирующей резонансное туннелирование, фактор Фано в нелинейном режиме равен: $F = (\Gamma_L^2 + \Gamma_R^2) / (\Gamma_L + \Gamma_R)^2$, где Γ_L и Γ_R – силы барьеров. До настоящего момента нет точного ответа на вопрос о влиянии темпа сбоя фазы на фактор Фано двухбарьерной структуры. Этот вопрос широко обсуждался в литературе и исследовался разными методами, например, при помощи кинетических уравнений (т. е. полностью некогерентный транспорт), сил Ланжевена, и приводил к указанному выше выражению. В случае картины квантового транспорта и расчета с использованием квантового кинетического уравнения или неравновесных функций Грина получается тот же результат. Также имеется ряд работ, демонстрирующих отклонения от данного результата. Однако во всех работах использовались те или иные приближения и упрощения. Для однозначного ответа на данный вопрос необходимо точно учесть неупругие процессы в квантовой интерференционной картине электронного транспорта.

Для ответа на этот вопрос было получено общее выражение для шума тока в одномерном проводнике с неупругим рассеивателем через точные амплитуды неупругого рассеяния, что является новым результатом и позволяет точно анализировать влияние сбоя фазы. В качестве следующего шага были получены точные амплитуды рассеяния для двухбарьерной структуры с заданным случайным нестационарным потенциалом, действующим между барьерами. В качестве случайного потенциала подробно был проанализирован случай фононов, как источника сбоя фазы. Для одномерных фононов случайные добавки к фазе волновой функции электрона имеют диффузионный тип $\langle \varphi_f^2 \rangle \sim t / \tau_\varphi$, тогда как для двумерных или трехмерных фононов они приводят к динамике фазы недиффузионного типа $\langle \varphi_f^2 \rangle \sim \ln(t / \tau_\varphi)$. Для данных типов сбоя фазы были рассчитаны коэффициенты прохождения. Для диффузионного типа сбоя фазы он описывается одним энергетическим масштабом $\Gamma_\Sigma + h / \tau_\varphi$ и имеет стандартный лоренцев профиль. Тогда как логарифмический тип сбоя фазы приводит к необычному профилю коэффициента прохождения с двумя характерными энергетическими масштабами, определяемыми прозрачностью барьеров и временем корреляции фононов. Фано-фактор был рассчитан для данных типов сбоя фазы. Данное исследование позволило ответить на вопрос о влиянии сбоя фазы волновой на фактор Фано.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 22-12-00139.

Структурные особенности и механизмы проводимости нанокристаллических оксидов $\text{Ni}_x\text{Co}_{3-x}\text{O}_4$

Крылов И.В.¹, Дроздов К.А.¹, Приходько К.Я.²,
Румянцева М.Н.², Рябова Л.И.²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, 119991, Москва
²МГУ им. М.В. Ломоносова, Химический факультет, 119991, Москва

Оксид кобальта Co_3O_4 и сложный оксид $\text{Ni}_x\text{Co}_{3-x}\text{O}_4$ на его основе являются перспективными материалами для создания катализаторов химических реакций, литий-ионных аккумуляторов и суперконденсаторов. В последнее время эти соединения также вызывают интерес как базовые материалы для создания резистивных полупроводниковых газовых сенсоров р-типа [1].

Полупроводниковые оксиды р-типа, такие как CuO , NiO , Co_3O_4 , обладают достаточно высокой чувствительностью к CO и малыми временами отклика и релаксации сигнала. Еще одним важным преимуществом таких систем являются сравнительно низкие рабочие температуры (400–500 К, тогда как для сенсоров на основе полупроводниковых оксидов n-типа характерные рабочие температуры составляют 600–650 К). Основным препятствием на пути создания газовых сенсоров на основе р-типа полупроводниковых оксидов является высокое электрическое сопротивление и более низкая газовая чувствительность по сравнению с оксидами n-типа [2].

Оксид кобальта имеет структуру шпинели, состоящую из тетраэдрической и октаэдрической подрешеток, содержащих ионы кобальта Co^{2+} и Co^{3+} . Введение никеля в Co_3O_4 приводит к образованию инверсной шпинели, уменьшению размеров кристаллитов и росту эффективной поверхности, что позволяет существенно улучшить параметры газового сенсора. Важной задачей при создании сложного оксида является определение того, как атомы никеля встраиваются в исходную структуру. Распределение никеля в структуре определяет транспортные и сенсорные свойства материала.

Исследованные в работе нанокристаллические пленки $\text{Ni}_x\text{Co}_{3-x}\text{O}_4$ были синтезированы на кафедре неорганической химии химического факультета МГУ методом термического разложения [3]. Было показано, что пространственное распределение легирующей примеси между поверхностью и объемом в структуре имеет немонотонную зависимость от концентрации.

В работе исследовались температурные зависимости проводимости серии образцов $\text{Ni}_x\text{Co}_{3-x}\text{O}_4$ ($0 \leq x \leq 1$) в диапазоне 77–350 К при полной экранировке внешнего излучения. Все исследованные образцы $\text{Ni}_x\text{Co}_{3-x}\text{O}_4$ имели дырочную проводимость. Было показано, что температурные зависимости проводимости образцов вблизи комнатной температуры имеют активационный характер. При более низких температурах зависимости описываются комбинацией 2D и 3D прыжкового транспорта, что соответствует проводимости в поверхностном слое и объеме. Обнаружена корреляция между доминированием типа прыжковой проводимости и распределением примеси никеля в структуре.

[1] H.J. Kim et al. *Sens. Actuators B*, 192, 607-627 (2014).

[2] M. Hübner et al. *Sens. Actuators B*, 153, 347-353 (2011).

[3] S.A. Vladimirova et al. *Journal of Alloys and Compounds*, 828, 154420 (2020.)

Антистоксова люминесценция перовскитных нанокристаллов в стеклянных матрицах

Кузнецова М.С.¹, Батаев М.Н.¹, Вербин С.Ю.¹, Игнатъев И.В.¹, Давыдов В.Ю.²,
Смирнов А.Н.², Елисеев И.А.², Колобкова Е.В.^{3,4}

¹Лаборатория оптики спина СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Петродворец

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург

³Университет ИТМО, 199034, Санкт-Петербург

⁴Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), 190013, Санкт-Петербург

Перовскиты вызывают большой интерес исследователей как перспективные материалы для оптоэлектронных приложений. Перовскиты галогенида свинца являются прямозонными полупроводниками и характеризуются высоким квантовым выходом излучения при комнатной температуре [1].

В данной работе мы сообщаем о наблюдении антистоксовой люминесценции нанокристаллов CsPbBr₃ во фторфосфатном стекле при оптическом возбуждении немного ниже энергии оптических переходов в состояния свободных экситонов. При таком возбуждении заселяются состояния локализованных экситонов [2]. При комнатной температуре наблюдается интенсивная полоса люминесценции с максимумом, сдвинутым выше энергии фотонов возбуждения (антистоксова область спектра) на величину порядка 60 мэВ, см. рис. 1. При этом в стоксовой области люминесценция практически не наблюдается. С понижением температуры интенсивность антистоксовой люминесценции падает и максимум полосы сдвигается в сторону более низких энергий. Эксперимент показывает, что интенсивность антистоксовой люминесценции линейно растет с ростом мощности оптического возбуждения. В стоксовой области спектра наблюдается постепенное увеличение интенсивности излучения с понижением температуры. При этом появляются особенности, соответствующие фоновым повторениям резонансной люминесценции с энергией фононов 18.5 мэВ.

Явление антистоксовой люминесценции ранее наблюдалось для перовскитных нанокристаллов в полимерных матрицах [2]. Оно объясняется двухступенчатым процессом рождения свободных экситонов, при котором оптическое возбуждение рождает локализованные экситоны, а фононы выбрасывают локализованные экситоны в зону свободных экситонных состояний. Ключевую роль при этом играет большое различие времени жизни свободных и локализованных экситонов. Для локализованных экситонов это время составляет десятки микросекунд [2, 3], а для свободных экситонов оно меньше 0.5 нс. В результате даже маловероятные процессы с поглощением нескольких оптических фононов являются конкурентоспособными с прямой оптической релаксацией локализованных экситонов уже при температурах выше 40 К.

Авторы благодарят СПбГУ за финансовую поддержку в рамках гранта № 91182694.

[1] E.V. Kolobkova, M.S. Kuznetsova, N.V. Nikonorov, *J. Non-Cryst. Solids*, 563, 120811 (2021).

[2] X. Ma, F. Pan, H. Li, P. Shen, C. Ma, L. Zhang, H. Niu, Y. Zhu, S. Xu, and H. Ye, *J. Phys. Chem. Lett.*, 10, 5989 (2019).

[3] V.V. Belykh, M.L. Skorikov, E.V. Kulebyakina, E.V. Kolobkova, M.S. Kuznetsova, M.M. Glazov, and D.R. Yakovlev, submitted to *Nano Letters*.

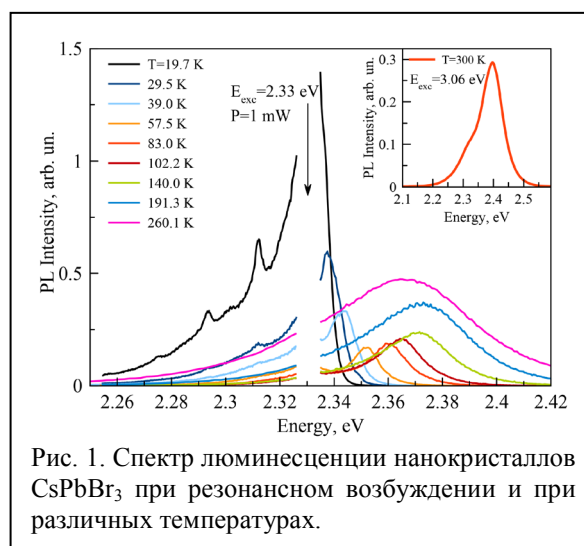


Рис. 1. Спектр люминесценции нанокристаллов CsPbBr₃ при резонансном возбуждении и при различных температурах.

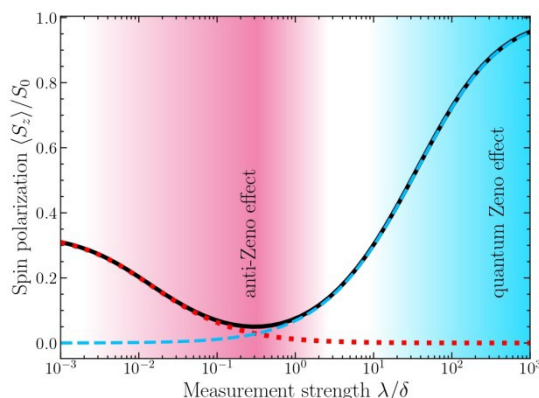
Квантовые эффекты Зенона при оптическом измерении спинов локализованных электронов

Леппенен Н.В., Смирнов Д.С.

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

Квантовый эффект Зенона – хорошо известное явление замораживания квантовой динамики системы при ее частом измерении. Это сильно напоминает парадокс стрелы, сформулированный Зеноном Элейским 25 веков назад. Несколько менее известно, что измерения системы также могут ускорить ее динамику и релаксацию. Это противоположное явление получило название эффект анти-Зенона. В настоящее время оба эффекта предполагается использовать для управления кубитами при реализации квантовых вычислений в различных системах. Одной из многообещающих систем для реализации масштабируемых квантовых вычислений являются квантовые точки, носителем информации в которых может служить спин электрона.

В нашей работе [1] рассмотрены квантовые эффекты Зенона, возникающие при измерении спинов электронов локализованных в квантовых точках. Освещение такой системы непрерывным эллиптически поляризованным светом с частотой близкой к частоте трионного резонанса дает возможность как для спиновой ориентации, так и для детектирования. Мы показываем, что индуцированная случайным полем Оверхаузера спиновая релаксация, в зависимости от интенсивности падающего света, может либо подавляться, либо ускоряться, что соответствует квантовым эффектам Зенона и анти-Зенона соответственно, см. рисунок. Расчет методом матрицы плотности позволяет получить микроскопическое выражение для «силы измерения» [2] – параметра, который отвечает за переключение между режимами анти-Зенона и Зенона.



Зависимости спиновой поляризации от силы измерения. Сплошная кривая – численный расчет, пунктирная и точечная кривые – аналитические асимптотики. Голубой и малиновый фоны отображают диапазоны эффектов Зенона и анти-Зенона соответственно.

Спиновая ориентация и измерение методом накачка-зондирование также позволяют наблюдать квантовые эффекты Зенона. В этом случае скорость спиновой дефазировки в поле ядер зависит от периода между импульсами и мощности лучей. С помощью решения уравнений для спиновой динамики нам удалось получить аналитические выражения для спиновой поляризации, которые допускают прямое сравнение с экспериментальными результатами. Кроме того, была численно рассчитана спиновая поляризация при приложении внешнего магнитного поля. Показано, что мощность и период следования импульсов зондирования изменяют ширины кривой Ханле и восстановления спиновой поляризации, что также есть проявление квантовых эффектов Зенона.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 21-72-10035.

[1] N.V. Leppenen and D.S. Smirnov, arXiv:2202.13994 (2022).

[2] N.V. Leppenen et al., Phys. Rev. B **103**, 045413 (2021).

Перепутанные состояния в коррелированных квантовых точках

Манцевич В.Н., Маслова Н.С.

МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1/2

Одним из наиболее интересных явлений в квантовой физике является перепутанность [1–3]. Волновая функция перепутанного состояния квантовой системы не может быть представлена в виде произведения волновых функций подсистем. В отличие от классических взаимодействующих подсистем, которые становятся независимыми друг от друга после отключения взаимодействия между ними, в квантово-перепутанных подсистемах корреляции могут сохраняться даже после отключения взаимодействия. Поэтому важным вопросом является анализ особенностей формирования и временной эволюции перепутанных состояний после включения взаимодействия между подсистемами или после подключения одной из подсистем к резервуару. Одними из наиболее перспективных кандидатов для исследования перепутанных состояний являются связанные квантовые точки, поскольку в таких системах могут быть легко инициализированы и считаны одно- и двух-электронные состояния [4, 5].

Проанализирована временная эволюция первоначально приготовленного перепутанного состояния в системе коррелированных связанных квантовых точек. Продемонстрировано, что для различных начальных смешанных состояний степень перепутанности не только демонстрирует немонотонное поведение, но и может значительно возрасти. Полученные результаты открывают возможность для контролируемого переключения системы между перепутанным и чистыми состояниями в процессе релаксации [6].

Кроме того, показано, что как спиновые корреляции, так и степень перепутанности в системе двух коррелированных квантовых точек увеличиваются включения взаимодействия с резервуаром. Этот эффект возникает потому, что динамика многоэлектронных состояний в системе коррелированных квантовых точек определяется свойствами симметрии всей системы, что приводит к коллективному поведению всех электронов [7].

Мы также предлагаем протокол для передачи в пространстве первоначально приготовленного перепутанного состояния вдоль цепочек квантовых точек или квантовых проводов, расположенных в перпендикулярных направлениях. Теоретически проанализирована передача перепутанного триплетного состояния, являющегося суперпозицией симметричных и антисимметричных одноэлектронных состояний с противоположными спинами, сформированных в системе четырех квантовых точек. При определенном выборе параметров системы амплитуда вероятности нахождения системы в перепутанном состоянии, локализованном на крайних точках цепочек, может достигать единицы в определенные моменты времени.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №18-72-10002.

[1] G. Burkard, D. Loss, D.P. DiVincenzo, *Phys. Rev. B*, **59**, 2070 (1999).

[2] G. Burkard, D. Loss, E.V. Sukhorukov, *Phys. Rev. B*, **61**, R16303 (2000).

[3] C.A. Busser, F. Heidrich-Meisner, *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 246807 (2013).

[4] D. Loss and D.P. DiVincenzo, *Phys. Rev. A*, **57**, 120 (1998).

[5] M.D. Schulman, O.E. Dial, S.P. Harvey, H. Bluhm, V. Umansky, A. Yakobi, *Science*, **336**, 202 (2012).

[6] N.S. Maslova, P.I. Arseyev, V.N. Mantsevich, *Phys. Rev. A*, **96**, 042301 (2017).

[7] N.S. Maslova, P.I. Arseyev, V.N. Mantsevich, *Phys. Rev. E*, **97**, 022135 (2018).

[8] N.S. Maslova, V.N. Mantsevich, P.I. Arseyev, *Laser Phys. Lett.*, *accepted for publication* (2022).

Наноскопия полупроводниковых наноструктур

Милёхин А.^{1,2}, Курусь Н.Н.¹, Аникин К.¹, Родякина Е.^{1,2}, Васильев Р.Б.³, Milekhin I.A.⁴, Zahn D.R.T.⁴, Латышев А.В.^{1,2}

¹Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, Новосибирск

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Пирогова, 1

³Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва

⁴Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, D-09107 Chemnitz

Исследование отдельных полупроводниковых наноструктур с высоким пространственным разрешением традиционными оптическими методами ограничено дифракционным пределом, а малое сечение поглощения или рассеяния затрудняет наблюдение оптического оклика от наноструктуры.

В данной работе сообщается о результатах исследования фононного и электронного спектра полупроводниковых 2D, 1D и 0D наноструктур с помощью методов наноскопии, включая ближне-

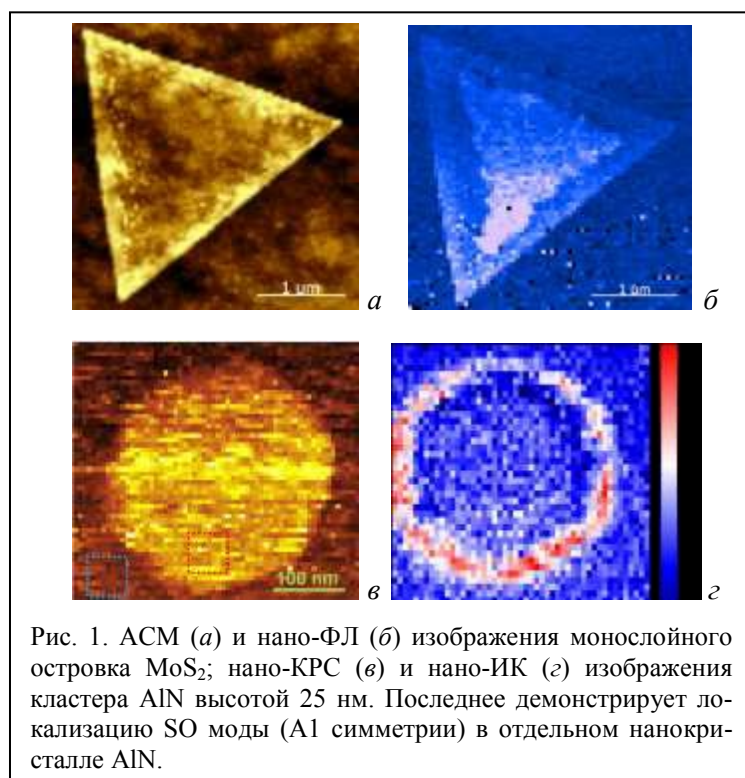


Рис. 1. АСМ (а) и нано-ФЛ (б) изображения монослойного островка MoS₂; нано-КРС (в) и нано-ИК (з) изображения кластера AlN высотой 25 нм. Последнее демонстрирует локализацию SO моды (A1 симметрии) в отдельном нанокристалле AlN.

польное комбинационное рассеяние света (нано-КРС), нано-ИК спектроскопию и нанофотолюминесценцию (нано-ФЛ) с пространственным разрешением вплоть до единиц нанометров, находящимся далеко за дифракционным пределом.

Нано-КРС основано на обнаруженном гигантском КРС на оптических фонах полупроводниковых наноструктур, расположенных на поверхности вблизи металлизированного зонда атомно-силового микроскопа (АСМ), где возникает сильное увеличение локального поля («горячая точка») и, как следствие, резкое усиление сигнала КРС (до 6 порядков) [1–3]. Нано-ФЛ на межзонных экситонах монослоев MoS₂, также усиленная зондом, в сочетании с АСМ позволила визуализировать структурные дефекты (рис. 1, а, б). В работе изучено нано-КРС на оптических фонах 2D (монослои MoS₂, графен, нанопластины CdSe/CdS), 1D (нанокolonны AlN) и 0D наноструктур (нанокристаллы CdSe и AlN). Установлено влияние поляризации и длины волны возбуждающего излучения на характер нано-КРС изображений. Нано-КРС и нано-ИК картирование сигнала от отдельного гексагонального нанокристалла AlN на частоте поверхностных оптических (SO) фононов позволило изучить угловую дисперсию SO фононов и локализацию SO фононных мод, происходящих от оптических фононов разной симметрии (рис. 1, в, з).

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ, гранты № 19-52-12041 и 18-29-20066.

[1] A.G. Milekhin, M.Rahaman, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev, V.M. Dzhagan, and D.R.T. Zahn, *Nanoscale*, **10**, 2755 (2018).

[2] M. Rahaman, A.G. Milekhin, A. Mukherjee, E.E. Rodyakina, A.V. Latyshev, V.M. Dzhagan, and D.R.T. Zahn, *Faraday Discussions*, **214**, 309 (2019).

[3] I.A. Milekhin, M. Rahaman, K.V. Anikin, E.E. Rodyakina, T.A. Duda, B.M. Saidzhonov, R.B. Vasiliev, V.M. Dzhagan, A.G. Milekhin, A.V. Latyshev, D.R.T. Zahn, *Nanoscale Advances*, **2**, 5441 (2020).

Энионные состояния в спектрах магнитофотолюминесценции самоорганизованных квантовых точек InP/GaInP₂

Минтаиров А.М.^{1,2}, Лебедев Д.В.¹, Власов А.С.¹, Blundell S.³

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

²EE Department, University of Notre Dame, 46556, IN, USA

³University Grenoble Alpes, CEA, CNRS, IRIG, SyMMES, F-38000 Grenoble, France

Энионы представляют собой композитные частицы, состоящие из двумерных (2D) электронов, связанных с вихрями квантов магнитного потока, перестановка которых может сопровождаться изменением фазы волновой функции на произвольную величину и, таким образом, они являются не бозонами и не фермионами [1]. Они имеют дробный заряд и образуются в структурах с 2D электронным газом в перпендикулярном магнитном поле B в состояниях дробного квантового эффекта Холла [2]. Особый интерес представляют энионы с вихрями p -электронов, в которых существуют возбужденные состояния из вихря и антивихря, т. е. моды Майорана (ММ), и которые могут быть использованы для реализации помехозащищенных топологических квантовых вычислений [3].

В настоящей работе мы наблюдали энионы с ММ в спектрах магнито-ФЛ квантовых точек (КТ) InP/GaInP₂ с семью электронами и диаметром ~ 80 нм, что соответствует радиусу Вигнера – Зейтца $r_s \sim 1.5$. Мы обнаружили [4], что энионы индуцируют аномалии в зависимости от положения линий спектра ФЛ КТ от магнитного поля (B), а именно – подавление диамагнитного сдвига для $B > 3$ Тл, парамагнитный сдвиг для $B < 3$ Тл и скачки положения линий амплитудой ~ 1 мэВ (стрелки на рис. 1). Мы также наблюдали гистерезис положения скачков (обозначены CH_{*i*} на рис.1) и их зависимость от r_s . Используя анализ сдвигов линий с помощью спектра Фока – Дарвина и расчеты электронных состояний этих точек методом конфигурационного взаимодействия, мы показали, что обнаруженные аномалии могут быть объяснены генерацией энионов с ММ и дробным зарядом от $1/2$ до $1/8$ p - и d -электронами (одночастичные состояния обозначены на рис. 1 $e_l^{e^*}$, где l – угловой момент состояния, а e^* – отношение заряда состояния к заряду электрона), т. е. формированием энионных композитов (ЭК) в КТ. При этом наблюдались ЭК имеющие равное число вихрей и антивихрей, которые можно рассматривать как ЭК Майорана с $\nu = \infty_s$ (подстрочная цифра – значения спина). Мы показали, что парамагнитный сдвиг соответствует разрушению равновесного ЭК $\nu = -5/2_s$ внешним магнитным полем и что скачки и их гистерезис могут быть описаны в терминах майорановских кубитов индуцированных B . Наши результаты показывают критическую роль размерного квантования в формировании энионов и предполагают кристаллическую природу состояний дробного квантового эффекта Холла и майорановское происхождение состояний, имеющих четные ν .

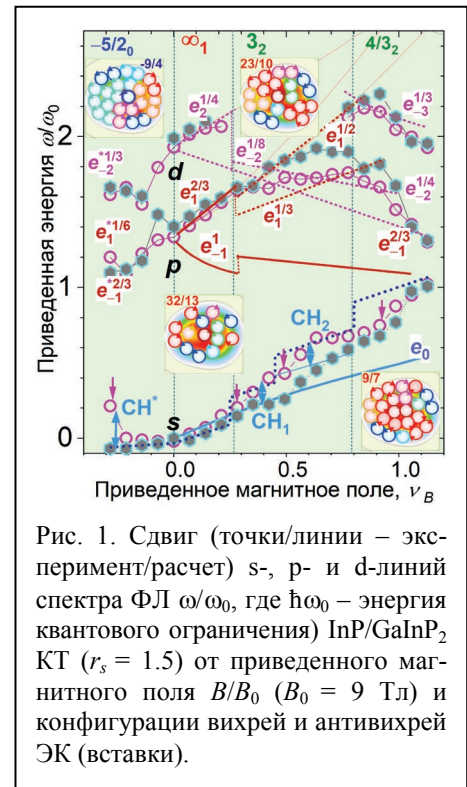


Рис. 1. Сдвиг (точки/линии – эксперимент/расчет) s-, p- и d-линий спектра ФЛ ω/ω_0 , где $\hbar\omega_0$ – энергия квантового ограничения InP/GaInP₂ КТ ($r_s = 1.5$) от приведенного магнитного поля B/B_0 ($B_0 = 9$ Тл) и конфигурации вихрей и антивихрей ЭК (вставки).

[1] F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1144 (1982).

[2] F.E. Camino et al., *Phys. Rev. Lett.* **95**, 246802 (2005).

[3] A.Y. Kitaev, *Ann. Phys.* **303**, 3 (2003).

[4] A.M. Mintairov et al., *Nanomaterials*, **12**, 1016 (2022).

Энергетическая структура и оптические свойства квантовых точек CdS, синтезированных с помощью технологии Ленгмюра – Блоджетт

Свит К.А., Зарубанов А.А., Журавлев К.С.

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

Квантовые точки (КТ) из полупроводниковых материалов группы A_2B_6 в настоящее время уже нашли практическое применение в дисплеях, где они используются как в качестве активного светоизлучающего элемента, так и в виде люминофора. Однако дальнейшее развитие технологии на основе КТ требует повышения значения квантового выхода приборов на их основе. Для получения высокого квантового выхода важнейшим элементом является понимание энергетической структуры КТ, которая определяется материалом и геометрией КТ, кристаллической структурой, а также состоянием ее поверхности.

В данной работе исследовались оптические свойства CdS КТ, сформированных в матрице пленки Ленгмюра – Блоджетт с последующим отжигом матрицы в атмосфере аммиака. С целью определения энергетического спектра КТ и установления влияния на него состояния поверхности КТ в данной работе была исследована нестационарная ФЛ КТ CdS в диапазоне температур 5–300 К.

Кинетика ФЛ описывается суммой двух экспонент во всем диапазоне температур. Величины времен жизни обеих компонент зависят от температуры и варьируются от 40 до 100 нс для быстрой

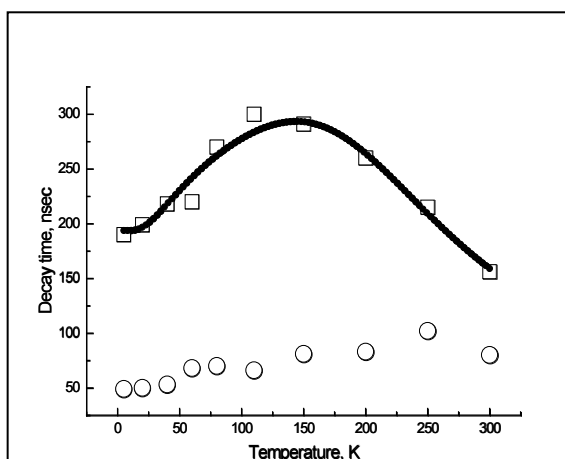


Рис. 1. Температурная зависимость времен затухания ФЛ CdS КТ. Квадраты – медленное время жизни, круги – быстрое время жизни, сплошная линия – аппроксимация трехуровневой моделью [1].

компоненты и от 150 до 450 нс для медленной. Обнаруженные величины превышают более чем на порядок теоретическое время жизни экситона в КТ CdS, что свидетельствует о рекомбинации через локализованные состояния. Кроме того, сдвиг между спектрами ФЛ и поглощения составляет 150 мэВ, что также не может быть объяснено с точки зрения тонкой структуры экситона и указывает на рекомбинацию через уровни ловушек. Анализ полученных данных указывает на наличие в энергетическом спектре КТ близких по энергии уровней ловушек для дырок с глубиной залегания $\Delta E \sim 100$ мэВ. В связи с тем что КТ пассивированы аммиаком, который насыщает оборванные связи атомов кадмия, предложено, что ловушки могут быть обусловлены наличием недокоординированных атомов серы на поверхности КТ. Из температурной зависимости времени жизни установлена структура валентной

зоны КТ CdS. Установлено, что основное состояние дырок имеет 1P симметрию, что совместно с основным 1S состоянием электрона образует темное состояние экситона, которое и обуславливает замедление кинетики ФЛ с ростом температуры.

[1] L. Zhaojun et al., *Light Sci. Appl.* 9, 83 (2020).

[2] S.A. Crooker et al., *Appl. Phys. Lett.* 82, 2793 (2003).

Поверхностная квантово-размерная рекомбинация фотоносителей в микрокристаллах CdTe

Селькин А.В.¹, Юлдашев Н.Х.²

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

²Ферганский политехнический институт, 150107, Фергана, Узбекистан

Размерные эффекты, проявляющиеся в полупроводниковых системах, остаются предметом особого внимания как с точки зрения получения новых фундаментальных знаний, так и в плане разнообразных практических применений. Если речь идет о полупроводниковых микрокристаллах, то, как правило, обсуждаются явления, обусловленные размерами, сопоставимыми с боровским радиусом a_{ex} экситона [1, 2]. В настоящей работе впервые обращается внимание на возможность проявления низкоразмерных эффектов в микрокристаллах, линейный размер которых порядка микрона, т. е. существенно превосходит характерное значение a_{ex} . Основной эффект заключается в формировании в спектрах фотолюминесценции (ФЛ) CdTe доминирующей узкой «супергорячей» полосы излучения из спектральной области, расположенной по энергии выше фундаментального края собственного поглощения материала.

В работе исследованы спектры низкотемпературной ($T = 2\text{K}$) ФЛ микрокристаллов CdTe, входящих в состав пленочной гетероструктуры n-CdS/p-CdTe, изготовленной в едином технологическом цикле методом термовакuumного испарения на стеклянную подложку. Согласно результатам электронной микрофотографии поперечного скола пленочной структуры слой CdTe представлял собой фактически «монослой», близко расположенных микрокристаллических частиц размером около 1 мкм.

Для понимания природы наблюдаемой «супергорячей» полосы излучения нами рассмотрена модель микрокристалла сферической формы. Внутри сферы существует приповерхностный слой пространственного заряда, приводящий к изгибу зон вблизи ее внутренней поверхности. При этом непосредственно вблизи поверхности формируется потенциальная (треугольная по форме) яма $V(r)$ для электронов:

$$V(r) = \mathcal{E}_c(R) + (R-r) \frac{8G_{Ry}}{9\pi a_B} \sqrt{\frac{m_n}{m_0}} \left(\frac{\mathcal{E}_0^{QW}}{G_{Ry}} \right)^{3/2}, \quad (1)$$

где r – расстояние от центра сферы, R – ее радиус, $\mathcal{E}_c(R)$ – полный изгиб зон ($\mathcal{E}_c(0) = 0$), m_n / m_0 – отношение эффективной массы электрона к массе свободного электрона, G_{Ry} – постоянная Ридберга, a_B – боровский радиус электрона в атоме водорода. \mathcal{E}_0^{QW} – энергия нижайшего электронного состояния в треугольной квантовой яме, отсчитанная от дна зоны проводимости в точке $r = R$.

Полоса излучения формируется в результате оптических переходов электронов с уровней пространственного квантования в состоянии валентной зоны. Анализ измеренных в работе спектров ФЛ для исследованной структуры с $R = 0.5$ мкм дает значение $\mathcal{E}_0^{QW} = 44.6$ мэВ. Избыточная концентрация акцепторов $N_A - N_D$ оказывается равной $1.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, а концентрация поверхностных зарядов на внешней границе микрокристалла $N_s = 3.0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$.

[1] A.I. Ekimov, A.A. Onushchenko, *JETP Lett.*, **34**, 345 (1981).

[2] A.J. Nozik et al., *Chem. Rev.*, **110**, 6873 (2010).

Нелинейно-оптический отклик коллоидного раствора нанопластинок CdSe различной концентрации

Смирнов А.М.^{1,2}, Козлова М.В.¹, Манцевич В.Н.¹, Саиджонов Б.М.³,
Васильев Р.Б.^{3,4}, Днепровский В.С.¹

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119991, Москва, Ленинские горы, 1-2

²ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 125009, Москва, ул. Моховая, 11-7

³МГУ им. М.В. Ломоносова, химический факультет, 119991, Москва, Ленинские горы, 1-3

⁴МГУ им. М.В. Ломоносова, ФНМ, 119991, Москва, Ленинские горы, 1-73

Энергетический спектр нанопластинок определяется материалом и их толщиной, контролируемой с точностью до одного атомного слоя [1]. Получение лазерной генерации на экситонном переходе в нанопластинках представляет несомненный интерес ввиду возможности варьирования длины волны излучения путем изменения толщины и состава нанокристаллов. В данной работе было исследовано нелинейное пропускание коллоидных нанопластинок CdSe с различной оптической плотностью в режиме однофотонного стационарного возбуждения экситонов при различных интенсивностях накачки. Использование нанопластинок CdSe толщиной 2,5 атомных слоя обеспечило излучение в ультрафиолетовом диапазоне (390–400 нм), при сравнительно большом поперечном сечении поглощения и низком пороге усиления среди подобных коллоидных полупроводниковых нанокристаллов. Ранее был подробно изучен эффект уменьшения поглощения на частотах экситонных переходов в нанопластинках CdSe/CdS [2, 3], а в данном исследовании, изменяя концентрацию нанопластинок в растворе, удалось достичь перехода от режима ограничения поглощения к режиму оптического усиления. Впервые установлена сильная зависимость модуляции поглощения экситонных переходов от концентрации нанопластинок и интенсивности накачки.

Определены особенности нелинейного поглощения, в том числе интенсивности насыщения, коллоидных растворов нанопластинок CdSe различных концентраций при однофотонном стационарном возбуждении экситонов наносекундными лазерными импульсами методом накачки и зондирования. Обнаружен рост дифференциального пропускания и насыщение поглощения коллоидных растворов нанопластинок CdSe малой и средней концентрации на длине волны экситонного перехода из подзоны тяжелых дырок в подзону проводимости (1hh-1e). Уменьшение поглощения с ростом оптического возбуждения, объяснено эффектом заполнения фазового пространства экситонов [2, 3], при учёте обмена энергией между экситонными состояниями [2] и экситон-экситонного взаимодействия [3]. Экспериментально продемонстрирована возможность достижения оптического усиления в коллоидных растворах нанопластинок при увеличении концентрации нанопластинок с ростом интенсивности возбуждения [4]. При высоких интенсивностях накачки значения дифференциального пропускания на длине волны экситонного перехода 1hh-1e становятся отрицательными. Отрицательные значения дифференциального пропускания соответствуют режиму оптического усиления в коллоидном растворе с высокой концентрацией нанопластинок, обеспечиваемому эффективным процессом переизлучения в среде, конкурирующему с безызлучательным оже-процессом.

[1] S. Ithurria et al., *J. of the Am. Chem. Soc.*, **130** 16504 (2008).

[2] A.M. Smirnov et al., *Solid State Comm.*, **299**, 113651 (2019).

[3] A.M. Smirnov et al., *J. of Lumin.*, **229**, 117682 (2021).

[4] A.M. Smirnov et al., *Res. in Phys.*, **32**, 105120 (2022).

Динамическая спиновая и долинная поляризация локализованных электронов

Смирнов Д.С.¹, Шумилин А.В.¹, Шамирзаев Т.С.^{2,3}, Яковлев Д.Р.^{1,4}

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

²ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

³УрФУ, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

⁴TU Dortmund, 44227, Dortmund (Germany), August-Schmidt-Straße, 4

Широко известен эффект динамической поляризации ядер, который заключается в возникновении неравновесной спиновой поляризации, например, в условиях оптической ориентации в полупроводниках. Известны также эффекты динамической самополяризации ядер [1] и резонансного усиления тепловой поляризации экситонов [2]. Нами предложен новый эффект динамической спиновой и долинной поляризации локализованных носителей заряда [3]. В отличие от тепловой поляризации он не чувствителен к изменению температуры и в отличие от оптической ориентации возникает при неполяризованном оптическом возбуждении.

Динамическая спиновая поляризация электронов происходит в квантовых точках в слабом внешнем магнитном поле за счёт конкуренции сверхтонкого и обменного взаимодействий. Источником углового момента для носителей заряда является ядерная спиновая подсистема. В условиях, когда тепловая поляризация пренебрежимо мала, динамическая спиновая поляризация электронов может достигать 100%.

Предсказанный эффект был реализован экспериментально в ансамбле непрямозонных самоорганизованных квантовых точек (In,Al)As/AlAs [3]. При импульсном неполяризованном и нерезонансном возбуждении в поле 17 мТл при температуре 2 К была продемонстрирована степень циркулярной поляризации люминесценции до 30%. Степень динамической спиновой поляризации электронов может менять знак как функция времени, величины магнитного поля и угла между магнитным полем и направлением роста структуры [4].

Эффективная локализация носителей заряда может происходить также в новых наноструктурах – скрученных бислоях дихалькогенидов переходных металлов. В этом случае происходит эффективное смешивание внутридолинных и междолинных экситонов за счёт сверхтонкого взаимодействия с ядерными спиновыми флуктуациями. В результате этого в слабом внешнем магнитном поле может возникать динамическая долинная поляризация как экситонов, так и резидентных электронов. Эта поляризация может детектироваться по степени циркулярной поляризации люминесценции и при помощи эффекта фарадеевского вращения. Аналогичный эффект был обнаружен экспериментально в скрученных бислоях MoSe₂/WSe₂ [6], однако, как мы показали, его микроскопической причиной являлось смешивание долинных состояний за счёт дальнедействующего обменного взаимодействия и рассеяния на коротковолновых акустических фонах.

Работа поддержана грантом РФФИ № 21-72-10035.

[1] М.И. Дьяконов, В.И. Перель, *Письма в ЖЭТФ* **16**, 563 (1972).

[2] Е.Л. Ивченко, *ФТТ* **60**, 1503 (2018).

[3] D.S. Smirnov, T.S. Shamirzaev, D.R. Yakovlev, M. Bayer, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 156801 (2020).

[4] T.S. Shamirzaev, A.V. Shumilin, D.S. Smirnov, J. Rautert, D.R. Yakovlev, M. Bayer, *Phys. Rev. B* **104**, 115405 (2021).

[5] D.S. Smirnov, *Phys. Rev. B* **104**, L241401 (2021).

[6] J. Holler et al., *Phys. Rev. B* **105**, 085303 (2022).

Ориентация током спина дырки в хиральном квазистационарном состоянии

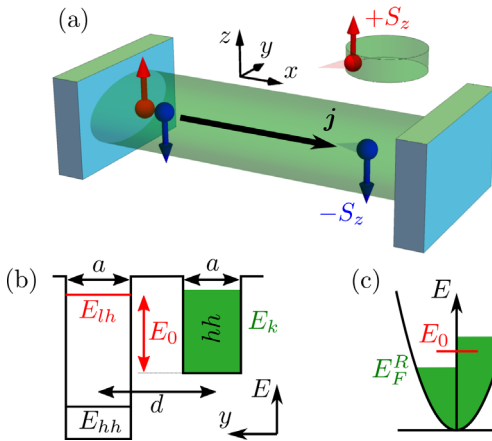
Манцевич В.Н.¹, Смирнов Д.С.²

¹МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Спины локализованных носителей заряда, электронов и дырок, могут эффективно ориентироваться либо в магнитных структурах, либо при приложении сильных магнитных полей, либо оптическими методами. В принципе, спин-орбитальное взаимодействие открывает дополнительную возможность ориентации спинов напрямую электрическим током в немагнитных структурах. При этом для свободных носителей заряда степень спиновой поляризации не превышает нескольких процентов [1]. Для ансамбля локализованных электронов в режиме прыжковой проводимости было предсказано увеличение степени спиновой поляризации, однако она по-прежнему остаётся много меньшей единицы [2].

Малость индуцированной током спиновой поляризации в наиболее распространённых структурах с квантовыми ямами обуславливается относительной слабостью спин-орбитальных взаимодействий Рашбы и Дресслъхауза. В то же время именно спин-орбитальное взаимодействие приводит



Квантовая точка вблизи квантового провода (а). Энергетическая диаграмма (б) с красным уровнем лёгких дырок в квантовой точке (слева) и тяжёлыми дырками в квантовом проводе (справа). Условия ориентации спина током (с): положение уровня лёгкой дырки между уровнями Ферми двух контактов на концах квантового провода.

к большому расщеплению валентной зоны в Γ точке, составляющему сотни миллиэлектронвольт. Мы показываем [3], что это расщепление может использоваться для ориентации током спина локализованной дырки вплоть до 100%.

Для этого мы рассматриваем структуру на основе двумерного дырочного газа, состоящую из баллистического квантового провода с тяжёлыми дырками и туннельно связанной квантовой точки с уровнем лёгких дырок в окрестности уровня Ферми, см. рисунок. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к возникновению в структуре хиральных квазистационарных состояний на фоне континуума, аналогичных состояниям известным в хиральной фотонике [4]. Распад такого состояния происходит с испусканием дырок преимущественно в одном из направлений вдоль провода в зависимости от ориентации спина.

Приложение напряжения к проводу приводит к ориентации спина локализованной дырки в квантовой точке. При напряжении, превышающем экспоненциально малую ширину хирального квазистационарного состояния, степень спиновой поляризации может достигать 100%. Этот новый механизм ориентации спинов током в равной мере применим к структурам на основе GaAs, Si и Ge.

Работа поддержана грантом РФФ № 21-72-10035.

[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] D.S. Smirnov and L.E. Golub, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 116801 (2017).

[3] V.N. Mantsevich and D.S. Smirnov, *arXiv:2107.06741* (2021).

[4] X. Yin, J. Jin, M. Soljačić, C. Peng and B. Zhen, *Nature* **580**, 467 (2020).

Оптическое выстраивание и оптическая ориентация экситонов в ансамбле коллоидных наноплателетов CdSe/CdS

Смирнова О.О.¹, Калитухо И.В.¹, Родина А.В.¹, Димитриев Г.С.¹, Сапега В.Ф.¹, Кен О.С.¹, Коренев В.Л.¹, Козырев Н.В.¹, Некрасов С.В.¹, Кусраев Ю.Г.¹, Яковлев Д.Р.^{1,2}, Bayer M.^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26
²Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44227, Dortmund, Germany

Исследование поляризации вторичного излучения при селективном оптическом возбуждении экситонных подуровней линейно или циркулярно-поляризованным светом позволяет определять параметры тонкой структуры экситонов в наноструктурах и открывает доступ к управлению спиновым состоянием системы и ее откликом на внешнее воздействие.

В работе представлены результаты экспериментального и теоретического исследования эффектов оптического выстраивания и оптической ориентации экситонов, впервые наблюдавшихся в коллоидных полупроводниковых наноплателетах (НПЛ) CdSe/CdS. Используемая для их описания теоретическая модель, успешно применявшаяся ранее для эпитаксиальных наноструктур [1], модифицирована с учетом особенностей ансамбля коллоидных НПЛ: (i) большого энергетического расщепления и быстрой релаксации между состояниями светлого и темного экситонов в индивидуальных НПЛ; (ii) наличия излучательной рекомбинации из состояний темного экситона; (iii) произвольной ориентации наноплателетов на подложке.

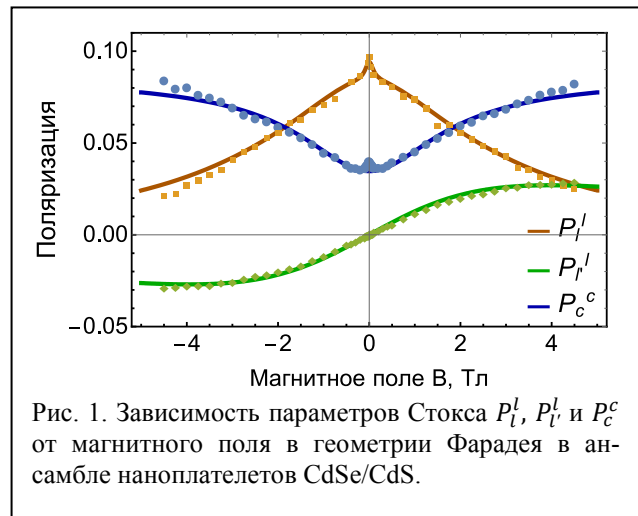


Рис. 1. Зависимость параметров Стокса P_l^l , P_l^l и P_c^c от магнитного поля в геометрии Фарадея в ансамбле наноплателетов CdSe/CdS.

Рассмотрена система псевдоспинов в эффективном магнитном поле, описывающих состояния с подуровнями светлого и темного экситонов с учетом релаксации между ними. Учет анизотропии времени релаксации между расщепленными подуровнями светлого экситона позволяет описать экспериментальные зависимости трех параметров Стокса – линейных поляризаций экситонной фотолуминесценции НПЛ P_l^l и P_l^l , при линейно поляризованном возбуждении (в осях возбуждения и в осях, повернутых на $\pi/4$ к осям возбуждения, соответственно) и циркулярной поляризации P_c^c при циркулярно-поляризованном возбуждении – от величины магнитного поля B в геометрии Фарадея (рис. 1). Времена жизни светлого и темного экситонов, время релаксации и энергетическое расщепление между ними определены из анализа распада фотолуминесценции в зависимости от температуры и величины магнитного поля, приложенного в геометрии Фойгта. Из полевых зависимостей параметров Стокса (см. рис. 1) определены времена жизни спинов, величины g -факторов светлого и темного экситонов и величины анизотропных расщеплений между экситонными подуровнями в нулевом магнитном поле. В зависимости эффекта оптического выстраивания экситонов от магнитного поля в геометрии Фарадея (P_l^l на рис. 1) наблюдаются два контура: широкий и узкий. При низкой температуре узкий контур обусловлен непосредственно излучением из состояний темного экситона. С ростом температуры появляется дополнительный вклад в узкий контур, связанный с температурной активацией релаксации из темного экситона в светлый. Последнее также приводит к немонотонной зависимости амплитуды узкого контура от температуры, наблюдающейся в эксперименте.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ (№ 19-52-12064 ННИО_a).

[1] R.I. Dzhioev, H.M. Gibbs, E.L. Ivchenko et al., *Phys. Rev. B*, **56**, 13405 (1997).

Секция 6

**СПИНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ,
СПИНТРОНИКА, НАНОМАГНЕТИЗМ**

Расщепление спинов вакансионных центров в гексагональном SiC от механического напряжения

Анисимов А.Н.¹, Бреев И.Д.²

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

²САФУ им. М.В. Ломоносова, 163002, Архангельск, наб. Северной Двины, 17

Сегодня спиновые центры в твердых телах привлекают большое внимание. Это связано с уникальной возможностью оптически выстраивать спиновые состояния при комнатной температуре. Известно уже о трех системах, в которых такие манипуляции возможны. Это NV-центры в алмазе. Вакансии бора в гексагональном нитриде бора (h-BN). Кремниевые вакансии в карбиде кремния (SiC) со спином $S = 1$ (дивакансии) и $S = 3/2$ (V-центры). Для их разработки квантовых устройств на их основе необходимо выяснить, как они будут себя проявлять при деформации кристаллической структуры, что и было сделано.

В результате изучения гетероструктуры AlN/SiC удалось выяснить, как влияет механическое напряжение в кристаллической решетке на спиновое расщепление в нулевом магнитном поле в центрах со спином $S = 3/2$. Для этого были изучены гетероструктуры AlN/SiC различной толщины и различных гексагональных политипов SiC. С помощью разных коэффициентов термического расширения гетероинтерфейс деформирован относительно равновесного значения. Проведя оценку деформации SiC и AlN методом комбинационного рассеяния света (КРС), удалось оценить величину остаточной деформации вблизи гетероинтерфейса. Полученные данные о деформации позволили получить значение спин-деформационного взаимодействия, используя метод оптического детектирования магнитного резонанса (ОДМР) и основанный на нем метод антипересечения уровней (АПУ). Оценка спин-деформационного взаимодействия важна для проектирования квантовых устройств, а также показывает возможности управления квантовыми состояниями с помощью контролируемой деформации (например, с помощью пьезоэлектрического эффекта в AlN).

[1] А.Н. Анисимов, Р.А. Бабуни, И.Д. Бреев, А.П. Бундакова, И.В. Ильин, М.В. Музафарова, П.Г. Баранов. Сканирующий оптический квантовый магнитометр, основанный на явлении выжигания провалов // Письма в ЖТФ 45, вып. 10, 22-26 (2019).

[2] H. Singh, A.N. Anisimov, S.S. Nagalyuk, E.N. Mokhov, P.G. Baranov, D. Suter. Experimental characterization of spin-3/2 silicon vacancy centers in 6H-SiC // Phys. Rev. B 101, iss. 13, #134110 (2020).

Магнитосопротивление на постоянном и переменном токе в феррите висмута с кобальтом

Аплеснин С.С.^{1,2}, Крети́нин В.В.², Абдельбаки Х.², Романова О.Б.¹,
Никитинский О.С.²

¹ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50, стр.38

²СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660037, Красноярск, пр. Красноярский рабочий, 31

В мультиферроиках доменные стенки являются проводящими каналами, которыми можно управлять как магнитным, так и электрическим полем. Замещение ионов железа в феррите висмута 3d металлами приводит к увеличению проводимости и к образованию магнитного гистерезиса. Согласно первопринципным расчетам замещение Fe^{3+} ионами кобальта приводит к формированию примесных уровней вблизи валентной зоны [1]. Возникают предпосылки образования магнитнеоднородных состояний в полупроводниках с прыжковым типом проводимости, которым можно управлять магнитным полем [2, 3].

В пленках $\text{BiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ с электронным допированием путем замещения трехвалентного железа ионами кобальта с одним дополнительным электроном в t_{2g} оболочке исследуется магниторезистивный эффект и магнитоимпеданс. Структура синтезированных пленок $\text{BiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ является нанокристаллической и ромбоэдрической с толщиной пленки 330 нм. Из температурного поведения намагниченности установлены магнитнеоднородные состояния и их вклад в намагниченность, который объясняется в рамках модели суперпарамагнетика. Увеличение сопротивления при нагревании связано с рассеиванием носителей тока на спиновых флуктуациях, что подтверждается линейной зависимостью сопротивления от квадрата намагниченности. Магнитосопротивление в пленке $\text{BiFe}_{1-x}\text{Co}_x\text{O}_3$ с $x = 0.2$ в интервале температур 340–370 К меняет знак с отрицательного на положительный, что коррелирует с температурой максимума намагниченности. Максимум магнитосопротивления связан с конкуренцией вкладов, вызванных перескоковым механизмом электронов и их локализацией в результате усиления sd-взаимодействия электронов с намагниченностью.

Из частотной зависимости импеданса и его компонент определены два времени релаксации $\tau_1 > \tau_2$, которые уменьшаются с ростом температуры и достигают минимального значения при 240 К и в области образования неоднородных магнитных состояний. Относительное изменение импеданса в магнитном поле $\delta Z = (Z(H) - Z(0))/Z(0) \cdot 100\%$ достигает $\delta Z = -1.5\%$ в области поверхностного фазового перехода в низкочастотной области. С ростом температуры и частоты магнитоимпеданс меняет знак на положительный и при высоких частотах стремится к нулю.

Магнитосопротивление на постоянном и переменном токе отличается по знаку и связано с зависимостью диэлектрической проницаемости от частоты и магнитного поля. Для двух концентраций определены области температур с электронным и дырочным носителями тока из холловских измерений.

[1] T. Choi, et al. *Science*, **324**, 63 (2009).

[2] S.S. Aplesnin et al., *Semicond. Sci. Technol.* **34**, 095007 (2019).

[3] O.B. Romanova, et al., *J. Mater. Sci.: Mater. Electron.* **31**, 7946 (2020).

Метод обнаружения вязкой электронной жидкости по пространственному распределению спиновой поляризации

Денисов К.С., Барышников К.А., Алексеев П.С.

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

В последние годы были открыты и начали активно изучаться гидродинамические эффекты в электронной жидкости в проводниках с очень высокой подвижностью. Эти исследования, в первую очередь, требуют надёжных методов обнаружения и детектирования течений вязкой электронной жидкости. Имеющиеся методы основаны на изготовлении образцов сложной геометрии со многими контактами, на приложении классически сильных магнитных полей, а также на сложных пространственно-разрешенных измерениях магнитного и электрического полей, создаваемых течениями электронной жидкости [1–4]. Мы предлагаем простой метод обнаружения и визуализации течений электронов пуазейлевского типа с помощью пространственно-разрешенного детектирования распределений спиновой плотности электронов. Идея метода состоит в том, что при установившемся пуазейлевском течении электронов в длинном образце и при инъекции в образец однородно распределённых спин-поляризованных электронов на некотором расстоянии от контакта формируется неоднородное распределение спиновой поляризации за счёт дрейфа спина электронов с гидродинамическими скоростями электронной жидкости (рис. 1). Мы выполнили численное моделирование распределения спиновой плотности в рамках дрейф-диффузионной модели на примере квантовых ям GaAs с очень высокой подвижностью и реалистичными параметрами двумерных электронов. Предложенный метод применим для материалов со слабым спин-орбитальным взаимодействием, которое могло бы приводить к смешиванию потоков плотности и потока спина. Мы также выполнили моделирование переноса спиновой плотности при переходе от гидродинамического режима к омическому (который происходит, например, за счёт усиления рассеяния электронов на фононах). Показано, что по спиновой плотности можно наблюдать появление уплощённого профиля у течения с характерной длиной Гуржи, определяющей ширину распределения скорости у краев канала (см. рис. 1).

В работе также показано, что приложение магнитных полей в плоскости приводит к тому, что кривые Ханле для спиновой поляризации электронов в центре течения и вблизи краев образца приобретают фазовый сдвиг относительно друг друга из-за различия дрейфовых скоростей в этих точках канала. Это резко отличает течение Пуазейля от омического однородного течения, для которого кривые Ханле для всех точек по сечению образца одинаковы.

Работа поддержана грантом РФФ 18-72-10111-П.

[1] J.A. Sulpizio et al., *Nature*, **576**, 75 (2019).

[2] M.J.H. Ku, et al., *Nature*, **583**, 537 (2019).

[3] A.C. Keser et al., *Phys. Rev. X*, **11**, 031030 (2021).

[4] A. Gupta et al., *Phys. Rev. Lett.*, **126**, 076803 (2021).

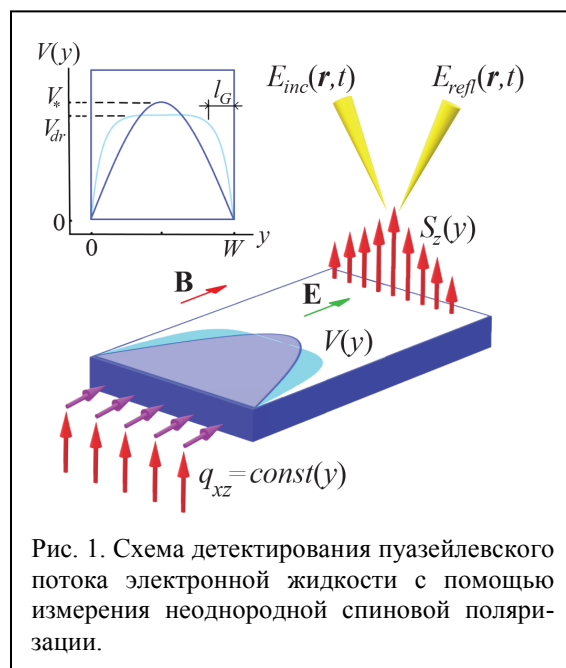


Рис. 1. Схема детектирования пуазейлевского потока электронной жидкости с помощью измерения неоднородной спиновой поляризации.

Субмиллисекундная спиновая релаксация в нанокристаллах перовскитов $\text{CsPb}(\text{Cl},\text{Br})_3$ в стеклянной матрице

Белых В.В.¹, Скориков М.Л.¹, Кулебякина Е.В.¹, Колобкова Е.В.^{2,3},
Кузнецова М.С.⁴, Глазов М.М.⁵, Яковлев Д.Р.^{1,5,6}

¹ФИАН, 119991, Москва

²СПбГТИ (ТУ), 190013, Санкт-Петербург

³НИЦ оптического материаловедения, Университет ИТМО, 199034, Санкт-Петербург

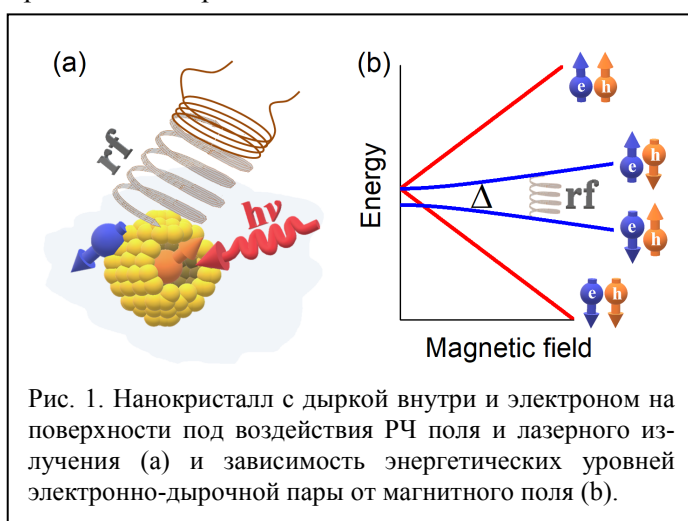
⁴Лаборатория оптики спина, СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург

⁵ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург

⁶Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, D-44221, Dortmund, Germany

Большой интерес к нанокристаллам (НК) неорганических перовскитов вызван их высоким квантовым выходом излучения, возможностью перестройки спектра излучения в широком диапазоне, повышенной стабильностью по сравнению с гибридными органо-неорганическими перовскитами и более простой технологией изготовления по сравнению с квантовыми точками, выращенными эпитаксиально. В частности, НК, встроенные в стеклянную матрицу, обладают непревзойденной стабильностью к условиям окружающей среды, что обуславливает перспективность данной платформы для оптоэлектроники.

В настоящей работе, на примере НК $\text{CsPb}(\text{Cl},\text{Br})_3$ в матрице фторфосфатного стекла [1], мы показали, что данная платформа обладает также большим потенциалом для спинтроники. Мы измеряем время продольной спиновой релаксации T_1 , т. е. характерное время, при котором спин сохраняет свою ориентацию вдоль магнитного поля. Используя оптическую спиновую ориентацию и



спиновую деполаризацию радиочастотным (РЧ) полем в рамках метода резонансной спиновой инерции [2], мы измеряем время T_1 , достигающее 0.7 мс. Измеренные значения более чем на три порядка превосходят значения T_1 , о которых сообщалось ранее для любых типов перовскитных структур. Более того, измеренное время T_1 соответствует неожиданно малому g-фактору ($g \approx 0.07$), который мы связываем со спиновым состоянием пространственно-непрямого экситона со слабым электронно-дырочным обменным взаимодействием. Такое состояние может быть реализовано, когда один из носителей находится внутри НК, а второй – на его поверхности (рис. 1, а).

При этом оптическое возбуждение/детектирование воздействует на носитель внутри НК, а РЧ-поле вызывает переходы между спиновыми уровнями, соответствующими антипараллельным спинам носителей (рис. 1, б). Эта интерпретация подтверждается модельными соображениями и свидетельством наличия непрямых экситонов в динамике ФЛ [3].

Работа поддержана проектом Минобрнауки (соглашение №075-15-2021-598 в ФИАН).

[1] E.V. Kolobkova, M.S. Kuznetsova, N.V. Nikonov, *J. Non-Cryst. Solids* **563**, 120811 (2021).

[2] V.V. Belykh, S.R. Melyakov, *Phys. Rev. B* **105**, 205129 (2022).

[3] V.V. Belykh et al., *Nano Lett.* **22**, 4583 (2022).

Новый тип спин-орбитального расщепления в низкосимметричных квантовых ямах

Будкин Г.В., Тарасенко С.А.

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

В полупроводниковых структурах без центра пространственной инверсии спин-орбитальное взаимодействие приводит к спиновому расщеплению электронных и дырочных состояний при отличном от нуля волновом векторе \mathbf{k} . Традиционно рассматривают два вклада в такое расщепление: вклады Рашбы и Дрессельхауза, индуцированные структурной и кристаллической асимметрией.

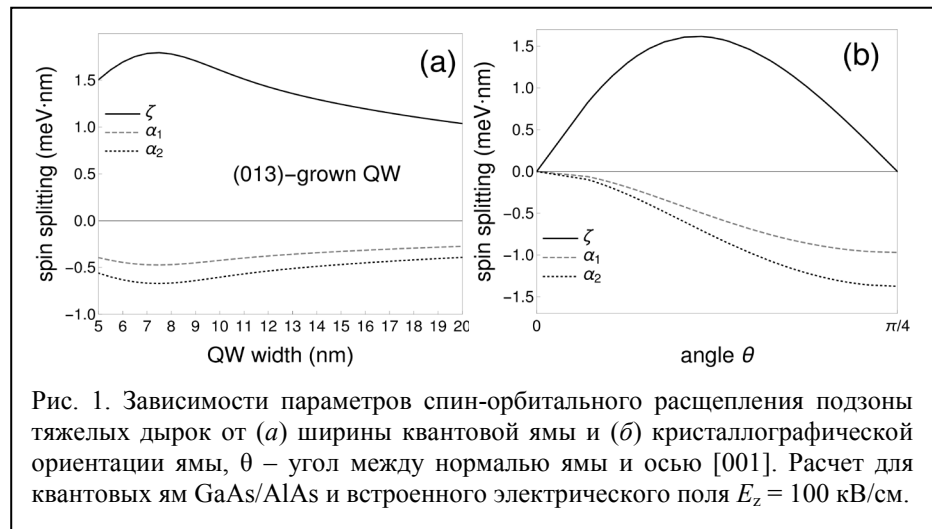
В данной работе продемонстрировано, что существует дополнительный вклад в линейное по \mathbf{k} спин-орбитальное расщепление в низкосимметричных квантовых ямах на основе кристаллов с кубической решеткой (алмаза, цинковой обманки). Эффективное магнитное поле, соответствующее этому спиновому расщеплению, направлено по нормали к квантовой яме, а величина расщепления определяется структурной асимметрией ямы, которая может меняться напряжением на затворе.

Симметричный анализ и микроскопический расчет показывают, что эффективный гамильтониан линейного по \mathbf{k} спинового расщепления электронных и дырочных состояний в ямах с кристаллографической ориентацией $(0lh)$, обусловленного структурной асимметрией, имеет вид

$$H_{SO} = \alpha_1 \sigma_y k_x - \alpha_2 \sigma_x k_y + \zeta \sigma_z k_x, \quad (1)$$

где σ_i – матрицы Паули, $x \parallel [100]$ и $y \parallel [0h\bar{l}]$ – оси в плоскости ямы, $z \parallel [0lh]$ – нормаль. Первые два слагаемых соответствуют анизотропному спин-орбитальному взаимодействию Рашбы, а последнее слагаемое – описанному выше новому типу спин-орбитального расщепления. Вклад $\zeta \sigma_z k_x$ отличен от нуля в квантовых ямах произвольной кристаллографической ориентации, за исключением структур, выращенных вдоль осей высокой симметрии: $\langle 001 \rangle$, $\langle 011 \rangle$ и $\langle 111 \rangle$.

В рамках гамильтониана Латтинджера выполнен численный расчет спектра тяжелых дырок для квантовых ям GaAs/AlGaAs и определены параметры эффективного гамильтониана. Разработана также аналитическая теория линейного по \mathbf{k} спин-орбитального расщепления, которая хорошо согласуется с результатами численных расчетов [1].



Зависимости параметров спин-орбитального расщепления дырок от ширины и кристаллографической ориентации квантовой ямы показаны на рис. 1. Новый тип спин-орбитального расщепления является доминирующим в широком диапазоне ширин квантовых ям и направлений. Наиболее ярко выражен в структурах с ориентацией (013) , которые в настоящее время активно исследуются.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 21-72-10035).

[1] G.V. Budkin and S.A. Tarasenko, *Phys. Rev. B.*, **105**, L161301 (2022).

Спиновый светодиод с модуляцией интенсивности

Ведь М.В.¹, Дорохин М.В.^{1,2}, Здоровейщев А.В.¹, Дёмина П.Б.¹, Здоровейщев Д.А.^{1,2},
Дудин Ю.А.¹, Котомина В.Е.¹

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

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

Функциональное совмещение базовых элементов спинтроники (магниторезистивного элемента и спинового светодиода) является актуальной задачей, поскольку такой подход позволяет, как минимум, удвоить информационную емкость устройств спинтроники. В этой работе сообщается о создании лабораторной модели прибора с независимым изменением двух параметров (интенсивности и степени циркулярной поляризации излучения), осуществляемым за счет приложения внешних магнитных полей.

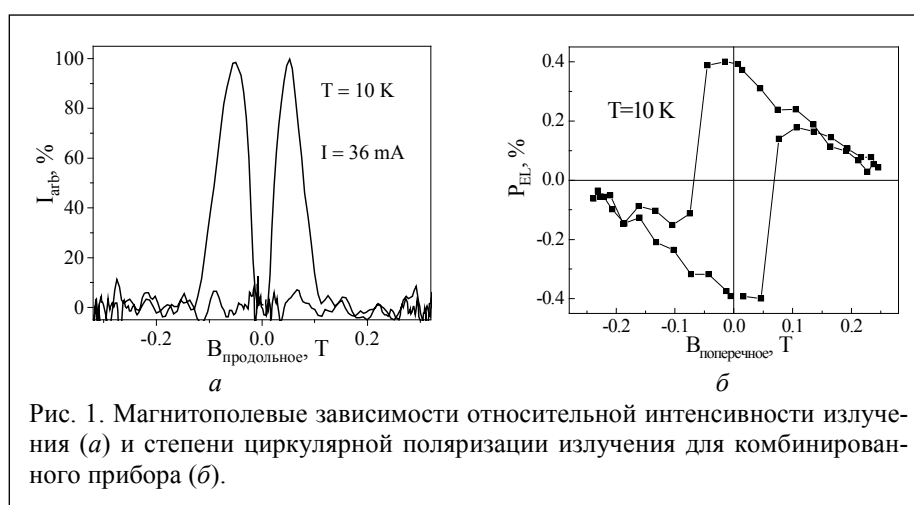


Рис. 1. Магнитопольевые зависимости относительной интенсивности излучения (а) и степени циркулярной поляризации излучения для комбинированного прибора (б).

Магниторезистивный спиновый светодиод, исследуемый в данной работе, представляет собой последовательно соединённые светоизлучающую гетероструктуру на основе квантовой ямы InGaAs/GaAs со спиновым инжектором CoPd и магниторезистивный элемент, состоящий из слоёв $\text{Cr}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}/\text{Cu}/\text{Co}_{90}\text{Fe}_{10}$. Питание устройства осуществлялось в режиме источника тока.

На рис. 1, а показана зависимость относительной интенсивности электролюминесценции (ЭЛ) прибора от магнитного поля. Наблюдаемая модуляция интенсивности ЭЛ связана с изменением сопротивления магниторезистивного контактного слоя. Следует отметить, что при токе 36 мА прибор работает в ключевом режиме: в магнитном поле ± 50 мТл относительная интенсивность принимает максимальные значения; в нулевом магнитном поле и в поле выше 100 мТл она равна нулю. Объяснение наиболее вероятного механизма увеличения интенсивности ЭЛ в продольном магнитном поле для комбинированного прибора представлено в [1].

При помещении комбинированного прибора в поперечное магнитное поле излучение становится частично циркулярно-поляризованным. На рис. 1, б показана зависимость степени циркулярной поляризации ЭЛ (P_{EL}) от магнитного поля. Максимальное значение P_{EL} составило 0.4%. Линейный наклон в магнитных полях более 0.1 Тл (по абсолютной величине) предположительно связан с зеемановским расщеплением энергетических уровней в квантовой яме.

Таким образом, в ходе данной работы был изготовлен лабораторный образец прибора, имеющий не два управляемых состояния, соответствующих логическим нулю и единице (высокая и низкая интенсивность или право- и левополяризованное излучение), а четыре независимо изменяемых состояния (излучение высокой интенсивности с правой и левой циркулярной поляризацией и излучение низкой интенсивности с правой и левой циркулярной поляризацией).

Работа выполнена в рамках базовой части государственного задания № 0729-2020-0060.

[1] M. Ved et al., *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 092402 (2021).

ОДМР в изотопно-модифицированном карбиде кремния

Вейшторг И.П., Скоморохов А.М., Анисимов А.Н.

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

Оптически адресуемый, управляемый микроволнами и сохраняющий квантовую когерентность даже при комнатной температуре электронный спин V-центра в SiC может использоваться в качестве магнитного датчика. Дальнейшее повышение чувствительности возможно при использовании импульсных методов ОДМР и выборе оптимального материала карбида кремния с пониженной концентрацией парамагнитных дефектов и измененным содержанием изотопов ^{29}Si и ^{13}C с ядерными магнитными моментами [1]. Для этого необходимо провести исследование влияние концентрации собственных изотопов ^{29}Si и ^{13}C на спиновые свойства ансамбля V-центров в 6H-SiC [2]. Проведена оценка полуширины линий оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР) в трех изотопно модифицированных кристаллах карбида кремния (SiC). С помощью метода 2-частотной ОДМР спектроскопии вакансии кремния (V-центры) проанализированы спиновые пакеты V-центров, связанных сверхтонким взаимодействием с изотопами ^{13}C и ^{29}Si . Эксперименты выполнены при комнатной температуре. Проведенные эксперименты позволяют оценить возможность динамической поляризации собственных ядер SiC через сверхтонкое взаимодействие V-центров с изотопами углерода и кремния.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФИ № 20-12-00216.

[1] А.Н. Анисимов, Р.А. Бабунц, И.Д. Бреев, А.П. Бундакова, И.В. Ильин, М.В. Музафарова, П.Г. Баранов. Сканирующий оптический квантовый магнитометр, основанный на явлении выжигания провалов. // Письма в ЖТФ 45, вып. 10, 22–26 (2019).

[2] H. Singh, A.N. Anisimov, S.S. Nagalyuk, E.N. Mokhov, P.G. Baranov, D. Suter. Experimental characterization of spin-3/2 silicon vacancy centers in 6H-SiC. // Phys. Rev. B 101, iss. 13, #134110 (2020).

Спиновый эффект Холла в сверхчистых электронных каналах

Глазов М.М., Голуб Л.Е.

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

Спиновый эффект Холла заключается в разделении электронов с противоположными проекциями спина под действием внешнего электрического поля [1]. Эффект обусловлен спин-орбитальным взаимодействием, причем основной вклад в него вносят три механизма: (i) асимметричное (skew) рассеяние электронов, (ii) квантовые сдвиги (side-jump) электронных волновых пакетов при рассеянии и (iii) аномальная скорость электронов во внешнем поле. Известно, что в структурах с диффузионным движением носителей заряда вклады (ii) и (iii) связаны, причем вклад аномальной скорости сокращается частью сдвигового вклада [1, 2]. Аналогичные эффекты имеют место при генерации долинного тока и долинной поляризации в двумерных многодолинных полупроводниках, например, в монослоях дихалькогенидов переходных металлов [3].

Прогресс технологии в последние годы привел к появлению двумерных электронных систем – сверхчистых каналов, длина свободного пробега в которых по отношению к статическому беспорядку и рассеянию на фононах значительно превосходит ширину канала. При этом межчастичные столкновения оказываются настолько эффективными, что электроны можно рассматривать как вязкую жидкость, см. [4] и ссылки, приведенные там. В данной работе представлена теория спинового эффекта Холла в «гидродинамических» электронных каналах.

Основное внимание уделяется роли межчастичных столкновений в генерации и релаксации спинового тока и, соответственно, в накоплении спиновой поляризации на краях канала. Показано, что электрон-электронные столкновения сопровождаются спин-зависимыми квантовыми сдвигами волновых пакетов, что при наличии внешнего поля приводит к генерации спинового тока. Часть этого сдвигового вклада полностью сокращает вклад от аномальной скорости [5].

Также развита теория асимметричного (skew) электрон-электронного рассеяния. Выведен интеграл межэлектронных столкновений в третьем порядке по кулоновскому взаимодействию с учетом спин-орбитальной связи. Показано, что асимметрия рассеяния возникает только в таких процессах рассеяния, где промежуточное состояние для одного электрона является занятым, а для другого – свободным. Это приводит к дополнительному подавлению эффектов skew-рассеяния электронов друг на друга по сравнению с рассеянием электронов на кулоновских примесях. Например, темп генерации спинового тока в больцмановском газе пропорционален квадрату концентрации электронов, а в фермиевском – четвертой степени температуры.

Работа поддержана грантом РФФ 22-12-00211.

[1] M.I. Dyakonov, ed. *Spin physics in semiconductors*. Springer International Publishing, Berlin (2017).

[2] N.A. Sinitsyn, *J. Phys.: Cond. Matt.* **20**, 023201 (2007).

[3] M.M. Glazov, L.E. Golub, *Phys. Rev. B* **102**, 155302 (2020); *Phys. Rev. Lett.* **125**, 157403 (2020).

[4] B.N. Narozhny, I.V. Gornyi, A.D. Mirlin, J. Schmalian, *Ann. der Phys.* **529**, 1700043 (2017).

[5] M.M. Glazov, *2D Mater.* **9**, 015027 (2022).

Фактор Ланде и ларморова прецессия дырки в полупроводниковых нанокристаллах

Головатенко А.А., Семина М.А., Родина А.В.

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

Современные методы коллоидного синтеза позволяют получать нанокристаллы CdSe различной формы: сферические квантовые точки, наностержни, нанопластинки и даже тетраподы [1]. Данное многообразие форм, помимо влияния на оптические свойства, также имеет важное влияние на спиновые свойства локализованных носителей заряда, в особенности дырки. Это связано с тем, что в зависимости от формы нанокристалла основное состояние резидентной дырки может быть образовано преимущественно из состояний валентной подзоны тяжелых дырок (нанопластинки), легких дырок (наностержни), либо обеими подзонами сразу (сферические нанокристаллы). Напротив, в случае нанокристаллов CuCl основное состояние дырок образовано из состояний спинорбитально отщепленной валентной подзоны. Уменьшение размеров нанокристаллов приводит к увеличению энергии квантования дырок и тем самым к усилению взаимных вкладов между состояниями легкой, тяжелой и спин-орбитально отщепленной подзоны, что не учитывается в широко используемой для коллоидных нанокристаллов CdSe четырехзонной модели Латтинжера [2].

В данной работе мы приводим результаты расчета дырочного фактора Ланде (g-фактора) в наноструктурах различной формы и размера, рассчитанные в рамках шестизонного гамильтониана Латтинжера [3]. В случае сферических нанокристаллов представлены аналитические выражения через радиальные волновые функции дырки для дырочного g-фактора основного состояния дырки. Также мы приводим анализ спиновой прецессии тяжелой, легкой и спин-орбитальной дырки для случая ансамбля нанокристаллов со случайной ориентацией оси анизотропии нанокристалла, связанной с кристаллическим полем вюрцитного полупроводника, либо с анизотропией формы нанокристалла. Приводится оценка вклада, связанного с анизотропией дырочного g-фактора, в поперечное время спиновой релаксации для случайно ориентированного ансамбля нанокристаллов. Полученные результаты для основного состояния дырки, образованного из состояний спин-орбитально отщепленной подзоны, могут быть обобщены на случай основного состояния электрона в перовскитных нанокристаллах, которое также образовано преимущественно из состояний спин-орбитально отщепленной зоны проводимости.

Работа выполнена в рамках проекта Российского научного фонда № 20-42-01008.

[1] *A.L. Efros, L.E. Brus, ACS Nano, 15, 6192-6210 (2021).*

[2] *M. Semina et al., Phys. Rev. B. 104, 205423 (2021).*

[3] *A.L. Efros et al., Phys. Rev. B., 54, 4843 (1996).*

Резонансная генерация спина терагерцовым электрическим полем в двумерных материалах с магнитным затвором

Денисов К.С., Рожанский И.В.

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

Важной особенностью гетероструктур на основе атомарно-тонких слоев двумерных материалов является возрастание роли эффектов близости (проксимитизация), при которых двумерный материал модифицируется и приобретает свойства своих соседей [1], например, становится сверхпроводящим, магнитным или топологически нетривиальным. В данной работе исследуется оптически индуцируемая спиновая динамика подвижных электронов в структурах на основе двумерных материалов с дираковским спектром (графен), проксимитизированных магнитным контактом или затвором. Ключевой особенностью данных систем является значительный эффект магнитной близости, который приводит к модификации спектра носителей заряда и формированию равновесной спиновой поляризации электронного газа в двумерном слое. Из экспериментов известно [1, 2], что величина эффективного магнитного поля, вызванного обменным взаимодействием электронов с близлежащим магнетиком, соответствует частотам, лежащим в труднодоступном терагерцовом спектральном диапазоне. В работе мы исследовали особенности спинового резонанса в электронном газе, возбуждаемого электрической компонентой терагерцового излучения с учетом линейности электронного спектра и при наличии интерфейсного спин-орбитального взаимодействия. Формирование спин-орбитальной связи типа Бычкова – Рашбы за счет интерфейса с магнетиком усиливает интенсивность радиационных переходов между состояниями с разной проекцией спина и может служить для возбуждения спинового резонанса. Теоретически рассмотрены микроскопические механизмы, ответственные за оптически индуцируемые переходы с переворотом спина, а также изучена кинетика спина и заряда в проксимитизированном двумерном слое в условиях туннельной прозрачности с магнитным затвором. Установлено, что спиновый резонанс в данном классе структур имеет ряд интересных особенностей, связанных со спецификой зонной структуры и симметрией спин-орбитального взаимодействия. В частности, поведение спиновой восприимчивости в области частот, где отсутствует друдевское поглощение, можно описать моделью связанной динамики спина и псевдоспина электрона, что заметно отличается от электрического дипольного спинового резонанса в полупроводниковых квантовых ямах [3], где псевдоспин отсутствует. Полученные результаты позволили сформулировать новую схему детектирования терагерцового излучения [4], основанную на считывании резонансно возбуждаемой неравновесной спиновой поляризации в двумерном материале путем измерения контактной разности потенциалов между ним и ферромагнитным контактом.

Работа поддержана грантом РФФ 22-22-20082.

[1] I. Zutic et al., *Materials Today*, **22**, 85 (2019).

[2] P.U. Asshoff et al., *2D Mater.*, **4**, 031004 (2017).

[3] K.S. Denisov, *Phys. Rev. B*, **105**, 045413 (2022).

[4] K.S. Denisov and I.V. Rozhansky, *in press* (2022).

Эффект спиновой памяти в наноструктурах InGaAs/GaAs, дельта-легированных Mn

Дорохин М.В.¹, Дёмина П.Б.¹, Ведь М.В.¹, Хомицкий Д.В.¹, Кабаев К.С.¹,
Balanta M.A.G.², Iikawa F.², Звонков Б.Н.¹

¹ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23/3

²Instituto de Física "Gleb Wataghin" Universidade de Campinas, 13083-859, Campinas, SP, Brazil

Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) занимают важное место в технологиях полупроводниковой спинтроники [1]. Наиболее изученным видом РМП является (Ga,Mn)As, однако его применение ограничено низкими значениями температуры Кюри (~110 К) [1]. Для повышения температуры Кюри необходимо повышение содержания Mn в GaAs значительно выше предела растворимости, это возможно за счёт локального дельта-легирования, при котором примесь локализуется в ультратонком слое внутри нелегированного материала.

В частности, ранее нами были сформированы гетероструктуры InGaAs/GaAs/дельта<Mn>, в которых дельта-слой Mn выполняет функции ферромагнитного слоя, а близкорасположенная (2–12 нм) к нему квантовая яма InGaAs/GaAs локализует носители заряда [2]. При намагничивании дельта-слоя носители в квантовой яме ориентируются по спину вследствие взаимодействия с ионами Mn. Спиновая поляризация носителей изучается путём измерения циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ), возбуждаемой при облучении структуры лазером. В настоящей работе рассмотрен обратный эксперимент, а именно – облучение структуры последовательно двумя циркулярно-поляризованными импульсами Ti-сапфирового лазера с разным знаком циркулярной поляризации. Длина волны лазера составляла 890 нм, что близко по величине к длине волны ФЛ квантовой ямы InGaAs, таким образом, было реализовано резонансное возбуждение носителей в квантовой яме.

Возбуждающий циркулярно-поляризованный импульс обеспечивает генерацию спин-поляризованных носителей в квантовой яме. По мере рекомбинации этих носителей протекают процессы спиновой релаксации электронов и дырок с характерными временами t_e и t_h , соответственно, а также процессы взаимодействия спин-поляризованных дырок с ионами Mn, обеспечивающие спиновую поляризацию Mn в GaAs [3]. Таким образом, циркулярно-поляризованное лазерное излучение обеспечивает намагничивание ионов Mn в дельта-слое путем взаимодействия с фотовозбуждёнными спин-поляризованными дырками. Спин-поляризованное состояние Mn изучалось путём облучения образца вторым лазерным импульсом той же длины волны, но противоположной поляризации. Время задержки между первым и вторым импульсами изменялось от 100 до 2000 пс. Фотовозбуждённые вторым импульсом носители испытывают воздействие ориентированных по спину атомов Mn, что оказывает влияние на динамику спиновой поляризации и на регистрируемые значения степени циркулярной поляризации. В частности, зарегистрировано снижение по модулю степени циркулярной поляризации по сравнению с первым импульсом (ΔP). Величина ΔP зависит от параметров структур, а также от времени задержки. При этом сохранение эффекта даже при задержке в 2000 пс свидетельствует о высоком значении времени спиновой релаксации Mn по сравнению с другими характерными временами системы (t_e и t_h). Полученный эффект регистрируется в диапазоне температур 10–40 К, значение $T = 40$ К близко к значению температуры Кюри исследованных структур.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ 21-79-20816.

[1] D.K. Young, et al., *Semicond. Sci. Tech.*, **17**, 275 (2002).

[2] M.V. Dorokhin, et al., *Applied Physics Letters*, **107**, 028531 (2015).

[3] M.A.G. Balanta, et al., *Nature. Scientific Reports*, **6**, 24537 (2016).

Спектроскопия спиновых шумов: избранные сюжеты

Запасский В.С.

Лаборатория оптики спина им. И.Н. Уральцева, СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург

Эффект магнитного резонанса в спектре шумов фарадеевского вращения, впервые продемонстрированный в 1981 году на атомной системе [1], сначала рассматривался как концептуально новый, но практически бесполезный вариант спектроскопии электронного парамагнитного резонанса. Однако с тех пор этот экспериментальный подход, именуемый в настоящее время спектроскопией спиновых шумов (*spin noise spectroscopy*), сильно продвинулся вперед во многих отношениях и занял важное место в современной экспериментальной физике. Первоначально метод спектроскопии спиновых шумов применялся исключительно к атомным системам (парам щелочных металлов), однако в нынешнем веке, начиная с 2005 года, основными объектами этой экспериментальной техники стали разного рода полупроводниковые структуры, представляющие большой интерес и для фундаментальной науки, и для технологических приложений. В самое последнее время спектроскопия спиновых шумов была успешно применена для наблюдения магнитного резонанса в диэлектрических кристаллах с примесными парамагнитными ионами. Большое количество исследований, проведенных за последние 15 лет, продемонстрировали разнообразные и весьма специфичные возможности спектроскопии спиновых шумов [2–6]. Было установлено, что новый спектроскопический подход, основанный исключительно на обработке оптических сигналов и не предполагающий использования оптической нелинейности среды, обнаруживает свойства, считающиеся прерогативой нелинейной оптики [7, 8]. В выбранных сюжетах, которые мы сочли наиболее выразительными с точки зрения выявления своеобразия метода, рассказываем о его применениях для магнитометрии внутренних магнитных полей в полупроводниковых структурах, об установленных нетривиальных связях между магнитооптическими и спин-шумовыми характеристиками сред, об эффектах спиновых шумов в двулучепреломляющих средах, об эффекте гигантского усиления спинового шума в средах с неоднородным уширением оптических переходов, об особенностях поляризационного шума в излучении. Изложение иллюстрируется результатами последних экспериментов.

Работа поддержана грантом РФФ 21-72-10021.

[1] Е.Б. Александров, В.С. Запасский, *ЖЭТФ*, **81**, 132 (1981).

[2] G.M. Müller et al., *Physica E*, **43**, 569 (2010).

[3] V.S. Zapasskii, *Adv. in Opt. and Photon.*, **5**, 131 (2013).

[4] М.М. Глазов, *ЖЭТФ*, 2016, **149**, 547 (2016).

[5] В.С. Запасский, Г.Г. Козлов, *УФН*, **187**, 675 (2017).

[6] Д.С. Смирнов и др., *УФН*, **191**, 973 (2021).

[7] M.M. Glazov, and V.S. Zapasskii, *Opt. Express*, **23**, 11713 (2015).

[8] В.С. Запасский, *ФТТ*, **61**, 946 (2019).

Управление характеристиками спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt ионным облучением

Здоровейцев А.В., Дёмина П.Б., Дорохин М.В., Данилов Ю.А., Дудин Ю.А.,
Калентьева И.Л.

НИФТИ ННГУ, 630090, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23/3

Гетероструктуры на основе InGaAs/GaAs с ферромагнитным инжектором CoPt используются для изготовления спиновых светоизлучающих диодов (ССИД), испускающих циркулярно-поляризованный свет [1]. При этом величина степени циркулярной поляризации в таких диодах зависит как от эффективности спиновой инжекции из намагниченного слоя CoPt, так и от спиновой релаксации, возникающей в процессе переноса спин-поляризованных носителей от ферромагнитного инжектора к активной области ССИД.

В данной работе представлены результаты исследования влияния ионной имплантации на излучательные характеристики ССИД InGaAs/GaAs/Al₂O₃/CoPt.

Полупроводниковая часть диодов была сформирована методом МОС-гидридной эпитаксии на подложках n-GaAs (100): буферный слой n-GaAs, квантовая яма In_{0,22}Ga_{0,78}As (10 нм) и покровный слой GaAs, содержащий дельта-слой углерода, общая толщина (d_c) покровного слоя варьировалась от 150 до 200 нм. Затем методом электронно-лучевого испарения в вакууме при 200 °С формировались тонкий слой диэлектрика Al₂O₃ (\approx 1 нм) и ферромагнитный инжектор на основе сплава Co₄₅Pt₅₅ толщиной \approx 8 нм [2]. Мезоструктуры диодов диаметром 500 мкм получали методом фотолитографии и химического травления. Полученные ССИД облучались на ускорителе ИЛУ-3 ионами He⁺ с флюенсом 1×10^{12} см⁻² и 2×10^{12} см⁻², энергией 20 кэВ. Исследовалось влияние ионного облучения на вольт-амперные характеристики (ВАХ), интенсивность электролюминесценции ($I_{эл}$) и степень циркулярной поляризации электролюминесценции ($P_{эл}$) данных ССИД.

Установлено, что при ионном облучении с выбранным флюенсом удается сохранить излучательные свойства квантовой ямы InGaAs/GaAs, но величина $I_{эл}$ таких диодов снижается более чем на порядок вследствие проникновения дефектов в активную область. Исследования ВАХ показали снижение обратного тока диодов после ионной имплантации He⁺ на порядок величины до значений 1×10^{-7} А при напряжении 2 В, что также связывается с появлением дефектных центров в GaAs. После ионной имплантации He⁺ максимальная $P_{эл}$ возрастает в 3,5 раза, при этом практически не меняется величина магнитного поля насыщения (\approx 80 мТл). Также обнаружено, что максимальная $P_{эл}$ имеет осциллирующую зависимость от толщины покровного слоя. Осцилляции обусловлены действием магнитного поля CoPt-контакта, которое возникает из-за пространственных неоднородностей состава и, соответственно, намагниченности сплава. Ранее нами было показано, что перпендикулярная компонента этого поля действует на инжектированные спин-поляризованные носители, вызывая их прецессию [1]. После воздействия низких доз ионного облучения изменяется период осцилляций, что связано с повышением однородности сплава путем перемешивания компонентов при воздействии высокоэнергетических ионов.

Таким образом, в работе показана возможность управления степенью циркулярной поляризации спиновых светоизлучающих диодов с CoPt-инжектором путём воздействия на готовые диоды ионным облучением He⁺ небольшой энергии и дозы. Полученные результаты могут представлять интерес для технологии приборов спиновой оптоэлектроники.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 21-79-20186).

[1] М.В. Дорохин, М.В. Ведь, П.Б. Дёмина, и др., ФТТ, **59**, 2135 (2017).

[2] А.В. Здоровейцев, М.В. Дорохин, О.В. Вихрова, и др., ФТТ, **58**, 2186 (2016).

Существование короткодействующего и дальнедействующего ферромагнитных эффектов близости в гибридной структуре Fe/CdTe квантовая яма

Калитуха И.В.¹, Кен О.С.¹, Коренев В.Л.¹, Акимов И.А.^{1,2}, Сапега В.Ф.¹, Яковлев Д.Р.^{1,2}, Димитриев Г.С.¹, Langer L.², Karczewski G.³, Chusnutdinow S.³, Wojtowicz T.⁴, Bayer M.^{1,2}

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

²Experimentelle Physik 2, Technische Universität Dortmund, 44227, Dortmund, Germany

³Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, PL-02668, Warsaw, Poland

⁴International Research Centre MagTop, Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, PL-02668, Warsaw, Poland

В гибридной системе ферромагнетик – полупроводниковая квантовая яма осуществляется взаимодействие спиновых систем ферромагнетика и носителей заряда в квантовой яме, так называемый эффект близости. Этот эффект может быть использован для интеграции магнитной памяти в полупроводниковую архитектуру современных компьютеров для создания надежных элементов памяти с быстрым переключением.

Представлены результаты экспериментального изучения гибридной структуры Fe/CdMgTe/CdTe квантовая яма оптическими методами [1]. Показано, что в структуре Fe/CdMgTe/CdTe одновременно наблюдаются два типа ферромагнитного эффекта близости – короткодействующий и дальнедействующий.

Короткодействующий эффект близости обусловлен *s-d*-обменным взаимодействием электронов в квантовой яме с *d*-электронами пленки железа на масштабе перекрытия их волновых функций. Этот эффект регистрируется по гистерезису, наблюдаемому в эффекте Ханле оптически ориентированных электронов. При этом характерное коэрцитивное поле эффекта близости совпадает с коэрцитивным полем пленки железа, измеренным с помощью магнитооптического эффекта Керра. Амплитуда короткодействующего эффекта близости, т.е. эффективное магнитное поле, действующее на электроны со стороны ферромагнетика, резко спадает при увеличении расстояния между квантовой ямой и слоем ферромагнетика.

Дальнедействующий эффект близости обусловлен взаимодействием *d*-электронов интерфейсного ферромагнетика на границе Fe/CdMgTe и тяжелых дырок, локализованных на акцепторах в квантовой яме, на масштабе, существенно превышающем масштаб перекрытия их волновых функций. Этот эффект аналогичен ферромагнитному эффекту близости, наблюдающемуся в структуре с кобальтом в качестве ферромагнетика Co/CdMgTe/CdTe квантовая яма [2]. Он измеряется как степень циркулярной поляризации фотolumинесценции при линейно поляризованном возбуждении в магнитном поле, перпендикулярном плоскости структуры. Зависимость степени циркулярной поляризации от магнитного поля нелинейна и имеет вид кривой намагниченности ферромагнетика. Зависимость выходит на насыщение в 30 мТл, а амплитуда эффекта составляет около 1.5% и не зависит от толщины барьера между ферромагнетиком и квантовой ямой, как минимум до 15 нм.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ №19-52-12034.

[1] I.V. Kalitukha, O.S. Ken, V.L. Korenev, I.A. Akimov, V.F. Sapega, D.R. Yakovlev, G.S. Dimitriev, L. Langer, G. Karczewski, S. Chusnutdinow, T. Wojtowicz, M. Bayer, *Nano Lett.* **21**, 6, 2370–2375 (2021).

[2] V.L. Korenev, M. Salewski, I.A. Akimov, V.F. Sapega, L. Langer, I.V. Kalitukha, J. Debus, R.I. Dzhioev, D.R. Yakovlev, D. Muller, C. Schroder, H. Hovel, G. Karczewski, M. Wiater, T. Wojtowicz, Yu.G. Kusrayev, M. Bayer, *Nature Phys.* **12**, 85–91 (2016).

Двойной резонанс в рамановском рассеянии света с испусканием оптического фонона в квантовых ямах (Cd,Mn)Te

Козлов И.И., Козырев Н.В., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г.

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

Исследовано рамановское рассеяние света с испусканием LO-фонона в условиях двойного резонанса между состояниями тяжёлого и лёгкого экситона в квантовой яме (КЯ) из разбавленного магнитного полупроводника (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te с шириной 10 нм и номинальной концентрацией марганца 3% в магнитном поле в геометрии Фарадея при температуре 1.5 К.

В нулевом магнитном поле фотолюминесценция (ФЛ) исследуемой КЯ состоит из двух полос, соответствующих свечению экситона и триона. При возбуждении кристалла фотонами с энергией, превышающей энергию экситона на $\hbar\omega_{LO} = 21.2$ мэВ (энергия LO-фонона) в спектре вторичного излучения, на фоне экситонной ФЛ наблюдается узкая линия, соответствующая резонансному рамановскому рассеянию света с испусканием LO-фонона (выходной резонанс, см. нижнюю кривую на рис. 1, а). При приложении продольного магнитного поля линия ФЛ экситона (как и триона) существенно сдвигается в область меньших энергий из-за эффекта гигантского спинового расщепления, типичного для разбавленных магнитных полупроводников. Обнаружено, что при сохранении условия фотовозбуждения на $\hbar\omega_{LO}$ выше экситонной ФЛ с ростом магнитного поля линия LO-фононного повторения испытывает многократный рост интенсивности при детектировании в кросс-поляризованной геометрии $-z(\sigma^-, \sigma^+)z$. Максимальное восьмикратное усиление достигается в поле 0.4 Тл (рис. 1, б). С другой стороны, интенсивность линии LO-фонона, измеренной в кополяризованной геометрии $-z(\sigma^+, \sigma^+)z$, слабо зависит от магнитного поля (см. рис. 1).

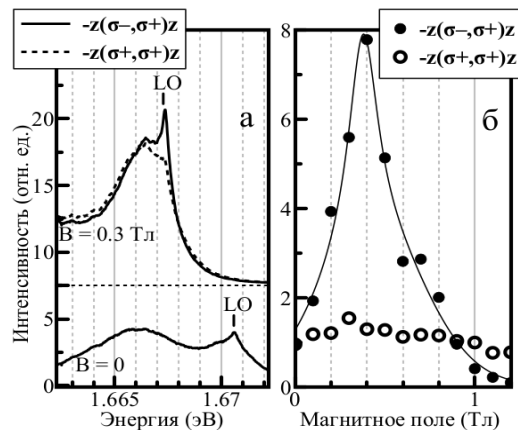


Рис. 1. Спектры вторичного излучения в магнитном поле $B = 0$ и $B = 0.3$ Тл при фотовозбуждении на 21.2 мэВ выше экситонной ФЛ (а) и зависимость интенсивности линии LO-фонона от продольного магнитного поля (б). $T = 1.5$ К.

Значительное увеличение интенсивности линии LO-фононного повторения в кросс-поляризованной конфигурации в поле 0.4 Тл соответствует условию двойного резонанса, при котором энергетическое расстояние между тяжёлым (σ^+) экситоном и лёгким (σ^-) экситоном в изучаемой структуре сравнивается с энергией LO-фонона. Неожиданный факт состоит в том, что согласно расчётам, энергетическое расстояние в $\hbar\omega_{LO} = 21.2$ мэВ между тяжёлым и лёгким экситонами так же достигается в поле около 0.4 Тл, однако двойного резонанса в ко-поляризованной геометрии не наблюдается. Такое поведение можно увидеть, если рассматривать зеемановское расщепление электрона и дырки в экситоне по отдельности: в конфигурации $-z(\sigma^-, \sigma^+)z$ энергетическое расстояние между уровнями дырок $|3/2; -1/2\rangle$ и $|3/2; +3/2\rangle$, участвующих в процессе рамановского рассеяния [1], сравнивается с $\hbar\omega_{LO}$ в магнитном поле 0.4 Тл.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 22-12-00125).

[1] S.I. Gubarev, T. Ruf, and M. Cardona, *Phys. Rev. B*, **43**, 1551 (1991).

Энергетическая и спиновая релаксация экситонов и трионов в квантовых ямах (Cd,Mn)Te

Козырев Н.В., Ахмадуллин Р.Р., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г.

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

Исследована энергетическая и спиновая релаксация экситонов и дырочных трионов в квантовых ямах (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te шириной 4 нм с различной номинальной концентрацией марганца от 1 до 4%, содержащих резидентные дырки. Разбавленные магнитные полупроводники (РМП) типа (Cd,Mn)Te известны наличием в этих системах сильного обменного взаимодействия зонных

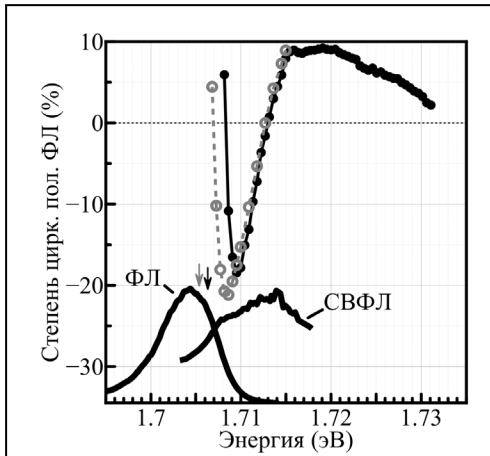


Рис. 1. Спектральные характеристики КЯ (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te шириной 4 нм с концентрацией марганца 4% при $T = 1.5$ К. Чёрными линиями показаны спектры фотолюминесценции (ФЛ) и спектры возбуждения фотолюминесценции (СВФЛ) триона КЯ шириной 4 нм в структуре с номинальной концентрацией марганца 4%. Чёрными и серыми кружками показана степень циркулярной поляризации ФЛ (с энергией регистрации, показанной стрелкой соответствующего цвета) в зависимости от энергии фотовозбуждения.

носителей заряда (в т. ч. экситонов) с ионами марганца, которое приводит к проявлению множества интересных эффектов, таких как гигантское спиновое расщепление электронных состояний [1] и формирование экситонного и дырочного магнитного полярона, ранее наблюдавшихся в исследуемых структурах [2, 3]. Обменное взаимодействие также ответственно за быстрые процессы спиновой релаксации электронных возбуждений в РМП, из-за чего наблюдение оптической ориентации в таких системах затрудняется [4]. Несмотря на последнее обстоятельство, нами обнаружена оптическая ориентация для всех изученных структур. При этом был обнаружен интересный факт: знак степени циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) претерпевает изменение в зависимости от энергии фотонов, возбуждающих в резонансном и квази-резонансном режиме (рис. 1).

Положительная степень циркулярной поляризации ФЛ связывается с фотовозбуждением экситонного магнитного полярона, в котором спиновая релаксация экситона подавлена. Наблюдаемая смена знака степени циркулярной поляризации ФЛ происходит при резонансном фотовозбуждении трионных состояний с резидентной дыркой в магнитополяронном состоянии. Изменение знака циркулярной поляризации излучения обусловлено необратимым процессом переворота спина электрона в трионном магнитном поляроне. Необратимость процесса обязана наличию встроенного обменного поля дырочного магнитного полярона.

Работа поддержана Российским научным фондом (проект № 22-12-00125).

[1] A.V. Komarov, S.M. Ryabchenko, O.V. Terletskii, I.I. Zheru, and R.D. Ivanchuk, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **72**, 608 (1977) [*Sov. Phys. JETP* **46**, 318 (1977)].

[2] E.A. Zhukov et al. *Phys. Rev. B* **93**, 245305 (2016).

[3] N.V. Kozyreva, R.R. Akhmadullin, B.R. Namozov, Yu.G. Kusrayev, G. Karczewski, and T. Wojtowicz, *Phys. Rev. B* **104**, 045307 (2021).

[4] B.P. Zakharchenya and Yu.G. Kusrayev, *Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **50**, 199 (1989) [*JETP Lett.* **50**, 225 (1989)].

Изготовление и исследование квантовых сенсоров, совмещенных с атомно-силовым микроскопом, на основе вакансионных центров наночастиц 6H-SiC

Лихачев К.В.¹, Бреев И.Д.¹, Нагалюк С.С.¹, Анкудинов А.В.¹, Анисимов А.Н.^{1,2}

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

²Северный (Арктический) федеральный университет, 163001, Архангельск, наб. Северной Двины, 17

На сегодняшний день за счет открытия возможности управления спиновым состоянием парамагнитных центров при комнатной температуре стремительно развивается область физики квантовых сенсоров. В основе квантовой сенсорики лежит возможность оптического выстраивания спинов и метод оптического детектирования магнитного резонанса (ОДМР), который удалось обнаружить при комнатной температуре в NV-центрах алмаза, вакансиях кремния в карбиде кремния и вакансиях бора в гексагональном нитриде бора. При этом регистрация ОДМР возможна на одиночном дефекте в результате оптической накачки и создания выстраивания населенности спиновой системы. Из материалов, в которых реализуется регистрация ОДМР, самым доступным является карбид кремния. Он получается в промышленных масштабах в виде монокристаллических чипов. Размер таких чипов достигает 6 дюймов. Вакансии кремния в карбиде кремния обладают высокими временами когерентности, яркой люминесценцией, возможностью устойчивой работы при комнатной температуре и спиновым выстраиванием при оптической накачке. При этом регистрировать магнитный резонанс возможно для счетного количества спиновых центров (вплоть до одного) [1].

Центры на основе вакансий кремния (V-Si) со спином ($S = 3/2$), обозначаемые обычно линиями V1, V2, V3 в 6H-SiC представляют особый интерес, поскольку их спиновое состояние может быть выстроено за счет оптической накачки и считано с помощью метода ОДМР при высоких температурах, достигающих 250 °С. Спиновые подуровни, образованные вакансионными центрами, обладают свойством расщепления в магнитном поле – эффект Зеемана. Благодаря этому становится возможным использовать центры окраски в SiC в качестве сенсоров магнитного поля, совмещая их с АСМ-кантилевером. Помимо этого, карбид кремния перспективен как материал не только сенсора, но и несущего его кантилевера АСМ, т.е. оба могут быть изготовлены из одной и той же пластины. Ранее в качестве подобных сенсоров использовались частицы алмаза [2]. В данной работе рассмотрены сенсоры с закреплёнными наночастицами непосредственно на острие кантилевера АСМ. Регистрация изменения локального магнитного поля происходит по оптическому каналу.

Для создания сенсоров использовалась пластина карбида кремния политипа 6H, которая была помолота до наночастиц, с характерным размером 100 нм. Частицы были осаждены на подложке кремния и облучены потоком ионов He для создания вакансионных центров со спином $S = 3/2$. Получены карты АСМ и карты распределения фотолюминесценции осажденных на подложке нанокристаллов. По спектрам ФЛ и спектрам комбинационного рассеяния проведена оценка качества одиночной наночастицы, закрепленной на острие зонда.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ №20-52-76010 ЭРА_т.

[1] В.А. Солтамов и др. *Физика твердого тела*. 2015. Т. 57. № 5. С. 877–885.

[2] C.L. Degen. *Applied Physics Letters*. 2008. Т. 92. № 24. С. 243111.

Зонная структура и топологические особенности соединений Gd(Ni)Sb

Лукоянов А.В.^{1,2}, Байдак С.Т.^{2,1}, Князев Ю.В.¹

¹ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

²УрФУ им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Тройные соединения серии RNiSb, где R – редкоземельный элемент, относятся к многочисленному семейству интерметаллидов RTX, в которых Т может быть d-переходный металл, а X – p-элементы, характеризующиеся большим разнообразием свойств, перспективных для многофункциональных приложений в различных областях [1]. В частности, в соединениях типа RNiSb для ряда редкоземельных элементов R обнаруживаются интересные термоэлектрические свойства и топологические особенности зонной структуры [2]. Интерметаллические соединения RNiSb, принадлежащие подклассу половинных сплавов Гейслера, кристаллизуются в структуре типа MgAgAs (пространственная группа F-43m) [3].

В нашей работе зонная структура и магнитные свойства соединения GdNiSb и родственного соединения GdSb исследованы в рамках метода DFT(GGA)+U, основанного на теории функционала плотности и учитывающего сильные корреляции электронов в 4f оболочке редкоземельных ионов [1]. Расчеты электронной структуры выполнены в рамках компьютерного пакета программ Quantum Espresso [3] с использованием обменно-корреляционного потенциала в приближении обобщенной градиентной поправки (GGA-PBE). Проведено сравнение электронной структуры ряда соединений серии RNiSb.

Вычисленные величины магнитных моментов в GdNiSb, которые обусловлены исключительно магнитными моментами ионов Gd, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [4]. Состояния гадолиния 4f со значительной спиновой поляризацией располагаются далеко от уровня Ферми, на –8 и 5 эВ в различных спиновых проекциях. При этом, согласно проведенным нами зонным расчетам, соединение GdNiSb является узкозонным полупроводником с непрямой щелью в электронной структуре в обеих спиновых проекциях. Энергетическая щель в GdNiSb оказалась равной 0.26 эВ из-за занятых и пустых электронных состояний в проекции спина вниз. В то же время в GdNiSb в проекции спина вверх щель составляет 0.52 эВ. В зонной структуре присутствуют заполненные зоны, которые могут образовывать дырочный карман вблизи точки Г (L-Г-X, К-Г) вблизи энергии Ферми. Зоны незаполненных состояний имеют минимальные значения вблизи точки X (Г-X-W) и другую зону вблизи точки К при более высоких энергиях.

В родственном соединении GdSb со схожей кристаллической структурой и позициями ионов Gd и Sb энергетическая щель закрыта по причине частичного перекрытия зон на указанных высокосимметричных направлениях. В результате в бинарном соединении GdSb реализуется зонная структура полуметаллического типа, а соединение GdNiSb является узкозонным полупроводником благодаря присутствию ионов никеля, которые приводят к изменению величины параметра кристаллической решетки, но не вносят вклад в полный магнитный момент соединения.

Исследование выполнено при помощи гранта Российского научного фонда № 22-42-02021.

[1] S. Gupta et al., *J. Alloys Compd.* **888**, 161493 (2021).

[2] K. Ciesielski et al., *J. Alloys Compd.* **816**, 152596 (2020).

[3] P. Giannozzi et al., *J. Phys.: Condens. Matter.* **29**, 465901 (2017).

[4] K. Hartjes et al., *J. Alloys Compd.* **226**, 81 (1995).

Новый метод генерации спинового тока в гибридных структурах

Ляпилин И.И.

ИФМ Уро РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Основу работы устройств спинтроники составляет возможность управления намагниченностью магнитной подсистемы посредством спин-поляризованного тока. Поэтому развитие методов генерации спинового тока является одним из важных направлений исследований в спинтронике. Среди предложенных методов генерации спинового тока следует указать на резонансные. Основу метода составляет резонансное возбуждение магнитной подсистемы гибридной структуры (магнитный диэлектрик / немагнитный металл) [1, 2]. Спин-орбитальное взаимодействие, ответственное за проявление спинового эффекта Холла, также приводит к генерации спинового тока [3].

Нами предложен и изучен новый метод генерации спинового тока в структурах магнитный диэлектрик / немагнитный металл (МД / НМ). Основу метода составляет эффект Ааронова – Кашера: взаимодействие незаряженной частицы, обладающей магнитным моментом (магнон), с электрическим полем [4]. Предложенный метод создания неравновесной магнонной системы обусловлен взаимодействием магнонов с неоднородным электрическим полем. В этом случае на магноны действует сила, аналогичная силе Лоренца, которая «поджимает» магноны к одной из сторон образца, реализуя тем самым неравновесную концентрацию магнонов. Уравнение движения магнонов при этом идентично уравнению движения для электронов в постоянном магнитном поле. Возникающий в МД спин-волновой ток отклоняется в направлении, перпендикулярном направлению движения магнонов. Процессы неупругого рассеяния электронов на неравновесных магнонах на интерфейсе МД / НМЭ приводят к отклонению от равновесия электронную систему в НМ.

Изучено образование спиновой аккумуляции и возбуждение спинового тока на интерфейсе структуры (МД / НМ) в рассмотренных выше условиях. Результатом неупругого рассеяния электронов на неравновесной системе магнонов является возникновение спиновой аккумуляции в изначально равновесной системе электронов проводимости в НМ. Результат эволюции магнонной и электронной подсистем – реализация неравновесной спиновой аккумуляции и спинового тока в НМ. Рассмотрено влияние дополнительной генерации магнонов в МД путем внешней микроволновой накачки [5], приводящей к образованию квазиравновесного магнонного газа, на возбуждение спинового тока в НМ.

[1] Y. Tserkovnyak, *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 1375 (2006).

[2] I.I. Lyapilin, M.S. Okorokov, N.G. Bebenin, *JMM.*, **440**, 87 (2017).

[3] H.M. Bikkin, I.I. Lyapilin, *Non-equilibrium Thermodynamics and physical kinetics*, Walter de Gruyter GmbH, Berlin/Boston (2022).

[4] S.Y. Aaronov, A. Casher, *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 319 (1984).

[5] S.O. Demokritov, V.E. Demidov, O. Dzyapko, et.al., *Nature* **443**, 430 (2006).

Неупорядоченная модель Изинга: от численного моделирования к аналитическому решению

Богословский Н.А., Петров П.В., Аверкиев Н.С.

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

Неупорядоченная модель Изинга представляет собой систему случайно расположенных в пространстве спинов, обменно взаимодействующих между собой. При этом энергия их взаимодействия является функцией расстояния и взаимной ориентации спинов: $J_{ij} = J(r_{ij})S_i S_j$, где S – спиновая переменная равная ± 1 . Эта модельная система активно исследовалась в 1980-х годах для описания спинового упорядочения в легированных полупроводниках [1, 2]. При помощи различных численных методик было продемонстрировано, что спиновое упорядочение в такой модели если и происходит, то при концентрациях намного превосходящих критическую концентрацию перехода металл – диэлектрик. В нашей недавней работе было показано, что использованный в предыдущих исследованиях потенциал вида $J(r_{ij}) = J_0 \exp(-2r_{ij}/a)$ сильно недооценивает обменное взаимодействие по сравнению с настоящим водородоподобным потенциалом $J(r_{ij}) = J_0 (r_{ij}/a)^{5/2} \exp(-2r_{ij}/a)$. Применение в наших расчётах методом Метрополиса более реалистичной зависимости $J(r_{ij})$ приводило к возникновению спинового упорядочения при концентрациях, сравнимых с концентрацией перехода металл – диэлектрик [3].

В настоящей работе мы исследуем термодинамические и магнитные свойства неупорядоченной модели Изинга посредством вычисления плотности состояний системы как функции внутренней энергии и магнитного момента $g(E, M)$. Зная точный вид функции $g(E, M)$, легко рассчитать статистическую сумму, а после и остальные термодинамические свойства модели. Сначала для вычислений нами был использован алгоритм численного моделирования плотности состояний, предложенный Ландау и Вэнгом [4]. Алгоритм состоит в совершении системой последовательности немарковских случайных блужданий в пространстве энергий с равновероятным посещением всех энергетических состояний. Анализ полученных результатов позволил нам разработать аналитический подход к вычислению плотности состояний $g(E, M)$, основывающийся на том, что полная энергия системы взаимодействующих спинов является суммой случайных величин, дисперсию и среднее значение которых мы также можем вычислить аналитически. Вероятность того, что система из N спинов имеет конкретное значение магнитного момента, мы вычисляем комбинаторно. Исходя из аналитического вида функции $g(E, M)$, мы рассчитали температурные зависимости магнитной восприимчивости, теплоёмкости и других термодинамических характеристик системы как для ферромагнитного, так и для антиферромагнитного видов взаимодействия. Полученные результаты важны с точки зрения интерпретации экспериментальных данных по исследованию магнитных свойств легированных полупроводников. Кроме этого, представляется весьма интересным получение нового, основанного на чисто вероятностном подходе аналитического решения для модели Изинга, крайне простого и наглядного, по сравнению с вычислениями для регулярных решёток.

[1] R.N. Bhatt and P.A. Lee, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 344 (1982).

[2] I.R. McLaren and D Sherrington, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **17**, 1531 (1984).

[3] Н.А. Богословский, П.В. Петров Н.С. Аверкиев, *Письма в ЖЭТФ*, **114**(6), 383 (2021).

[4] Fugao Wang and D.P. Landau, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 2050 (2001).

Эффект магнитосопротивления при поляризованной подсветке в эпитаксиальных пленках GaAs n-типа

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

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

Исследовано влияние циркулярно-поляризованной подсветки на магнитосопротивление эпитаксиальной плёнки n-GaAs толщиной 1.5 мкм и концентрацией доноров $1.15 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$, соответствующей переходу металл – полупроводник.

При приложении магнитного поля вдоль направления тока перпендикулярно оси фотовозбуждения была обнаружена «лоренцообразная» зависимость сопротивления пленок. Эффект возникает при циркулярно-поляризованной подсветке и проявляется в изменении разности потенциалов в поперечном и продольном направлении относительно оси протекания тока (рис. 1). Наблюдаемый эффект не зависит от знака циркулярной поляризации. При этом данный эффект не наблюдается при линейно-поляризованном фотовозбуждении. Особенность в магнитосопротивлении описывается контуром Лоренца с полной шириной на полувысоте порядка 1 Гс, что совпадает с параметрами кривых, полученных из измерений эффекта Ханле электронов. Ширина эффекта практически не зависит от пропускаемого тока, в то время как амплитуда эффекта ведёт себя немонотонно: с ростом напряжения сначала растёт, а затем падает. Эффект пропадает при значениях напряжений, соответствующих началу экспоненциального участка вольт-амперной характеристики, связанного с лавинным выбиванием электронов с доноров. В зависимости от длины волны возбуждения наблюдается изменение амплитуды эффекта с резким максимумом при длине волны, составляющей 818 нм, что соответствует экситонному поглощению. При возбуждении высоко в область фундаментального поглощения эффект не пропадает, что может быть связано с эффективным обменным взаимодействием между фотовозбуждёнными и локализованными электронами [1]. Эффект практически исчезает при температуре 5 К.

Четность эффекта относительно спиральности возбуждения исключает версию спин-зависимого (направления) рассеяния электронов, которое разрушается магнитным полем вместе со спиновой ориентацией носителей. Эффект может быть объяснен как механизмами спин-зависимого захвата, так и спин-зависимым рассеянием. При спин-зависимом рассеянии подвижность зависит от спиновой ориентации электронов, в случае спин-зависимого захвата электронов на доноры магнитное поле влияет на концентрацию свободных носителей, участвующих в проводимости.

Работа поддержана Deutsche Forschungsgemeinschaft International Collaborative Research Center TRR 160 (Project A1, Project B4 and RFBR project 19-52-12066).

[1] D. Paget, *Phys. Rev. B*, **24**, 3776 (1981).

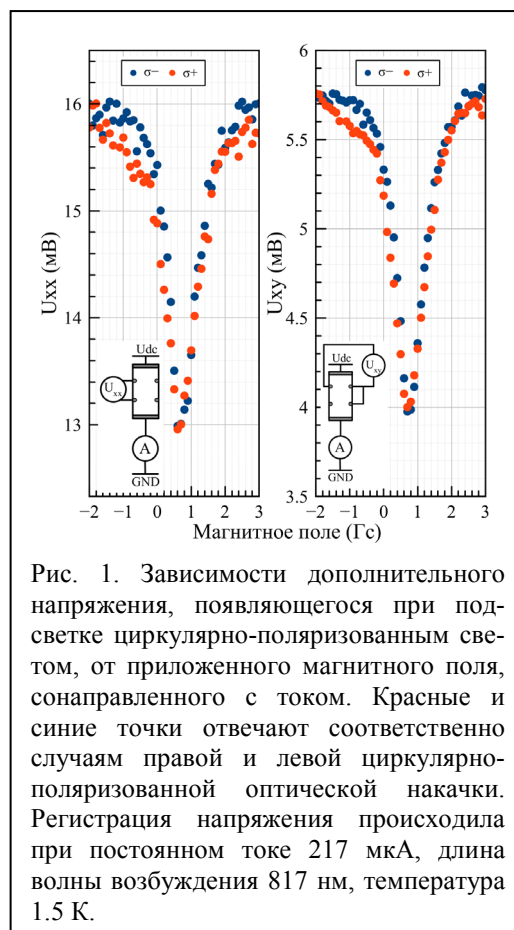


Рис. 1. Зависимости дополнительного напряжения, появляющегося при подсветке циркулярно-поляризованным светом, от приложенного магнитного поля, сонаправленного с током. Красные и синие точки отвечают соответственно случаям правой и левой циркулярно-поляризованной оптической накачки. Регистрация напряжения происходила при постоянном токе 217 мкА, длина волны возбуждения 817 нм, температура 1.5 К.

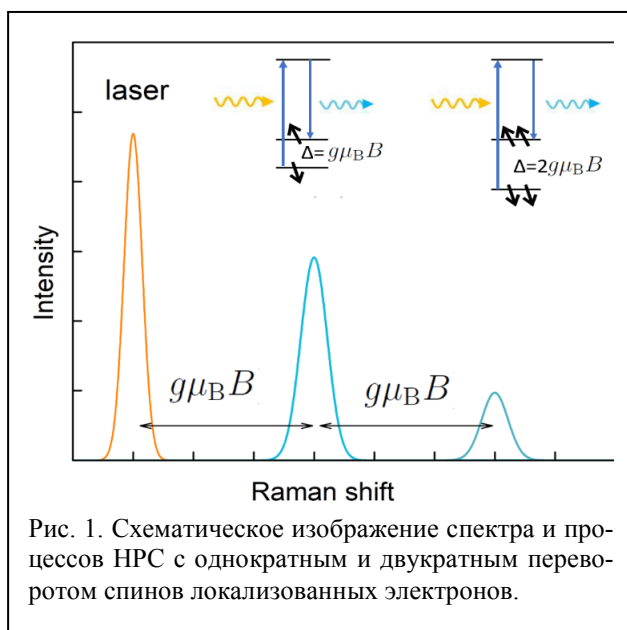
Теория неупругого рассеяния света с многократным переворотом спинов локализованных носителей заряда

Родина А.В., Ивченко Е.Л.

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

Эффективным методом исследования спиновых взаимодействий в объёмных и наноразмерных полупроводниках является метод неупругого рассеяния света (НРС) с переворотом спина (НРСПС). В спектрах НРСПС энергетический сдвиг линии в магнитном поле непосредственно определяется g -фактором носителя заряда, совершающего переворот спина, а также, в общем случае, обменной энергией его взаимодействия с другими магнитными ионами или локализованными носителями заряда. При этом одновременное наблюдение в спектре НРС линий многократного переворота спина носителей заряда является редким. В наноструктурах НРС с переворотом спина одного и двух резидентных электронов (схематическое изображение спектра и процессов показано на рис. 1) впервые наблюдалось в коллоидных наноплателетах CdSe [1]. Недавно НРС с одновременным переворотом спинов локализованных электрона и дырки наблюдалось в кристаллах перовскитов [2].

В данной работе мы представляем теорию процессов НРС с многократными переворотами спина локализованных электронов и дырок при резонансном оптическом возбуждении экситонов,



локализованных как целое в наноструктурах или на дефектах структуры в объёмных кристаллах перовскитов. Процессы НРС с многократными переворотами спинов обусловлены как обменным взаимодействием электрона и дырки в фотовозбужденном экситоне с локализованными носителями, так и непрямыми процессами возбуждения и рекомбинации экситона с непосредственным участием локализованных носителей [3]. Рассмотрены различные типы промежуточных состояний, образованных фотовозбужденными экситонами и локализованными носителями в зависимости от энергий обменного взаимодействия между ними. Показано, что поляризационные характеристики линий и их зависимость от геометрии приложенного магнитного поля (геометрия

Фойгта или Фарадея) несут информацию о механизме переворота спина и позволяют делать выводы как об анизотропии индивидуальных наноструктур, так и об ориентации наноструктур в ансамбле. Дополнительно рассмотрен новый механизм НРСПС при прямом возбуждении экситонных поляритонов в объёмных кристаллах и предложено обобщение теории переноса экситонных поляритонов [4] с учетом обменного взаимодействия электрон-дырочной составляющей поляритона с локализованными носителями заряда при рассеянии.

Работа выполнена в рамках проекта РФФИ (№ 19-52-12064 ННИО_a).

[1] D. Kudlacik, V.F. Sapega, et al., *Nano Lett.*, **20**, 517 (2020).

[2] E. Kirstein, D.R. Yakovlev, M.M. Glazov et al., *Nature Communications*, accepted (2022).

[3] A.V. Rodina, E.L. Ivchenko, *Phys. Rev. B*, **102**, 235432 (2020).

[4] E.L. Ivchenko, G.E. Pikus, N.Kh. Yuldashev, *Sov. Phys. JETP* **53**, 629 (1981).

Особенности асимметричного рассеяния электронов и дырок в полупроводниках

Рожанский И.В., Денисов К.С., Ракицкий М.А.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194026, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Исследованы особенности асимметричного рассеяния (skew scattering) электронов и дырок в полупроводниках с кристаллической решеткой цинковой обманки на немагнитных и парамагнитных примесях. Асимметричное рассеяние электронов в таких полупроводниках является основным микроскопическим механизмом спинового эффекта Холла. Оно возникает вследствие спин-орбитального взаимодействия, проявляющегося в структуре волновых функций электронов в зоне проводимости. При рассеянии электронов на парамагнитной примеси с точки зрения симметрии возможен аномальный эффект Холла в отсутствие спинового, т. е. направление преимущественного рассеяния может определяться не спином рассеиваемого электрона, а магнитным моментом примеси. Проведенный нами микроскопический расчет, учитывающий обменное взаимодействие электронов проводимости со спином примеси, показывает, что это действительно так. Мы предлагаем схему эксперимента для выделения спин-независимого вклада в аномальный эффект Холла в полупроводниках, слабо легированных магнитными примесями [1].

Впервые рассмотрено асимметричное рассеяние дырок валентной зоны на немагнитных и парамагнитных примесях. Несмотря на то что спин-орбитальное взаимодействие приводит к значительной модификации спектра валентной зоны, асимметричное рассеяние для тяжелых дырок оказывается подавленным. Обнаруженное подавление асимметричного рассеяния, по-видимому, объясняет экспериментально наблюдающийся суперлинейный скейлинг холловского и продольного сопротивлений в разбавленных магнитных полупроводниках р-типа на основе (Ga,Mn)As.

Мы обращаем внимание, что наличие парамагнитных примесей в ряде случаев качественно меняет свойства асимметричного рассеяния и создает вклад в аномальный эффект Холла, отсутствующий без таких примесей. Наши расчеты демонстрируют это для дырок валентной зоны, а также для электронов в квантовых ямах, описываемых гамильтонианом Рашбы. Интересно, что при этом величина асимметричного рассеяния для дырок оказывается по порядку величины такой же, как и для электронов, поскольку для него требуется $k \cdot p$ подмешивание зоны проводимости.

[1] *M.A. Rakitskii, K.S. Denisov, I.V. Rozhansky, N.S. Averkiev, Appl. Phys. Lett. 118, 032105 (2021).*

Топологический эффект Холла в наноструктурированных магнитных пленках

Сапожников М.В.¹, Гусев Н.С.¹, Гусев С.А.¹, Фраерман А.А.¹, Петров Ю.В.²,
Темиряев А.Г.³

¹ИФМ РАН, Нижний Новгород

²Санкт-Петербургский государственный университет

³Фрязинский филиал ИРЭ РАН

Топологический эффект Холла (ТЭХ) – это поперечный транспортный эффект обменной природы, возникающий при движении поляризованных по спину электронов проводимости в магнитной среде, обладающей интегральной некопланарностью в распределении намагниченности. Интегральная некопланарность характеризуется топологическим зарядом Q , а наиболее известное топологически заряженное локализованное магнитное состояние с $Q = 1$ называется магнитным скирмионом. Проблема экспериментального исследования ТЭХ обусловлена двумя факторами. Первый – сложность формирования распределений намагниченности с высокой плотностью магнитных скирмионов. Второй – отделение ТЭХ от более сильного аномального эффекта Холла, с которым он наблюдается одновременно. Мы разработали методы наноструктурирования магнитных пленок, что позволило создавать решетки магнитных скирмионов высокой плотности в пленках Co/Pt, и разработали метод непосредственного экспериментального наблюдения ТЭХ. Идея метода основана на том, что величины аномального и топологического эффекта должны по-разному зависеть от частоты приложенного поля.

В работе сделана оценка величины топологического вклада в магнитооптический эффект Керра (МОЭК) в приближении, что частота электрического поля ω много больше частоты резонанса магнитного момента электронов в обменном поле ферромагнитного материала ω_R . В этом случае эффективное топологическое магнитное поле имеет вид $B = B_{DC}(\omega_R/\omega)^2$, где B_{DC} – эффективное топологическое поле на нулевой частоте. Для оптических частот $(\omega_R/\omega)^2 \sim 10^{-2} \div 10^{-4}$, то есть в этом диапазоне топологические эффекты несут существенны [1].

С учетом того, что топологический вклад в МОЭК мал, была разработана экспериментальная методика одновременного измерения эффекта Холла и МОЭК в наноструктурированных пленках Co/Pt с целью прямого экспериментального наблюдения топологического эффекта Холла. В качестве образцов использовались пленки Co/Pt, в которых величина анизотропии локально уменьшалась при фокусированном облучении пучком ионов гелия [2]. В результате при перемагничивании таких пленок происходит формирование плотной решетки магнитных скирмионов. При этом плотность скирмионов определяется геометрическими параметрами наноструктурирования и может быть заранее задана. Формирование магнитных скирмионов в системе непосредственно подтверждено методами магнитосиловой микроскопии (МСМ) и лоренцевой просвечивающей микроскопии.

При перемагничивании образцов на кривой зависимости эффекта Холла от внешнего поля наблюдается ступенька, отсутствующая на гистерезисе МОЭК. Эта ступенька связана с формированием решетки магнитных скирмионов. Разница между холловским напряжением и отнормированной величиной МОЭК соответствует топологическому эффекту Холла. Измерения, проведенные для разных образцов, показали, что величина наблюдаемого эффекта линейно пропорциональна плотности топологического заряда в формирующейся в образце решетке скирмионов, что подтверждает его топологическую природу.

[1] M.V. Sapozhnikov, et al., *Phys. Rev. B* **103**, 054429 (2021).

[2] M.V. Sapozhnikov, et al., *Materials*, **13**, 99 (2020).

Новый полупроводниковый источник спин-поляризованных электронов и спин-детектор с пространственным разрешением

Русецкий В.С.¹, Голяшов В.А.¹, Кустов Д.А.¹, Еремеев С.В.², Шамирзаев Т.С.¹,
Миронов А.В.³, Демин А.Ю.³, Терещенко О.Е.¹

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²ИФПМ СО РАН, 634055, Томск, Академический пр., 2/4

³ЗАО «ЭКРАН-ФЭП», 630060, Новосибирск, ул. Зеленая горка, д.1

Создание высокоэффективных и стабильных источников спин-поляризованных электронов остаётся актуальным для ускорителей и коллайдеров нового поколения (например, электрон-позитронный коллайдер Супер-чарм-тау-фабрика (ИЯФ СО РАН)), а также методов электронной микроскопии и спектроскопии.

Новые спин-зависимые фотоэмиссионные свойства полупроводниковых гетероструктур на основе мультищелочного фотокатода $\text{Na}_2\text{KSb/SbCs}_3$ предсказаны с помощью расчетов из первых принципов (DFT) и наблюдения эффекта оптической спиновой ориентации. Расчеты из первых принципов продемонстрировали удивительную схожесть зонного спектра соединения Na_2KSb и GaAs , особенно валентных зон, что связано с определяющим вкладом элементов пятой группы в спектр состояний. В фотокатоде $\text{Na}_2\text{KSb/Cs}_3\text{Sb}$ был обнаружен эффект оптической накачки благодаря высокой степени круговой поляризации фотолуминесценции, достигающей 23%. Эти результаты продемонстрировали потенциальную возможность спин-зависимых фотоэмиссионных свойств фотокатода на основе Na_2KSb . Для проверки спин-поляризованной фотоэмиссии мы изготовили специальный сверхвысоковакуумный фотодиод [1], состоящий из гетероструктуры $\text{Na}_2\text{KSb/SbCs}_3$, которая тестировалась в качестве источника спин-поляризованных электронов и анода $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As/SbCs}_3$ – в качестве спин-детектора с пространственным [2] и спектральным разрешением [3]. Активный слой Na_2KSb фотокатода выращивался методом газовой фазной эпитаксии или молекулярно-лучевой эпитаксии и активировался до состояния отрицательного сродства к электрону созданием слоя SbCs_3 толщиной 3 нм. Показано, что при комнатной температуре степень поляризации фотоэмитированных электронов достигает практически теоретического максимума 50%. Измерен эмиттанс электронного пучка, генерируемого светом с энергией ниже 1.3 эВ (950 нм), приближающийся к пределу, определяемому температурным разбросом поперечной энергией электронов в пучке. Высокая квантовая эффективность и малый эмиттанс спин-поляризованных электронных пучков, обеспечиваемые мультищелочными фотокатодами, делают их привлекательными для фотоинжекторов нового поколения с высокой светимостью, а также в методах электронной микроскопии. Наконец, структура $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As/SbCs}_3$ продемонстрировала высокую эффективность в качестве детектора спина свободных электронов с пространственным и спектральным разрешением.

На основании представленных результатов в докладе также будет затронут вопрос развития нового направления – полупроводниковой вакуумной спинтроники.

Работа поддержана грантом РФФИ 21-52-12024.

[1] A.A. Rodionov et al., *Phys. Rev. Appl.*, **8**, 034026 (2017).

[2] O.E. Tereshchenko et al., *J. Synchrotron Rad.*, **28**, 864 (2021).

[3] V.A. Golyashov et al., *Ultramicroscopy*, **218**, 113076 (2020).

Спиновые и псевдо-спиновые ферромагнитные фазовые переходы в режиме квантового эффекта Холла

Хисамеева А.Р.¹, Лопатина С.А.², Николаев Г.А.³, Щепетильников А.В.¹,
Кукушкин И.В.¹

¹ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

²НИУ «Высшая школа экономики», 101000, Москва, ул. Ст. Басманная, д. 21/4, стр. 5

³МФТИ (НИУ), 141701, Долгопрудный, пер. Институтский, 9

Сильное взаимодействие электронов между собой приводит к возникновению целого букета разнообразных красивых физических явлений, таких как дробный квантовый эффект Холла [1], вигнеровская кристаллизация [2], стонеровская неустойчивость [3]. Так, отталкивание между заряженными электронами при достаточно низкой электронной плотности может привести к возникновению макроскопически большой спиновой поляризации, а система переходит в состояние, называемое стонеровским ферромагнетиком. Внешнее магнитное поле дополнительно увеличивает спиновое расщепление и приводит к проявлению ферромагнетизма при более слабых условиях на электронную плотность. Так, изменение направления и магнитуды магнитного поля запускает цепочки ферромагнитных фазовых переходов в режиме квантового эффекта Холла вблизи четных состояний электронной системы, которые номинально немагнитны в одночастичном приближении.

В рамках данной работы эволюция спиновых свойств высококачественных двумерных электронных систем, заключенных в ZnO/MgZnO-гетеропереходы, была изучена посредством методики электронного спинового резонанса. Анализ интенсивности резонанса позволил установить, что при определенном угле в окрестности фактора заполнения 2 в двумерной электронной системе происходит фазовый переход, сопровождающийся масштабным изменением спиновой поляризации. Непосредственно в области перехода спиновый резонанс значительно уширялся и расщеплялся на несколько независимых пиков. Такое поведение резонанса, по всей видимости, обуславливается расщеплением системы на домены с различной спиновой поляризацией.

В квантующих магнитных полях могут также наблюдаться фазовые переходы, с возникновением и исчезновением макроскопически большой поляризации псевдо-спина. Псевдоспиновая степень свободы возникает в многодолинных двумерных системах, заключенных в широкие AlAs квантовые ямы. При этом величина псевдоспинового расщепления может управляться путем приложения внешнего механического напряжения. В рамках данной работы методика электронного спинового резонанса была применена для изучения псевдоспиновых свойств системы двумерных электронов, заключенных в широкую AlAs квантовую яму. В силу особенностей тензора фактора Ланде в AlAs при определенной ориентации магнитного поля спиновые резонансы электронов, заполняющих разные долины, наблюдаются независимо в близких, но принципиально различных магнитных полях. Анализ относительной амплитуды резонансов позволяет непосредственно оценить заполнение каждой из долин и, таким образом, дает уникальные возможности по изучению псевдоспиновых свойств системы.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-72-10097).

[1] D.C. Tsui et al., *Phys. Rev. Lett.* 48, 1559 (1982).

[2] J. Falson et al., *Nat. Mater.* 21, 311–316 (2022).

[3] B. Van'kov et al., *Phys. Rev. B* 96, 235401 (2017).

Комбинационное рассеяние света с переворотом спина в объемных кристаллах GaSe

Чернопицкий М.А., Николаев С.Н.

ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

Образец представлял собой свежесколотый объемный кусок кристалла GaSe латеральным размером $\sim 10 \times 15$ мм и толщиной 380 мкм. После подготовки он был размещен в парах гелия в магнитооптическом криостате. При предварительной характеристике на рамановских спектрах обнаружены пики при 134, 213 и 308 см^{-1} , что соответствует внутрислойным модам $A'1(1)$, E' и $A'1(2)$ GaSe аналогично полученным ранее данным [1].

Спектры SFRS объемного кристалла GaSe показаны на рис. 1. Данные получены при температуре 2 К в диапазоне магнитного поля от 3 до 7 Т, приложенного в геометрии Фойгта ($B \perp k$). Используемая энергия кванта лазерного возбуждения 2.11 эВ расположена вблизи линии свободного экситона, т. е. соответствует резонансному возбуждению. На спектрах наблюдается одна стоксовая и одна антистоксовая линия. Мы приписываем две эти линии комбинационному рассеянию света с переворотом спина одного электрона.

Полученные данные позволяют найти g -фактор электрона (0.955), который определяет наблюдаемое неупругое рассеяние света в объемном GaSe (рис. 2). Это значение согласуется с результатами оптически детектируемого ЭПР в кристаллах GaSe из работ [2] ($g_{\perp} = 1.2$) и [3] ($g_{\perp} = 0.96$).

Была исследована зависимость величины рамановского сдвига от длины волны возбуждающего излучения в диапазоне 587.5–593.8 нм. Обнаружено, что в пределах погрешности абсолютное значение сдвига не зависит от длины волны в выбранном диапазоне. Это означает, что наблюдаемое неупругое рассеяние света не связано с какими-либо спектрально локализованными примесно-дефектными состояниями.

В отношении антистоксового и стоксового пика спектров SFRS при аппроксимации экспонентой $\exp[-2\Delta E/kT]$ получено, что средняя температура системы носителей заряда составляет 7 К.

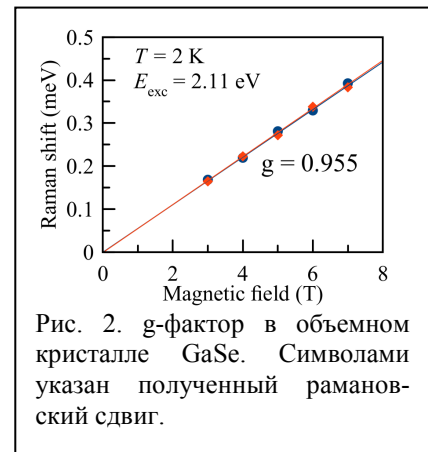
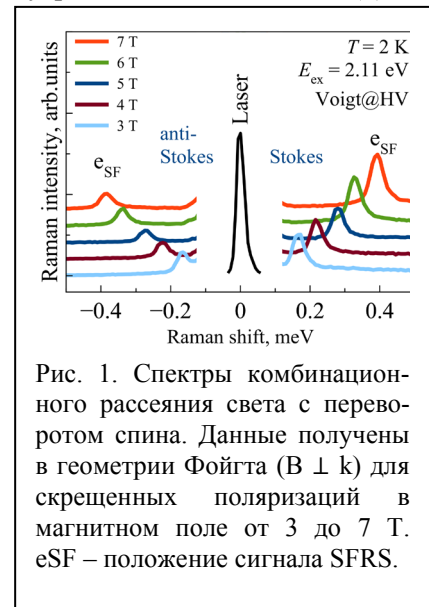
С поворотом магнитного поля интенсивность сигнала резко падает и пропадает в геометрии Фарадея ($B \parallel k$). При этом не наблюдается каких-либо сдвигов линий, что может указывать на малую степень анизотропии g -фактора электронов. В геометрии Фарадея комбинационное рассеяние, вызывающее однократный спин-флип либо электрона, либо дырки в экситоне, принципиально запрещено правилами отбора дипольных электрических переходов. На основе экспериментальных наблюдений установлено, что возможности обхода этих правил отбора в объемном кристалле GaSe отсутствуют.

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках научного проекта №20-32-90215.

[1] D.J. Terry, et al. *2D Mater.*, **5**, 041009 (2018).

[2] B.C. Cavenett. *Adv. Phys.*, **30**, 475–538 (1981).

[3] П.Г. Баранов, et al. *Физика твердого тела*, **25**, 3299–3303 (1983).



Спиновая динамика носителей заряда в непрямозонных квантовых ямах

Шамирзаев Т.С.¹, Глазов М.М.², Яковлев Д.Р.^{2,3}, Bayer M.^{2,3}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³Experimental Physics 2, TU Dortmund University, Dortmund, 44221, Germany

Динамика излучательной рекомбинации и спиновая динамика носителей заряда в магнитном поле исследовалась в нелегированных гетероструктурах с непрямозонными монослойными квантовыми ямами (КЯ). В КЯ с резкими гетерограницами (GaAs/AlAs и InAs/AlAs) в геометрии Фарадея (продольное магнитное поле, \mathbf{B}) неожиданно имеет место (i) резкое (на порядок величины) уменьшение интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) с одновременным увеличением времени излучательной рекомбинации; (ii) абсолютное значение степени наведенной магнитным полем циркулярной поляризации ФЛ сначала возрастает, достигая некоторого максимального значения, зависящего от материала КЯ (0.6 при 4.5 Т в GaAs/AlAs, 0.3 при 3.5 Т в InAs/AlAs), а в больших полях начинает уменьшаться [1]. Отклонение от геометрии Фарадея в больших магнитных полях приводит к возрастанию степени поляризации и повышению интенсивности ФЛ. В КЯ с диффузионно-размытыми гетерограницами (GaSb/AlAs, InSb/AlAs и AlSb/AlAs) интенсивность ФЛ и время излучательной рекомбинации не зависят от напряженности магнитного поля, а степень наведенной магнитным полем циркулярной поляризации ФЛ монотонно возрастает с ростом \mathbf{B} . В то же время в этих структурах, несмотря на длительные времена излучательной рекомбинации, на несколько порядков величины превышающие время спиновой релаксации электронов и дырок, наведенная магнитным полем циркулярная поляризация ФЛ, неожиданно, не превышает 0.25, может изменять знак в разных образцах, синтезированных из одних и тех же материалов и даже близка к нулю в отдельных структурах [2].

Нами показано, что кардинальное различие излучательной рекомбинации и спиновой динамики в магнитном поле в непрямозонных тонких КЯ с резкими и диффузионно-размытыми гетерограницами обусловлено различием их энергетического спектра. В КЯ с резкими гетерограницами неравновесные носители заряда формируют светлые и темные экситоны. В то время как в КЯ с диффузионно-размытыми гетерограницами пространственное разделение электронов и дырок в плоскости нелегированной КЯ приводит к формированию положительно и отрицательно заряженных трионов с близкими концентрациями. Наблюдаемые экспериментальные явления в полной мере описываются динамикой заселенности состояний нейтральных экситонов и заряженных трионов в соответствующих КЯ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 22-12-00022.

[1] T.S. Shamirzaev, et al., *Physical Review B* **104**, 045305 (2021).

[2] T.S. Shamirzaev, et al., *Physical Review B* **102**, 165423 (2020).

Особенности спектров ЭПР ZnMn_2As_2

Шестаков А.В.¹, Яцык И.В.¹, Еремина Р.М.¹, Пилюк Е.А.², Захвалинский В.С.²

¹КФТИ им. Е.К. Завойского ФИЦ КазНЦ РАН, Казань, 420029, Сибирский тракт, 10/7

²Институт инженерных и цифровых технологий НИУ «БелГУ», Белгород, ул. Победы, 85

Линейная зависимость энергии квазичастиц от импульса, известная для фотонов (а в общем случае для частиц с нулевой массой «фермионы Вейля»), может реализовываться и для квазичастиц в полупроводниковых материалах с достаточно узкими запрещенными зонами [1]. Известным примером такого материала является полуметалл Вейля Cd_3As_2 . Добавление магнитного иона Mn в $(\text{Cd}_{1-x-y}\text{Zn}_x\text{Mn}_y)_3\text{As}_2$ ($x + y = 0.3$) приводит к увеличению концентрации носителей заряда и изменению эффективной массы фермионов Дирака [2].

В данной работе были изучены особенности магнитных свойств тонкой пленки ZnMn_2As_2 из анализа угловых и температурных зависимостей спектров микроволнового поглощения и магнитного резонанса.

Исследования выполнены методом ЭПР в температурном интервале от 10 до 150 К на спектрометре «Bruker» (EMXplus) в X-диапазоне.

В спектрах ЭПР (рис. 1) наблюдаются три линии. Линия под номером 3 обусловлена магнитным поляроном, сформированным системой ионов марганца и носителями заряда. Природа первых двух линий обсуждается.

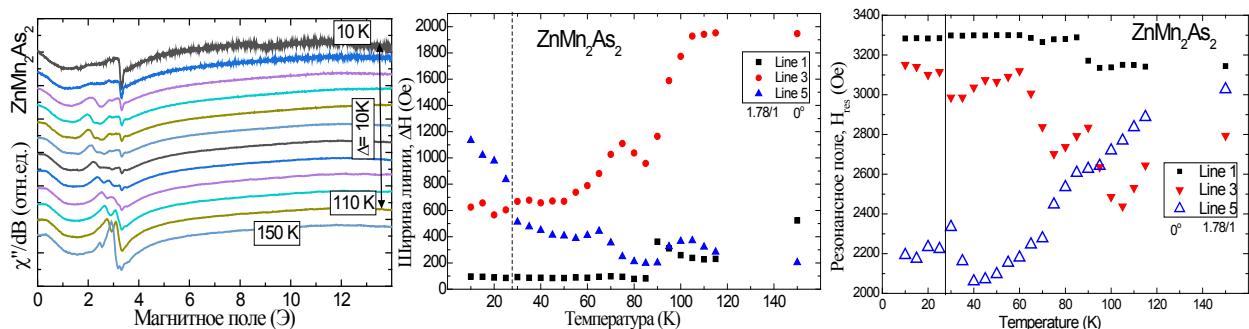


Рис. 1. Слева направо: температурная зависимость спектра ЭПР, ширины линий и значений резонансных полей ZnMn_2As_2 .

[1] B. Bradlyn, Cano, Wang, et al., *Science*, **353**, 6299 (2016).

[2] V. Zakhvalinskii, T. Nikulicheva, E. Pilyuk, et al., *Crystals*, **10**, 988 (2020).

Электронная структура и оптические свойства сплавов Гейслера Mn_2MeAl ($Me = Ti, V, Cr$) с высокой спиновой поляризацией

Шредер Е.И.¹, Чернов Е.Д.^{1,2}, Лукоянов А.В.^{1,2}, Марченков В.В.^{1,2}

¹ ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620108, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

² УрФУ им. Б.Н. Ельцина, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

Сплавы Гейслера Mn_2MeZ ($Me - 3d$ -металл, $Z -$ элемент III–V группы) привлекают внимание исследователей как материалы, перспективные для магнитоэлектроники и термоэлектрических применений [1]. Сплавы демонстрируют сильный ферромагнетизм либо скомпенсированный ферромагнетизм, возможны фазовые переходы с изменением магнитной структуры [2]. В работе представлены результаты расчетов электронной структуры и экспериментальных исследований оптических свойств сплавов Гейслера Mn_2TiAl , Mn_2VAl , Mn_2CrAl .

По данным рентгеновской спектроскопии сплавы кристаллизуются в структуру $L2_1$. Измерения действительной $\epsilon_1(\omega)$ и мнимой $\epsilon_2(\omega)$ части диэлектрической проницаемости выполнены эллипсометрическим методом Битти при комнатной температуре на воздухе. Основной особенностью спектров являются невысокие значения функции ϵ_2 , слабые отрицательные или положительные значения функции ϵ_1 в инфракрасной области (рис. 1). Такое поведение является аномальным для металлов и сплавов, указывает на низкие значения эффективной концентрации свободных носителей.

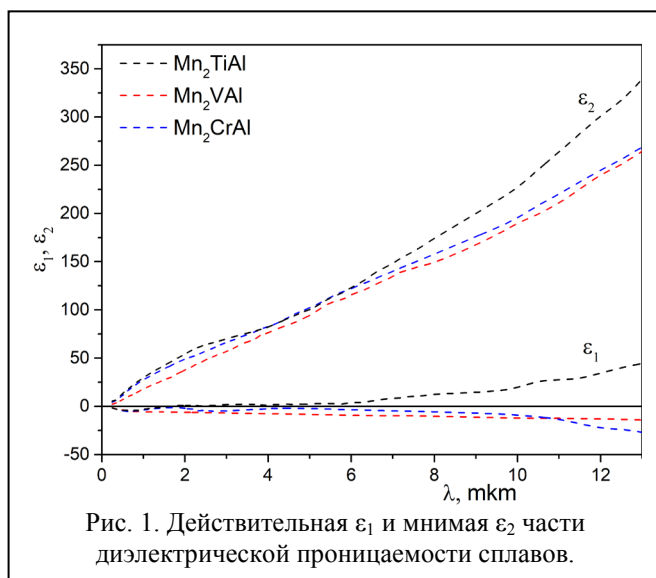


Рис. 1. Действительная ϵ_1 и мнимая ϵ_2 части диэлектрической проницаемости сплавов. Основной особенностью спектров являются невысокие значения функции ϵ_2 , слабые отрицательные или положительные значения функции ϵ_1 в инфракрасной области (рис. 1). Такое поведение является аномальным для металлов и сплавов, указывает на низкие значения эффективной концентрации свободных носителей.

Расчеты электронной структуры выполнены в рамках компьютерного пакета Quantum Espresso [3] с использованием обменно-корреляционного потенциала в приближении обобщенной градиентной поправки (GGA-PBE). Согласно зонным расчетам, данные сплавы Гейслера можно отнести к материалам с высокой спиновой поляризацией электронов проводимости (таблица 1). Сплавы Mn_2TiAl и Mn_2VAl имеют 100% спиновую поляризацию электронов проводимости благодаря энергетической щели в одной из спиновых проекций. Аномальное для металлов поведение функций ϵ_1 и ϵ_2 можно считать проявлением энергетической щели или низкой плотности состояний на уровне Ферми в оптических спектрах.

близии обобщенной градиентной поправки (GGA-PBE). Согласно зонным расчетам, данные сплавы Гейслера можно отнести к материалам с высокой спиновой поляризацией электронов проводимости (таблица 1). Сплавы Mn_2TiAl и Mn_2VAl имеют 100% спиновую поляризацию электронов проводимости благодаря энергетической щели в одной из спиновых проекций. Аномальное для металлов поведение функций ϵ_1 и ϵ_2 можно считать проявлением энергетической щели или низкой плотности состояний на уровне Ферми в оптических спектрах.

Таблица 1. Результаты расчета магнитного момента M , плотности электронных состояний N и спиновой поляризации P

Сплав	M_{Mn}, μ_B	$M_{Ti/V/Cr}, \mu_B$	M_{Al}, μ_B	$M_{полн}, \mu_B/\text{форм.ед.}$	$N_{\text{верх}}, \text{сост./эВ}$	$N_{\text{вниз}}, \text{сост./эВ}$	$P_{\text{расч}}, \%$
Mn_2TiAl	1.8	-0.5	-0.05	3.05	1.3	0.0	100
Mn_2VAl	1.5	-0.9	-0.03	2.07	1.6	0.0	100
Mn_2CrAl	1.5	-1.8	-0.01	1.19	0.2	1.0	67

Исследование выполнено при помощи гранта Российского научного фонда № 22-22-20109.

[1] H. Luo et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **41**, 055010 (2008).

[2] В.В. Марченков и др., *ЖЭТФ* **155**, 1083 (2019).

[3] P. Giannozzi et al., *J. Phys.: Condens. Matter.* **29**, 465901 (2017).

Синхронизация спиновой прецессии дырок в перовскитных нанокристаллах $\text{CsPb}(\text{Cl},\text{Br})_3$

Kirstein E.¹, Коптева Н.Е.¹, Яковлев Д.Р.^{1,2,3}, Жуков Е.А.^{1,2}, Колобкова Е.В.^{4,5},
Кузнецова М.С.⁶, Белых В.В.³, Югова И.А.⁶, Глазов М.М.², Bayer M.V.^{1,2},
Greilich A.¹

¹*Experimentelle Physik 2, TU Dortmund University, 44227, Germany, Dortmund, Otto Hahn Str., 4*

²*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26*

³*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., д. 53*

⁴*НИУ ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., д. 49, лит. А.*

⁵*СПбГТИ (Технический университет), 190013, Санкт-Петербург, Московский пр., д. 24–26/49, лит. А*

⁶*Лаборатория оптики спина СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, 1*

Простота изготовления, высокий квантовый выход и настраиваемые оптические свойства делают перовскитные нанокристаллы интересными для спинтроники. Изучение спиновой динамики в таких структурах осложняется нестабильностью оптических свойств. Кроме этого, изучение спиновых ансамблей в нанокристаллах, несмотря на большой оптический отклик, осложняется значительной степенью неоднородности, которая приводит к быстрой потере суммарной спиновой когерентности, хотя когерентность одиночного спина может сохраняться в течение существенно большего времени.

В настоящей работе изучались очень стабильные нанокристаллы перовскита галогенида свинца $\text{CsPb}(\text{Cl}_{0.5}\text{Br}_{0.5})_3$ в стеклянной матрице с помощью оптической спектроскопии с временным разрешением. При повышенной стабильности наблюдается резкое увеличение времени жизни спина вплоть до микросекунд. Продемонстрирован эффект синхронизации мод прецессии дырочных спинов, первоначально обнаруженный для спинов носителей в однократно заряженных квантовых точках $(\text{In},\text{Ga})\text{As}$ [1]. Он проявляется в синхронизации ларморовской прецессии спинов отдельных электронов или дырок в ансамбле при периодическом лазерном возбуждении во внешнем магнитном поле. При этом динамическая ядерная поляризация приводит к дополнительной подстройке частот прецессии спинов носителей (эффект ядерной спиновой фокусировки [2]), компенсируя разброс g -факторов в различных нанокристаллах, что может увеличить время спиновой релаксации до нескольких часов. Наши исследования позволили получить детальную информацию о динамике спинов дырок, оценить g -фактор и его разброс, времена продольной и поперечной спиновой релаксации и время спиновой дефазировки в ансамбле. Изучено взаимодействие дырочных спинов с ядерной спиновой системой. Разработана теория синхронизации мод спиновой прецессии в перовските, учитывающая инвертированную зонную структуру, случайную ориентацию нанокристаллов в ансамбле и доминирующую роль дырочно-ядерного взаимодействия.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты ННИО_а: 19-52-12059 и 19-52-12038), DFG в рамках программ SPP2196 (проект YA 65/26-1) и TRR 160 (проекты A1 и B2), СПбГУ (грант 91182694) и Правительства РФ (контракт 075-15-2021-598 Физического института им. П.Н. Лебедева РАН).

[1] A. Greilich et al., *Science*, 313, 341–345(2006).

[2] A. Greilich et al., *Science*, 317, 1896–1899(2007).

Секция 7

**ПРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ
(объемные полупроводники
и квантово-размерные структуры)**

Микроскопическая модель комплекса $V_{Ga}-Te_{As}$ в $n-GaAs$

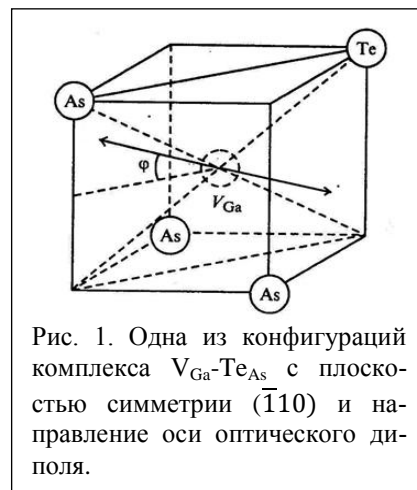
Аверкиев Н.С., Гуткин А.А.

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

Комплексы, содержащие вакансию и мелкий донор, существуют во многих полупроводниках, в $n-GaAs:Te$ с подобными комплексами связывают полосу фотолуминесценции с максимумом при энергии фотонов около 1.2 эВ. Анализ результатов оптических исследований этих комплексов в рамках классического двухдипольного приближения установил, что комплекс в поглощающем и излучающем состояниях имеет моноклинную симметрию с плоскостью симметрии типа $\{110\}$, в которой лежит исходная ось $V_{Ga}-Te_{As}$ (рис. 1).

В этой плоскости лежат оси излучающего и поглощающего диполей. При этом ось излучающего диполя близка к оси типа $\langle 111 \rangle$, не совпадающей с исходной осью, а ось поглощающего диполя отклонена от последней на меньший угол. Переориентация плоскости симметрии комплекса в излучающем состоянии за время жизни этого состояния $\sim 10^{-6}$ с не происходит даже при температуре 100 К, тогда как в поглощающем состоянии переориентация в условиях экспериментов происходит и при 2 К.

Модель, предложенная для объяснения этих свойств и их связи друг с другом, полагает, что в поглощающем и излучающем свет состояниях на вакансионоподобных орбиталях комплекса находится соответственно 7 и 6 электронов. Введение донора значительно искажает волновые функции электронов, и точечная симметрия комплекса понижается до тригональной. Основным одноэлектронным состоянием является состояние типа a_1 , которое оказывается относительно глубоким и заполнено двумя электронами. Оставшиеся электроны могут заполнять состояния a_1 - и e -типов, и наименьшую энергию связи имеет состояние a_1 , что является принципиальным. Понижение симметрии в этом состоянии возможно только благодаря псевдоэффекту Яна – Теллера при смешивании с состоянием e за счет взаимодействия с единственным неполносимметричными колебаниями E -типа, существующими в тригональном комплексе, содержащем 4 атома. Электронное состояние e , в свою очередь, взаимодействует прямо с E -колебаниями (эффект Яна – Теллера). Одновременный учет обоих взаимодействий позволяет получить статическое искажение и необходимое понижение симметрии тригонального комплекса. При этом вследствие изменения числа электронов в состоянии с наименьшей энергией связи a_1 минимальная полная энергия комплекса такова, что его искажение в излучающем состоянии больше, чем в поглощающем, а высота барьера между его эквивалентными конфигурациями в излучающем состоянии может многократно превосходить высоту барьера в поглощающем. Это позволяет выбрать параметры взаимодействия так, чтобы ориентация осей излучающих и поглощающих диполей соответствовала эксперименту, и понять отсутствие переориентации ян-теллеровских дисторсий комплексов в излучающем состоянии. Необходимость введения при классическом описании оптических свойств комплекса ротатора, доля которого в излучении и поглощении невелика, качественно объясняется небольшим изменением оси диполей в момент излучения (поглощения) вследствие колебательного смещения атомов и воздействия на комплекс близко расположенных дефектов. Однако вследствие симметрии таких смещений среднее во времени направление оси диполя остается соответствующим минимуму адиабатического потенциала.



Процессы диффузии атомов As в InP

Александров И.А., Дмитриев Д.В., Гаврилова Т.А., Журавлев К.С.

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

Гетероструктуры на основе соединений A_3B_5 , согласованные по параметру решетки с подложкой InP, перспективны для создания оптоэлектронных приборов спектрального диапазона 1.3–1.6 мкм. Важным этапом при росте гетероструктур на основе InGaAs или InAlAs на подложке InP методом молекулярно-лучевой эпитаксии является отжиг подложки InP в потоке мышьяка для удаления оксидной пленки [1]. При этом важной задачей для контроля процессов замещения атомов P атомами As в приповерхностном слое InP и диффузии атомов As в InP является теоретическое описание этих процессов на микроскопическом уровне и определение температурной зависимости коэффициента диффузии атомов As в InP, в частности, востребованы расчеты энергий миграционных барьеров для различных механизмов диффузии As в InP современными методами теории функционала плотности. В данной работе проведены расчёты энергий миграционных барьеров и миграционных траекторий для вакансионного и междоузельного механизма диффузии As в InP, энергий формирования вакансий фосфора в InP и междоузельных атомов As в InP, проведена оценка энергии активации и предэкспоненциального фактора для коэффициента диффузии As в InP.

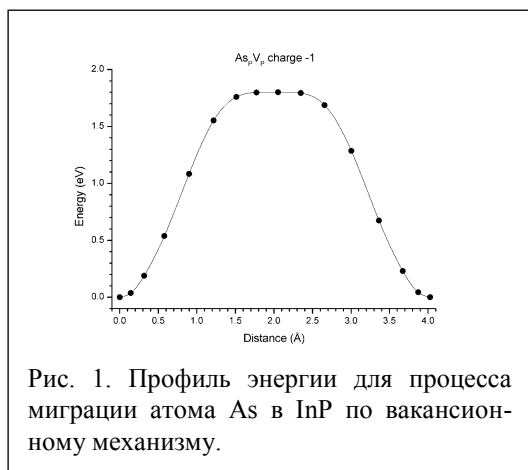


Рис. 1. Профиль энергии для процесса миграции атома As в InP по вакансионному механизму.

Расчеты энергий формирования дефектов в InP проводились методами теории функционала плотности с использованием гибридного функционала HSE. Энергии миграционных барьеров и миграционные траектории рассчитывались методом упругой ленты с забирающимся изображением в приближении обобщенного градиента. Частотный фактор оценивался из профиля энергии для процесса миграции с использованием массы диффундирующего атома для оценки массы соответствующей колебательной моды [2].

По результатам расчетов энергии миграционных барьеров и предэкспоненциальные факторы коэффициента диффузии As в InP составляют для вакансионного механизма диффузии 1.5–1.9 эВ и $4.7 \cdot 10^{-3}$ – $6.0 \cdot 10^{-3}$ см²/с для различных зарядовых состояний вакансии, для междоузельного механизма диффузии 0.4–0.8 эВ и $4.4 \cdot 10^{-3}$ – $5.0 \cdot 10^{-3}$ см²/с для различных зарядовых состояний междоузельного атома As. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными результатами определения профилей концентраций атомов As в InP после отжига в потоке As в установке молекулярно-лучевой эпитаксии при различных температурах отжига. Профили концентраций определялись методом сканирующей электронной микроскопии с энергодисперсионной рентгеновской спектроскопией. На основе сравнения расчетов с экспериментальными данными высказано предположение о более высокой концентрации вакансий элементов пятой группы в приповерхностном слое по сравнению с равновесной концентрацией вакансий в объемном фосфиде индия.

[1] D.V. Dmitriev, D.A. Kolosovsky, T.A. Gavrilova, A.K. Gutakovskii, A.I. Toropov, K.S. Zhuravlev, *Surface Science*, **710**, 121861 (2021).

[2] I.A. Aleksandrov, T.V. Malin, K.S. Zhuravlev, S.V. Trubina, S.B. Erenburg, B. Pecz, Y.V. Lebiadok, *Appl. Surf. Sci.*, **515**, 146001 (2020).

Микроскопический расчет константы обменного взаимодействия дырки и d-оболочки примесного марганца в объемном GaAs

Барышников К.А., Крайнов И.В.

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

Одним из трендов современной наноэлектроники является изучение магнитных полупроводниковых структур. Их транспортные, оптические и магнитные свойства главным образом определяются электронными и спиновыми свойствами магнитных примесей в решетке полупроводникового кристалла. Распространенными магнитными полупроводниковыми материалами являются разбавленные полупроводники на основе элементов из III и V групп периодической таблицы с магнитными центрами, наиболее ярким представителем данного класса является GaMnAs. Примесь иона марганца в объемном полупроводнике GaAs образует акцептор с наполовину заполненной внутренней d-оболочкой с полным спином $5/2$, который связывает одну дырку в состоянии симметрии Γ_8 с полным моментом $3/2$. Разнообразие магнитных свойств данных акцепторов определяется обменным взаимодействием между внутренней d-оболочкой и дыркой валентной зоны [1]. Однако константа обменного взаимодействия A вводится феноменологически и ее значение является предметом дискуссии при анализе различных экспериментальных данных (см. обзорную работу [1] и ссылки в ней). До недавних пор данная величина считалась не зависящей от внешних параметров, однако в работе [2] для описания спектров рамановского рассеяния при 4.2 К возникла необходимость ввести феноменологическую зависимость константы A от внешней деформации кристалла. Эта же зависимость, как оказалось, помогает объяснить аномальное подавление магнитной восприимчивости центра марганца при высоких температурах около 300 К за счет температурного уширения кристалла. В результате возникает необходимость в микроскопическом анализе величины A , который сможет пролить свет на многие наблюдаемые свойства, не вводя новых феноменологических соотношений.

В данной работе мы приводим расчет величины обменной энергии A из микроскопических соображений. В предположении, что хундовское взаимодействие между d-электронами марганца гораздо больше кулоновского взаимодействия d-оболочки с дыркой, локализованной на примеси, нами продемонстрировано, что обменное взаимодействие определяется лишь подходящей антисимметризацией орбитальных компонент дырочных состояний и антисимметризованной многочастичной орбитальной компонентой всех пяти d-электронов. При этом в работе также показано, что для вычисления обменных интегралов достаточно использовать представление из четырех волновых функций акцептора марганца, а не всех 24 его состояний, определяющихся полными моментами $F = 1, 2, 3, 4$. Данное исследование открывает возможность микроскопического анализа константы обмена на марганце и многих других примесных центрах в полупроводниках от внешних параметров.

Исследование выполнено при поддержке гранта РФФ 18-72-10111-П. К.А.Б. благодарит за поддержку Фонд развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

[1] Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, ФТТ, **60**(12), 2275 (2018).

[2] I.V. Krainov et al., Phys. Rev. B, **93**, 235202 (2016).

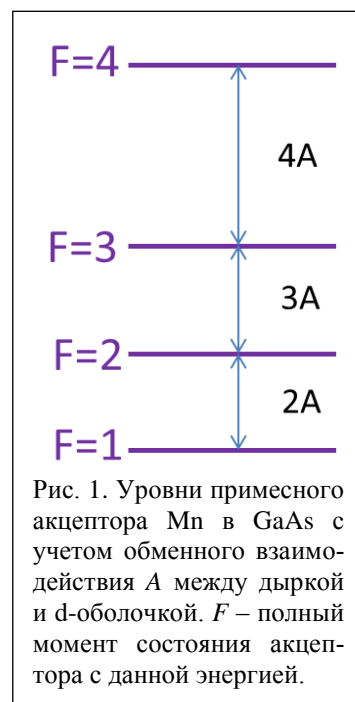


Рис. 1. Уровни примесного акцептора Mn в GaAs с учетом обменного взаимодействия A между дыркой и d-оболочкой. F – полный момент состояния акцептора с данной энергией.

Ширины уровней и энергетические сдвиги резонансных примесных состояний электрона в квантовых ямах с бесконечными барьерами

Белов П.А.

Лаборатория оптики спина СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, ул. Ульяновская, 1

Рассчитаны ширины уровней и энергетические сдвиги резонансных состояний примесного электрона в квантовых ямах (КЯ) с бесконечными барьерами [1]. Двумерное уравнение Шредингера для примесного электрона в КЯ решалось численно с помощью разработанного конечно-разностного алгоритма в сочетании с методом комплексного скейлинга. Материальные параметры для GaAs использовались в численном решении. Была исследована зависимость ширин линий уровней и энергетических сдвигов от толщины КЯ для примеси, локализованной в центре КЯ. Результаты расчетов существенно улучшают теоретические оценки этих величин, сделанные Б.С. Монозоном, П. Шмелхером [2] и В.Я. Алешкиным и др. [3]. В частности, в согласии с их исследованиями мы получили, что резонансные состояния, относящиеся ко второй подзоне размерного квантования, имеют пренебрежимо малые ширины линий. Напротив, численные расчеты ширин линий резонансных состояний для третьей подзоны размерного квантования показывают, что открытый Фано [4] и подтвержденный Монозоном и Шмелхером степенной скейлинг уширений имеет место только для очень узких КЯ, когда их толщина много меньше боровского радиуса примесного электрона. На основе расчетов мы показываем, что для квантовых ям толщиной порядка боровского радиуса примесного электрона зависимость ширин линий резонансных состояний от толщины КЯ оказывается линейной. При дальнейшем увеличении толщины КЯ линейный рост замедляется, ширина резонансов достигает своего максимума для КЯ толщиной около 100 нм и затем постепенно убывает.

Таким образом, наши исследования дают возможность пронаблюдать довольно сложный характер зависимости уширения линий уровней резонансных состояний в режимах, недоступных для теории резонансов Фано. Результаты нашего исследования открывают возможность оценки уширений резонансных состояний электрон-дырочных пар в КЯ [5]. Мы надеемся, что это также послужит толчком к дальнейшим теоретическим исследованиям в данной области.

Исследование поддержано грантом РФФИ № 19-72-20039.

[1] P. Belov, *arXiv:2112.00704 (accepted for publication in PRB)*.

[2] B.S. Monozon and P. Schmelcher, *Phys. Rev. B* **71**, 085302 (2005).

[3] V.Ya. Aleshkin, L.V. Gavrilenko, M.A. Odnoblyudov, and I.N. Yassievich, *Semiconductors* **42**, 899 (2008).

[4] U. Fano, *Phys. Rev.* **124**, 1866 (1961).

[5] P. Belov, *Physica E* **112**, 96 (2019).

Комбинированный лазерный метод получения магнитных полупроводников

Вихрова О.В.¹, Данилов Ю.А.¹, Здоровейцев Д.А.¹, Калентьева И.Л.¹,
Кудрин А.В.¹, Лесников В.П.¹, Нежданов А.В.¹, Парафин А.Е.²

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

²ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

В работе представлены результаты исследования магнитного полупроводника GaMnAs, изготовленного комбинацией метода низкотемпературного импульсного лазерного нанесения в вакууме (ИЛН-V) и импульсного лазерного отжига (ИЛО). Слои наносились на пластины i-GaAs (100) посредством испарения мишеней лазером АИГ:Nd, излучающим на второй гармонике (длина волны 532 нм, энергия в импульсе 280 мДж, длительность импульса 10 нс). При формировании структур GaMnAs/GaAs ($Y_{\text{Mn}} = 0.17$, толщина слоев ~ 50 нм) варьировалась температура процесса от 200 до 350 °С. Образцы изготовленных структур подвергались ИЛО с использованием эксимерного лазера LPX-200 (рабочая смесь KrF, длина волны 248 нм, длительность импульса 30 нс, плотность энергии лазерного излучения 400 мДж/см²). Структурные свойства исходных и облученных образцов исследовались спектроскопией комбинационного рассеяния света (КРС). Намагниченность измерялась при комнатной температуре посредством магнитометра с переменным градиентом поля. Исследования гальваномагнитных свойств проводились с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла при температурах 10–300 К в диапазоне магнитных полей ± 3600 Э.

Все изготовленные слои GaMnAs показывают высокие значения слоевого сопротивления $R_s \sim 10^7$ – 10^9 Ом при комнатной температуре. После ИЛО проводимость пленок GaMnAs возрастает значительным образом ($R_s \sim 900$ – 3000 Ом), слоевая концентрация дырок составляет $\sim 10^{15}$ см⁻², а эффективная подвижность ~ 4 – 5 см²/(В·с). Спектры КРС исходных слоев GaMnAs содержат интенсивный узкий пик в области LO-моды и слабо выраженный пик для TO-моды кристаллического GaAs в соответствии с правилами отбора для геометрии обратного рассеяния. После ИЛО наблюдается значительное уменьшение интенсивности LO-моды. Пик в области TO-моды уширяется, интенсивность его существенно возрастает, в особенности для образцов, изготовленных ИЛН-V при температурах 200 и 250 °С (случаи наибольших слоевых концентраций дырок после ИЛО). Анализ спектров КРС отожженных образцов с использованием аппроксимации их лоренцианами показал, помимо пиков в области LO- и TO-мод GaAs, наличие связанной фонон-плазмонной моды.

После ИЛО наблюдается существенное изменение вида магнитополевой зависимости намагниченности ($M(H)$) при комнатной температуре: переход от нелинейной характеристики с петлей гистерезиса для исходного образца (наблюдаемой вследствие вероятного присутствия в нем включений соединения MnAs с температурой Кюри выше комнатной) к линейному характеру поведения для отожженного образца. С другой стороны, температурные зависимости слоевого сопротивления отожженных структур GaMnAs/GaAs содержат максимумы вблизи 90 К, обусловленные фазовым переходом ферромагнетик-парамагнетик. При этом магнитополевые зависимости сопротивления Холла вплоть до 90 К имеют нелинейный вид с петлей гистерезиса и присутствует отрицательное магнетосопротивление с областями, отвечающими анизотропному магнетосопротивлению. Наблюдаемые эффекты позволяют заключить, что применяемое импульсное лазерное воздействие приводит к модификации (растворению) включений MnAs, электрической активации Mn и, как следствие, к образованию однофазного разбавленного магнитного полупроводника GaMnAs.

Влияние пьезоэлектричества на эффект Яна – Теллера в легированных кристаллах

Гудков В.В.¹, Аверкиев Н.С.², Жевстовских И.В.^{1,3}, Сарычев М.Н.¹

¹Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

Эффекту Яна – Теллера (ЭЯТ) в кристаллах, содержащих примеси малой концентрации, посвящено достаточно много теоретических и экспериментальных работ. Среди экспериментальных методов в последнее десятилетие получили развитие методы физической акустики, которые позволяют детально изучить основное состояние ЯТ-комплексов, его статические и динамические свойства, определить значения констант вибронной связи и установить механизмы релаксации ян-теллеровской подсистемы (см. [1] и ссылки в этой работе). Однако вопросы, связанные с влиянием пьезоэлектричества на проявление ЭЯТ, насколько нам известно, не ставились. В частности, в [2] выполнен расчет параметров вибронного взаимодействия в кристалле CdSe, допированном ионами Cr²⁺, и сделан вывод о доминировании тригональной колебательной моды. Это утверждение противоречит экспериментальным данным, как ультразвуковым [3], так и ЭПР [4], которые показали, что глобальные минимумы имеют тетрагональную симметрию. На необходимость учитывать пьезоэлектричество указывали также экспериментальные данные о температурной зависимости поглощения ультразвука в кристалле CdSe:Cr²⁺: величина релаксационного пика для пьезоактивной моды c_{55} более чем в два раза была меньше того, что можно было ожидать исходя из изотермических модулей, рассчитанных в пренебрежении пьезоэлектрическим вкладом в свободную энергию [3]. В связи с этим нами был рассмотрен вклад в потенциальную энергию тетраэдрического ЯТ-комплекса CrSe₄ в рамках линейной $T \otimes (e + t_2)$ задачи ЭЯТ в предположении о тетрагональной симметрии глобальных минимумов адиабатического потенциала (АП):

$$E_n^\pi = \phi_{kl} P_k \cdot (Q_l)_n = \phi_{kl} P_k \beta_{nlm} \varepsilon_{lm}, \quad (1)$$

где n – номер глобального минимума АП, P_k – компоненты вектора поляризации ЯТ-комплекса, Q_l – тетрагональные симметричные смещения, а ε_{lm} – относительные деформации. В результате расчета было показано, что учет пьезоэлектричества приводит к частичному подавлению вибронного взаимодействия. Это обстоятельство обуславливает уменьшение пика релаксационного поглощения во всех пьезоактивных модах, в которых ЭЯТ проявляется (а именно, в модах c_{55} и c_{11}), что и наблюдалось в эксперименте. В качестве предположения можно отметить, что наличие пьезоэлектричества, по-видимому, приводит к тому, что в кристаллах со структурой флюорита (CaF₂:Cr²⁺, SrF₂:Cr²⁺), которые не являются пьезоэлектриками, глобальные минимумы АП имеют орторомбическую симметрию и описываются квадратичной $T \otimes (e + t_2)$ задачей ЭЯТ, а в кристаллах со структурой вюрцита (CdSe:Cr²⁺) и сфалерита (ZnSe:Cr²⁺), являющихся пьезоэлектриками, глобальные минимумы АП имеют тетрагональную симметрию (линейная $T \otimes (e + t_2)$ задача ЭЯТ).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 22-22-00735).

[1] М.Н. Сарычев и др., ЖЭТФ, **159**, 892 (2021).

[2] S.I. Klokishner et al., Optical Materials, **27**, 1445 (2005).

[3] Н.С. Аверкиев и др., ЖЭТФ, **156**, 87 (2019).

[4] Г.С. Шакуров и др., ФТТ, **62**, 1866 (2020).

Расчёт локализованных и резонансных состояний акцепторов в твёрдом растворе CdHgTe

Жолудев М.С.^{1,2}, Морозов С.В.^{1,2}

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

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

Разработка технологии легирования CdHgTe акцепторными центрами требует тщательного исследования их влияния на энергетический спектр носителей заряда, что предполагает разработку методов для расчёта энергий и волновых функций как локализованных, так и резонансных состояний. В данной работе представлены результаты расчётов параметров таких состояний в твёрдых растворах CdHgTe с учётом потенциала центральной ячейки (ПЦЯ).

Расчёты энергий и волновых функций акцепторных состояний были выполнены в приближении сферической симметрии с помощью метода, описанного в работах [1, 2]. Аналогично работам [3, 4] мы считали, что потенциал однозарядного акцептора с учётом вклада центральной ячейки имеет вид

$$V(r) = (e/\epsilon_0 r) [1 + Z_1 \exp(-r/\lambda)],$$

где e – элементарный заряд, ϵ_0 – низкочастотная диэлектрическая проницаемость, а Z_1 и λ – параметры ПЦЯ.

Результаты расчётов степени локализации электрона [2] для акцептора с учётом ПЦЯ приведены на рис. 1. Примесные состояния хорошо видны как чёрные линии. В случае резонансных состояний (особенно для самого глубокого состояния) хорошо видно размытие (уширение) из-за взаимодействия с зоной проводимости. Это уширение заметно больше для растворов с меньшей долей кадмия в связи с тем, что в них волновые функции в зоне проводимости и зоне тяжёлых дырок (которые дают основной вклад в глубокие акцепторные состояния) обладают схожей симметрией.

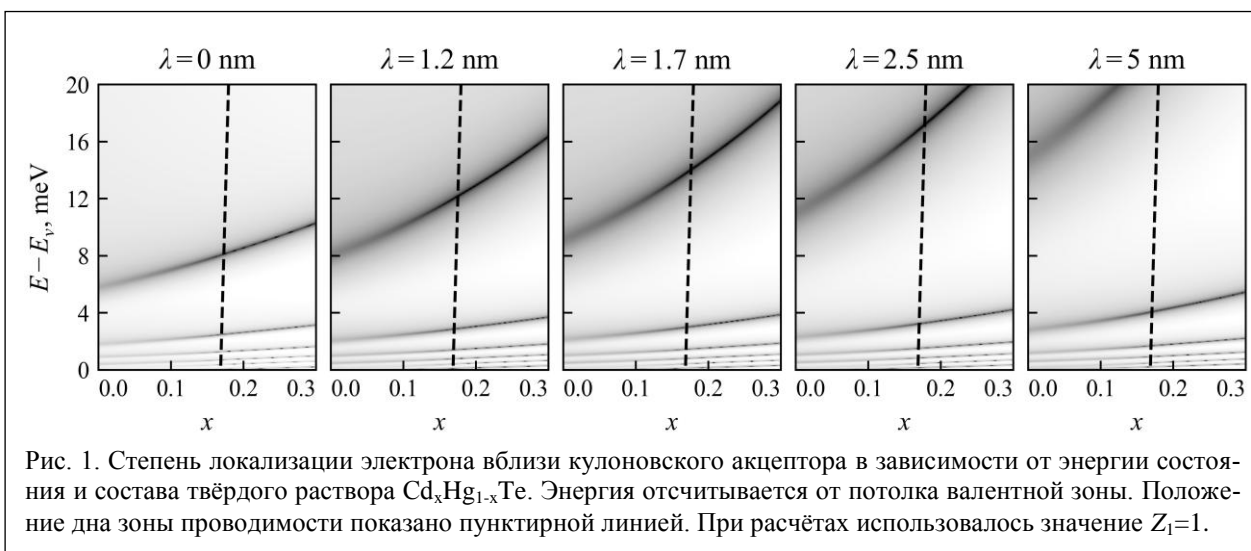


Рис. 1. Степень локализации электрона вблизи кулоновского акцептора в зависимости от энергии состояния и состава твёрдого раствора $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$. Энергия отсчитывается от потолка валентной зоны. Положение дна зоны проводимости показано пунктирной линией. При расчётах использовалось значение $Z_1=1$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант РФФИ-ННИО_а № 21-52-12020).

[1] М.С. Жолудев и др., ФТП, 55, 861 (2021).

[2] M.S. Zholudev et al., Semicond. Sci. Technol., 37, 025003 (2021).

[3] Д.В. Козлов и др., ФТП, 50, 1690 (2016).

[4] V.V. Rumyantsev et al., Semicond. Sci. Technol., 32, 095007 (2017).

Осцилляции Рамсея в германии, легированном мышьяком

Жукавин Р.Х.¹, Бушуйкин П.А.¹, Кукотенко В.В.^{2,3}, Чопорова Ю.Ю.^{2,3}, Deßmann N.⁴, Ковалевский К.А.¹, Румянцев В.В.¹, Цыпленков В.В.¹, Герасимов В.В.^{2,3}, Князев Б.А.^{2,3}, Шастин В.Н.¹

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН, 603090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 11

³НГУ, 603090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

⁴FELIX Laboratory, Radboud University, Nijmegen 6525 ED, The Netherland

Данная работа посвящена экспериментальному наблюдению интерференции Рамсея в системе доноров мышьяка в германии. Как известно, метод интерферометрии Рамсея использует два оптических импульса равной интенсивности с длительностью менее продольного, T_1 , и поперечного, T_2 , релаксационных времен двухуровневой системы. Первый импульс возбуждает в системе когерентные суперпозиции состояний доноров (осциллирующие диполи), второй взаимодействует со сформированными в среде диполями, находящимися в определенной фазе. В результате воздействия последовательности двух оптических импульсов с резонансной частотой населенность верхнего уровня донорного перехода определяется разностью фаз излучений первого и второго импульсов возбуждения.

В эксперименте в качестве источника использовалась установка NovoFEL при Сибирском центре синхротронного и терагерцового излучения [1], состоящая из трех лазеров на свободных электронах (ЛСЭ). В данном эксперименте использовался терагерцовый ЛСЭ на длине волны 131 мкм (9.44 мэВ), что соответствует переходу донора $1s(A_1) \rightarrow 2p_0$. Длительность импульса составляла около 100 пс при частоте повторения 5.6 МГц. Входной импульс излучения ослаблялся с помощью поляризатора и делился на две равные по интенсивности части с помощью делителя на основе полипропилена с возможностью изменения времени задержки одного из импульсов. После прохождения интерферометра оба импульса снова сводились через тот же делитель. С помощью параболического зеркала излучение фокусировалось на центр образца в пятно диаметром ~ 1 мм. Излучение обоих пучков модулировалось с помощью прерывателя на частоте 140 Гц, располагающегося перед входным окном криостата с образцом. На образцы были нанесены 4 контакта Ti/Au на расстоянии 2 мм друг от друга. Между внешними контактами пропускался постоянный ток, а с внутренних контактов снималось напряжение и подавалось на синхронный усилитель с возможностью последующей записи и автоматического построения величины сигнала как функции положения подвижного зеркала.

Предполагалось, что регистрируемое падение напряжения между парой средних контактов оказывается прямо пропорционально населенности уровня $2p_0$, что вызвано выбросом электронов в зону проводимости благодаря взаимодействию с равновесными фононами. Сигнал имеет периодическую зависимость от времени задержки между импульсами, соответствующую частоте перехода, а форма огибающей для резонансного возбуждения для образцов с концентрациями $1.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $5.2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ имеет отклонение от автокорреляционной функции импульса возбуждения. В сигнале можно выделить «быструю» часть сигнала, соответствующую длительности импульса ЛСЭ и более «медленную» часть, связанную с осцилляциями Рамсея. Используемые в представленной работе образцы с концентрацией доноров порядка 10^{13} см^{-3} позволили получить времена поперечной релаксации на уровне $T_2 \sim 100$ пс, что оказывается близко к соответствующей обратной ширине линии используемого перехода и позволяет надеяться на дальнейшее увеличение времени T_2 .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-20163).

[1] Y.Y. Choporova et al., *Phys. Procedia*, 84, 152 (2016).

Влияние различных режимов легирования железом на состав и пространственное распределение примесно-дефектных центров в CVD-ZnSe

Гладилин А.А.¹, Миронов С.А.¹, Уваров О.В.¹, Калинушкин В.П.¹,
Студеникин М.И.¹, Гаврищук Е.М.², Тимофеева Н.А.²

¹ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

²ИХВВ им. Г.Г. Десятых РАН, 603951, Нижний Новгород, ул. Троицкая, 49

Кристаллы легированного железом ZnSe широко используются для создания лазеров, работающих в диапазоне 4–5 мкм, с перестройкой длины волны. При этом одним из основных материалов, используемых для этих целей, является CVD-ZnSe, легированный железом с помощью высокотемпературной диффузии. В данной работе докладываются результаты исследования люминесцентных характеристик в диапазоне 0.44–0.73 мкм исходного, легированного железом в разных режимах (стандартной высокотемпературной диффузии с поверхности в атмосферах инертных газов, цинка и селена, с помощью HIP-процессов и метода внутреннего легирования) и отожжённого в температурных режимах, близких к режимам легирования CVD-ZnSe. В силу того, что исследуемый в данной работе материал заведомо неоднороден, большое внимание уделялось исследованию пространственного распределения люминесцентных характеристик. Для этих целей использовалась двухфотонная конфокальная микроскопия, которая позволяет регистрировать объёмные карты люминесценции в указанном выше спектральном диапазоне на расстояниях от поверхности до 2–3 мм с пространственным разрешением несколько мкм [1].

Показано, что все используемые в данной работе методы легирования приводят к образованию так называемых ОПИЛ (областей с повышенной интенсивностью люминесценции в примесном диапазоне, имеющих вид полос шириной сотни мкм, параллельных плоскости, с которой шло легирование). Эти результаты интерпретируются на основе предположения об образовании нескольких типов точечных дефектов в зоне, из которой шло легирование железом, и последующей диффузии образующихся точечных дефектов в объём кристалла. Дается подробная информация о спектрах люминесценции образующихся в результате различных режимов легирования ПДЦ и их пространственном распределении. На основании исследования влияния на люминесцентные характеристики и их пространственного распределения отжига в различных атмосферах и различных способов легирования сделаны предположения о природе образующихся при легировании точечных дефектов.

[1] V. Kalinushkin, O. Uvarov, and A. Gladilin, *J. Electron. Mater.* **47**, 5087 (2018).

Многоцентровые акцепторные комплексы и их влияние на люминесценцию в кубических полупроводниках

Кокурин И.А.^{1,2}, Аверкиев Н.С.¹

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

²МГУ им. Н.П. Огарева, 430005, Саранск, ул. Большевикская, 68

В реальных полупроводниковых материалах обычно имеются примеси как донорного, так и акцепторного типа. Это может приводить к формированию различных примесных комплексов, а также взаимодействию между ними [1]. Конечная степень компенсации означает также, что при низких температурах появляется возможность одиночному носителю локализоваться в поле двух притягивающих ионов. Для такого двухцентрового электронного комплекса (вблизи края простой зоны проводимости) спектральная задача совпадает с задачей об уровнях энергии молекулярного иона водорода H_2^+ с точностью до перенормировки эффективной массы и диэлектрического экранирования.

В полупроводниках р-типа задача о дырке в поле двух центров (A_2^- -комплекс) намного сложнее из-за сложного характера валентной зоны. В настоящей работе представлено решение спектральной задачи об уровнях энергии дырки, локализованной в поле двух мелких акцепторов вблизи края зоны Γ_8 . Использованный подход напоминает хорошо известный в квантовой химии метод молекулярных орбиталей на уровне многокомпонентных огибающих. Огибающие основного состояния одиночного акцептора ($1S_{3/2}$) [2] использованы в качестве «атомных орбиталей», линейные комбинации которых соответствуют «молекулярным орбиталям». Для изучения системы уровней комплекса и их зависимости от межцентрового расстояния использован вариационный подход с минимальным набором вариационных параметров и пробными функциями, взятыми из [2]. Трехпараметрическое дисперсионное уравнение найдено аналитически и численно минимизировано.

Состояния комплекса классифицированы по величине проекции полного момента дырки на ось, соединяющую центры, и по четности по отношению к перестановке центров. Найдено, что основное состояние отвечает абсолютной величине проекции полного момента на межцентровую ось, равной $1/2$ (крамерсов дублет), и волновой функции, симметричной по отношению к перестановке центров. Рассчитано положение уровней энергии комплекса в зависимости от межцентрового расстояния. Полученные результаты показывают качественное согласие с результатами, полученными ранее для аналогичного глубокого центра, описываемого в рамках метода потенциала нулевого радиуса [3]. Численные оценки проделаны для зонных параметров GaAs.

Известно, что существующие модели не способны объяснить наблюдаемую форму линии люминесценции (ее длинноволновый край), связанной с рекомбинацией электрона зоны проводимости с дыркой мелкого акцептора. Часто отличная от нуля интенсивность длинноволнового края линии приписывалась наложению излучения различных экситонных комплексов, локализованных на примесях. В настоящей работе предпринята попытка объяснить возникновение длинноволнового хвоста примесной линии из-за динамического образования комплексов A_2^- и последующей излучательной рекомбинации с их участием. Усреднение по величине межцентрового расстояния (а значит, и энергии связи) комплекса A_2^- позволяет описать плавный ход длинноволнового хвоста указанной линии.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00139).

[1] I.A. Kokurin, A.Yu. Silov, and N.S. Averkiev, *Phys. Rev. B* **102**, 041202(R) (2020).

[2] N.O. Lipari and A. Baldereschi, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1660 (1970).

[3] Н.С. Аверкиев, С.Ю. Ильинский, *ФТТ* **36**, 503 (1994).

Электронные состояния двухзарядных доноров в непрямозонных полупроводниках

Михайлова А.М.^{1,2}, Ревин А.А.^{1,2}, Конаков А.А.^{1,2}, Цыпленков В.В.², Шастин В.Н.²

¹ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

²ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Исследование электронных и оптических свойств примесей в полупроводниках привлекает внимание с середины прошлого века. Уединенные примесные центры уже нашли свое применение, тогда как двухзарядные доноры (в Si и Ge), будучи более сложными объектами для исследований, изучены меньше, но потенциально могут быть использованы при создании новых электронных приборов, например источников стимулированного излучения ТГц-диапазона, квантовых компьютеров, чему посвящены экспериментальные работы последних лет [1, 2]. И если информация о спектре устанавливается экспериментально [3, 4], то для исследования динамических процессов необходимо знание волновых функций, которые приходится рассчитывать.

Ранее нами был предложен метод расчета электронных состояний однозарядных доноров P, As, Sb в полупроводниковом германии, который учитывает короткодействующую часть примесного потенциала, индуцированный ей химический сдвиг и междолинное взаимодействие [5, 6]. В полной аналогии рассчитаны энергии и волновые функции однократно ионизованных донорных центров Te^+ , Se^+ в германии.

На основе результатов, полученных при изучении однозарядных доноров, выполнены исследования электронных состояний двухзарядных центров. Двухчастичную функцию записывали в виде произведения одночастичных (пренебрегая слабыми обменными эффектами). Одночастичная волновая функция основного состояния искалась в виде

$$\psi(\mathbf{r}) = A \left(\exp\left(-\sqrt{x^2 + y^2 + \beta z^2/\gamma}/R_1\right) + C \exp\left(-\sqrt{x^2 + y^2 + \beta z^2/\gamma}/R_2\right) \right), \quad (1)$$

где R_1 и R_2 имеют смысл эффективных радиусов волновой функции, C – весовой множитель, определяющий «смесь» этих вкладов, и β – вариационный параметр, обусловленный анизотропией эффективной массы. Явный вид одночастичных волновых функций возбужденных состояний $2s$, $2p_0$, $2p_{\pm}$, $3p_0$ можно увидеть в нашей работе [6].

Нами найдены волновые функции, а также энергии основного и нескольких возбужденных состояний двухзарядных центров Te^0 и Se^0 в Ge. Параметры R_1 и R_2 , характеризующие дальнедействующий и короткодействующий масштабы волновой функции, для системы Ge: Te^0 по результатам расчетов составили 3.76 и 0.37 нм соответственно, а для системы Ge: Se^0 – 1.35 и 0.12 нм соответственно.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-72-20163.

[1] K.L. Litvinenko et al., *Phys. Rev. B*, **90**, 115204 (2014).

[2] A. DeAbreu et al., *Phys. Rev. Applied*, **11**, 044036 (2019).

[3] C.S. Olsen et al., *Solid State Communications*, **108**, 895 (1998).

[4] H.G. Grimmeiss et al., *Phys. Rev. B*, **37**, 6916 (1988).

[5] А.А. Ревин и др., *Физика и техника полупроводников*, **54**, 938 (2020).

[6] А.А. Ревин и др., *Физика и техника полупроводников*, **55**, 901 (2021).

Влияние температуры облучения на процессы радиационного дефектообразования в SiC

Лебедев А.А.¹, Козловский В.В.², Давыдовская К.С.¹, Левинштейн М.Е.¹, Кузьмин Р.В.¹

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

²СПбПУ им. Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

В настоящей работе исследовано влияние высокотемпературного электронного и протонного облучения на характеристики полупроводниковых приборов на основе SiC. Промышленные 4H-SiC интегральные диоды Шоттки (JBS) с блокирующим напряжением 1700 В, а также экспериментальные образцы SiC PN структур облучались электронами с энергией 0.9 МэВ при температурах от 23 до 500 °С в диапазоне флюенса Φ от $1 \cdot 10^{16}$ см⁻² до $1.3 \cdot 10^{17}$ см⁻². Показано, что радиационная стойкость диодов при высокотемпературном («горячем») облучении значительно превышает стойкость диодов при комнатной температуре – «холодном» облучении. При повышении температуры облучения от 23 до 500 °С изменение сопротивления базы при флюенсе $1.3 \cdot 10^{17}$ см⁻² уменьшается на 6 порядков (рис. 1).

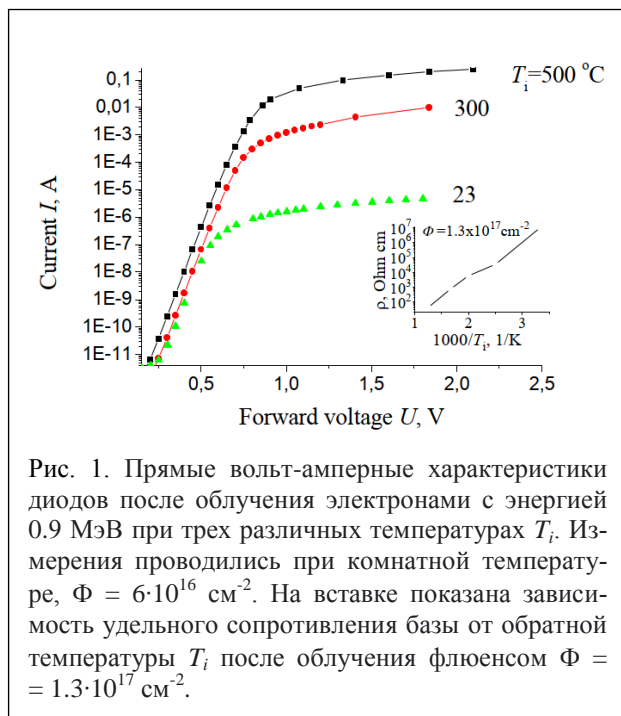


Рис. 1. Прямые вольт-амперные характеристики диодов после облучения электронами с энергией 0.9 МэВ при трех различных температурах T_i . Измерения проводились при комнатной температуре, $\Phi = 6 \cdot 10^{16}$ см⁻². На вставке показана зависимость удельного сопротивления базы от обратной температуры T_i после облучения флюенсом $\Phi = 1.3 \cdot 10^{17}$ см⁻².

до значения $U_c \approx 0.35$ В. Облучение той же дозой при температуре $T_i = 500$ °С, напротив, приводит к росту величины U_c до значения $U_c \approx 0.8$ В. При том же референтном значении прямого напряжения $U = 2$ В уменьшение тока по сравнению со значением в необлученных приборах составило ~ 4 порядка.

Были проведены исследования параметров глубоких радиационных центров (РЦ), образующихся после облучения SiC методом DLTS. В диодах Шоттки исследовались РЦ в верхней половине запрещенной зоны. В SiC PN структурах с использованием инжекции исследовались РЦ в нижней половине зоны. Был обнаружен ряд центров, часть из которых отжигалась при температурах < 500 °С, а часть оставалась стабильными (центры Z1/2, EN6, EN6/7). Анализ параметров обнаруженных центров показал, что основная компенсация SiC связана с образованием сравнительно мелких центров в нижней половине запрещенной зоны, которые затем полностью отжигаются при температурах < 500 °С.

Таким образом, полученные результаты позволяют сделать два вывода.

Во-первых, увеличение температуры облучения приводит к росту радиационной стойкости карбида кремния. Это важно для SiC, так как этот материал рассматривается, прежде всего, как материал для создания приборов высокотемпературной электроники.

Во-вторых, уменьшение скорости удаления носителей в SiC при повышенных температурах облучения обусловлено отжигом образующихся РЦ при температурах 300–500 °С.

Работа была частично выполнена при поддержке гранта РФФ 22-12-00003.

Исследование кинетики и зависимости от мощности возбуждения фотолюминесценции, обусловленной дефектами, в сильнолегированных слоях AlN:Si

Осинных И.В.^{1,2}, Малин Т.В.¹, Милахин Д.С.¹, Журавлев К.С.¹

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, пр. Пирогова, 2

Al_xGa_{1-x}N/GaN гетероструктуры являются перспективными для создания оптоэлектронных и мощных высокотемпературных силовых и СВЧ-приборов, светоизлучающих приборов видимой и ультрафиолетовой области спектра. Формирование эпитаксиальных слоев GaN и Al_xGa_{1-x}N с низким содержанием Al n-типа проводимости с использованием кремния (Si) в качестве донора не вызывает существенных трудностей, концентрация электронов может быть управляемо повышена до 10²⁰ см⁻³. Однако при легировании Al_xGa_{1-x}N с высоким содержанием Al (>0.6) и в AlN происходит самокомпенсация кремния. Компенсирующими центрами являются отрицательно заряженные катионные вакансии (V_{III}) и их комплексы с мелкими донорами. Также при этом происходит появление интенсивной широкополосной люминесценции в видимом спектральном диапазоне, которая наблюдалась в эпитаксиальных слоях Al_xGa_{1-x}N с массовой долей Al >0.6 при сильном легировании кремнием. Предполагается, что рекомбинация идет через компенсирующие кремний центры, однако не установлены типы оптических переходов через центры, соотношение между ними. В настоящей работе представлены результаты расчетной и экспериментальной зависимости фотолюминесценции от мощности возбуждения для сильнолегированных слоев AlN, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на сапфировых подложках с концентрацией атомов кремния около 10²⁰ см⁻³.

Расчет зависимости интенсивности различных каналов рекомбинации от мощности возбуждения был проведен на основе решения системы уравнений непрерывности совместно с уравнением электронейтральности для стационарного случая. При измерении ФЛ в широком диапазоне генерации носителей заряда при комнатной температуре использовалось возбуждение 4-й гармоникой стационарного YAG-лазера (λ=266 нм), максимальная мощность составляла 65 мВт. Кривые затухания были измерены после короткого импульсного возбуждения (длительность импульса 7 нс) неравновесных электронно-дырочных пар 4-й гармоникой Nd:YLF лазера (λ=263 нм).

В спектрах ФЛ доминируют широкие фиолетовая полоса (V) с максимумом около 3.2 эВ и ультрафиолетовая полоса (UV) с максимумом около 3.8 эВ. V-полоса соответствует донорно-акцепторному каналу рекомбинации, поскольку при возрастании мощности возбуждения интенсивность V полосы возрастает линейно в соответствии с расчетами и положение полосы движется в сторону высоких энергий. Измеренные кривые затухания демонстрируют типичное для донорно-акцепторной рекомбинации неэкспоненциальное затухание на протяжении сотен миллисекунд. Интенсивность UV-полосы возрастает по более быстрому степенному закону с показателем степени 1.33, что в соответствии с расчетами близко к каналам рекомбинации зона-акцептор. Измеренные кривые затухания демонстрируют типичное для рекомбинации зона-акцептор экспоненциальное затухание, характерное время составляет несколько наносекунд.

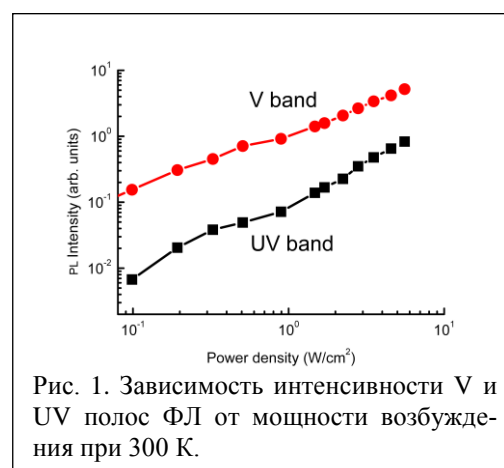


Рис. 1. Зависимость интенсивности V и UV полос ФЛ от мощности возбуждения при 300 К.

Тонкая структура возбужденных уровней кремниевых вакансий в карбиде кремния

Пошакинский А.В.¹, Бреев И.Д.¹, Shang Z.², Berencén Y.², Hollenbach M.²,
Нагалюк С.С.¹, Мохов Е.Н.¹, Бабунц Р.А.¹, Баранов П.Г.¹, Тарасенко С.А.¹,
Астахов Г.В.², Анисимов А.Н.¹

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

²Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, 01328, Дрезден, Германия

Кремниевые вакансии в карбиде кремния обладают уникальными оптическими и спиновыми свойствами. Электронная конфигурация их основного состояния описывается пятью электронами с нулевым суммарным орбитальным моментом и суммарным спином $S = 3/2$. Вследствие спинзависимого цикла фотолюминесценции накачка неполяризованным светом приводит к возникновению квадрупольной спиновой поляризации: заселенности состояний с проекциями спина $\pm 1/2$ и $\pm 3/2$ на гексагональную ось c становятся различными. Времена спиновой релаксации достигают десятков миллисекунд при комнатной температуре и нескольких секунд при низких температурах.

Ключевую роль в описании спиновых свойств вакансий в присутствии оптической накачки играет тонкая структура электронных уровней возбужденного состояния. Нами были исследованы три типа вакансий в 6H-политипе SiC: V1, V2 и V3, отличающиеся кристаллографическим окружением и энергией оптического перехода. Установлено, что все они имеют сходную структуру возбужденного состояния, в котором электроны обладают суммарным орбитальным моментом $L = 1$. Вследствие гексагональной симметрии происходит расщепление состояний с проекциями орбитального момента $L_z = 0$ и ± 1 . У вакансий V1 величина расщепления Δ_a незначительна, у V2 $\Delta_a > 0$, а вакансии V3 имеют инвертированную структуру уровней с $\Delta_a < 0$ [1] – рис. 1(a).

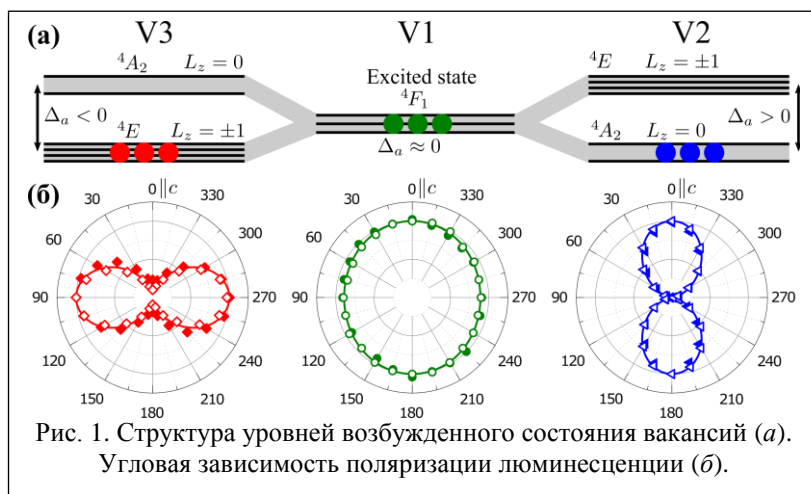


Рис. 1. Структура уровней возбужденного состояния вакансий (a). Угловая зависимость поляризации люминесценции (б).

орбитальное взаимодействие приводит к дополнительному расщеплению и смешиванию состояний.

Люминесценция вакансий определяется низшим из ее возбужденных состояний. На рис. 1(б) показана измеренная угловая зависимость поляризации люминесценции в плоскости, параллельной оси c . В согласии с описанной тонкой структурой излучение вакансий

V1 не поляризовано, вакансий V2 – поляризовано вдоль оси c , а вакансий V3 – перпендикулярно оси c . Кроме того обнаружено, что при комнатной температуре оптически индуцированная квадрупольная спиновая поляризация для вакансий V2 и V3 имеет противоположный знак, что также объясняется противоположным знаком расщепления Δ_a .

Наличие одновременно трех типов центров с различной поляризацией и диаграммой направленности излучения делает кремниевые вакансии удобной материальной системой для применений в квантовой оптике. Состояния с $L_z = \pm 1$ являются особо чувствительными к деформациям решетки, что делает вакансии типа V3 перспективными для реализации спин-механических эффектов, таких как пленение спина акустической волной [2].

Работа была поддержана грантом РФФ 21-72-10035.

[1] I.D. Breev, Z. Shang, A.V. Poshakinskiy et al., *npj Quantum Information* 8, 23 (2022).

[2] A. Hernández-Mínguez, A.V. Poshakinskiy et al., *Science Advances* 7, eabj5030 (2021).

Электронные состояния донорного центра в алмазе, образованного атомом фосфора в позиции замещения

Приходько Д.Д.^{1,2}, Болдырев К.Н.^{2,3}, Денисов В.Н.^{1,2,3}, Тарелкин С.А.^{1,2,4},
Галкин А.С.^{1,3}, Кузнецов М.С.¹, Носухин С.А.¹, Маврин Б.Н.³, Суханов А.А.⁵,
Терентьев С.А.¹, Бланк В.Д.^{1,2}

¹Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов,
108840, Троицк, ул. Центральная, 7а

²МФТИ, 141701, Долгопрудный, пер. Институтский, 9

³Институт спектроскопии РАН, 108840, Троицк, ул. Физическая, 5

⁴Всероссийский НИИ оптико-физических измерений, 119361, Москва, ул. Озерная, 46

⁵КФТИ им. Е.К. Завойского, 420029, Казань, Сибирский тракт, 10/7

Фосфор в позиции замещения в алмазе является донорным центром с энергией активации ~600 мэВ [1], что является наименьшей энергией активации среди известных донорных центров в объемно-легированном алмазе. В связи с этим легированный фосфором алмаз рассматривается в качестве активного материала для алмазной электроники, в частности для создания р-п- и р-і-п-структур.

В данной работе был исследован спектр электронных состояний фосфора в алмазе, выраженном методом температурного градиента в условиях высокой температуры и высокого давления (TG-НРНТ). Легирование материала происходило непосредственно в процессе синтеза при помощи добавления фосфора в ростовую среду. Данный метод синтеза, в отличие от CVD, является равновесным, что, как правило, обеспечивает меньшее содержание структурных дефектов кристаллической решетке и позволяет рассчитывать на меньшее уширение электронных состояний.

Исследование спектра электронных состояний проводилось при помощи спектроскопии поглощения в ближнем и среднем ИК-диапазоне при температуре от 2 К до 300 К. В полученных спектрах поглощения были обнаружены переходы из основного состояния центра в возбужденные нечетные состояния np_{\pm} и np_0 для $n = 2, 3, 4$. Переходы $1s \rightarrow 3p_0, 4p_0, 4p_{\pm}$ были обнаружены впервые. Также было впервые обнаружено расщепление линий спектра на дублеты с постоянной величиной расщепления 1.05 мэВ. Исследование температурной зависимости интенсивности линий в дублете показало, что данное расщепление связано с расщеплением основного состояния донорного центра.

Наличие расщепления основного состояния ставит под сомнение предполагаемую по аналогии с кремнием T_d симметрию данного центра. Отсутствие связанного с фосфором ЭПР-сигнала и характер расщепления линий спектра в магнитном поле показывают, что наиболее вероятной симметрией центра фосфора в алмазе является D_{2d} -симметрия, что соответствует результатам моделирования, представленным в работе [2]. Причиной понижения симметрии донорного центра на данный момент предполагается динамический эффект Яна – Теллера, вызванный небольшим (~0.002 А) смещением атома фосфора из центрального положения в элементарной ячейке.

[1] E. Gheeraert et al., *Electronic States of Boron and Phosphorus in Diamond*, *Physica Status Solidi (a)* **174**, 39 (1999).

[2] B. Butorac and A. Mainwood, *Symmetry of the Phosphorus Donor in Diamond from First Principles*, *Physical Review B* **78**, 235204 (2008).

Ультразвуковые исследования ян-теллеровских комплексов в кристалле CdSe:Cr

Сарычев М.Н.¹, Жевстовских И.В.^{1,2}, Коростелин Ю.В.³, Суриков В.Т.⁴,
Аверкиев Н.С.⁵, Гудков В.В.¹

¹Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург, ул. Мира, 19

²ИФМ им. М.Н. Михеева УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. С. Ковалевской, 18

³ФИАН им. П.Н. Лебедева, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

⁴ИХТТ УрО РАН, 620990, Екатеринбург, ул. Первомайская, 91

⁵ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Работы, посвященные экспериментальному исследованию проявления эффекта Яна – Теллера (ЭЯТ) в легированных пьезоэлектрических кристаллах методами физической акустики, насколько нам известно, в литературе не встречаются.

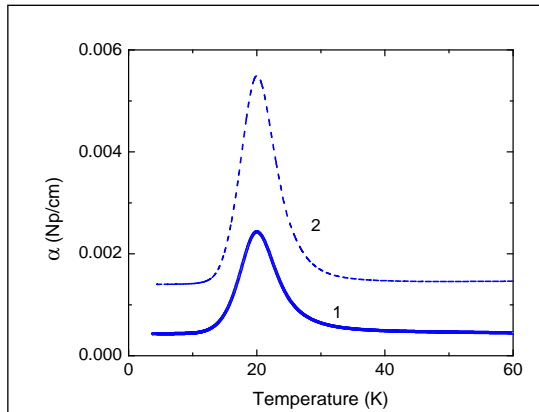


Рис. 1. Температурные зависимости поглощения моды c_{55} : 1 – измеренная на частоте 53 МГц в кристалле CdSe:Cr и 2 – рассчитанная без учета пьезоэлектричества.

В то же время эти методы являются весьма информативными в плане получения сведений об основном состоянии ян-теллеровских (ЯТ) комплексов: активных вибронных модах, константах вибронной связи, механизмах релаксации. В связи с этим нами были выполнены измерения температурных зависимостей поглощения ультразвуковых волн в кристалле CdSe, допированном ионами Cr^{2+} малой концентрации ($1.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Исследовались все нормальные моды, распространяющиеся вдоль оси $[10\bar{1}0]$, скорости которых определяются модулями c_{11} , c_{55} и c_{66} (первые две моды являются пьезоактивными, а последняя – не пьезоактивная). Вклад ЯТ-подсистемы в коэффициент поглощения ультразвука α (по амплитуде) определяется

изотермическим модулем $(c_{ij}^{JT})^T$ и временем релаксации τ :

$$\alpha = -\frac{1}{2} \frac{[c_{ij}^{JT}(T)]^T}{c_{ij}(T \rightarrow 0)} \frac{\omega \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (1)$$

где ω – круговая частота волны, c_{ij} – модуль упругости, описывающий кристалл. На рис. 1 представлены зависимости поглощения для моды c_{55} : 1 – экспериментальная и 2 – рассчитанная без учета пьезоэлектричества с использованием выражения для $(c_{55}^{JT})^T$, приведенного в [1]. Учет пьезоэлектричества в рамках полуфеноменологической теории показал, что имеет место частичное подавления вибронного взаимодействия, что и наблюдается в эксперименте для всех пьезоактивных мод. На основе экспериментальных данных и результатов теоретического рассмотрения были получены значения констант вибронной связи и энергий ЯТ-стабилизации, характеризующих глобальные минимумы и седловые точки адиабатического потенциала ЯТ-комплекса $\text{Cr}^{2+} \text{Se}_4$ в матрице CdSe.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ (проект № 22-22-00735).

[1] Н.С. Аверкиев и др., ЖЭТФ, 156, 87 (2019).

Модель прыжкового транспорта в нанокompозитах «органический полупроводник – углеродные нанотрубки»

Сибатов Р.Т., Кицюк Е.П., Шаман Ю.П.

ГНЦ НПК «Технологический центр», 124498, Зеленоград, пл. Шокина, 1, стр. 7

Включение углеродных нанотрубок (УНТ) в полимерные матрицы приводит к созданию новых материалов (УНТ-нанокompозитов) с уникальными свойствами [1]. Анализ температурной зависимости проводимости на постоянном токе в нанокompозите «органический полупроводник – многостенные нанотрубки» [2] показывает, что перенос заряда эффективно описывается комбинацией одномерного (1D) и трехмерного (3D) прыжкового транспорта Мотта с переменной длиной прыжка. Для образца с концентрацией нанотрубок ниже порога перколяции, но близкой к нему существует высокая вероятность того, что будут отсутствовать непрерывные пути перколяции из УНТ (УНТ-ПП). При этом характеристики электронного переноса в таких пленках оказываются сверхчувствительными к малым деформациям и поперечному электрическому полю. Этот факт позволяет создавать эффективные тензометрические датчики и полевые транзисторы на основе подобных УНТ-нанокompозитов [3].

В данной работе предложена статистическая модель нестационарного прыжкового транспорта, предполагающая сочетание модели гауссова беспорядка [4] в полимерной матрице, баллистического транспорта в УНТ и 1D-механизма Мотта в УНТ-ПП. Темпы перескоков задаются формулой Миллера – Абрахамса и определяются радиусом локализации волновой функции и энергетической плотностью локализованных состояний, которые специфичны для полимерной матрицы и УНТ-ПП. Предполагаются экспоненциальное распределение длин УНТ, локализованные волновые функции со степенным хвостом для УНТ-ПП и гауссова плотность локализованных состояний по энергии. С помощью разработанного алгоритма Монте-Карло исследуется электронный транспорт в пленке УНТ-нанокompозита в рамках условий времяпролетного эксперимента. Показана связь с моделью блужданий Леви и модифицированной моделью Шера – Монтролла [5] для неупорядоченных полупроводников. Подробно исследуется случай дисперсионного транспорта инжектированных носителей в нанокompозитах с сильно неоднородным (самоподобным) распределением локализованных состояний. Установлены критерии, позволяющие определять параметры пространственного распределения ловушек по кривым переходного тока. В случае прыжкового транспорта с мгновенными перескоками Леви наблюдается более затянутый переход между допролетной и послепролетной асимптотиками. При этом дисперсионный параметр можно определить по наклонам переходного тока в двойном логарифмическом масштабе, как в стандартной модели дисперсионного транспорта [5], а параметр фрактального распределения можно извлечь из степенной зависимости времени пролета от ширины образца L . Для случая блуждания Леви наблюдаются кривые переходного тока с плато и медленно затухающим степенным хвостом. Плато возникает из-за баллистического транспорта вдоль нанотрубок, а степенная релаксация – вследствие локализации носителей заряда. Теоретические результаты сопоставляются с экспериментальными данными, полученными с помощью времяпролетного эксперимента и метода импедансной спектроскопии.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект FNRМ-2021-0002).

[1] P.J. Harris, *International Materials Reviews*, **49**, 31 (2004).

[2] M. Jouni et al., *Carbon*, **76**, 10 (2014).

[3] L. Hu, D.S. Hecht, G. Grüner, *Nano letters*, **4**, 2513 (2004).

[4] H. Bässler, *Physica Status Solidi B*, 175 (1993).

[5] R.T. Sibatov, *R.T. Mathematics*, **8**, 1991 (2020).

Объединенное исследование алмазных пластин для определения концентраций NV-дефектов

Скоморохов А.М.^{1,2}, Вейшторг И.П.^{1,2}, Анисимов А.Н.^{1,2}

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

²Северный (Арктический) федеральный университет, 163001, Архангельск, наб. Северной Двины, 17

Уникальные свойства центров окраски в алмазе, а именно существование механизма оптически индуцированного выстраивания населенностей спиновых подуровней в широком диапазоне позволяют применять NV-дефекты в таких быстро развивающихся областях, как магнитометрия, квантовая оптика или биомедицина. NV-центр представляет собой дефект в кристаллической решетке, состоящий из вакансии и ближайшего соседнего однозамещенного атома азота. Система из пяти электронов называется нейтральным NV-центром (NV^0) и может захватить один электрон от ближайшего атома азота, создав тем самым отрицательно заряженные (NV^-) центры. Такие центры принято называть просто NV-центрами.

Уже много лет работают над созданием больших концентраций отрицательно заряженных азотно-вакансионных центров (NV^-) в монокристаллах алмаза при помощи нейтронного и электронного облучения, а также дальнейшего термического отжига в пошаговом режиме. В одной из самых последних работ по анализу концентраций азотных центров в алмазе с помощью электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) было показано значение эффективного преобразования, которое доходило до 17.5% [1].

В данной работе было выполнено исследование алмазной пластины размером 4 на 4 мм, которая была получена методом высокотемпературного отжига при высоком давлении (НРТР). Пластина была облучена электронами с концентрацией 10^{18} см^{-2} , после чего пластина была подвержена отжигу при температуре 800 °С, что позволило получить высокую концентрацию отрицательно заряженных NV-центров. Для полноценного анализа концентраций азотных центров в алмазе были записаны спектры фотолюминесценции (ФЛ), спектры электронного парамагнитного резонанса, ИК-спектры, а также был получен сигнал оптически детектируемого магнитного резонанса (ОДМР). Такие исследования позволили произвести количественный и качественный анализ для промышленного производства алмазных пластин с высокой концентрацией NV-центров.

Исследование было частично поддержано государственным заданием Российской Федерации № ФСРУ-2021-0008.

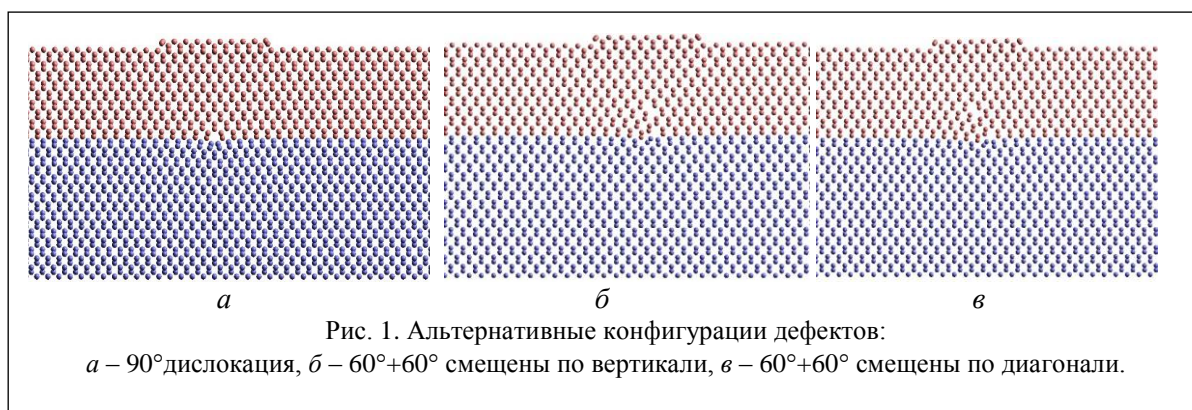
[1] S. Kollarics et al., *Carbon*, **188**, 393–400 (2022).

Альтернативные механизмы релаксации упругих напряжений в гетероэпитаксиальной структуре Ge/Si(001)

Трушин О.С.

ЯФ ФТИАН им. К.А. Валиева РАН, 150007, Ярославль

Гетероэпитаксиальные системы Ge/Si(001) играют важную роль в современной полупроводниковой технике и оптоэлектронике. Общеизвестной проблемой таких систем является образование дефектов при выращивании и последующих термообработках. Стандартный взгляд на природу дефектообразования в структуре Ge/Si предполагает релаксацию упругих напряжений в этой системе путем зарождения 90° дислокации в результате слияния двух 60° дислокаций в зеркальных плоскостях [1]. Однако современные экспериментальные исследования с использованием просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения дают противоречивую информацию о существовании дефектов с более сложной структурой ядра [2]. Основной целью данной работы было прояснить этот вопрос с помощью атомистического компьютерного моделирования с использованием 3-частичного потенциала Стиллинджера – Вебера. Комбинируя модифицированные методы DRAG и NEB [3], удалось провести систематическое сравнение путей минимальной энергии для зарождения дислокаций с различной структурой ядра в системе Ge/Si(001). Модельная система для ГЦК(100)-геометрии состояла из 31 атомного слоя подложки и 17 пленочных слоев с латеральными размерами 50×3 атомных рядов, так что максимальное число атомов в модели достигало 75 000.



Сравнение энергетических профилей для трех альтернативных путей перехода, различающихся конфигурацией конечного состояния (рис. 1), показывает, что все представленные виды дефектов действительно являются локальными минимумами, но стандартная 90° дислокация является более энергетически выгодной. Таким образом, все эти дефекты могут присутствовать в экспериментальных образцах, но с разной вероятностью и появление альтернативных видов дефектов может быть обусловлено кинетикой процесса роста пленки.

Работа выполнена в рамках государственного задания ФТИАН им. К.А. Валиева РАН Минобрнауки РФ по теме № FFNN-2022-0018.

[1] Y.B. Bolkhovityanov et al., *Phys.-Usp.*, **44**, 655 (2001).

[2] A. Marzegalli et al., *Phys. Rev. B.*, **88**, 165418-(6) (2013).

[3] O.S. Trushin, *Proc. of SPIE*, **12157**, 121571-D1 (2022).

Фотонное эхо на внутрицентровых переходах мелких доноров в Ge

Цыпленков В.В., Шастин В.Н.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

В работе проведено моделирование динамики поляризуемости в германии, легированном мелкими донорами, при резонансном внутрицентровом оптическом возбуждении парой импульсов при различных величинах неоднородного уширения примесных переходов и учете релаксации населенности и когерентности в среде. Теоретическое описание строилось в рамках полуклассической модели [1], в которой примесный атом считался двухуровневой квантовой системой, электро-

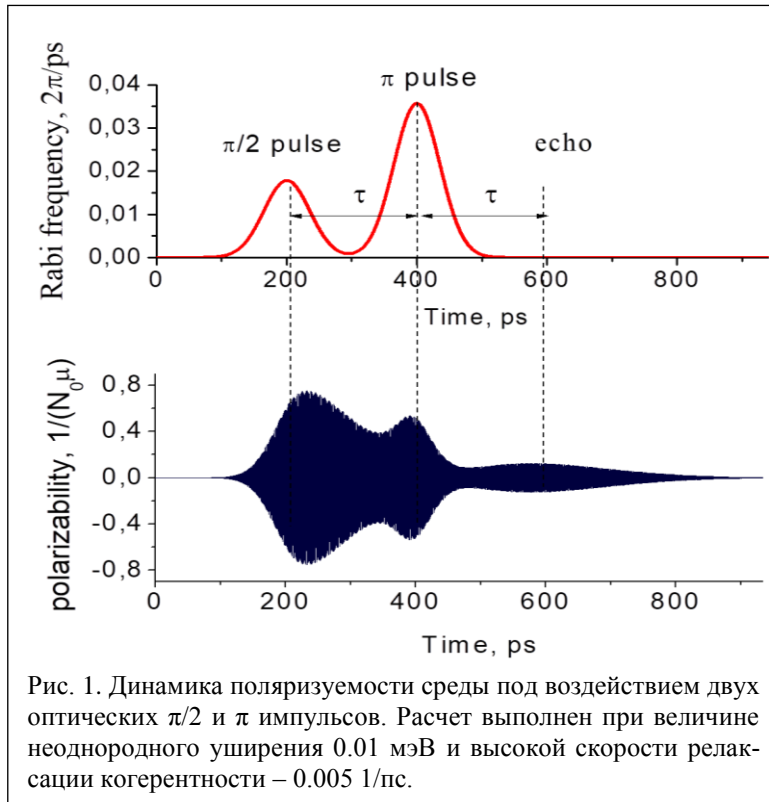


Рис. 1. Динамика поляризуемости среды под воздействием двух оптических $\pi/2$ и π импульсов. Расчет выполнен при величине неоднородного уширения 0.01 мэВ и высокой скорости релаксации когерентности – 0.005 1/пс.

магнитное поле же (два последовательных импульса электромагнитного излучения на частоте близкой к частоте примесного перехода) описывалось классически. Использовалось приближение вращающейся волны [1]. Проведены оценки скорости релаксации когерентности в Ge:As при возбуждении примесей на двух различных переходах, разрешенных в электродипольном приближении ($1s(A_1)-2p_0$ и $1s(A_1)-2p_{\pm}$), в зависимости от температуры решетки кристалла. Показано, что температура является критическим фактором для наблюдения эффекта фотонного эха, так как скорость релаксации когерентности сильно зависит от нее. Показано, что при значениях величины неоднородного уширения примесных переходов, соответствующих концентрации легирования порядка $10^{14}-10^{15}$ см⁻³, длительности импульсов возбужде-

ния порядка 100 пс (соответствует длительности импульсов Новосибирского лазера на свободных электронах) и наличию в системе достаточно быстрой релаксации, эффект фотонного эха все равно может быть наблюдаем (рис. 1). Однако использование источников с более короткими импульсами значительно повышает шансы успешного наблюдения эффекта. Когерентные суперпозиции в Ge:As, возбуждаемые на переходе $1s(A_1)-2p_0$, имеют большее время релаксации когерентности, что, с одной стороны, увеличивает шансы наблюдения эффекта по сравнению со случаем возбуждения на переходах $1s(A_1)-2p_{\pm}$. Однако переход $1s(A_1)-2p_{\pm}$ имеет заметно большее значение матричного элемента, что позволяет использовать меньшие значения мощности оптических импульсов. Это приводит к меньшему нагреву образца, а следовательно, меньшему увеличению скорости релаксации когерентности. Поэтому трудно указать более перспективный для успешной реализации эксперимента переход, так как определяющее значение будет иметь скорость отвода тепла от образца, что сильно зависит от конкретной конфигурации эксперимента.

Работа поддержана РФФ (соглашение № 19-72-20163).

[1] Скалли М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика. М.: Физматлит, 2003.

Лазерное воздействие на одиночные люминесцентные центры, сформированные ядрами частичных дислокаций в CdTe

Ченцов С.И., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Аминев Д.Ф., Онищенко Е.Е., Клоков А.Ю.

ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

Протяженные дефекты, такие как дислокации, играют существенную роль в современных технологиях полупроводниковых материалов группы A_2B_6 . Влияние дислокаций на свойства объемных материалов и низкоразмерных систем определяется формированием электронных уровней в запрещенной зоне объемного полупроводника. Несмотря на наличие исчерпывающих данных о структуре дислокаций, проблема управления спектром их электронных состояний до сих пор остается открытой. По этой причине актуальным является поиск методов адресного воздействия на дислокации в материалах A_2B_6 , при которых сохраняются основные свойства невозмущенной решетки полупроводника.

В работе исследовались релаксированные плёнки CdTe/Si и CdTe/GaAs толщиной 5.5 мкм, полученные с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии и применяемые в качестве подложек для HgCdTe. Рост производился в Институте физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН. В пленках присутствовали частичные дислокации, плотность которых составляла 10^6 – 10^7 см⁻¹.

Измерения спектров микрофотолюминесценции (МФЛ) проводились в геометрии «на отражение» при температуре 5 К. Пространственное разрешение составляло ~ 2 мкм. Помещённые в гелиевый криостат образцы возбуждались излучением стационарного лазера с длиной волны 532 нм. Для лазерного воздействия в схему встраивались или инфракрасный импульсный лазер с длиной волны 1053 нм (длительность импульса 5 нс), или зеленый импульсный лазер с длиной волны 532 нм (длительность импульса 0.5 нс).

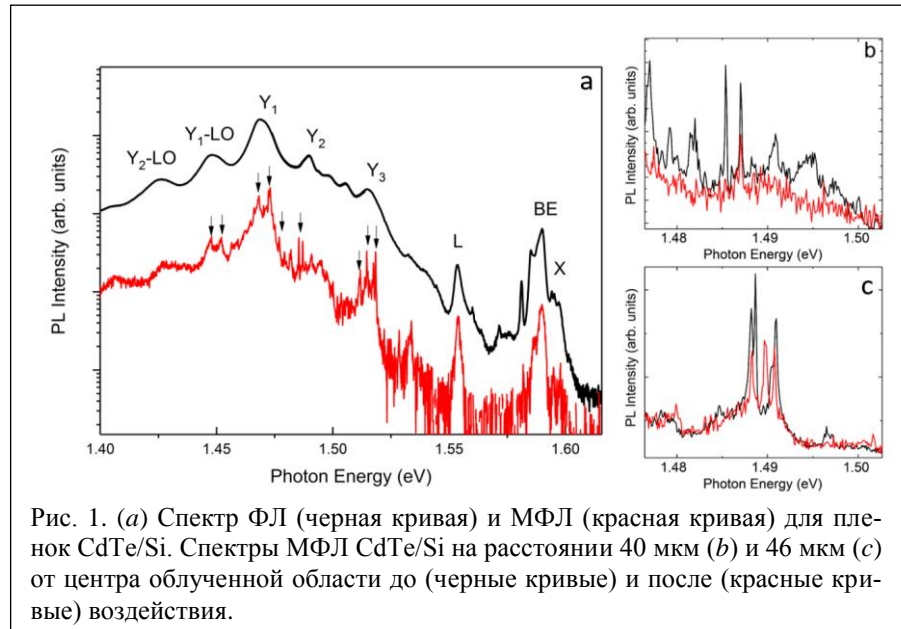


Рис. 1. (a) Спектр ФЛ (черная кривая) и МФЛ (красная кривая) для пленок CdTe/Si. Спектры МФЛ CdTe/Si на расстоянии 40 мкм (b) и 46 мкм (c) от центра облученной области до (черные кривые) и после (красные кривые) воздействия.

С помощью данной установки были проведены эксперименты по воздействию импульсным лазерным излучением на теллурид кадмия, в которых для in-situ контроля дислокационных состояний анализировались спектры излучения одиночных люминесцентных центров, сформированных дислокационными ядрами. Показано, что при температуре 5 К использование лазерного излучения с длиной волны 1053 нм позволяет локально перестраивать структуру дислокационных ядер, не воздействуя на невозмущенную кристаллическую решетку CdTe. Перестройка структуры дислокационных ядер начинает проявляться при импульсной плотности мощности $W = 0.08 \cdot 10^5$ Дж/см² и становится существенной при $W = 0.12 \cdot 10^5$ Дж/см². Полученные результаты создают предпосылки для создания методов адресного воздействия на дислокации в A_2B_6 , при котором сохраняются основные свойства невозмущенной решетки объемного полупроводника или полупроводниковой гетероструктуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 19-32-90176).

Кинетика неравновесных состояний двойных доноров в кремнии

Шастин В.Н.¹, Жукавин Р.Х.¹, Бушуйкин П.А.¹, Ковалевский К.А.¹, Цыпленков В.В.¹,
Бекин Н.А.¹, Deßmann N.², Астров Ю.А.³

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²FELIX Laboratory, Radboud University, Nijmegen 6525 ED, The Netherland

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Двойные доноры в кремнии, такие как междоузельный центр магния Mg и центры замещения VI группы (сера, S, селен, Se и теллур, Te), вызывают значительный интерес в связи с поиском и

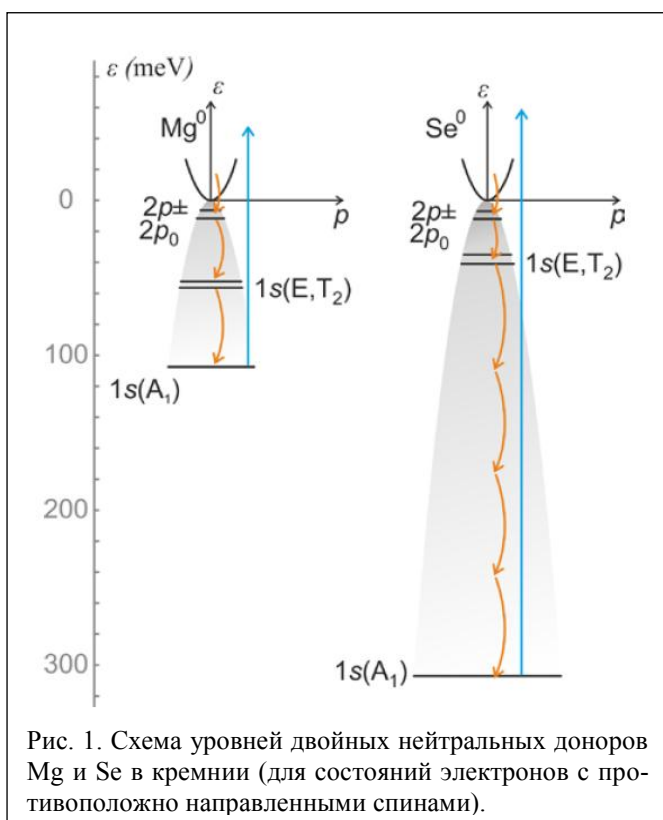


Рис. 1. Схема уровней двойных нейтральных доноров Mg и Se в кремнии (для состояний электронов с противоположно направленными спинами).

изучением новых схем спиновых кубитов [1]. В докладе будут представлены результаты экспериментального и теоретического исследования фонов-зависимых процессов релаксации/распада сильно неравновесных оптически возбуждаемых состояний указанных кулоновских центров в условиях низких температур $T < 30$ К, когда можно ограничиться рассмотрением их нейтрального зарядового состояния. Наибольший интерес вызывают сравнительные данные измерений темпов релаксации *пара* (спин-синглет) и *орто* (спин-триплет) состояний $2p$ и $1s$ (E , T_2). Измерения выполнены методом пробного импульса (pump-probe technique) [2]. При этом в случае изучения нижних возбужденных $1s(T_2)$ состояний впервые использована двухчастотная версия такого метода. Показано, что время жизни *орто*-состояний селена в кремнии (~ 100 нс) существенно превышает таковое для *пара*-

состояний (~ 4 нс). Исследована зависимость этого параметра от одноосной деформации сжатия кристалла кремния по оси [100]. При одноосном сжатии время жизни увеличивается до 700 нс (при давлении 2 кбар).

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 19-72-20163).

[1] K.J. Morse et al., *Science Advances* **3**, e1700930 (2017).

[2] S.G. Pavlov et al., *Phys. Rev. B* **94**, 075208 (2016).

Секция 8

**ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
(СВЧ и терагерцовый диапазон)**

The frequency of current fluctuations in two-valley semiconductors in an external electric and strong magnetic ($\mu H > c$) fields

Hasanov E.R.^{1,2}, Khalilova Sh.G.², Mammadova G.M.², Alakbarov A.I.²

¹*Baku State University, Baku, str. Acad. Z. Khalilov 23, Azerbaijan Republic*

²*Institute of Physics, ANAS, AZ-1143, Baku, H. Javid 131, Azerbaijan Republic*

In theoretical works [1-4], current oscillations in two-valley semiconductors of the GaAs type in an external electric field, and in an external electric and strong magnetic fields are investigated by solving the Boltzmann kinetic equation. In these works, the critical values of the electric and magnetic fields were calculated from the condition

$$\frac{dj}{dE} = \sigma_d = 0 \quad (1)$$

(j is the current flux density, E is the electric field, σ_d is the differential conductivity). However, from condition (1) it is impossible to determine the frequency of the current oscillation. Therefore, it is of great interest to determine the current fluctuation in the presence of condition (1). In this theoretical work, we will calculate the frequency of current oscillation and the critical value of the electric and magnetic fields by applying the Boltzmann kinetic equation. We will theoretically analyze the influence of a strong magnetic field on the Gunn effect, taking into account the intervalley scattering, and calculate the frequency of the current oscillation under the above conditions by solving the Boltzmann kinetic equation. When obtaining an expression for the current density

$$j'_z = \frac{8nc^2 m_a^{1/2}}{3\sqrt{2}\Gamma(\frac{3}{2})} \frac{E'_z}{H^2} \cdot \frac{\alpha_a^{-1/4}}{1 + \gamma_z^{-3/2} Z^{3/4} \beta} \left\{ 1 + \gamma_z^{-2} \beta + \frac{e^2 l_a^2 \alpha_a^{1/2}}{2c^2 m_a} H^2 \Gamma(\frac{3}{2}) \left[1 + \gamma_z^{-1} z^{1/2} \beta \right] \right\}$$

we direct the electric field and the magnetic field H_0 as follows $\vec{E}_0 = \vec{h}E_0$, $\vec{H}_0 = \vec{h}H_0$. The E_x value is obtained from the following condition $\frac{dj'_z}{dE'_x} = 0$. When estimating E_x^2 for GaAs, the value

$E_x^2 = 43,84 \left(\frac{V}{sm} \right)^2$. For all strong electric fields $E \gg E_x$ quite satisfied. Let's calculate the current oscillation frequencies. For increasing oscillations

$$\omega = -\frac{ck_z E_0}{2H_0} + i \frac{ck_z E_0}{H_0} \left(\frac{L_z}{L_y} \right)^{1/2} = \omega_0 + i\gamma$$

From last one it can be seen that in the crystal $L_y > 4L_z$, $\gamma \ll \omega_0$.

In valley semiconductors of the GaAs type, current fluctuations occur under the influence of an external electric and strong ($\mu H_0 \gg c$) magnetic field. The frequency of this oscillation ω_0 is close to the frequency of the Gunn effect, i.e. $\omega_0 \sim 10^7 \div 10^9$ Hz. This proves that the application of the Boltzmann equation is quite valid, although the Boltzmann equation in strong fields is not always applicable. Directing $E_0 = \vec{i}E_0$, $E_0 = \vec{j}E_0$, $H_0 = \vec{i}H_0$, $H_0 = \vec{j}H_0$, one can carry out a theoretical calculation and determine the critical value of the electric field (including the magnetic field) and the frequency of the current oscillation. Of course, with such calculations, conditions ($L_y > 4L_z$) will certainly change. A theoretical analysis of current fluctuations in multi-valley semiconductors of the GaAs type shows that the size of the sample during current fluctuations is significant. This fact was confirmed in Gunn's experiment.

[1] B.K. Ridley, T.B. Watkinc, *Proc. Phys. Soc.* 78, 293 (1961).

[2] C.H. Hilsum, *Proc. I.R.E.* 50, 185 (1962).

[3] A.I. Anselm, *Introduction to the theory of semiconductors. Moscow.* (1962).

[4] A.B. Davydov, *JETP.* 7, 1069 (1937).

Фотосопротивление сильно вязкой электронной жидкости в магнитном поле: вязкоупругий резонанс и эффекты памяти

Алексеев П.С., Алексеева А.П.

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

В проводниках с малой плотностью дефектов межэлектронное взаимодействие может приводить к формированию вязкой электронной жидкости. Такая жидкость была недавно обнаружена в графене, вейлевских полуметаллах и высокоподвижных GaAs квантовых ямах.

В ферми-жидкостях при достаточно сильном межчастичном взаимодействии важную роль в её динамике играют внутренние сдвиговые напряжения и становится возможным распространение поперечных волн сдвиговой деформации, характерных для твёрдых тел [1]. Жидкости в таком режиме обычно называют сильно вязкими. Теория поперечных волн в сильно вязкой электронной ферми-жидкости в магнитном поле развита в работах [2–4]. В пределе большой силы межэлектронного взаимодействия эти волны описываются гидродинамически: уравнениями Навье – Стокса с комплексными коэффициентами вязкости [2]. В магнитном поле коэффициенты вязкости имеют резонанс на удвоенной циклотронной частоте, связанный с собственной динамикой вязких напряжений [4]. Такой «вязкоупругий» резонанс проявляется в законе дисперсии поперечных волн и в отклике жидкости на радиочастотное поле [2, 3].

В работе [5] была развита теория нелинейного магнетотранспорта в сильно вязкой электронной жидкости в области частот вдали от вязкоупругого резонанса, когда динамика жидкости является почти упругой. Показано, что эффекты памяти при столкновениях квазичастиц электронной ферми-жидкости в магнитном поле приводят к запаздывающей релаксации тензора вязких напряжений жидкости. Скорость такой релаксации зависит от амплитуды и профиля течения. Рассчитанное фотосопротивление жидкости в длинном образце как функция магнитного поля имеет осцилляции, которые совпадают по многим свойствам с наблюдаемыми осцилляциями фотосопротивления наиболее качественных GaAs квантовых ям (эффект MIRO).

Теория [5] недавно была расширена на область частот в окрестности резонанса. Было показано, что эффекты памяти при столкновениях квазичастиц влияют не только на релаксацию, но и на энергию взаимодействия квазичастиц. Соответствующее запаздывающее слагаемое в гидродинамических уравнениях приводит к осцилляциям фотосопротивления, похожим на те, к которым приводят релаксационные слагаемые вследствие эффектов памяти [4]. Однако фотосопротивление из-за возмущения энергии межчастичного взаимодействия, кроме осцилляций, имеет также сильную асимметричную особенность на частоте вязкоупругого резонанса. Анализ показывает, что полученная особенность, по-видимому, отвечает аномальному пику в фотосопротивлении, который наблюдался на удвоенной циклотронной частоте на фоне осцилляций MIRO в электронной жидкости в наиболее чистых квантовых ямах GaAs. Тем самым предложен конкретный микроскопический механизм этого пика в фотосопротивлении, до этого объяснённого только качественно на основе макроскопических гидродинамических уравнений [3].

Полученные результаты свидетельствуют о том, что двумерные электроны в наиболее качественных квантовых ямах GaAs формируют сильно вязкую жидкость.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-72-10111-П.

[1] Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Статистическая физика 2* (М., Физматлит, 2004).

[2] П.С. Алексеев, *ФТП* **53**, 1405 (2019).

[3] P.S. Alekseev, A.P. Alekseeva, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 236801 (2019).

[4] P.S. Alekseev, *Phys. Rev. B* **98**, 165440 (2018).

[5] P.S. Alekseev, A.P. Alekseeva, *arXiv:2105.01035* (2021).

Поперечные плазменные волны в двумерной электронной системе с задним затвором

Андреев И.В., Муравьев В.М., Семенов Н.Д., Гусихин П.А., Кукушкин И.В.

*ИФТТ им. Ю.А. Осипьяна РАН,
142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2*

Резонансное поглощение микроволнового электромагнитного излучения двумерной электронной системой (ДЭС) возможно при помощи двух основных механизмов: возбуждения обычных продольных плазменных волн и возбуждения недавно открытых [1, 2] поперечных плазменных волн.

В данной работе исследована магнитодисперсия гибридных поперечных плазмон-поляритонных возбуждений в образцах ДЭС большого (до 7 мм) латерального размера с задним затвором по данным спектроскопии микроволнового поглощения в геометрии Фарадея (волновой вектор падающей электромагнитной волны и магнитное поле перпендикулярны плоскости ДЭС). Эксперименты проводились на высококачественных гетероструктурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. Исследовано взаимодействие поперечных плазменных волн в ДЭС с фотонными модами (резонансами Фабри – Перо) полупроводниковой подложки. Показано, что в малых магнитных полях нижайшее плазмон-поляритонное возбуждение следует магнитодисперсии перенормированного из-за эффектов запаздывания циклотронного резонанса [3]. Исследована гибридизация плазменных волн с резонансами Фабри – Перо, установлено, что латеральный размер ДЭС не оказывает влияния на закон дисперсии поперечных плазмон-поляритонов.

Установлены конкретные законы влияния таких параметров, как толщина подложки и электронная плотность, на магнитополевое поведение и ширину линии гибридных плазмон-поляритонных мод. Показано, что увеличение как электронной плотности, так и толщины подложки, приводит к росту силы взаимодействия поперечных плазменных мод с резонансами подложки Фабри – Перо. Этот результат позволяет охарактеризовать механизмы взаимодействия поперечных плазменных волн со светом и в силу этого важен для инженерии плазмон-фотонных интегральных структур на чипе.

[1] P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **102**, 121404(R) (2020).

[2] A. Shuvaev, V.M. Muravev, P.A. Gusikhin, J. Gospodarič, A. Pimenov, and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. Lett.* **126**, 136801 (2021).

[3] A.A. Zabolotnykh and V.A. Volkov, *Phys. Rev. B* **103**, 125301 (2021).

Релятивистская перенормировка спектра магнитоплазмонов в двумерных электронных системах с сильным экранированием

Андреев И.В., Муравьев В.М., Семенов Н.Д., Кукушкин И.В.

*ИФТТ им. Ю.А. Осипьяна РАН,
142432, Московская обл., г. Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2*

Исследование свойств плазменных и магнитоплазменных возбуждений в двумерных электронных системах (ДЭС) и их взаимодействие со светом представляет большое значение для создания новых систем интегральной электроники и фотоники на чипе. При этом особый интерес представляют плазмоны в ДЭС, оснащённых металлическим затвором, так как при помощи затвора возможно управлять их резонансной частотой. Когда скорость плазмонов в ДЭС становится сравнимой со скоростью света, релятивистские эффекты приводят к значительной перенормировке из спектра. До настоящего времени считалось, что скорость экранированных плазмонов в ДЭС в практически доступных образцах существенно меньше скорости света, и релятивистские эффекты для них не рассматривались.

В настоящей работе экспериментально исследованы плазменные возбуждения в дисках ДЭС на основе гетероструктур GaAs/AlGaAs с затвором, нанесённым на заднюю сторону полупроводниковой подложки. Благодаря тщательному подбору таких параметров, как плотность двумерных электронов, толщина подложки и диаметр диска, в эксперименте одновременно удалось реализовать режим сильного запаздывания и сильного экранирования.

Исследовано влияние эффектов запаздывания на плазменную частоту экранированных плазмонов в нулевом магнитном поле и на их поведение в магнитном поле. Установлено, что влияние эффектов запаздывания на спектр двумерных экранированных плазмонов как в нулевом, так и в ненулевом магнитном поле можно описать перенормировкой единственного параметра – эффективной массы носителей заряда. При этом закон магнитодисперсии для перенормированных величин сохраняет свой вид. Перенормировкой массы электрона можно управлять, изменяя плотность электронов или толщину подложки. Также показано, что взаимодействие экранированных плазмонов со светом для тех же значений параметра запаздывания значительно сильнее, чем для неэкранированных плазмонов. Полученные экспериментальные результаты хорошо согласуются с существующими теоретическими предсказаниями [1–3].

[1] Yu.A. Kosevich, A.M. Kosevich, J.C. Granada, *Phys. Lett. A* **127**, 52 (1988).

[2] А.В. Чаплик, *Письма в ЖЭТФ* **101**, 602 (2015).

[3] A.A. Zabolotnykh and V.A. Volkov, *Phys. Rev. B* **103**, 125301 (2021).

Температурные зависимости мощностных характеристик квантово-каскадных лазеров терагерцевого диапазона

Белов Д.А.¹, Иконников А.В.¹, Пушкарёв С.С.², Галиев Р.Р.², Пономарёв Д.С.², Хохлов Д.Р.¹, Ушаков Д.В.³, Афоненко А.А.³, Морозов С.В.⁴, Гавриленко В.И.⁴, Хабибуллин Р.А.^{2,5}

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

²ИСВЧПЭ им. В.Г. Мокерова РАН, 117105, Москва, Нагорный пр., 7/5

³БГУ, 220030, Минск, пр. Независимости, 4, Беларусь

⁴ИФМ РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

⁵ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Квантово-каскадные лазеры (ТГц ККЛ) являются на сегодняшний день одним из наиболее перспективных типов источников излучения терагерцевого спектрального диапазона. Основным препятствием, стоящим на пути повсеместного применения таких лазеров, является их относительно невысокая рабочая температура (текущий рекорд в 250 К был поставлен в 2020 году [1]). Очевидно, что для создания ТГц ККЛ, способных работать при комнатной температуре, необходимо понимание механизмов их температурной деградации.

В настоящей работе изучались температурные зависимости мощностных характеристик ТГц ККЛ с резонансно-фононным дизайном с целью определения доминирующих механизмов деградации при высоких температурах. Исследуемые лазеры, излучающие на частотах 2.3, 3.2 и 4.1 ТГц, были изготовлены в ИСВЧПЭ РАН на основе активной области из GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As и работали в импульсном режиме при длительностях импульсов 1.5–9 мкс с частотой повторения 20 Гц. Была проведена серия измерений зависимостей выходной мощности лазеров от рабочего тока ($L-I$) в широком диапазоне температур 4.2–120 К. Анализ проводился по методике, предложенной в работе [2]. Построенные в соответствии с этой методикой графики Аррениуса зависимости нормированной выходной мощности лазеров от температуры показали, что доминирующий механизм деградации носит термоактивационный характер, о чём свидетельствует наличие линейного участка на графике при высоких температурах. Энергия активации этого механизма в сумме с энергией ТГц фотона оказывается очень близка к энергии продольного оптического (LO) фонона в GaAs. Из этого следует, что основным механизмом температурной деградации в исследуемых ККЛ является температурная активация испускания LO -фононов «горячими» электронами с верхнего лазерного уровня. Точность совпадения полученных энергий с энергией LO -фонона зависела от длины импульса излучения, причём лучшее согласие достигалось при промежуточном значении 4.5 мкс. Это может быть объяснено уменьшением эффективной длины импульса излучения с увеличением температуры для более длинных импульсов и конечным временем выхода импульса излучения на заданное значение для более коротких.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ № 21-72-30020. Д.А. Белов благодарит за поддержку фонд «БАЗИС» (грант № 21-2-9-45-1).

[1] A. Khalatpour et al., *Nat. Photonics*, **15**, 16–20 (2021).

[2] A. Albo, Q. Hu, *Applied Physics Letters*, **106**, 131108 (2015).

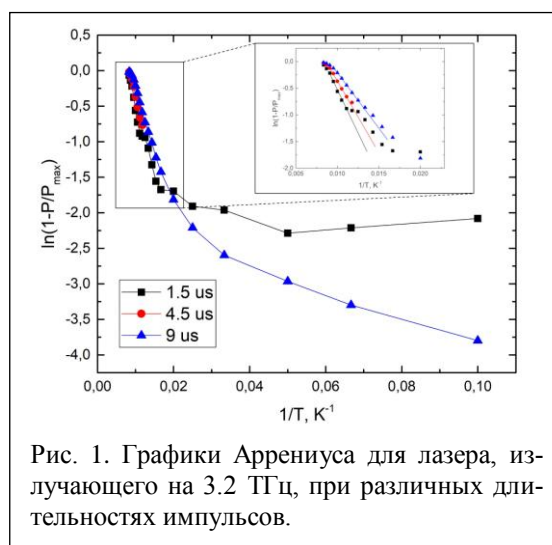


Рис. 1. Графики Аррениуса для лазера, излучающего на 3.2 ТГц, при различных длительностях импульсов.

Фототоки в графеновых латеральных сверхрешетках

Бельков В.В.¹, Качоровский В.Ю.¹, Голуб Л.Е.¹, Поташин С.О.¹, Горбенко И.В.¹,
Ганичев С.Д.²

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

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

В работе исследовались фотоэлектрические явления в графеновых структурах с двумя периодическими затворными решетками, вложенными друг в друга (DDG – dual grating gate structures). Такие решетки позволяют пространственно модулировать как прикладываемое к структуре затворное напряжение, так и амплитуду действующего на электроны ближнего поля возбуждающего терагерцового излучения. В случае асимметричной затворной структуры в образце возможна генерация постоянного фототока (так называемый эффект храповика). Амплитуда и направление фототока j определяется параметром асимметрии структуры Ξ :

$$j \propto \Xi = \overline{|\mathbf{E}(x, t)|^2 \frac{dU(x)}{dx}},$$

где x – координата в направлении, перпендикулярном затворным электродам, $dU(x)/dx$ – производная электростатического потенциала $U(x)$, приложенного к структуре посредством затворных решеток, $\mathbf{E}(x, t)$ – электрическое поле возбуждающего терагерцового излучения, а верхняя черта в правой части означает усреднение по координате x и времени t .

Экспериментально исследовались структуры на основе моно- и бислойного графена, в качестве источника фотовозбуждения использовался ТГц непрерывный лазер (частота излучения в диапазоне 0.63 ÷ 2.54 ТГц). Температура исследуемых структур T варьировалась в диапазоне 1.5 ÷ 150 К.

Данные исследования фототоков в структурах на основе бислойного графена показывают, что охлаждение образца от 150 до 4.2 К сопровождается радикальным изменением частотной зависимости фотоотклика: при высокой T фототок пропорционален $1/\omega^2$, тогда как при гелиевой температуре $j \propto 1/\omega^6$. Результаты развитой в работе теории показывают, что вид частотной зависимости фототока, обусловленного эффектом храповика, существенно изменяется при варьировании соотношения скоростей электрон-примесного и электрон-электронного рассеяния. Теория предсказывает, что в гидродинамическом режиме, когда преобладает электрон-электронное рассеяние, реализуется зависимость $1/\omega^6$, а для дрейфово-диффузионного приближения характерно поведение $1/\omega^2$. Таким образом, наше экспериментальное наблюдение чрезвычайно резкой частотной зависимости при $T = 4.2$ К свидетельствует о реализации гидродинамического режима [1].

В DGG-структурах на основе монослойного графена наблюдался магнитный квантовый эффект храповика. Генерируемый при приложении поперечного магнитного поля \mathbf{B} фототок демонстрирует периодические по $1/B$ знакопеременные магнитоосцилляции. Амплитуда осцилляций существенно превосходит величину фототока при $B = 0$. Изучена также зависимость фотоотклика от состояния поляризации возбуждающего излучения, в частности обнаружено, что изменение знака степени циркулярной поляризации излучения приводит к инверсии направления фототока. Развитая теория позволила объяснить экспериментально наблюдаемое гигантское увеличение эффекта храповика в режиме осцилляций Шубникова – де Гааза [2]. Показано, что усиление эффекта по сравнению со случаем нулевого магнитного поля может достигать двух порядков. Теория хорошо описывает практически все полученные экспериментальные результаты, в том числе и поляризационную зависимость эффекта.

[1] E. Mönch, S. Potashin, L. Golub, V. Kachorovskii, V. Bel'kov et al., *Phys. Rev. B*, **105**, 045404 (2022).

[2] S. Hubmann, V. Bel'kov, L. Golub, V. Kachorovskii et al., *Phys. Rev. Research*, **2**, 033186 (2020).

Флоке-инженерия экситонов в полупроводниковых наноструктурах

Боев М.В.^{1,2}, Ковалев В.М.^{1,2}, Иорш И.В.^{2,3}, Кибис О.В.²

¹Институт физики полупроводников СО РАН, 630090, Новосибирск

²Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск

³Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург

Использование высокочастотного нерезонансного электромагнитного поля в качестве инструмента управления физическими свойствами наноструктур, базирующееся на теории Флоке периодически возбуждаемых квантовых систем (флоке-инженерия), в последнее десятилетие стало одним из бурно развивающихся направлений современной физики [1].

В ранее проведенных исследованиях, в частности, было показано, что нерезонансное циркулярно поляризованное электромагнитное поле может модифицировать отталкивающие потенциалы в наноструктурах, приводя к появлению локального минимума потенциальной энергии в самой сердцевине отталкивающего потенциала [2–5]. Зеркально-асимметричная ситуация возникает в случае притягивающего кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой в экситоне: в этом случае электромагнитное поле приводит к появлению локального максимума потенциальной энергии в самой сердцевине притягивающего потенциала, так что модифицированный потенциал электронно-дырочного взаимодействия приобретает характерный профиль «мексиканской шляпы». В случае электронно-дырочной пары (экситон) этот локальный максимум потенциала электронно-дырочного взаимодействия приводит к появлению эффективного отталкивания электрона и дырки в области малых расстояний между ними. Как следствие, уменьшается энергия связи экситона и увеличивается его излучательное время жизни [6]. Поскольку оптические свойства полупроводниковых наноструктур при низких температурах в основном определяются экситонным спектром, то обсуждаемые эффекты создают предпосылки для тонкой настройки оптических характеристик различных оптоэлектронных приборов посредством высокочастотного электромагнитного поля. Это представляется важным с точки зрения возможных приборных приложений, поскольку такой высокочастотный метод настройки является существенно более быстрым по сравнению с традиционно используемым электростатическим методом контроля экситонных характеристик, основанным на эффекте Штарка.

Теория Флоке, описывающая взаимодействие экситонов с высокочастотным циркулярно поляризованным полем, развита для таких наноструктур, как полупроводниковые квантовые точки и полупроводниковые квантовые ямы.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 20-02-00084).

[1] T. Oka and S. Kitamura, *Annu. Rev. Condens. Matter. Phys.*, 10, 387 (2019).

[2] O.V. Kibis, *Phys. Rev. B*, 99, 235416 (2019).

[3] O.V. Kibis, M.V. Boev and V.M. Kovalev, *Phys. Rev. B*, 102, 075412 (2020).

[4] I.V. Iorsh and O.V. Kibis, *J. Phys.: Condens. Matter.*, 33, 495302 (2021).

[5] O.V. Kibis, M.V. Boev and V.M. Kovalev, *Opt. Lett.*, 46, 5316 (2021).

[6] V.M. Kovalev, M.V. Boev and O.V. Kibis, *J. Phys.: Condens. Matter.*, 34, 205301 (2022).

Краевые токи в двумерных системах, индуцированные высокочастотным электрическим полем

Дурнев М.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 196041, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Фотоэлектрические явления в двумерных материалах активно изучаются в последнее время, в том числе с целью разработки и создания эффективных фотодетекторов и фотопреобразователей [1]. Постоянный электрический ток как отклик на переменное падающее поле возникает при отсутствии пространственной инверсии в образце, которое может быть связано с кристаллической решёткой, волновым вектором падающего фотона, р-п-переходом или асимметричным электростатическим потенциалом [2]. Кроме того, пространственная инверсия естественным образом нарушается на краю двумерного образца и, следовательно, вблизи края также может течь постоянный электрический ток. С уменьшением размера образца роль краёв возрастает, и, следовательно, можно ожидать, что краевые токи будут определять фотоотклик образцов наноразмеров. При этом измерение величины и направления краевых токов может быть использовано для детектирования излучения терагерцового и инфракрасного диапазонов и его поляризации.

В докладе будут представлены результаты теоретического и экспериментального исследований постоянного тока, возникающего при освещении края двумерной системы переменным электрическим полем. Будут рассмотрены различные механизмы генерации и продемонстрирована микроскопическая теория краевых фототоков. В частности, в проводящих двумерных системах (например, легированном графене) краевой ток возникает за счёт выпрямления «объёмного» переменного тока краем. В докладе будут рассмотрены механизмы такого выпрямления и построена микроскопическая теория [3]. Будет показано, что величина и даже направление краевого тока зависят от механизмов рассеяния электронов вблизи края [4]. В небольшом магнитном поле, направленном по нормали к двумерной структуре, краевой ток меняет свою поляризационную зависимость, в частности, даже неполяризованное излучение приводит к генерации тока [3]. С увеличением магнитного поля в краевом токе наблюдается циклотронный резонанс [5].

С увеличением частоты падающего поля поглощение начинает определяться межзонными оптическими переходами, приводящими к генерации неравновесных электронов и дырок. Рассеяние фотоиндуцированных электронов и дырок на краю двумерной структуры также приводит к генерации постоянного краевого тока. В докладе будет представлена микроскопическая теория такого краевого фотогальванического эффекта в двумерных материалах с дираковским спектром электронов, таких как графен, монослои дихалькогенидов переходных металлов, квантовые ямы на основе HgTe/CdTe [6].

В докладе будет обсуждаться также генерация второй гармоники на краю двумерного электронного газа. Краевой ток на удвоенной частоте направлен в общем случае под углом к краю, и его направление определяется поляризацией падающего излучения. В пространственном распределении тока возникают осцилляции, связанные с возбуждением краевых плазмонов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-72-00047).

[1] F.H.L. Koppens et al., *Nat. Nanotechnol.* **9**, 780 (2014).

[2] M.M. Glazov and S.D. Ganichev, *Phys. Rep.* **535**, 101 (2014).

[3] S. Candussio et al., *Phys. Rev. B* **102**, 045406 (2020).

[4] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *Phys. Stat. Sol. (b)* **258**, 2000291 (2021).

[5] S. Candussio et al., *Phys. Rev. B* **103**, 125408 (2021).

[6] M.V. Durnev and S.A. Tarasenko, *Phys. Rev. B* **103**, 165411 (2021).

Светоиндуцированное спаривание носителей заряда в квантовых ямах

Кибис О.В.

Новосибирский государственный технический университет, 630073, Новосибирск

Вынесенный в заголовок эффект является частным следствием такого фундаментального физического явления, как динамическая стабилизация, заключающегося в стабилизации различных нестабильных систем посредством осциллирующего воздействия на них. Этот чисто классический эффект был впервые описан П.Л. Капицей, предложившим для его иллюстрации простую механическую модель на основе маятника с осциллирующей точкой подвеса, впоследствии названного его именем [1]. Вопреки интуиции, перевернутое (вертикальное) положение маятника Капицы оказывается устойчивым в случае быстрых осцилляций точки подвеса. Таким образом, динамическая стабилизация физически обусловлена появлением локального минимума потенциальной энергии в точке, которая в отсутствие осциллирующего внешнего воздействия соответствовала бы максимуму потенциальной энергии. Этот эффект носит универсальный характер и может проявляться в самых различных областях физики. В данной работе теоретически проанализировано поведение носителей заряда в полупроводниковых квантовых ямах в контексте эффекта динамической стабилизации и показано, что циркулярно поляризованное электромагнитное поле создает область эффективного притяжения в центре различных отталкивающих потенциалов [2]. Как следствие, в квантовых ямах могут возникать светоиндуцированные квазистационарные электронные состояния, локализованные на отталкивающих потенциалах [3]. В частности, оказывается возможным светоиндуцированное спаривание носителей заряда с различными эффективными массами (например, в квантовых ямах дырочного типа проводимости, содержащих тяжелые и легкие дырки), причем спектр элементарных возбуждений в системе спаренных носителей имеет линейную дисперсию, характерную для бозе-систем, обладающих сверхтекучестью [4].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 20-12-00001).

[1] П.Л. Капица, *ЖЭТФ*, **21**, 588 (1951).

[2] O.V. Kibis, *Phys. Rev. B*, **99**, 235416 (2019).

[3] O.V. Kibis, M.V. Boev and V.M. Kovalev, *Phys. Rev. B*, **102**, 075412 (2020).

[4] O.V. Kibis, M.V. Boev and V.M. Kovalev, *Opt. Lett.*, **46**, 5316 (2021).

Линейный фотогальванический эффект в монослоях дихалькогенидов переходных металлов в полупроводниковом и сверхпроводящем режимах

Ковалёв В.М.^{1,2}, Боев М.В.^{1,2}, Парафило А.В.³, Савенко И.Г.^{1,3,4}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630097, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

³Center for Theoretical Physics of Complex Systems, Institute for Basic Science (IBS), Daejeon 34126, Korea

⁴Basic Science Program, Korea University of Science and Technology (UST), Daejeon 34113, Korea

Доклад посвящен теоретическому изучению фотогальванического эффекта (ФГЭ) – явления возникновения стационарного тока под действием однородного электромагнитного (ЭМ) излучения в двумерных системах на основе семейства ван-дер-ваальсовых структур молекулярных слоев дихалькогенидов переходных металлов. Как характерный пример выбран дисульфид молибдена MoS₂. Феноменологически ФГЭ описывается тензором третьего ранга $\lambda_{\alpha\beta\gamma}$, связывающим компоненты плотности электрического тока с компонентами электрического поля падающей электромагнитной волны $j_\alpha = \lambda_{\alpha\beta\gamma} E_\beta E_\gamma^*$. В случае MoS₂, имеющего точечную группу симметрии D_{3h}, лишь одна компонента тензора $\lambda_{\alpha\beta\gamma}$ отлична от нуля, что дает связь тока с полем вида $j_x = \lambda(|E_x|^2 - |E_y|^2)$, $j_y = -\lambda(E_x E_y^* + E_x^* E_y)$. Эти выражения описывают ФГЭ лишь в одной долине. Аналогичный ток индуцируется в другой долине и имеет противоположный знак, так, что полный ФГЭ ток в системе отсутствует. При наличии слабого магнитного поля, ортогонального плоскости монослоя, и вызывающего зеемановское расщепление электронных состояний, долинное вырождение снимается, приводя к отличному от нуля полному ФГЭ току в системе. В докладе анализируются два типа вкладов в ФГЭ транспорт при описанных выше условиях и при низких температурах. Первый вклад обусловлен «нормальными» электронами электронного газа. Вычисление этого вклада проведено на основе уравнения Больцмана с учетом зеемановского расщепления электронных состояний. Показано, что полный ФГЭ ток, просуммированный по спину и долинам, отличен от нуля при учете непараболичности электронных зон (зависимости плотности состояний от энергии). При этом ФГЭ коэффициент $\lambda \propto w\mu^2\Delta_{so}\Delta_Z$, где w – амплитуда гофрировки долин, μ – коэффициент, определяющий непараболичность зон, Δ_{so}, Δ_Z – спин-орбитальное и зеемановское расщепление электронных зон соответственно. Второй вклад в ФГЭ происходит от возникающих флуктуационным образом куперовских пар в вырожденном электронном газе при высоких концентрациях электронов, когда MoS₂ монослой демонстрирует сверхпроводящий переход [1]. В области температур, близких к T_c , динамика флуктуационных пар описывается уравнениями Гинзбурга – Ландау [1]. На основе этого подхода вычислен ФГЭ ток, обусловленный куперовскими парами. Найдена зависимость ФГЭ коэффициента λ в области малых $\omega \ll T_c$ и больших $\omega \gg T_c$ частот внешнего ЭМ поля, а также определена его температурная зависимость от параметра $T - T_c$ выше точки перехода. Показано, что $\lambda \propto \Delta_{so}\Delta_Z(T - T_c)^{-2}$, т.е. ФГЭ имеет более сильную сингулярность, чем флуктуационные поправки к формуле Друде, имеющие поведение $(T - T_c)^{-1}$. Для реальных экспериментальных параметров проведены оценки суммарного ФГЭ тока, определяемого нормальными и сверхпроводящими электронами.

[1] Wakatsuki et al., *Sci. Adv.* 2017;3: e1602390.

Теоретическое и экспериментальное исследование работы диода Ганна на основе нитевидных нанокристаллов нитрида галлия

Можаров А.М.¹, Шугуров К.Ю.¹, Сапунов Г.А.¹, Федоров В.В.¹, Мухин И.С.^{1,2}

¹СПбАУ им. Ж.И. Алферова РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, корп. 3А

²ФГАОУ ВО «СПбПУ», 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

Электромагнитные волны терагерцового диапазона представляют большой интерес в современной науке и технике. В частности, сложные молекулы, такие как белки, ДНК и пр., имеют резонансные пики в ТГц-области спектра [1, 2]. Наравне с рентгеновскими методами исследования положений резонансов можно делать выводы о строении молекул, а также о поведении молекул в сильных ТГц-полях.

На текущий момент имеется широкий набор приборов для обработки ТГц-излучения, но вопрос создания компактных маломощных источников до сих пор остается открытым. В качестве примера источников можно привести полупроводниковые квантово-каскадные лазеры, тонкие пленки низкотемпературного арсенида галлия, создающие ТГц-излучение при облучении фемтосекундным лазерным импульсом, а также диоды Ганна [3]. Диоды Ганна в самом простом случае не требуют создания сложных квантовых полупроводниковых структур для своей работы, однако электромагнитный диапазон их работы ограничен выбором материала и размерами активной области. Так, диоды Ганна, созданные на арсениде галлия, способны работать в ГГц-области [4], в то время как диоды на нитриде галлия (GaN) способны уходить в ТГц-область спектра. Рост нитрида галлия в виде нитевидных нанокристаллов (ННК) позволяет уменьшить количество дефектов в кристалле и существенно повысить качество материала, что сказывается на граничной частоте работы диода Ганна.

В данной работе будет представлена аналитическая модель для описания работы диода Ганна, учитывающая многодолинную структуру зоны проводимости полупроводника и кинетику перехода между долинами. Будут приведены результаты численного анализа работы диода Ганна на основе GaN с использованием представленной модели. На основании результатов численного моделирования были синтезированы ННК GaN, одиночные ННК были перенесены на изоляционную подложку, сформированы омические контакты и измерены вольт-амперные характеристики спроектированных прототипов.

Работа выполнена при финансовой поддержке стипендии совместного гранта Российского научного фонда и Санкт-Петербургского научного фонда № 22-22-20070.

[1] T.R. Globus et al., *Journal of biological physics*, **29**(2–3), 89 (2003).

[2] N. Laman et al., *Biophysical journal*, **94**(3), 1010 (2008).

[3] M. Tonouchi, *Nature photonics*, **1**(2), 97 (2007).

[4] R. Miles, P. Harrison, D. Lippens, *Terahertz sources and systems*, Springer Science & Business Media (2001).

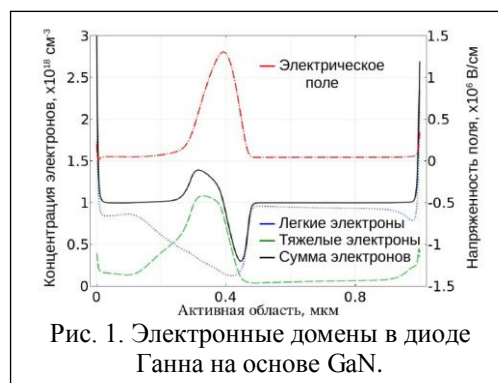


Рис. 1. Электронные домены в диоде Ганна на основе GaN.

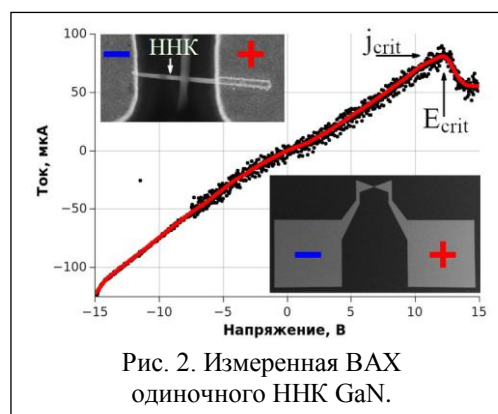


Рис. 2. Измеренная ВАХ одиночного ННК GaN.

Плазмоника для систем терагерцовой электроники

Муравьев В.М., Кукушкин И.В.

ИФТТ им. Ю.А. Осипьяна РАН, Черноголовка

Центральным вопросом физики низкоразмерных электронных систем является изучение одночастичных и коллективных элементарных возбуждений системы. Одним из основных типов коллективных возбуждений двумерной электронной системы (ДЭС) является волна зарядовой плотности – плазмон. Плазменные возбуждения в двумерных электронных системах интенсивно изучаются уже более полувека. Отчасти такой интерес связан с множеством уникальных свойств, отличающих двумерные (2D) плазмоны от их трехмерных аналогов.

В большинстве твердотельных полупроводниковых систем двумерный слой контактирует с множеством электродов (контакты, затворы). До недавнего времени считалось, что электроды вносят незначительное возмущение в свойства плазменных волн в ДЭС. Недавно было экспериментально и теоретически установлено, что данное предположение имеет целый ряд ограничений. Как следствие, был открыт ряд новых двумерных плазменных возбуждений – релятивистские плазмоны [1], «проксимити» плазмоны (proximity plasmons) [2], LC плазменные моды, а также «сверхсветовые» электромагнитные плазмоны [3]. Экспериментальное исследование этих разновидностей плазменных волн привело к разработке целого ряда новых подходов для создания устройств терагерцовой электроники. Среди них следует выделить два направления, разработанных авторами доклада. С одной стороны, падающее электромагнитное излучение может быть преобразовано в распространяющееся вдоль ДЭС плазмон-поляритонную волну. Таким образом электромагнитное поле локализуется вблизи поверхности на масштабах порядка длины волны плазмона. Из-за сильной локализации поля вблизи поверхности наблюдается сильное усиление локального электромагнитного поля, что может применяться для создания высокочувствительных детекторов терагерцового излучения. Вторым направлением является использование электромагнитных плазменных волн для контролируемого изменения фазы электромагнитного излучения. Данный подход может использоваться для построения матричных активных фазированных антенных решеток.

[1] Muravev V.M. et al. *Phys. Phys. Lett.* 2015. V. 114. P. 106805.

[2] Zabolotnykh A.A., Volkov V.A. *Phys. Phys. B.* 2019. V. 99. P. 165304; Muravev V.M., Gusikhin P.A. et al. *Phys. Phys. B.* 2019. V. 99. P. 241406.

[3] Shuvaev A., Muravev V.M., Gusikhin P.A. et al. *Phys. Phys. Lett.* 2021. V. 126. P. 136801.

Влияние кулоновских эффектов на частотную зависимость проводимости неупорядоченных полупроводников

Ормонт М.А., Ляшенко А.А.

Физический факультет МГУ, Москва, 119991, Ленинские горы, 1, корп. 2

Исследования отклонений частотной зависимости проводимости $\sigma(\omega)$ неупорядоченных материалов от универсальной степенной зависимости $\sigma(\omega) \sim \omega^s$ (s – постоянная; как правило, $0.7 < s < 1$), хорошо описывающей $\sigma(\omega)$ в широкой области частот, позволяет установить их связи с особенностями механизма переноса и со структурными особенностями материала. В некоторых экспериментах на Si:P [1] при низких температурах в области частот 100–500 ГГц была обнаружена суперлинейность ($s > 1$) $\text{Re}\sigma(\omega)$; это не согласуется с предсказываемой теорией сублинейностью ($s < 1$) частотной зависимости бесфононной проводимости [2]. В [1] суперлинейность частотной зависимости низкотемпературной проводимости неупорядоченных полупроводников связывалась с проявлением кулоновской щели в одночастичной плотности состояний, описывающей распределение самосогласованных энергий ε_i взаимодействующих локализованных носителей заряда в основном состоянии системы. Использование одночастичной плотности состояний с кулоновской щелью $\rho(\varepsilon)$ приводит к суперлинейной частотной зависимости резонансной проводимости $\text{Re}\sigma^{\text{res}} \approx \kappa\omega a / r_\omega$ в области частот $\hbar\omega \ll e^2 / \kappa r_\omega \ll \Delta$ [2]; $r_\omega = a \ln(\omega_c / \omega)$, κ – диэлектрическая проницаемость, Δ – ширина кулоновской щели, ω_c – критическая частота ($\omega_c \sim 1$ –10 ТГц), при которой характерная длина прыжка становится порядка радиуса локализации состояний a . Однако спектр возбуждений, создаваемых при поглощении фотонов при низких температурах и возникающих при переходах из состояний на центрах с энергией ниже уровня Ферми ($\varepsilon_i < \mu$) в состояния на центрах с энергией выше уровня Ферми ($\varepsilon_f > \mu$), не связаны непосредственно с плотностью состояний $\rho(\varepsilon)$, энергии которых соответствуют добавлению электрона в основное состояние системы. При переходе энергия конечного состояния φ_f соответствует добавлению электрона в состояние, отличающееся от основного тем, что центр i пуст (занят дыркой); при этом имеем $\varphi_f = \varepsilon_f - e^2 / \kappa r_{if}$, $\varphi_i = \varepsilon_i$, где r_{if} – межцентровое расстояние. Тогда при поглощении фотона изменение энергии системы равно $\hbar\omega = \sqrt{(\varphi_f - \varphi_i)^2 + 4I_{if}^2}$, где $I_{if} \approx I_0 \exp(-r_{if} / a)$ – резонансный интеграл. Равенства энергий $\varphi_i = \varepsilon_i$, $\varphi_f \approx \varepsilon_f$ выполняются при условии $\sqrt{(\hbar\omega)^2 - 4I_{if}^2} \gg e^2 / \kappa r_{if}$ [3]. Согласно [2], из-за гибридизации волновых функций изолированной пары центров и соответствующего ей отталкивания уровней наибольший вклад в бесфононную проводимость вносят пары центров, для которых $r_\omega \leq r_{if} \leq r_\omega + a$; при $r_{if} < r_\omega$ отталкивание уровней становится больше $\hbar\omega$, так что переходы невозможны. Однако в области частот $\omega < \omega_c$ имеем $\hbar\omega < e^2 / \kappa r_\omega$. В этом случае условие во всем интервале $r_\omega < r_{if} < r_\omega + a$ нарушается, поскольку $a \ll r_\omega$; при этом не выполняется условие использования $\rho(\varepsilon)$ и интерпретация суперлинейности $\text{Re}\sigma(\omega)$ вследствие эффектов кулоновской щели не применима. Подход, учитывающий корреляцию, предсказывает сублинейность $\text{Re}\sigma^{\text{res}}(\omega)$.

[1] M. Hering, M. Scheffler, M. Dressel, H.v. Löhneysen, *Phys. Rev. B*, **75**, 205203 (2007).

[2] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос, *ЖЭТФ*, **81**, 406 (1981).

[3] М.А. Ормонт, *ФТП*, **49**, 1314 (2015).

Особенности использования степенной функции при анализе частотных зависимостей проводимости неупорядоченных полупроводников

Ормонт М.А.

Физический факультет МГУ, Москва, 119991, Ленинские горы, 1, корп. 2

Как известно, диэлектрическая спектроскопия служит одним из методов получения информации об особенностях механизмов переноса носителей заряда и о локальной структуре материала. Получение этой информации связано с исследованием частотных зависимостей функций линейного отклика среды: комплексной восприимчивости, проницаемости и проводимости. Анализ частотных зависимостей функций линейного отклика неупорядоченных материалов часто основывается на соотношениях Крамерса – Кронига; так, дисперсионные соотношения для проводимости $\sigma(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega)$ в отсутствие проводимости на постоянном токе имеют вид

$$\sigma_1(\omega) = \frac{\omega}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sigma_2(\omega')}{\omega'(\omega' - \omega)} d\omega', \quad \sigma_2(\omega) = -\frac{\omega}{\pi} P \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\sigma_1(\omega')}{\omega'(\omega' - \omega)} d\omega'. \quad (1)$$

Соотношения (1) отвечают случаю однородной изотропной линейной среды, не обладающей собственным дипольным моментом, с магнитной проницаемостью $\mu = 1$.

Для многих неупорядоченных материалов частотная зависимость проводимости хорошо описывается универсальной степенной зависимостью

$$\sigma(\omega) \sim \omega^s, \quad (2)$$

где s – постоянная (как правило, $0.7 < s < 1$). В некоторых работах (например, в [1]) анализ частотных зависимостей комплексной проводимости $\sigma(\omega)$ в области не слишком высоких частот ($s < 1$) проводится с использованием соотношения

$$\sigma(\omega) = \tilde{A}(-i\omega)^s, \quad (3)$$

где \tilde{A} – численный множитель. Согласно (3) отношение вещественной и мнимой частей комплексной проводимости не зависит от частоты и определяется показателем степени s ,

$$\sigma_2(\omega) / \sigma_1(\omega) = -\text{tg}(\pi s / 2), \quad (4)$$

где $0 < s < 1$; это позволяет находить показатель степени s непосредственно из (4).

Так, для Si:P в области частот 10–500 ГГц вещественная и мнимая части $\sigma(\omega)$ имеют близкие частотные зависимости $|\sigma_2(\omega)| \sim \sigma_1(\omega) \sim \omega^s$ ($s \approx 1$) [1]. В случае малых энергетических потерь ($s \approx 1$) имеем $\sigma_1(\omega) / \sigma_2(\omega) \approx -\pi(1-s) / 2$.

Однако трудность применения (3), (4) для анализа $\sigma(\omega)$ заключается в том, что, с одной стороны, согласно соотношениям Крамерса – Кронига сублинейная степенная частотная зависимость $\sigma(\omega) = \tilde{A}(-i\omega)^s$ является следствием принципа локальности, $\sigma(-\omega) = \sigma^*(\omega)$, с другой – отвечает проводимости неупорядоченных полупроводников в режиме кулоновского стекла ($s < 1$) [2]. Кроме того, степенная частотная зависимость (2) с постоянным показателем степени s не описывает наблюдаемые $\sigma(\omega)$ неупорядоченных полупроводников во всем диапазоне частот [1]. Соответственно наиболее надежным и обоснованным представляется использование частотных зависимостей комплексной проводимости, полученных с использованием методов теории прыжкового переноса по локализованным состояниям [3], и сравнение найденных на их основе значений показателя степени s со значениями, полученными непосредственно из аппроксимаций результатов измерений частотных зависимостей вещественной и мнимой частей проводимости.

[1] E. Helgren, N.P. Armitage, G. Grüner, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 246601 (2002).

[2] M.A. Ormont, *AIP Conference Proceedings*, **2308**(1), 020005 (2020).

[3] A.L. Efros, B.I. Shklovskii, *Electron-Electron Interactions in Disordered Systems*, ed. by A.L. Efros and M. Pollak (North-Holland, Elsevier Science Publishers, Amsterdam, 1985), p. 409.

Коллапсирующие домены Ганна и lock-on-эффект в высоковольтных лавинных GaAs-диодах

Рожков А.В., Иванов М.С., Родин П.Б.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194026, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Хорошо известно, что протекание значительного тока через обратно смещенный диод возможно только при напряжениях, близких к напряжению стационарного лавинного пробоя U_b , за счет поддержания проводимости ударной ионизацией в режиме лавинной инжекции [1]. В настоящем сообщении представлены экспериментальные свидетельства нового явления: обнаружено длительное поддержание стационарного проводящего состояния – lock-on, или «залипание», – высоковольтного GaAs-диода при обратных напряжениях, многократно меньших, чем напряжение U_b , в течение промежутка времени, значительно превышающего время дрейфовой экстракции и рекомбинации неравновесных носителей.

Лавинное переключение высоковольтной ($U_b = 400$ В) GaAs $p^+p^0-i-n^0-n^+$ структуры из блокирующего в проводящее состояние инициировалось быстронарастающим импульсом перенапряжения обратной полярности в режиме субнаносекундного задержанного ударно-ионизационного пробоя [1]. Остаточное напряжение составило около 70 В и не менялось в течение 40 нс после переключения (рис. 1). Ток определялся в основном последовательной 50 Ом нагрузкой, а уменьшение тока со временем обусловлено только уменьшением амплитуды приложенного импульса напряжения. Рекомбинационное излучение указывает на протекание тока в узких поверхностных проводящих каналах.

Выполненное в диффузионно-дрейфовом приближении численное моделирование показывает, что в неравновесной электронно-дырочной плазме, созданной при быстром лавинном переключении, формируются узкие (~2 мкм) домены Ганна – так называемые коллапсирующие домены (CFDs, вставка на рис. 1). Причиной их возникновения является биполярный эффект Ганна [2, 3]. Ударная ионизация в коллапсирующих доменах и стационарных доменах на краях структуры поддерживает концентрацию плазмы около 10^{17} см⁻³. Биполярные ионизирующие домены такого типа, впервые обнаруженные в лавинных GaAs-транзисторах [3], являются также причиной lock-on-эффекта в ключах с оптическим запуском на основе полужолирующего GaAs [4, 5]. Известно, что коллапсирующие домены являются источником высокочастотных колебаний суб-ТГц-диапазона [6].

Возможное применение GaAs-диодов в качестве высокочастотных излучателей является предметом дальнейших исследований.

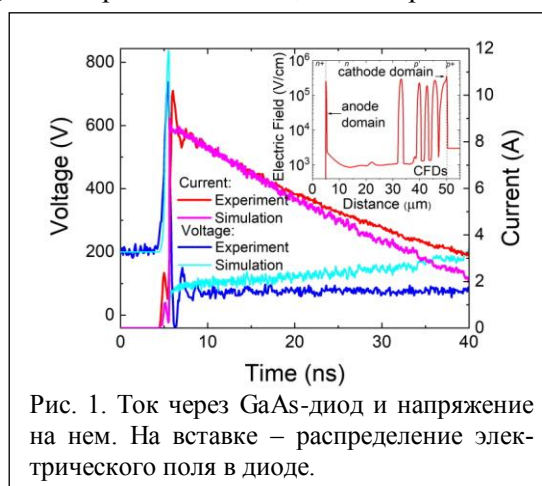


Рис. 1. Ток через GaAs-диод и напряжение на нем. На вставке – распределение электрического поля в диоде.

[1] M. Levinshtein, J. Kostamovaara, S. Vainshtein, *Breakdown Phenomena in Semiconductors and Semiconductor Devices* (World Scientific, London Beijing, 2005).

[2] S.N. Vainshtein, V.S. Yuferev, J.T. Kostamovaara, *J. Appl. Phys.* 97, 024502 (2005).

[3] B.L. Gelmont and M.S. Shur, *Sov. Phys. JETP* 33(6), 1234–1239 (1971).

[4] Long Hu et al., *J. Appl. Phys.* 115, 094503 (2014).

[5] A.R. Chowdhury et al., *J. Appl. Phys.* 123, 085703 (2018).

[6] S.N. Vainshtein et al., *Appl. Phys. Lett.* 115, 123501 (2019).

Поляризационно-зависимые осцилляции магнитосопротивления, индуцированные микроволновым излучением

Савченко М.Л.^{1,2}, Шуваев А.¹, Дмитриев И.А.^{3,4}, Ганичев С.Д.³, Квон З.Д.^{2,5}, Пименов А.¹

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²Венский университет, 1040, Вена, Австрия

³Регенбургский университет, 93040, Регенбург, Германия

⁴ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

⁵НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Обнаружение [1] индуцированных микроволновым излучением осцилляций магнитосопротивления (MIRO) с периодом $2\pi f/\omega_c$, где f есть частота падающего излучения и ω_c – циклотронная частота, привело к всплеску экспериментального и теоретического изучения в этой области [2]. Предлагаемые теоретические модели хорошо описывали все основные особенности MIRO, однако наблюдаемая поляризационная зависимость фотосопротивления значительно отличалась от предсказаний, демонстрируя слабую [3] или практически полную нечувствительность MIRO к степени циркулярной поляризации [4].

В наших измерениях нам удалось получить MIRO, поляризационная зависимость которых полностью согласуется с теорией.

В работе одновременно измерялось фотосопротивление и сигнал пропускания гетероструктуры, содержащей высокоподвижный электронный газ (концентрация $7 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность $10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ в квантовой яме GaAs (001). Используя образец большой площади ($1 \times 1 \text{ см}$) и циркулярно-поляризационное излучение, мы получили достигающее 30 отношение сигнала MIRO для положительного и отрицательного значений магнитных полей, что согласуется с поглощением Друде.

Мы также получили, что при расположении вблизи образца металлической апертуры асимметрия MIRO может быть полностью разрушена (рис. 1). Отметим, что одновременно измеренный сигнал пропускания оказывается слабо чувствителен к наличию такой апертуры.

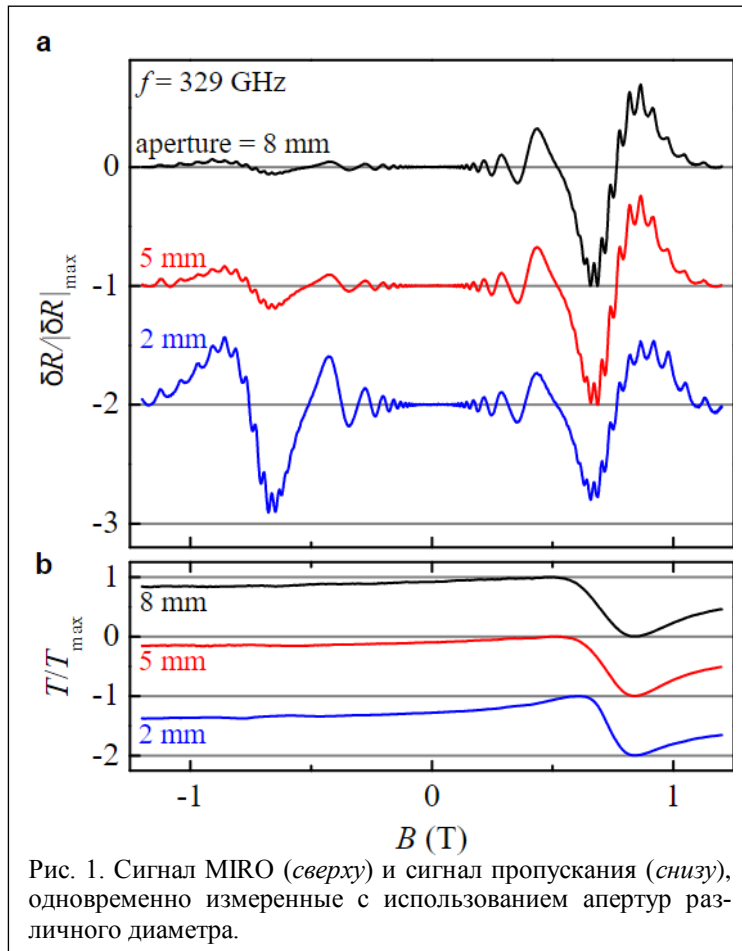


Рис. 1. Сигнал MIRO (сверху) и сигнал пропускания (снизу), одновременно измеренные с использованием апертур различного диаметра.

Таким образом, мы определили условия, которые позволяют исключать влияние внешних электродинамических эффектов и проверять другие системы на наличие внутренних факторов, потенциально приводящих к нечувствительности фотоотклика к степени циркулярной поляризации.

[1] M. Zudov et al., PRB 64, 201311 (2001).

[2] I.A. Dmitriev et al., RMP 84, 1709 (2012).

[3] T. Herrmann et al., PRB 94, 081301 (2016).

[4] J.H. Smet et al., PRL 95, 116804 (2005).

Применение метода LC-контуров для проектирования плазмонного резонатора

Семенов Н.Д., Муравьев В.М., Андреев И.В., Кукушкин И.В.

ИФТТ им. Ю.А. Осипьяна РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

Работа содержит экспериментальное исследование резонансных поглощений микроволнового излучения в высококачественных двумерных электронных системах (ДЭС) при криогенных температурах. Выявлена возможность создания плазмонного резонатора и расчета его свойств с применением метода LC-контуров.

Образцы изготавливались из высокоподвижных гетероструктур GaAs/AlGaAs с одиночными квантовыми ямами. Методами оптической литографии и жидкостного химического травления создавалась меза прямоугольной формы, в непосредственной близости от которой термически напылялись металлические электроды. Подобный дизайн позволяет соотносить полученную структуру с LC-контуром, где кинетическая индуктивность двумерных электронов [1] выступает инерционной компонентой, а боковые металлические контакты образуют пластины конденсатора.

При оптическом [2] исследовании разогрева ДЭС под действием микроволнового излучения вместе с плазмонным резонансом также наблюдается дополнительный LC-резонанс, частота которого определяется материальными и геометрическими параметрами изучаемого образца [3]. Например, изменяя концентрацию электронов в двумерном слое и/или размер контактов, можно перестраивать резонансную частоту в широком диапазоне значений. В замкнутом контуре согласование токов обеспечивается подвижными зарядами ДЭС и токами смещения между обкладками конденсатора. Разрыв же LC-плазмонного контура полностью избавляет систему от дополнительных резонансов, что продемонстрировано на рисунке 1.

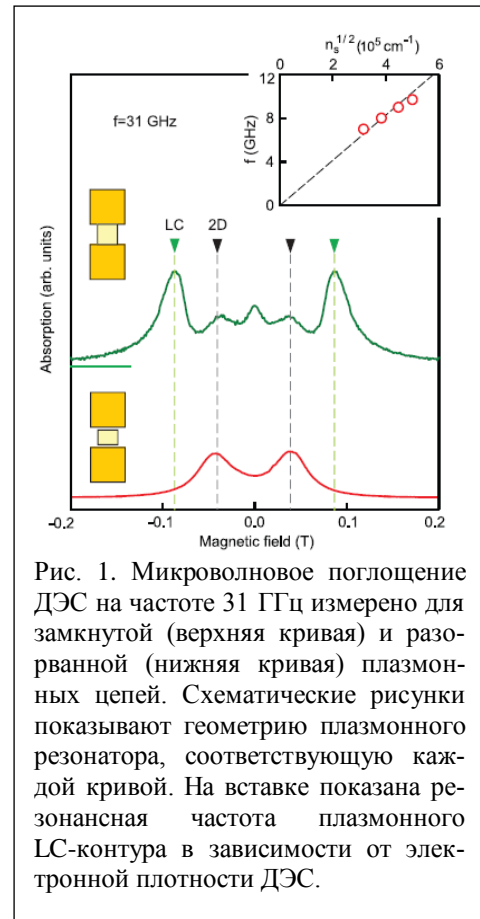


Рис. 1. Микроволновое поглощение ДЭС на частоте 31 ГГц измерено для замкнутой (верхняя кривая) и разорванной (нижняя кривая) плазмонных цепей. Схематические рисунки показывают геометрию плазмонного резонатора, соответствующую каждой кривой. На вставке показана резонансная частота плазмонного LC-контура в зависимости от электронной плотности ДЭС.

[1] S. Doyle et al., *Journal of Low Temperature Physics*, 151(1), (2008).

[2] B.M. Ashkinadze, E. Linder, and V. Umansky, *Phys. Rev. B*, 62, 10310 (2000).

[3] V.M. Muravev et al., *APL*, 117(15), 151103 (2020).

СВЧ-фотоконтактанс структур с квантовым точечным контактом

Ткаченко В.А.^{1,2}, Ярошевич А.С.¹, Кузьмин Н.С.², Квон З.Д.^{1,2},
Бакаров А.К.¹, Ткаченко О.А.¹, Родякина Е.Е.^{1,2}, Латышев А.В.^{1,2}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Сформированы короткие (≈ 100 нм) сужения в двумерном высокоподвижном электронном газе (ДЭГ). Сужения создавались расщепленным либо сплошным металлическим затвором в узком (20 мкм) холловском мостике в структурах двух типов: 1) квантовой яме GaAs, окруженной короткопериодными сверхрешетками (СР) GaAs/AlAs с одним δ -Si-слоем GaAs внутри каждой СР; 2) стандартном гетеропереходе GaAs/AlGaAs с δ -Si удаленным легированием. В максимально широком диапазоне по затворному напряжению $V_g < 0$ измерены кондактанс образцов $G \equiv I/V$ в пределе $I, V \rightarrow 0$ и отклик кондактанса на СВЧ-облучение образца. Построена численная модель наблюдаемых эффектов. Результаты частично опубликованы в [1].

В стандартных четырехтерминальных измерениях при 4.2 К все образцы демонстрировали ожидаемый резкий спад G при критическом значении V_g , говорящий о появлении в холловском мостике многомодового сужения – квантового точечного контакта (КТК). Обычные для типичных КТК ступени квантования кондактанса сужения в единицах $G_0 = 2e^2/h$ оказались размыты из-за малой длины и ширины сужения (≈ 100 нм). Во всех образцах на зависимости $G(V_g)$ наблюдались плечеподобные аномальные особенности при $G \approx 0.5G_0$ или $0.7G_0$ – признак электрон-электронного взаимодействия. Форма кривых $G(V_g)$ и положение аномалий по V_g были различны для номинально одинаковых образцов и чувствительны к замороженному случайному расположению примесей в слоях δ -Si, что служит признаком мезоскопической природы КТК.

Образцы облучались с управляемой интенсивностью P на частоте 2.44 ГГц, которая является низкой с точки зрения времени пролета τ баллистического электрона через КТК. Измерениями в туннельном режиме сужения во всех образцах найден главный эффект СВЧ-облучения: гигантский (на порядки) рост кондактанса по отношению к темновому G_{dark} . Он является результатом вынужденных колебаний V_g и высоты одномерного плавного барьера в сужении. Это показывает численное моделирование зависимости $G(V_g, P)$, а также наблюдение на транскондактансе dG/dV_g распада на две реплики аномальной 0.7-особенности (или иной плечеподобной особенности в $G_{\text{dark}} < 0.5G_0$) и движения одной ее реплики вниз по V_g с ростом P . При переводе КТК в открытый режим экспериментально обнаружен другой интересный эффект – отрицательный СВЧ-фотокондактанс ($G < G_{\text{dark}}$). Он получен и численным расчетом при учете СВЧ-индуцированных осцилляций напряжения V между резервуарами ДЭГ, которые разделены сужением. При сильном облучении все образцы вели себя качественно одинаково, однако образцы со структурой типа 2 оказались гораздо чувствительнее к слабому облучению, чем в структуре 1. Это различие связано с наличием в 1 слабопроводящего шунтирующего слоя X-электронов от мелких доноров в ультратонком δ -Si-GaAs/AlAs. В этом слое электростатический потенциал имеет примесные сильные флуктуации, что вместе с большой эффективной массой X-электронов дает низкую прыжковую проводимость, которая, видимо, достаточна, чтобы экранировать влияние слабого СВЧ-поля на транспорт через сужение в квантовой яме с ДЭГ.

Экспериментальная часть работы поддержана грантом РФФИ 20-02-003385, а теоретическая – грантом РНФ 19-72-30023.

[1] В.А. Ткаченко и др., Письма в ЖЭТФ, **114**, 108 (2021).

Терагерцовый эмиттер на основе эпитаксиального слоя InAs

Трухин В.Н.¹, Мустафин И.А.¹, Соловьёв В.А.¹, Чернов М.Ю.¹, Сяни Фань²

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

²Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

Объемный полупроводник InAs является самым эффективным терагерцовым излучателем на сегодняшний день [1]. Он используется в качестве когерентного эмиттера для ТГц-спектрометра с временным разрешением многими научными группами [2–4]. Для получения высоких значений подвижности носителей заряда в полупроводнике, которые определяют эффективность ТГц-генерации, используют эпитаксиальные слои InAs, получаемые методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полупроводниковых подложках GaAs (в основном высокоомных). Использование таких подложек приводит к генерации последовательности ТГц-импульсов, расстояния между которыми определяются толщиной подложки, что приводит к уменьшению спектрального разрешения ТГц-спектрометров с временным разрешением на основе таких эмиттеров. Для устранения ТГц-импульсов, отраженных от поверхности подложки, необходимо использовать полупроводник с высокой концентрацией носителей заряда, в котором происходит плазменное отражение ТГц-излучения, что позволило бы решить проблему увеличения сохранения спектрального разрешения ТГц-спектрометров с временным разрешением, которое бы определялось только параметрами оптической линии задержки и стабильностью работы фемтосекундного лазера.

В настоящей работе представлены результаты исследования ТГц-генерации в эпитаксиальных слоях InAs, полученных методом МПЭ на полуизолирующих и сильнолегированных подложках GaAs, при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами. Для идентификации механизмов ТГц-генерации в эпитаксиальных пленках InAs исследованы экспериментальные зависимости амплитуды электрического поля ТГц-импульса от интенсивности возбуждения; экспериментальные зависимости амплитуды электрического поля ТГц-импульса от угла падения и поляризации фемтосекундного оптического импульса, а также коэффициента отражения оптического излучения; экспериментальные зависимости амплитуды электрического поля ТГц-импульса от длины волны фемтосекундного оптического импульса. Установлено, что ТГц-эмиттер на основе эпитаксиальной пленки InAs, синтезированной на легированной подложке GaAs, имеет такую же эффективность ТГц-генерации, как и эмиттер на основе эпитаксиальной пленки InAs, синтезированной на полуизолирующей подложке GaAs, но обладает значительно лучшим спектральным разрешением, которое определяется в основном параметрами оптической линии задержки и стабильности фемтосекундного лазера.

Механизмы ТГц-генерации в эпитаксиальной пленке InAs при возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами обусловлены как генерацией фототока, возникающего из-за эффекта Дембера, вызванного пространственным разделением фотовозбужденных электронов и дырок, движущихся с разными скоростями от освещенной поверхности внутрь образца; так и из-за возникающей анизотропии в импульсном распределении фотоэлектронов вследствие отражения от поверхности кристалла InAs.

[1] V.L. Malevich et al., *C. R. Phys.*, **9**(2), 130 (2008).

[2] H.-T. Chen, R. Kersting. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3009 (2003).

[3] I. Nevinskas et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **52**(36), 365301 (2019).

[4] A.V. Andrianov et al., *Tech. Phys. Lett.*, **46**, 510 (2020).

Секция 9

**АТОМАРНО-ТОНКИЕ
ПОЛУПРОВОДНИКИ.
ПЕРОВСКИТЫ,
ОРГАНИЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ,
МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СИСТЕМЫ**

Транспортные свойства дельта-слоев бора в CVD-алмазе

Архипова Е.А.^{1,2}, Дроздов М.Н.^{1,2}, Охапкин А.И.^{1,2}, Краев С.А.¹, Хрыкин О.И.¹,
Богданов С.А.², Вихарев А.Л.², Исаев В.А.², Лобаев М.А.²

¹ИФМ РАН, 603087, Нижегородская обл., д. Афоино, ул. Академическая, 7

²ИПФ РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Полупроводниковый алмаз имеет большую запрещенную зону (5.45 эВ), что делает его привлекательным для приборов мощной СВЧ-электроники. Однако существует проблема создания носителей заряда в алмазе, связанная с большой энергией активации примесей (наименьшая 0.37 эВ у бора). Для решения этой проблемы применяют дельта-легирование (δ -легирование), обеспечивающее высокую концентрацию носителей заряда и высокую подвижность носителей. Для таких слоев уже более десяти лет назад теоретически предсказан эффект разделения носителей тока и легирующих атомов за счет заполнения вышележащих энергетических уровней в квантовой яме, сформированной δ -слоем [1]. Проявление эффекта разделения дырок и легирующих атомов бора в δ -слоях и исследование транспортных свойств δ -слоев представляет большой интерес.

Эпитаксиальные δ -легированные бором слои выращивались методом осаждения из газовой фазы – (CVD) методом на подложках НРНТ (high pressure high temperature) алмаза с ориентацией (100) в новом типе CVD-реактора [2]. Основными особенностями реактора являются: использование ламинарного безвихревого потока газа и системы быстрой смены состава газовой смеси. Исследования структур проводились электрофизическими методами.

Была исследована зависимость концентрации и подвижности носителей в серии образцов алмаза с δ -слоями от концентрации атомов бора в максимуме при комнатной температуре. При концентрации атомов бора в δ -слое $< 8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ наблюдается низкая подвижность дырок (1–20 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$), что свидетельствует о протекании тока по δ -слою. Возрастание подвижности дырок в δ -слое с концентрации атомов бора $N_B = 8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ ($N_B^{2D} = 1.5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) до 500 $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при комнатной температуре есть результат пространственного разделения дырок и легирующих атомов бора.

В трех идентичных структурах (S45, S08-5, S08-2) с концентрацией атомов бора в δ -слое $N_B \geq 8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ был изучен транспорт носителей. Были исследованы температурные зависимости подвижности и концентрации дырок (рис. 1) в диапазоне температур 100–500 К с помощью эффекта Холла в геометрии Ван-дер-Пау. Анализ полученных результатов свидетельствует о наличии двух каналов токопереноса дырок: по примесной зоне и по валентной зоне с разными значениями подвижностей носителей.

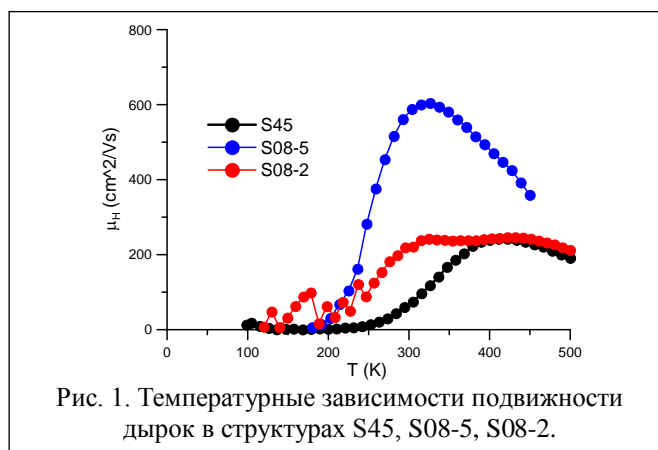


Рис. 1. Температурные зависимости подвижности дырок в структурах S45, S08-5, S08-2.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-12-00309.

[1] A. Fiori et al., *Phys. Status Solidi A*, 207(9), 2084 (2010).

[2] A.L. Vikharev, A.M. Gorbachev et al., *Phys. Stat. Sol. RRL*, 10, 324 (2016).

Усиление фотолюминесценции в многослойных MoSe₂-наноструктурах, сформированных методом локального анодного окисления

Бородин Б.Р.

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

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) представляют собой широкий класс полупроводниковых слоистых материалов, представляющих значительный интерес из-за своих уникальных свойств. Их ширина запрещенной зоны обычно составляет от 1 до 3 эВ [1]. Объемные образцы ДПМ обладают непрямой запрещенной зоной, однако в монослойном пределе становятся прямыми [2]. Атомарно тонкие пленки ДПМ проявляют удивительные свойства, такие как аномально высокое поглощение света [3], интенсивная экситонная фотолюминесценция [4], фотокаталитическая активность [5] и многие другие. Все вышеперечисленные особенности делают эти материалы перспективными для оптоэлектроники и фотоники. Однако большинство из этих свойств подавляются или даже исчезают, если образец толще монослоя. Например, интенсивность фотолюминесценции MoSe₂ падает на 2 порядка уже при толщине в три монослоя [4]. Эта особенность, по-видимому, является наиболее существенным препятствием для создания оптоэлектронных устройств в промышленных масштабах. Целью данной работы является разработка нового подхода к обработке многослойных ДПМ с целью усиления фотолюминесценции.

Экспериментальная структура состоит из многослойных флейков MoSe₂, полученных с помощью микромеханического расщепления и перенесенных на подложку Si, покрытую 50 нм золота. Эксперимент проводился на сканирующем зондовом микроскопе Ntegra Aura (NT-MDT) с использованием Si (NT-MDT) зондов с радиусом закругления 10 нм в условиях контролируемой влажности воздуха (RH ≈ 60%). С помощью ЛАО были сформированы наноструктуры различных размеров и форм. Исследования фотолюминесценции (ФЛ) и спектров комбинационного рассеяния (КРС) полученных структур проводились при комнатной температуре (300 К) на установке Horiba Jobin Yvon T64000 при непрерывном возбуждении с использованием лазерной линии 532 нм Nd:YAG-лазера.

В данной работе мы продемонстрировали новый подход к изготовлению фотонных устройств с экситонной фотолюминесценцией на основе многослойных ДПМ. Методом локального анодного окисления были сформированы наноструктуры из тонких флейков MoSe₂ с толщинами от 5 до 20 нм. Полученные наноструктуры продемонстрировали ФЛ, усиленную на 3 порядка по сравнению с исходным материалом. Спектроскопия КРС показала, что межслойные связи в данных структурах нарушены. Это означает, что наноструктуры состоят из квазисвободных монослоев, что хорошо согласуется с интенсивностью и положением пика ФЛ. На основании экспериментальных данных был предложен механизм формирования наноструктур, заключающийся в механическом расслоении края структуры и интеркаляции продуктов реакции между слоями под влиянием капиллярных сил.

Данные моделирования хорошо согласуются с результатами эксперимента. Продemonстрированный метод может рассматриваться как эффективный метод изготовления источников экситонной фотолюминесценции из многослойных ДПМ.

[1] J.Y. Lee et al., *Nanomaterials*, **6**, 193 (2016).

[2] K.F. Mak et al., *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 136805 (2010).

[3] M. Bernardi et al., *Nano Lett.*, **13**, 3664 (2013).

[4] P. Tonndorf et al., *Opt. Express*, **21**, 4908–4916 (2013).

[5] B.R. Borodin et al., *Semicond. Sci. Technol.*, **34**, 125007 (2019).

Фрикционная механическая зондовая литография дихалькогенидов переходных металлов

Бородин Б.Р.

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

В настоящий момент дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) являются одними из наиболее интенсивно исследуемых материалов. Это объясняется набором уникальных свойств интересных не только для фундаментальной физики, но и для приборных применений. В качестве примера таких свойств можно привести перестраиваемую в широких пределах ширину запрещенной зоны [1], аномально высокое поглощение света [2], огромную энергию связи экситонов [3] и т.д. Однако одним из главных препятствий на пути приборной реализации подобных структур является их высокая чувствительность к состоянию поверхности и разным поверхностным адсорбатам [4]. Этот факт сильно осложняет применение общепринятых методов литографии, предполагающих нанесение резиста и химическое травление. В связи с этим большое внимание уделяется методам литографии, не предполагающим нанесения резиста на поверхность. Одним из таких методов является зондовая литография. Данный метод позволяет осуществлять воздействие только в необходимых областях структуры и обладает высоким пространственным разрешением – вплоть до 10 нм [5]. Однако для материалов чувствительных к влаге скорее подойдет контактная зондовая литография, которую можно проводить в условиях высокого вакуума. В данной работе мы демонстрируем применение такой литографии к дихалькогенидам переходных металлов, в частности к MoSe_2 .

Эксперимент проводился на приборе Ntegra Aura (NT-MDT) с использованием Si и DCP (NT-MDT) зондов с диаметром острия 10–100 нм и жесткость 3–85 Н/м. Тонкие слои MoSe_2 , полученные микромеханическим расслоением, переносились на Si-подложку, покрытую 50 нм золота. Далее на выбранных участках производилась контактная литография. Особенностью применяемой методики является малая сила нажима зонда при большом количестве повторений литографического паттерна. Таким образом литографический рисунок формируется не с помощью «разрезания» зондом материала, а скорее с помощью постепенного послойного его «стирания» более твердым зондом. Данный способ позволяет избежать латеральных изгибов зонда, которые непременно появляются при сильном нажиме и значительно ухудшают разрешение данного метода.

Таким образом, в работе был разработан метод фрикционной контактной литографии многослойных ДПМ. В ходе исследования были сформированы различные паттерны с разрешением вплоть до 20 нм. Для демонстрации возможностей литографии был создан MoSe_2 WGM нанопотонный резонатор с добротностью около 100.

Результаты работы позволяют рассматривать фрикционную зондовую литографию как один из эффективных методов формирования фотонных устройств на основе ДПМ.

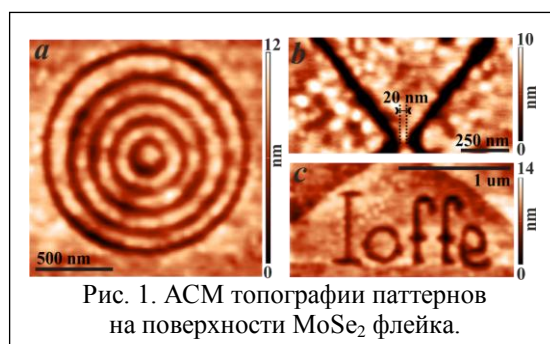


Рис. 1. АСМ топографии паттернов на поверхности MoSe_2 флейка.

- [1] W. Yun et al., *Phys. Rev. B*, **85**, 033305 (2012).
- [2] M. Bernardi et al., *Nano Lett.*, **13**, 3664–3670 (2013).
- [3] P. Tonndorf et al., *Opt. Express*, **21**, 4908–4916 (2013).
- [4] H. Song et al., *Sci. Rep.*, **2**, 1–6 (2012).
- [5] B.R. Borodin et al., *Nanotechnology*, **32**, 155304 (2021).

Влияние деформации на тонкую структуру экситонных состояний в монослоях дихалькогенидов переходных металлов

Глазов М.М.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург

Монослои дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ), основными представителями которых являются атомарно-тонкие кристаллы MoS_2 , MoSe_2 , WS_2 и WSe_2 , обладают необычными физическими свойствами. В этих прямозонных полупроводниках с шириной запрещенной зоны около 2 эВ оптические свойства контролируются экситонами, энергия связи которых достигает сотен мэВ. Киральные правила отбора при междузонных переходах приводят к тому, что свет заданной циркулярной поляризации возбуждает экситоны в долинах K_+ и K_- гексагональной зоны Бриллюэна. Соответственно, экситоны характеризуются псевдоспином, z -компонента которого ответственна за степень циркулярной поляризации, а компоненты в плоскости – за степень линейной поляризации излучения [1].

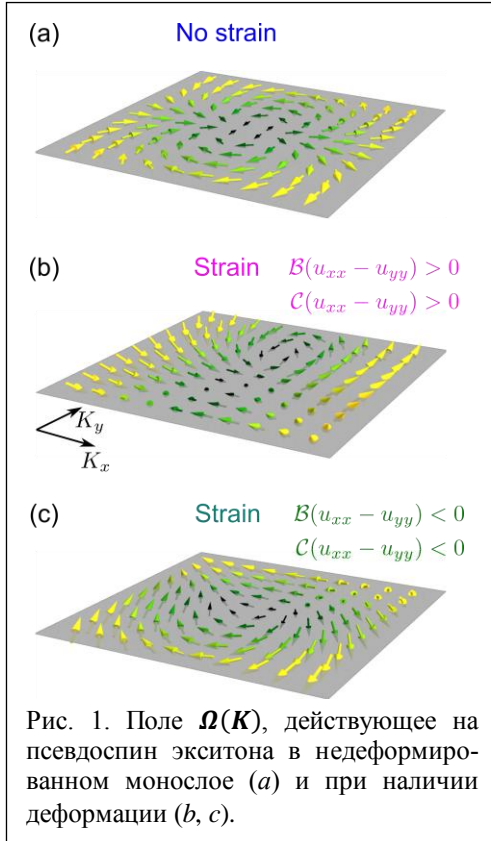


Рис. 1. Поле $\Omega(\mathbf{K})$, действующее на псевдоспин экситона в недеформированном монослое (a) и при наличии деформации (b, c).

В данной работе представлены результаты теоретических исследований тонкой структуры экситонных состояний в монослоях дихалькогенидов переходных металлов при наличии упругих деформаций в плоскости монослоя. Такие деформации могут возникать в вандерваальсовых гетероструктурах за счет межслоевого взаимодействия, а также создаются искусственно, см., например, [2].

Показано, что при наличии деформации эффективное магнитное поле, действующее на псевдоспин экситона, имеет следующие ненулевые компоненты:

$$\Omega_x(\mathbf{K}) = A(K)(K_x^2 - K_y^2) + B(u_{xx} - u_{yy}),$$

$$\Omega_y(\mathbf{K}) = 2A(K)K_x K_y + 2B u_{xy},$$

$$\Omega_z(\mathbf{K}) = C[(u_{xx} - u_{yy})K_x - 2u_{xy}K_y].$$

Параметр $A(K)$ обусловлен дальнедействующим обменным взаимодействием между электроном и дыркой, он

отвечает за тонкую структуру экситона в недеформированных монослоях ДПМ [1, 3], параметр B описывает вклады, линейные по деформации, где $u_{\alpha\beta}$ – компоненты тензора деформаций, а параметр C связан с отсутствием центра инверсии в группе симметрии монослоя. Распределение эффективного поля в K -пространстве представлено на рис. 1.

В рамках четырехзонной модели получены микроскопические выражения для коэффициентов B и C . Выявлены вклады дальнедействующего и короткодействующего обменного взаимодействия в константу B . Проанализированы правила отбора при оптических переходах в деформированных монослоях ДПМ. Развита теория описывает наведенную деформацией тонкую структуру экситонов и линейную поляризацию излучения, обнаруженную в [4].

Работа поддержана грантом РФФ 19-12-00051.

[1] M.M. Glazov et al., *Phys. Rev. B* **89**, 201302(R) (2014).

[2] A. Castellanos-Gomez et al., *Nano Letters* **13**, 5361 (2013).

[3] A.I. Prazdnichnykh, M.M. Glazov et al., *Phys. Rev. B* **103**, 085302 (2021).

[4] F. Dirnberger et al., *Science Advances* **7**, eabj3066 (2022).

Кулоновские эффекты в поглощении света в дираковских материалах

Голуб Л.Е., Леппенен Н.В., Ивченко Е.Л.

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

Теоретически рассмотрены электрон-дырочные состояния в полупроводнике при наличии сильного притяжения между электроном и дыркой. Предполагается, что энергия связи экситона E_B меньше, но не намного меньше ширины запрещенной зоны E_g . Волновая функция экситона находится как суперпозиция всех четырех двухчастичных состояний, включая состояния электрона и дырки как с положительной, так и с отрицательной энергией двумерного (2D) эффективного гамильтониана Дирака. Продемонстрировано существенное влияние четырехкомпонентной структуры волновой функции электрон-дырочной пары на силу осциллятора связанных состояний экситона при поглощении света в области частот $\hbar\omega < E_g$ и фактор Зоммерфельда в области частот $\hbar\omega > E_g$. Рассмотрены как 2D кулоновский потенциал, так и экранированный потенциал Рыговой – Келдыша, актуальный для 2D-систем, лежащих на подложке [1, 2].

Для реальных монослоев дихалькогенидов переходных металлов проанализированы зависимости энергии связи и силы осциллятора экситона от безразмерной константы связи и диэлектрической проницаемости окружающей среды.

Показано, что на фактор Зоммерфельда влияет не только электрон-дырочное рассеяние, но и одночастичные, «релятивистские» перенормировки. По мере роста частоты ω эти два фактора подавляют друг друга. Поэтому взаимодействие между носителями заряда приводит к усилению поглощения только в сравнительно узкой области выше E_g в отличие от результатов расчета в классической зонной модели с параболической дисперсией энергии свободных носителей. В то же время это усиление вблизи порога поглощения в несколько раз превосходит обычный 2D-фактор Зоммерфельда.

[1] N.V. Leppenen, L.E. Golub, and E.L. Ivchenko, *Phys. Rev. B* **102**, 155305 (2020).

[2] N.V. Leppenen, L.E. Golub, and E.L. Ivchenko, *Phys. Rev. B* **103**, 235311 (2021).

Влияние релаксации решетки на электронные и оптоэлектронные свойства слабо разориентированных бислоев дихалькогенидов переходных металлов

Еналдиев В.В.

National Graphene Institute, The University of Manchester
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва

В последние несколько лет исследования вандерваальсовых структур, состоящих из слабо разориентированных слоев двумерных материалов, стали одним из популярных направлений в физике твердого тела [1]. Главным образом это связано с возникновением в таких структурах сверхрешетки муара – плавного (на атомарном масштабе) периодического изменения стакинга между разориентированными слоями, приводящего к существенному изменению электронных свойств составляющих слоев. Свойства подобных структур существенно зависят от угла разориентации слоев, определяющего как период сверхрешетки и, соответственно, размер минизоны Бриллюэна, так и саму структуру сверхрешетки, которая при малых углах разориентации состоит из доменов, разделенных сетью доменных стенок [2].

В докладе будут представлены результаты моделирования релаксации сверхрешетки муара на основе слабо разориентированных бислоев дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) [3] и их сравнения с экспериментальными данными [2]. Поля напряжений, возникающие благодаря релаксации решетки в каждом из слоев, приводят к возникновению пьезоэлектрического и ферроэлектрического эффектов [3, 4, 5], которые существенно влияют на межслоевую гибридизацию состояний в релевантных точках зоны Бриллюэна [6]. В заключение будет показано [7], что релаксация решетки в гетеробислоях MoX_2/WX_2 ($X = \text{S}, \text{Se}$) сопровождается возникновением самоорганизующихся квантовых точек для электронов и дырок, локализованных в узлах сети доменных стенок.

[1] D.M. Kennes, M. Claassen, L. Xian et al., *Nature Physics* **17**, 155 (2021).

[2] Weston, Y. Zou, V. Enaldiev et al., *Nature Nanotechnology* **15**, 592 (2020).

[3] V.V. Enaldiev, V. Zolyomi, C. Yelgel, S.J. Magorrian, V.I. Fal'ko, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 206101 (2020).

[4] A. Weston, E.G. Castanon, V. Enaldiev et al., *Nature Nanotechnology*, <https://doi.org/10.1038/s41565-022-01072-w>.

[5] V.V. Enaldiev, F. Ferreira, V.I. Fal'ko, *Nano Letters* **22**, 1534 (2022).

[6] S.J. Magorrian, V.V. Enaldiev, V. Zolyomi et al., *Phys. Rev. B* **104**, 125440 (2021).

[7] V.V. Enaldiev, F. Ferreira, S.J. Magorrian, V.I. Fal'ko, *2D Materials* **8**, 025030 (2021).

Гиперзвуковая микроскопия вандерваальсовых гетероструктур на основе hBN/WSe₂/hBN/Al₂O₃

Клоков А.Ю.¹, Фролов Н.Ю.², Шарков А.И.¹, Николаев С.Н.¹, Ченцов С.И.¹, Чернопицкий М.А.¹, Пугачев М.В.¹, Дулебо А.И.¹, Шуплецов А.В.¹, Кривобок В.С.¹, Кунцевич А.Ю.¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

²НИЯУ МИФИ, 115409, Москва, Каширское ш., 31

Механические свойства нанометровых слоёв вандерваальсовых материалов и гетероструктур на их основе во многом не исследованы. Несмотря на значительное количество работ, посвящённых исследованию распространения когерентных фононов в таких структурах (см. обзор [1] и ссылки там), тем не менее надёжные данные, например, о силовом взаимодействии гетерослоёв, практически отсутствуют, в то время как в многослойных вандерваальсовых гетероструктурах однородность слоёв и интерфейсов может существенно повлиять на транспорт фононов и носителей заряда и в конечном счёте на работоспособность создаваемых на их основе устройств.

Данная работа посвящена исследованию акустических параметров слоёв и интерфейсов в вандерваальсовых гетероструктурах на основе нанометровых слоёв гексагонального нитрида бора (h-BN) и диселенида вольфрама (WSe₂) методом пикосекундной акустики. На поверхность структуры hBN/WSe₂/hBN/Al₂O₃ напылялась тонкая плёнка Al, которая при поглощении фемтосекундного лазерного импульса генерировала пикосекундный упругий импульс со спектральными компонентами до 150 ГГц. Изменение оптического коэффициента отражения от гетероструктуры, происходящее при распространении упругого импульса сквозь неё, регистрировалось с помощью модифицированного интерферометра Саньяка [2] с временным разрешением <0.5 пс. Картографирование спектров таких откликов позволяет выявить области с различным составом. Так, на рис. 1 сверху показана фотография гетероструктуры, состоящей из нижнего слоя hBN толщиной 10 нм (обведён пурпурной линией), слоёв WSe₂ толщиной 5 нм (коричневый светлый) и 20 нм (коричневый тёмный) и верхнего слоя hBN (также 10 нм, обведён голубой линией), расположенной на сапфировой подложке, а снизу – спектры пикоакустических откликов, измеренных вдоль белой линии. Видно, что областям разного состава соответствуют разные спектры. Сравнение экспериментальных откликов с результатами математического моделирования позволило уточнить акустические параметры нанослоёв гетероструктуры (hBN, WSe₂) и определить постоянные межслоевого вандерваальсова силового взаимодействия. Чувствительность метода оказалась достаточной, чтобы визуализировать монослой WSe₂, инкапсулированный в слои гексагонального нитрида бора с толщинами ~10 нм.

Таким образом, пикосекундная акустика может быть использована для гиперзвуковой томографии гетероструктур с атомарно тонкими слоями.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проект № 075-15-2021-598 в ФИАН).

[1] F. Violla, N.D. Fatti, *Nanomaterials* **10**, 2543 (2020).

[2] T. Tachizaki et al., *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 043713 (2006).

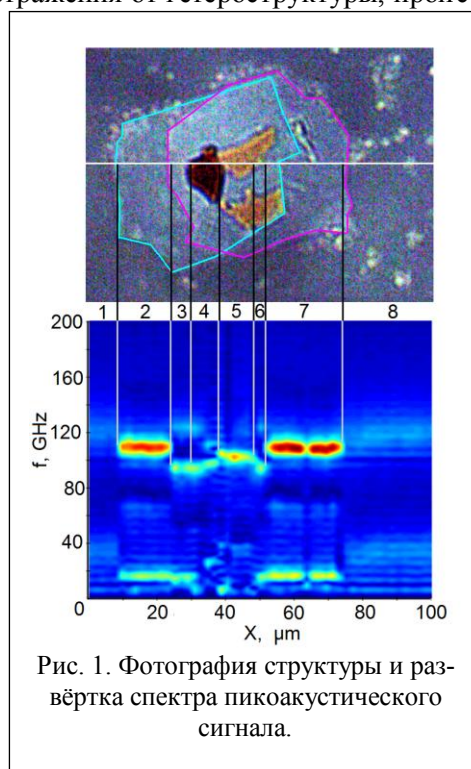


Рис. 1. Фотография структуры и развёртка спектра пикоакустического сигнала.

Поперечный акустоэлектрический эффект в графене

Каламейцев А.В.¹, Ковалёв В.М.^{1,2}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630097, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Акустоэлектрический эффект (АЭ) заключается в появлении стационарного тока при распространении в материале акустической волны вследствие передачи импульса акустической волны электронной подсистеме (звуковое давление). Применительно к системам, содержащим двумерный электронный газ (квантовая яма, монослой графена и т.п.), экспериментальные исследования АЭ ведутся на структурах типа «монослой (или квантовая яма) на пьезоэлектрической подложке», в которых в роли акустической волны выступают поверхностные акустические волны (ПАВ) Релея или Гуляева – Блюштейна, распространяющиеся вдоль поверхности подложки. При распространении ПАВ по поверхности пьезоэлектрической подложки происходит генерация продольного квазистационарного пьезоэлектрического поля, сильно взаимодействующего с подвижными электронами монослоя и приводящего к возникновению АЭ. Исследование АЭ в графене на пьезоподложке активно развивается в настоящее время [1]. Получаемые экспериментальные результаты, в принципе, укладывались в рамки стандартного понимания АЭ как эффекта увлечения электронов с направлением АЭ тока вдоль направления распространения ПАВ [1]. Недавно в экспериментальной работе [2] было обнаружено, что в графене при распространении ПАВ возможна генерация поперечного относительно распространения ПАВ АЭ-эффекта в отсутствие каких-либо внешних воздействий. С общетеоретической точки зрения возникновение поперечного АЭ возможно как в графене, так и в похожих материалах, например монослоях дихалькогенидов переходных металлов [3]. Однако такой эффект, будучи по своей природе долинным, может проявляться лишь при нарушении инверсии времени, например, внешним магнитным полем или циркулярно-поляризованной подсветкой образца. В работе [2] поперечный АЭ возникал в отсутствие такого типа воздействий.

В настоящей работе мы строим теорию АЭ-эффекта в графене, позволяющую дать возможное объяснение эксперимента [2]. Ключевой идеей, лежащей в основе развиваемой теории, лежит предположение о взаимодействии электронов графена со сдвиговыми деформациями (сопровождающими ПАВ Блюштейна – Гуляева) и возникновении в результате (в дополнение к пьезоэлектрической) «искусственной» электромагнитной волны. Последнее является следствием известного факта о том, что взаимодействие носителей заряда в графене с полями деформации может быть описано как взаимодействие с искусственным (synthetic) электромагнитным полем [4]. В рамках такого подхода поперечный АЭ-эффект может быть описан как эффект «фотонного» увлечения, в котором имеются вклады типа динамического эффекта Холла [5], собственно и отвечающие за возникновение поперечного АЭ-эффекта. С использованием подхода, основанного на кинетическом уравнении Больцмана, мы развиваем соответствующую теорию продольного и поперечного АЭ-эффекта для волны Блюштейна – Гуляева, которая дает удовлетворительное согласие с экспериментом [2].

[1] A. Hernández-Minguez et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 383001 (2018).

[2] P. Zhao et al., *arXiv:2112.11888* (2022).

[3] A.V. Kalameitsev et al., *Phys. Rev. Lett.* **122**, 256801 (2019).

[4] G. Naumis et al., *Rep. Prog. Phys.* **80**, 096501 (2017); M. Vozmediano et al., *Phys. Rep.* **496**, 109 (2010).

[5] M.M. Glazov, S.D. Ganichev, *Physics Reports* **535**, 101 (2014).

Анизотропия оптических свойств тонких пленок гексагонального нитрида бора

Котова Л.В.^{1,2}, Алтынбаев Л.А.¹, Жукова М.О.², Бородин Б.Р.¹, Ноган В.Т.^{3,4},
Балдычева А.³, Кочерешко В.П.¹

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

²Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49А

³Department of Engineering, University of Exeter, Exeter, EX4 4QF, United Kingdom

⁴Department of Electrical and Information Engineering, University of Oulu, 90014 Oulu, Finland

В работе экспериментально продемонстрирована необычная оптическая анизотропия в тонких пленках гексагонального нитрида бора, полученных из отдельных частиц нитрида бора, отслоившихся от объемных кристаллов посредством ультразвуковой обработки. Как линейная, так и циркулярная поляризация тонких пленок регистрируются на большой площади и в широком спектральном диапазоне с четко выраженной осью анизотропии. Атомно-силовая микроскопия и статистический анализ изображений оптической микроскопии выявили упорядоченное распределение плотности частиц на макроскопическом уровне с направлением, соответствующим оптической оси, наблюдаемой в данной поляризации. Демонстрируемый метод предлагает альтернативный недорогой масштабируемый подход к производству тонких пленок с регулируемыми оптическими свойствами.

Исследованы спектры пропускания и отражения тонких пленок, сформированных из агломерированных индивидуальных микрокристаллов *h*-BN, в области прозрачности ниже края полосы собственного поглощения. Измерены спектральные зависимости линейной и циркулярной поляризации света (рис. 1), прошедшего через образец. Оптическая и растровая электронная микроскопия показали отсутствие в образце заметных выделенных направлений. Однако при исследовании параметров Стокса света, прошедшего через образец, наблюдалось двойное лучепреломление. Установлено, что оптические оси были однонаправленными по всей площади образца. При этом рассеянный свет от образца не был поляризован. Это свидетельствовало о том, что причина анизотропии не в свойствах отдельных микрокристаллов, а является общей для всего образца. Статистический анализ оптических изображений подтвердил, что тонкие пленки демонстрируют макроскопическое упорядочение распределения плотности в том же направлении, что и оптическая ось, что приводит к наблюдаемой оптической анизотропии [1].

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ № 21-12-00304.

[1] Котова Л.В., Алтынбаев Л.А., Жукова М.О., Ноган В.Т., Балдычева А., Курбатов Д., Кочерешко В.П., ФТТ, **63**, 9, 1402–1406 (2021).

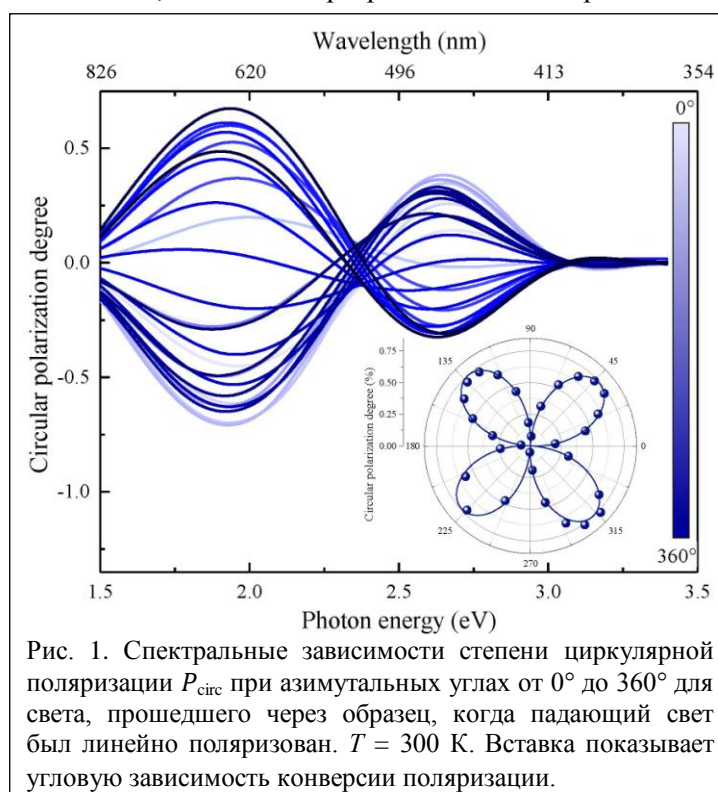


Рис. 1. Спектральные зависимости степени циркулярной поляризации P_{circ} при азимутальных углах от 0° до 360° для света, прошедшего через образец, когда падающий свет был линейно поляризован. $T = 300$ К. Вставка показывает угловую зависимость конверсии поляризации.

Управление нелинейными экситон-поляритонами в резонаторах на основе атомарно тонких полупроводников

Кравцов В.А., Кондратьев В.И., Иорш И.В.

Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49А

Экситон-поляритоны в полупроводниковых системах предоставляют широкие возможности для развития активных оптических устройств, таких как модуляторы, переключатели и транзисторы [1]. Однако для практических применений необходимы поляритонные системы с возможностью интеграции на чип и работы при комнатной температуре. Атомарно тонкие дихалькогениды переходных металлов предоставляют в этом смысле интересные перспективы для разработки будущих

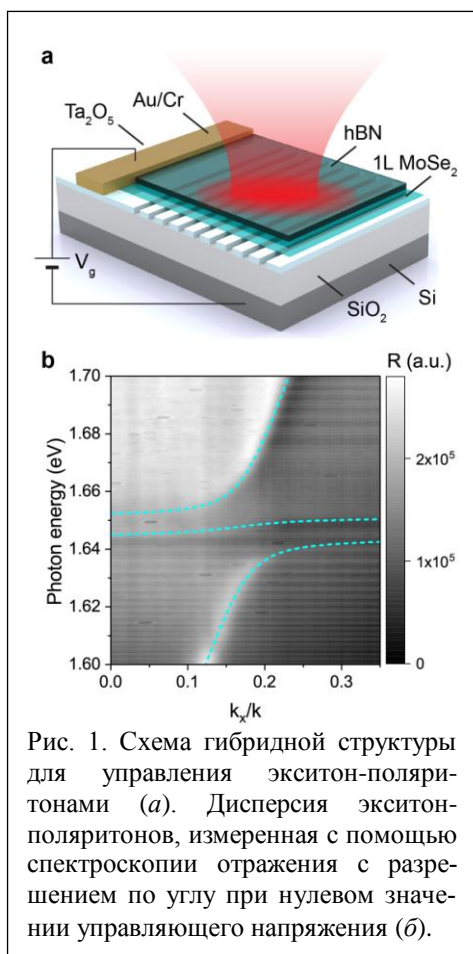


Рис. 1. Схема гибридной структуры для управления экситон-поляритонами (а). Дисперсия экситон-поляритонов, измеренная с помощью спектроскопии отражения с разрешением по углу при нулевом значении управляющего напряжения (б).

активных поляритонных элементов [2], поскольку являются прямозонными полупроводниками с большими энергиями связи порядка 0.5 эВ, легко интегрируются с нанофотонными структурами и поддерживают формирование экситон-поляритонов с расщеплением Раби в десятки электрон-вольт [3].

В данной работе мы демонстрируем формирование экситон-поляритонов и их электростатическое управление в планарной системе, состоящей из структурированного субволнового диэлектрического волновода, монослоя MoSe₂ и инкапсулирующего слоя гексагонального нитрида бора hBN (рис. 1, а). Вследствие модуляции диэлектрического окружения монослоя формируется два экситонных резонанса, которые, взаимодействуя с оптической модой, формируют поляритонные состояния с соответствующей дисперсией (рис. 1, б). Поляритон-поляритонное взаимодействие приводит к синему сдвигу резонансов и коллапсу расщепления Раби при сильной резонансной импульсной лазерной накачке, что позволяет переключать поляритонные резонансы оптически. С другой стороны, управление плотностью свободными носителями заряда позволяет продемонстрировать переход от экситон- к трион-поляритонам и переключать поляритонные резонансы электростатически.

Результаты, полученные в работе, показывают, что поляритонные системы на основе монослоев дихалькогенидов переходных металлов представляют привлекательную платформу для реализации будущих активных оптических устройств с возможностью интеграции на чип.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект 21-72-10100 “Нелинейная нанофотоника в резонансных структурах на основе двумерных материалов”).

[1] D. Ballarini et al., *Nat. Commun.*, **4**, 1778 (2013).

[2] F. Xia et al., *Nat. Photon.*, **8**, 899 (2014).

[3] V. Kravtsov et al., *Light Sci. Appl.*, **9**, 56 (2020).

Оптические свойства двумерных островков дисульфида вольфрама (WS₂)

Кривоногова А.Ю.^{1,2}, Курусь Н.Н.¹, Милёхин И.А.³, Колосветов А.А.⁴, Милёхин А.Г.¹

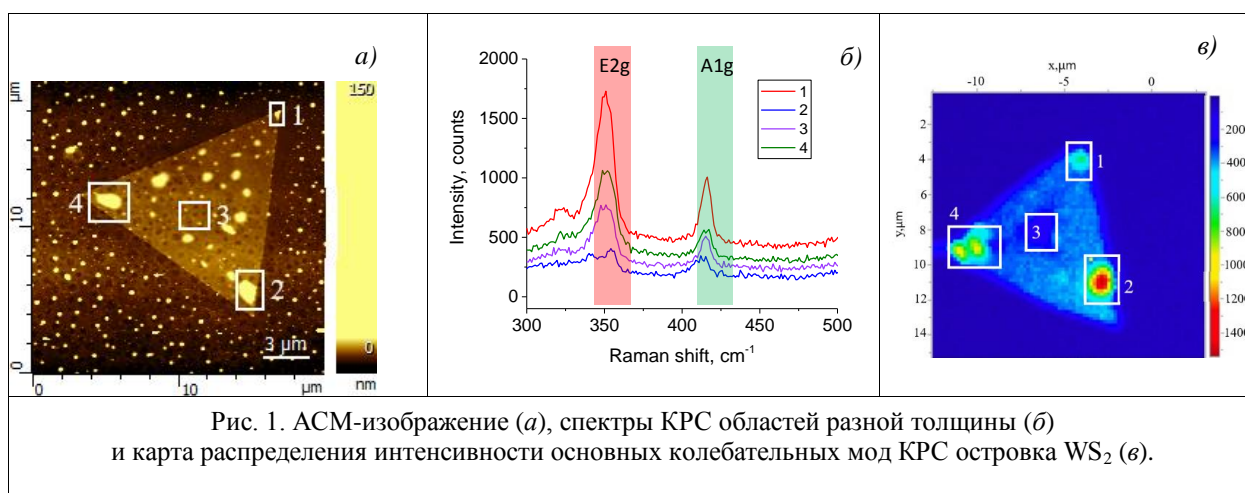
¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

³Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, D-09107 Chemnitz, Germany

⁴МФТИ, 141701, Долгопрудный, пер. Институтский, 9

Двумерные дихалькогениды переходных металлов благодаря таким физическим свойствам, как отсутствие инверсионной симметрии и сильные экситонные эффекты, являются перспективными материалами для решения задач оптоэлектроники. Ярким представителем данного класса веществ является дисульфид вольфрама (WS₂). Одной из его особенностей является зависимость зонной структуры от толщины образца. Так, при изменении толщины от объемного значения до единиц монослоев WS₂ становится прямозонным, что сопровождается изменением его оптических свойств. В этой связи исследование колебательных спектров и фотолюминесценции является эффективным инструментом для анализа структурных свойств двумерных кристаллов WS₂.



В данной работе выполнен анализ островков дисульфида вольфрама методами атомно-силовой микроскопии, комбинационного рассеяния света (КРС) и фотолюминесценции (ФЛ). АСМ-изображение островков WS₂ представлено на рис. 1, а. Островки размером приблизительно 20 нм имеют треугольную форму и толщину от 1 до нескольких монослоев. Наблюдаются особенности высотой ~10 нм, природа которых остается дискуссионным вопросом.

Исследована зависимость частот основных колебательных мод WS₂ (A_{1g} и E_{2g}) от толщины пленки дисульфида вольфрама, определенной методом АСМ (рис.1, б). Установлено, что с уменьшением толщины островка WS₂ с 4 монослоев до 1 монослоя частота моды A_{1g} уменьшается от 420 см⁻¹ до 416 см⁻¹, что согласуется с ранее опубликованными данными [1].

Получены карты распределения интенсивности основных колебательных мод в спектре КРС островками WS₂ (рис. 1, в). В областях с наибольшей толщиной островка (области 1, 2), как и ожидалось, наблюдается существенное увеличение интенсивности основных колебательных мод WS₂.

Получена карта распределения интенсивности ФЛ в двумерных островках WS₂, демонстрирующая изменение энергии и интенсивности ФЛ в разных областях островка. Выполнено сопоставление оптических и структурных свойств исследуемых островков WS₂.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-52-04009).

[1] Barbosa A.N. et al., *Materials Chemistry and Physics*, 243, 122599 (2020).

НаноКРС графеном в режиме щелевого плазмона

Курусъ Н.Н.¹, Милёхин И.А.², Небогатикова Н.А.¹, Антонова И.В.^{1,3}, Родякина Е.Е.^{1,3},
Милёхин А.Г.¹, Латышев А.В.^{1,3}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²Semiconductor Physics, Chemnitz University of Technology, D-09107 Chemnitz, Germany

³НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Методы оптической спектроскопии традиционно являются эффективным неразрушающим инструментом анализа элементного состава и структуры вещества. Существующая тенденция уменьшения размеров активных элементов компонентной базы современной электроники и фотоники, а также развитие методов и подходов нанотехнологии инициировали переход к исследованию объектов нанометрового масштаба. При этом применение методов оптической спектроскопии для исследования нанообъектов ограничивается их малым оптическим откликом на воздействие лазерного излучения. В этой связи одной из центральных задач становится разработка методов усиления детектируемого сигнала. Использование наноструктурированных металлических подложек позволяет реализовать гигантское комбинационное рассеяние света (ГКРС) вследствие явления локализованного плазмонного резонанса. Метод КРС, усиленного зондом (наноКРС или с англ. TERS – Tip Enhanced Raman Scattering), в основе которого лежит усиление эмиссии света плазмоном, локализованным вблизи острия металлизированного зонда атомно-силового микроскопа, является частным случаем ГКРС. Исследование спектра КРС материалом, помещенным в зазор между плазмонной подложкой и острием металлизированного зонда, позволяет добиться гораздо большего усиления эмиссии света благодаря реализации режима щелевого плазмона (от англ. Gap-mode). Неоспоримым преимуществом данного метода является возможность записи колебательного спектра вещества с нанометровым пространственным разрешением.

Число работ, посвященных исследованию плазмон-усиленного КРС полупроводниковыми

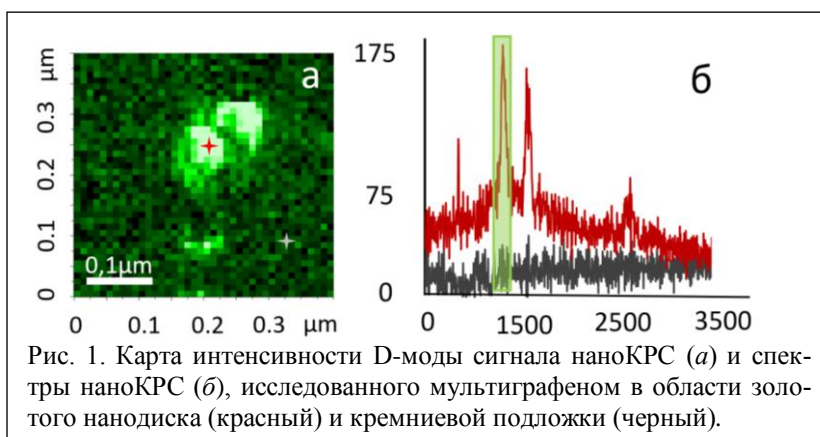


Рис. 1. Карта интенсивности D-моды сигнала наноКРС (а) и спектры наноКРС (б), исследованного мультиграфеном в области золотого нанодиска (красный) и кремниевой подложки (черный).

наноматериалами, в частности графеном и графеноподобными материалами, весьма ограничено. При этом можно ожидать, что исследования эффектов ГКРС графеном и его производными позволят глубже понять механизмы плазмонного усиления оптического отклика.

Данная работа посвящена исследованию наноКРС оптическими колебаниями пленки

мультиграфена, расположенного на подложке в виде периодического массива золотых нанодисков. Получено усиление ($K_u \sim 100$) основных колебательных мод мультиграфена, наблюдаемых в области золотых нанодисков. Записана карта КРС с нанометровым пространственным разрешением, визуализирующая складки в графене на массиве золотых нанодисков. Выполнена оценка величин механического напряжения в области складок.

Полученные результаты свидетельствуют о перспективности данного метода в исследовании локальных дефектов в структуре двумерных графеноподобных материалов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-52-04009).

Фурье-анализ СТМ-изображений при формировании $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ на начальных этапах нитридации поверхности кремния Si(111)

Мансуров В.Г.¹, Тийс С.А.¹, Малин Т.В.¹, Милахин Д.С.^{1,2}, Журавлев К.С.¹

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. К. Маркса, 20

Нитрид кремния – очень важный материал не только для микроэлектроники, где он используется в качестве диэлектрика с рекордно высоким удельным сопротивлением и пробивным напряжением, но и для многих других отраслей – медицины, машиностроения и прочих. Однако двумерная модификация нитрида кремния практически не исследована. При нитридации кремния Si(111), то есть при взаимодействии нагретой поверхности с активным азотом, возникает структура (8×8) . Она известна давно, и обычно ее связывают с кристаллической фазой $\beta\text{-Si}_3\text{N}_4$. Недавно мы предложили альтернативную модель структуры (8×8) как графеноподобного слоя $g\text{-Si}_3\text{N}_3$ [1, 2]. Образованию структуры (8×8) на ранних этапах нитридации предшествует появление структуры $(7\times 7)_N$, которая исследуется в настоящей работе методами сканирующей туннельной микроскопии и спектроскопии.

Эксперименты проводились в сверхвысоковакуумной установке, оборудованной сканирующим туннельным микроскопом (СТМ) Omicron. Нитридация Si(111) производилась при относительно высокой температуре 1000 °С в потоке аммиака, СТМ-анализ проводился при комнатной температуре.

При низких дозах нитридации в СТМ наблюдалось образование структуры $(7\times 7)_N$ с характерным контрастом – рис. 1 (вверху). Характерный контраст изображения $(7\times 7)_N$ зависит от напряжения между зондом и образцом, что свидетельствует о его неморфологическом происхождении. Несмотря на присутствие периодичности (7×7) , поверхность покрыта неупорядоченным слоем адсорбированных атомов азота, кремния и молекул нитридованного кремния $(\text{Si-N})_x$. Вклад неупорядоченной фазы в СТМ-изображение удастся выделить с помощью фурье-анализа и отделения 2D периодического вклада – рис. 1 (внизу). Обнаружено, что вклад неупорядоченной части в изображение $(7\times 7)_N$ больше периодического вклада.

В работе на основе анализа зависимости контраста от напряжения и фурье-анализа, а также с учетом высокой температуры нитридации развиты представления о формировании неупорядоченного адсорбированного слоя и предложен механизм последующего формирования из него структуры (8×8) . Отметим, что полученные данные не подтверждают распространенные представления о повышенной химической активности *rest*-атомов в сравнении с адатомами на DAS-структуре (7×7) .

Работа выполнена в рамках государственного задания № FWGW-2022-0005 «Гетеро-структуры на основе материалов A_3B_5 для радиофотоники, СВЧ-электроники и фотоэлектроники».

[1] Mansurov V.G., Galitsyn Y.G., Malin T.V., Teys S.A., Zhuravlev K.S., Cora I. and Pecz B., *2D Materials, IntechOpen, Oxford* (2019).

[2] V. Mansurov, Yu. Galitsyn, S. Teys, D. Milakhin, K. Zhuravlev, *Appl. Surf. Sci.*, **571**, 151276 (2022).

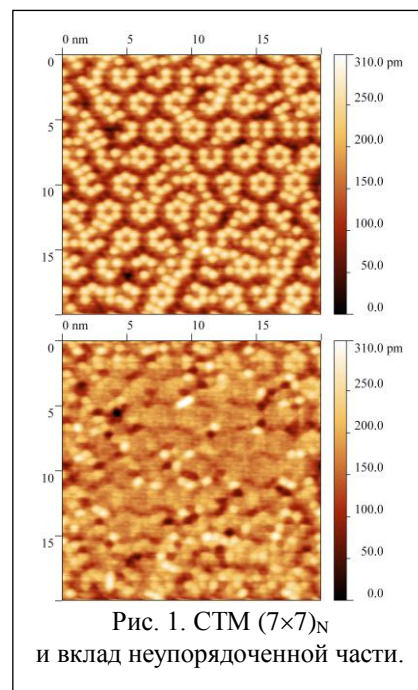


Рис. 1. СТМ $(7\times 7)_N$ и вклад неупорядоченной части.

Новая слоистая фаза EuS_2

Николаев С.Н.¹, Екимов Е.А.^{1,2}, Сидоров В.А.², Деева А.А.¹, Ширяев А.А.³,
Чернопицкий М.А.¹, Кривобок В.С.¹

¹ФИАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

²ИФВД РАН, 108840, Троицк, Калужское ш., стр. 14

³ИФХЭ им. А.Н. Фрумкина РАН, 119071, Москва, Ленинский пр., 31, корп. 4

Исследования слоистых материалов открывают широкие возможности для создания новых приборов на основе атомарно тонких пленок и вандерваальсовых гетероструктур. Кроме исследования известных слоистых материалов, представляет интерес синтез новых соединений. В данной работе впервые получена слоистая фаза дисульфида европия, исследованы ее электрофизические, оптические, структурные свойства.

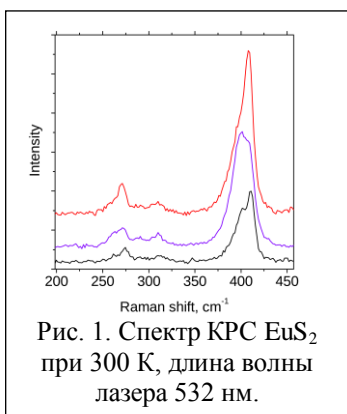


Рис. 1. Спектр КРС EuS_2 при 300 К, длина волны лазера 532 нм.

Синтез соединения Eu и S проводился из порошков элементарных материалов при давлении 8–9 ГПа и температуре 1250 °С (НРНТ) в избытке S . Для первичной идентификации полученных кристаллов исследовались их спектры комбинационного рассеяния света (КРС) при комнатной температуре.

Было обнаружено, что в друзе сосуществуют несколько кристаллических форм

S_8 с линиями КРС 151, 185, 216, 245, 470 cm^{-1} и S_n с линиями 216, 260, 274, 420, 455 cm^{-1} . Кроме того, был обнаружен материал с линиями 271, 310, 400, 408 cm^{-1} , который не удалось сопоставить с известными соединениями Eu и S .

На основе данных по рассеянию рентгеновских лучей на монокристалле 15×27 мкм была определена структура полученного соединения. Выращенный материал представлял собой слоистую форму EuS_2 с моноклинной решеткой (пространственная группа $P2_1/c$ (#14-1)). Соотношение материалов подтверждалось данными анализа элементного состава. Слоистая структура кристалла позволила провести микромеханическое расщепление объемных кристаллитов на тонкие пленки при помощи липкой ленты. Чешуйки переносились на подложки Si/SiO_2 , что увеличивало их оптический контраст при малых толщинах. Спектры КРС пленок толщиной 100 нм и более совпадали со спектрами, полученными для объемного материала.

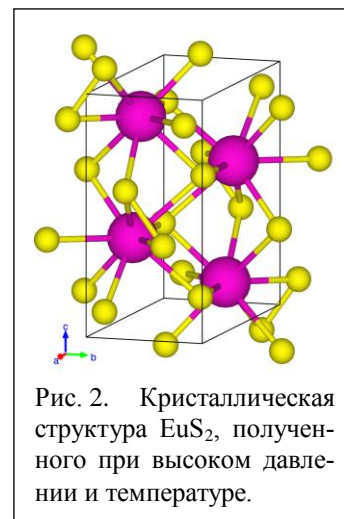


Рис. 2. Кристаллическая структура EuS_2 , полученного при высоком давлении и температуре.

Проведены предварительные исследования температурной зависимости проводимости и фотопроводимости EuS_2 . Проводимость образца росла с увеличением температуры, что характерно для полупроводников, по этой зависимости сделана оценка энергии активации, которая составила 200 мэВ. Продемонстрирована фотопроводимость кристалла EuS_2 при освещении образца ИК-излучением.

Таким образом, впервые синтезирована слоистая фаза EuS_2 с моноклинной кристаллической решеткой. Измерены ее спектры КРС, определена кристаллическая структура, проведены предварительные электрофизические исследования материала. Получены атомарно тонкие пленки EuS_2 .

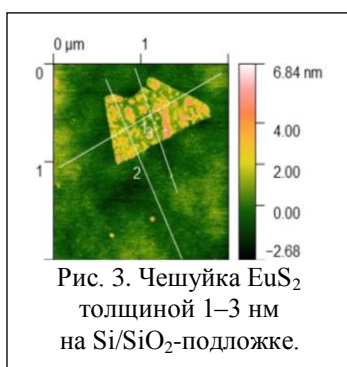


Рис. 3. Чешуйка EuS_2 толщиной 1–3 нм на Si/SiO_2 -подложке.

Экситонные состояния в монокристаллах перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$

Сарычев М.Н.¹, Жевстовских И.В.², Семенова О.И.³

¹Уральский федеральный университет, 620002, Екатеринбург

²ИФМ УрО РАН, 620108, Екатеринбург

³ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск

Интенсивное изучение излучающих свойств органоинеральных гибридных перовскитов $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbX}_3$ ($X=\text{I}, \text{Br}, \text{Cl}$) обусловлено их высоким потенциалом для использования в фотовольтаике и оптоэлектронных устройствах [1, 2]. Фундаментальный вопрос, который возникает из этих исследований, касается природы элементарных фотовозбуждений, которые вовлечены в механизмы преобразования энергии. В работе представлены результаты исследования фотолюминесценции (ФЛ) в монокристаллах $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ в интервале температур от 10 К до 320 К с энергией возбуждающего лазера 2.72 эВ ($\lambda=455$ нм). Мы обнаружили в спектре ФЛ во всем исследованном интервале температур экситонный пик с энергией вблизи 2.23–2.29 эВ, положение которого сдвигалось в большие энергии с ростом температуры от 10 К до 140 К. При дальнейшем нагреве от 140 К до 170 К наблюдался небольшой красный сдвиг, а выше 170 К – положение пика не смещалось, при этом интенсивность пика резко возрастала при $T < 140$ К (рис. 1). Такое температурное поведение ФЛ эмиссии отражает корреляцию со структурными фазовыми переходами в этом перовските, температуры которых равны 148.8 К, 154 К и 236.3 К.

Подобную корреляцию мы наблюдали и в перовските с йодом $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbI}_3$ [3, 4]. Необычным в перовските с бромом было обнаружение экситонной особенности в спектре ФЛ при высоких температурах (до 320 К), хотя ранее в пленках $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ была определена энергия связи экситона, равная 17 мэВ [5], что меньше тепловой энергии (равной 27 мэВ при $T=320$ К), а значит наблюдать свободный экситон при температурах выше комнатной было бы затруднительно. Кроме того, мы выявили сложную структуру экситонной рекомбинации, состоящей из двух близко расположенных пиков. Если полагать, что эти два пика представляют собой основное и возбужденное состояние экситона, то можно оценить энергию связи экситона в монокристалле $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$. Оно оказалось равным 26–27 мэВ, что дает значение запрещенной зоны 2.32 эВ, которое хорошо совпадает с полученным ранее в работе [3] из спектров поглощения.

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме “Электрон” № АААА-А18-118020190098-5, при финансовой поддержке РФФИ и Свердловской области в рамках научного проекта № 20-42-660004 и ключевого центра превосходства УрФУ “Радиационные и ядерные технологии”.

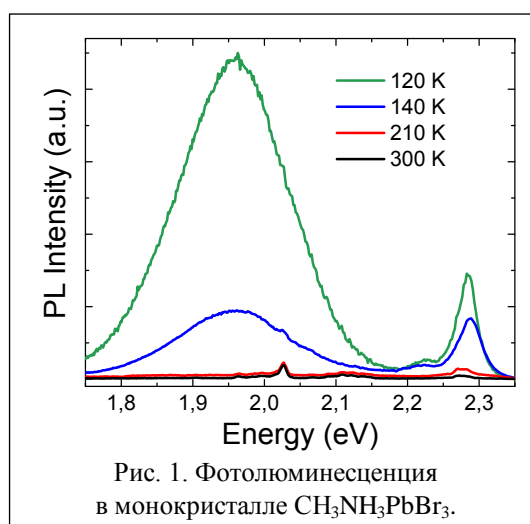


Рис. 1. Фотолюминесценция в монокристалле $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$.

[1] S.D. Stranks and H.J. Snaith, *Nat. Nanotechnol.*, **10**, 391 (2015).

[2] Manser J.S. et al., *Chem. Rev.*, **116**, 12956 (2016).

[3] I.V. Zhevstovskikh et al., *J. Phys.: Condens. Matter*, **33**, 045403 (2021).

[4] I.V. Zhevstovskikh et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **55**, 095105 (2022).

[5] Jiangjian Shi et al., *Energy Environ. Sci.*, **11**, 1460 (2018).

Аномальный циклотронный резонанс в графене

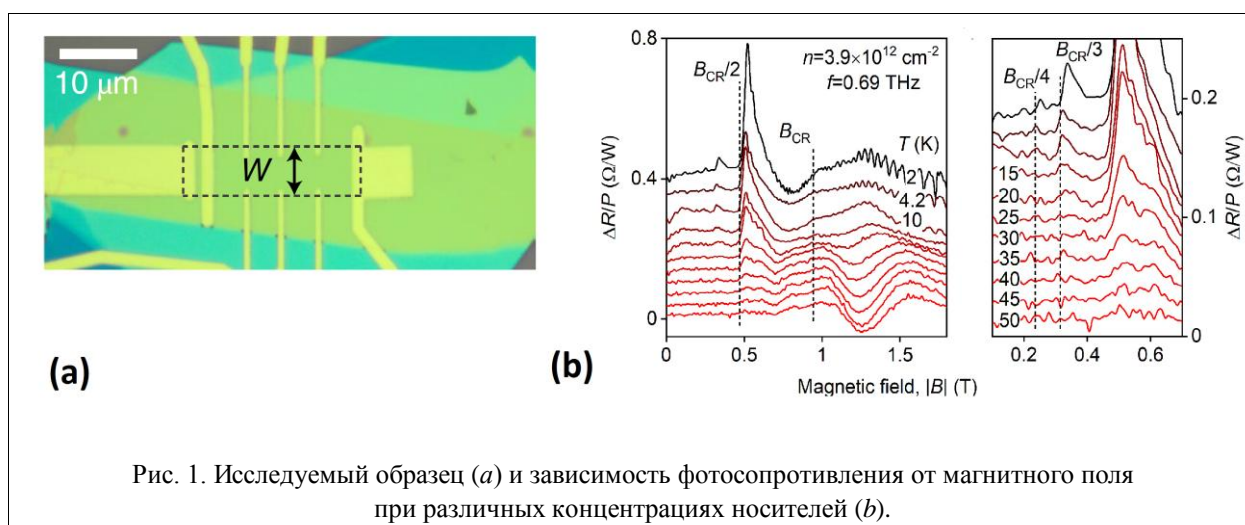
Свинцов Д.А.¹, Капралов К.Н.¹, Дмитриев И.А.², Monch E.², Linder K.²,
Бандурин Д.А.¹, Ганичев С.²

¹МФТИ, 141701, Долгопрудный

²Terahertz Center, University of Regensburg, Regensburg, Germany

В данной работе [1] мы демонстрируем сильное отклонение от привычного сценария циклотронного поглощения света в высококачественных образцах графена. Мы показываем, что поглощение на частоте двойного циклотронного резонанса может доминировать над поглощением на основной циклотронной частоте. Наблюдаются также выраженные пики поглощения на частотах $3\omega_c$ и $4\omega_c$. Все кратные резонансы имеют асимметричную форму с длинным хвостом поглощения в области больших полей. Мы предлагаем теорию данного явления, основанную на возбуждении бернштейновских магнитоплазмонов, обладающих аномально малой групповой скоростью.

Исследованные образцы (рис. 1, *a*) представляют собой полосы графена с холловскими контактами. Электронная подвижность при $T=4.2$ К имеет порядок 10^6 см²/(В·с). При облучении терагерцовым излучением ($f = 0.67 \dots 2.54$ ТГц) возникает выраженная фотопроводимость. Пример зависимости фотосопротивления от магнитного поля и концентрации носителей приведен на рис. 1, *b*. Поглощение на основном циклотронном резонансе проявляется как симметричный пик, снижающийся и расширяющийся при увеличении концентрации носителей. Поглощение на кратном циклотронном резонансе дает сильно асимметричную линию при меньших полях. При больших электронных концентрациях кратный резонанс доминирует над основным.



Мы объясняем аномалии в поглощении возбуждением бернштейновских магнитоплазменных мод. В чистых двумерных системах дисперсия магнитоплазмонов демонстрирует антикроссинги с кратными циклотронными частотами [2]. Дисперсия ниже антикроссинга имеет плато с нулевой групповой скоростью. Возможность возбуждения плазмонов с конечным волновым вектором связана с дифракцией на острых металлических контактах к структуре. Минимальной моделью поглощения, описывающей форму резонанса, является протяженный слой графена со штыревой металлической антенной над ним. При этом для описания поглощения не нужно привлекать дополнительных сценариев типа параметрической неустойчивости [3] или электронной вязкости [4].

[1] D.A. Bandurina, E. Mönch, K. Kapralov, I.Y. Phinney, K. Lindner, S. Liu, J.H. Edgar, I.A. Dmitriev, P. Jarillo-Herrero, D. Svintsov and S.D. Ganichev, *Nature Physics*, **18**, 462–467 (2022).

[2] K.W. Chiu and J.J. Quinn, *Phys. Rev. B*, **9**, 4724 (1974).

[3] V.A. Volkov and A.A. Zabolotnykh, *Phys. Rev. B*, **89**, 121410 (2014).

[4] P.S. Alekseev and A.P. Alekseeva, *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 236801 (2019).

Трионы с отрицательной приведенной массой в двумерных полупроводниках

Семина М.А., Глазов М.М.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург

Атомарно-тонкие дихалькогениды переходных металлов (MX_2) привлекают значительный интерес своими необычными электронными и оптическими свойствами. В таких системах особенно существенно кулоновское взаимодействие между носителями заряда. В оптических спектрах монослоев MX_2 наблюдаются экситоны с энергией связи, составляющей сотни мэВ, и трионы – трехчастичные связанные комплексы из электрона и двух дырок или двух дырок и электрона с энергиями связи, составляющими десятки мэВ [1, 2].

Сильное кулоновское взаимодействие открывает возможности экспериментального наблюдения и исследования возбужденных состояний трионов. В данной работе построена теория возбужденных состояний трионов в монослоях дихалькогенидов переходных металлов. Основное внимание уделено двум ситуациям, которые реализованы в экспериментах.

Во-первых, рассматриваются трионы, возникающие вследствие притяжения свободного электрона или дырки к возбужденному ($2s$) состоянию экситона. Показано, что такое состояние триона является квазистационарным [3]. Его энергия содержит мнимую часть, отвечающую за процесс распада возбужденного состояния

триона на свободный носитель заряда, и экситон в основном ($1s$) состоянии. Этот процесс можно интерпретировать как автоионизацию таких состояний трионов. Оценки показывают, что энергия связи $2s$ -трионов в монослое WSe_2 составляет около 20 мэВ, а энергетический эквивалент затухания, обусловленного автоионизацией, – менее 10 мэВ. Это согласуется с экспериментальными данными [3], которые представлены на рис. 1: возбужденные состояния триона на спектре отражения отмечены стрелкой $2s+/-$. Также нами развита модель перераспределения силы осциллятора между нейтральными экситонами и трионами при увеличении легирования.

Во-вторых, разработана теория трионов, в которых один из носителей заряда имеет отрицательную эффективную массу. Такая ситуация может реализовываться в атомарно-тонком WSe_2 для отрицательно заряженных трионов, в которых один из электронов находится в нижней зоне проводимости, а другой – в возбужденной, дисперсия которой имеет отрицательную кривизну [4]. В рамках модели параболических зон получены соотношения между эффективными массами носителей заряда, когда такие трионы с отрицательной эффективной массой электрона могут существовать. Выполнен вариационный расчет энергии связи таких трионов с учетом как квадратичных членов в дисперсии, так и членов четвертой степени по волновому вектору, учет которых приводит к дополнительной стабилизации трехчастичных комплексов. Предсказанные состояния трионов с отрицательной эффективной массой одного из электронов обнаружены в недавних экспериментах [5].

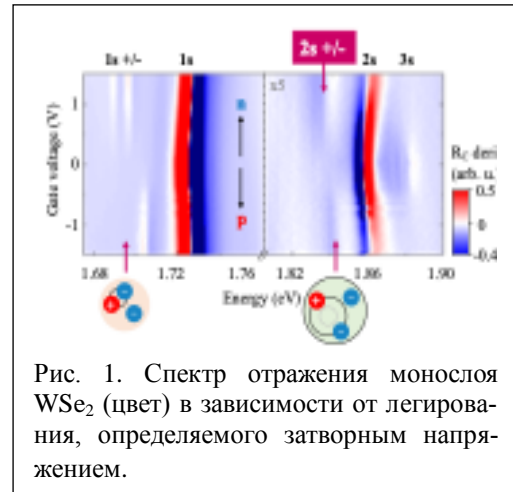


Рис. 1. Спектр отражения монослоя WSe_2 (цвет) в зависимости от легирования, определяемого затворным напряжением.

[1] М.В. Дурнев, М.М. Глазов, УФН 188, 913–934 (2018).

[2] E. Courtade, M.A. Semina et al., Phys. Rev. B 96, 085302 (2017).

[3] K. Wagner, E. Wietek, J.D. Ziegler, M.A. Semina et al., Phys. Rev. Lett. 125, 267401 (2020).

[4] Kai-Qiang Lin et al., Nature Communications 12, 5500 (2021).

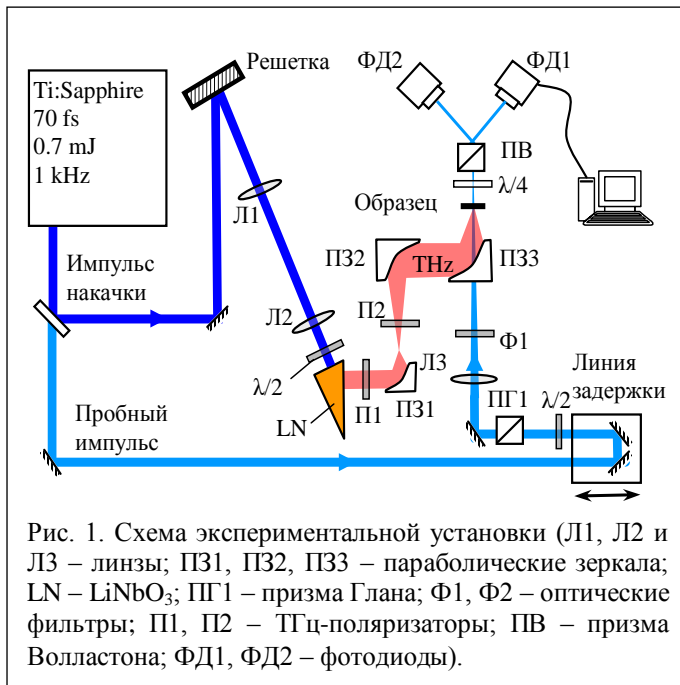
[5] Kai-Qiang Lin, M.A. Semina et al., to be published.

Нелинейное прохождение ТГц-излучения через графен

Бодров С.Б., Корытин А.И., Сергеев Ю.А., Степанов А.Н.

ИПФ РАН, 603950, Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Наличие бесщелевой дисперсии фермионов, нулевой эффективной массы носителей (вплоть до энергий порядка 1.5 эВ) и высокой скорости Ферми делает графен обладателем уникально высоких нелинейных восприимчивостей, в том числе в ТГц-диапазоне. Доступность техники генерации ТГц-полей с высокой пиковой интенсивностью позволили наблюдать различные нелинейные эффекты, например в присутствии ТГц-поля удалось наблюдать оптическую люминесценцию [1] и генерацию второй гармоники оптического излучения [2]. В настоящей работе исследуется эффект нелинейного искажения временного профиля ТГц-импульса при прохождении через графен. Поскольку графен обладает симметрией относительно преобразования инверсии в плоскости монослоя, квадратично-нелинейный отклик запрещен в рамках дипольного приближения. Приложение ТГц-поля величиной 300 кВ/см задействует механизм кубичной нелинейности. Это непертурбативный режим взаимодействия свет-вещество, такие поля заведомо сильно возмущают исходное распределение фермионов: электроны и дырки разогреваются, а количество носителей заряда значительно увеличивается за время действия ТГц-импульса за счет рождения электронно-дырочных пар.



значительно увеличивается за время действия ТГц-импульса за счет рождения электронно-дырочных пар.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Для исследования была использована титан-сапфировая лазерная система Spitfire, генерирующая фемтосекундные импульсы с энергией 0.7 мДж, центральной длиной волны 785 нм и длительностью 70 фс с частотой повторения 1 кГц. Интенсивные ТГц-импульсы генерировались с использованием техники наклонного фронта интенсивности.

Детектирование ТГц-поля осуществлялось при помощи электрооптического стробирования в кристалле GaP. В качестве образца использовался однослойный CVD-графен на плавленом кварце.

В ходе эксперимента были получены зависимости от времени при различных значениях коэффициента ослабления ТГц-поля. Для изучения нелинейного отклика сравнивалась и анализировалась разница между прохождением через графен на кварце и через подложку.

[1] I. Oladyshkin et al., *Phys. Rev. B.*, **96**, 155401 (2017).

[2] M. Tokmani et al., *Phys. Rev. B.*, **99**, 155411 (2019).

Асимметричные монослои $XMoSiN_2$ ($X=S, Se, Te$) и вертикальные гетероструктуры на их основе для применений в нанoeлектронике

Сибатов Р.Т.¹, Мефтахутдинов Р.М.², Кочаев А.И.²

¹ГНЦ НПК «Технологический центр», 124498, Зеленоград, пл. Шокина, 1, стр. 7

²УлГУ, 432017, Ульяновск, ул. Льва Толстого, 42

Недавно был предложен и реализован метод синтеза монослоя $MoSi_2N_4$ [1], открывший новые возможности для получения семейства стабильных 2D-материалов, для которых не существует природных слоистых 3D-кристаллов. Термодинамическая стабильность монослоев при нормальных условиях, высокая подвижность носителей и ряд других достоинств свидетельствуют о перспективности новых 2D-материалов из семейства $MoSi_2N_4$ для применений в нанoeлектронике.

В данной работе мы предложили и исследовали асимметричные структуры $XMoSiN_2$ (типа Янус), построенные и оптимизированные из $MoSi_2N_4$ путем замены SiN_2 с одной стороны атомами халькогена (S, Se или Te) (рис. 1). Новая структура представляет собой гибрид 2D-дихалькогенида переходного металла (ДХПМ) и монослоя $MoSi_2N_4$. С помощью DFT-расчетов в программе QuantumATK обоснована устойчивость новых материалов и исследованы электронные, оптические и механические свойства.

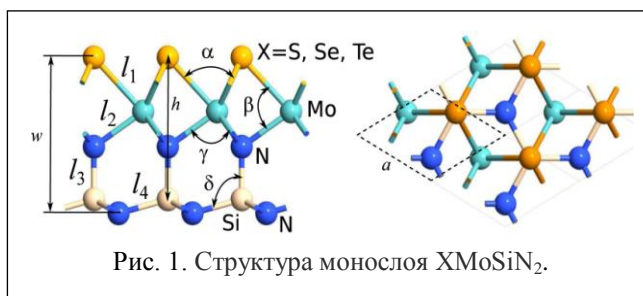


Рис. 1. Структура монослоя $XMoSiN_2$.

Монослои $XMoSiN_2$ характеризуются высокими значениями энергии связи >7.5 эВ/атом. Во всех исследованных монослоях присутствует сильное встроенное электрическое поле, позволяющее разделять генерируемые электронно-дырочные пары в пределах одного слоя, что перспективно для фотовольтаических приложений. Ширина запрещенной зоны монослоев $XMoSiN_2$ слабо зависит от напряженности внешнего поперечного поля E для выбранного диапазона $[-6, +6]$ В/нм. Рассмотренные значения внешних электрических полей достаточно высоки, но из-за гораздо более сильного встроенного внутреннего поля внешнее незначительно возмущает электронные состояния. Отсутствие горизонтальной плоскости отражения в сочетании со спин-орбитальным взаимодействием из-за значительного атомного веса переходного металла приводит к расщеплению зон за счет эффекта Рашбы. В таблице 1 приведены значения запрещенной зоны, полученные с помощью различных обменно-корреляционных функционалов, а также значения расщеплений дна зоны проводимости (ДЗП) и потолка валентной зоны (ПВЗ) из-за спин-орбитального взаимодействия.

Таблица 1. Запрещенная зона и величина расщепления ПВЗ Δ_V и ДЗП Δ_C

	E_g^{PBE} , эВ	E_g^{HSE06} , эВ	$E_g^{HSE06+SOC}$, эВ	Δ_V , мэВ	Δ_C , мэВ
$SMoSiN_2$	2.15	2.67	2.58	171	18
$SeMoSiN_2$	1.73	2.40	2.26	0	30
$TeMoSiN_2$	1.02	1.58	1.54	0	51

Продемонстрированная в [2] чувствительность электронных и оптических свойств к деформациям монослоев, высокая механическая прочность и их стабильность свидетельствуют о перспективности материала для гибкой опто- и нанoeлектроники. В работе также исследуются вандерваальсовы структуры: бислой $XMoSiN_2$, графен $XMoSiN_2$, ДХПМ $XMoSiN_2$.

[1] Y.L. Hong et al., *Science*, **369**, 670 (2020).

[2] R.T. Sibatov, R.M. Meftakhutdinov, A.I. Kochaev, *Applied Surface Science*, **585**, 152465 (2022).

2D-экситоны в одиночных монослоях GaN в AlN

Торопов А.А., Европейцев Е.А., Нечаев Д.В., Нестоклон М.О., Смирнов Д.С.,
Буренина Д.С., Гусева Ю.А., Задиранов Ю.М., Кулагина М.М., Жмерик В.Н.,
Шубина Т.В., Иванов С.В.

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

В полупроводниковых 2D-структурах с экстремально сильным квантовым ограничением экситонные эффекты доминируют вплоть до комнатной температуры. При низкой температуре большая скорость экситонных переходов обуславливает превалирование излучательных каналов рекомбинации по сравнению с безызлучательными, увеличивая квантовый выход излучения. Однако скорость радиационного затухания экситонов определяется усреднением по термическому распределению и вследствие этого прямо пропорциональна температуре и обратно пропорциональна ширине (E_0) «излучательного окна» в k -пространстве, включающего экситонные состояния внутри светового конуса. Для известных 2D-структур – узких полупроводниковых квантовых ям (КЯ) и монослоев дихалькогенидов переходных металлов – достаточно малая величина E_0 (10–70 мкэВ) приводит при 300 К к длинным временам жизни экситона и доминированию безызлучательной рекомбинации.

В настоящей работе представлен новый подход к реализации 2D-структур с предельно сильным экситонным ограничением, основанный на использовании монослойных (МС) пироэлектрических КЯ GaN/AlN. Гетероструктуры такого типа изготавливаются методом молекулярно-пучковой эпитаксии и являются основой для оптоэлектронных приборов «проблемного» спектрального диапазона среднего УФ [1]. Возможность ограничения носителей заряда в одиночных МС GaN определяется гигантским разрывом зон (более 1 эВ) на интерфейсе GaN/AlN, а также экстремально большими эффективными массами электронов и дырок, тогда как большая ширина запрещенной зоны (~5.3 эВ) и, как следствие, большая ширина излучательного окна ($E_0 \sim 300$ мкэВ) приводят к рекордно малому радиационному времени жизни экситона ~3 нс при 300 К. Экспериментально (методами времязрешенной оптической спектроскопии) и теоретически (в рамках теории функционала плотности и теоретико-группового анализа) показано, что доминирующим релаксационным процессом в таких структурах является релаксация дипольно-разрешенных «светлых» экситонов, сопровождающаяся переворотом спина и их превращением в запрещенные «темные» экситоны, уровни которых разнесены на ~40 мэВ из-за электронно-дырочного обменного взаимодействия [2, 3]. Несмотря на «темную» природу основного экситонного состояния и большую величину обменного расщепления между «темными» и «светлыми» экситонами, сверхтонкие квантовые ямы GaN/AlN являются чрезвычайно эффективными излучателями УФ-излучения при температурах порядка 300 К и выше, что определяется тепловым заполнением «светлых» экситонных состояний и низкой эффективностью процессов безызлучательной рекомбинации. Такое сочетание свойств делает эти структуры исключительно перспективными для применения в качестве активной области светоизлучающих устройств УФ спектрального диапазона. Эффекты экситонной локализации в плоскости одиночного МС GaN в AlN исследовались методами микрофотолюминесценции в результате формирования из планарной гетероструктуры колончатых структур с диаметром порядка 100 нм. Наблюдение в таких образцах узких линий излучения одиночных локализованных экситонов позволяет надеяться на реализацию источников одиночных фотонов в солнечно-слепой области спектра.

Работа поддержана РФФИ (грант № 19-52-12057).

[1] V. Jmerik, D. Nechaev, K. Orekhova et al., *Nanomaterials* **11**, 2553 (2021).

[2] A.A. Toropov, E.A. Evropeitsev, M.O. Nestoklon et al., *Nano Lett.* **20**, 158 (2020).

[3] Е.А. Европейцев, Ю.М. Серов, Д.В. Нечаев и др. *ПЖЭТФ* **113**, 507 (2021).

Зависимость ширины линий фотолюминесценции структур с монослоями дихалькогенидов переходных металлов от толщины инкапсулирующего слоя нитрида бора

Бричкин А.С., Гольшков Г.М., Черненко А.В.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, Московская обл., ул. Ак. Осипьяна, 2

Исследовано влияние толщины инкапсулирующих слоев гексагонального нитрида бора (hBN) на ширину и энергетическое положение линий фотолюминесценции (ФЛ) гетероструктур на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ). Ранее было высказано предположение, что верхний накрывающий слой hBN и кремниевая подложка, на которую переносят собранные методом эксфолиации гетероструктуры, образуют микрорезонатор. Взаимодействие оптических мод такого микрорезонатора с экситонами в монослое ДПМ может привести к вариациям времени жизни экситонов и трионов и ширины линий их ФЛ из-за эффекта Парселла [1].

Для проверки этой гипотезы были созданы серии образцов двух типов на подложке SiO₂/Si. Серия из 10 образцов первого типа представляла собой монослои WSe₂ и MoSe₂, инкапсулированные слоями hBN, с разной толщиной нижнего слоя, в диапазоне толщин 50–250 нм, и толщиной верхнего слоя hBN ~ 10 нм. Шесть образцов второго являлись монослоями ДПМ, инкапсулированными слоями hBN с градиентом толщины нижнего слоя, как показано на рис. 1. Все образцы были сделаны по технологии, описанной в [2]. Измерения микроФЛ проводились при гелиевых температурах при нерезонансном возбуждении одномодовым лазером с длиной волны 532 нм или 657 нм.

Полученные результаты не выявили зависимости ширины линий ФЛ экситонов и трионов, доминирующих в спектрах, от толщины нижнего слоя hBN, наблюдаемой в [1]. Также не замечено предсказанной зависимости спектрального положения линии ФЛ от толщины нижнего слоя hBN.

Между тем эмпирически было установлено, что наиболее узкие линии ФЛ (FWHM ~ 1.8–3 мэВ) наблюдаются в образцах с толщиной нижнего инкапсулирующего слоя hBN >90 нм.

Оказалось, что образцы достаточно неоднородны, положение линий ФЛ и ее ширина варьируются от точки к точке на масштабах порядка микрона, что вызвано распределением случайного потенциала в плоскости структуры. В первую очередь этот потенциал связан с неоднородной абсорбцией кислорода из воздуха. Кроме того, вклад в потенциал дают пузыри на интерфейсах hBN – монослой ДПМ. Они приводят к вариациям диэлектрической проницаемости и деформации. Это отчетливо проявляется при уменьшении размера пятна лазерного возбуждения (с 6 до 1 мкм), поскольку начинают разрешаться линии ФЛ, не разрешаемые при большем размере пятна.

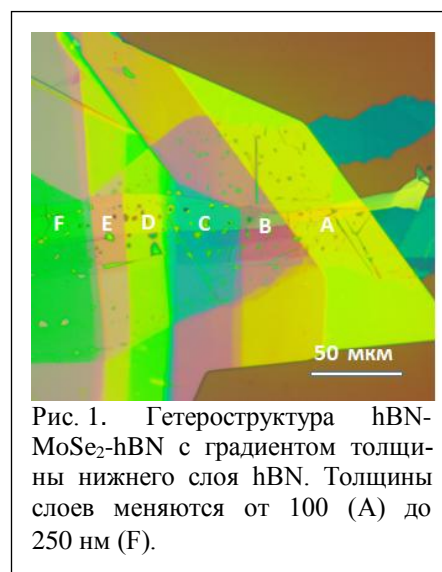


Рис. 1. Гетероструктура hBN-MoSe₂-hBN с градиентом толщины нижнего слоя hBN. Толщины слоев меняются от 100 (А) до 250 нм (F).

[1] H.H. Fang, B. Han, C. Robert et al., *Phys. Rev. Lett.*, 123, 067401 (2019).

[2] А.В. Черненко, А.С. Бричкин, *Известия РАН. Серия физическая*, 85, 245 (2021).

Межслоевой экситонный полярон в атомарно-тонких полупроводниках

Яковлев З.А.¹, Глазов М.М.¹, Семина М.А.¹, Шерман Е.Я.²

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

²IKERBASQUE Basque Foundation for Science, Bilbao, Spain

Взаимодействие между колебаниями решетки и экситонами определяет оптические и кинетические свойства квазичастиц в двумерных полупроводниках. Одна из главных особенностей двумерных кристаллов – мягкие (изгибные) фононы с параболическим законом дисперсии. Такие фононы обусловлены смещениями атомов, перпендикулярными плоскости материала [1].

Мы предсказали и построили теорию нового экситон-фононного связанного состояния – межслоевого экситонного [2, 3]. Рассматривались два слоя (например, два монослоя дихалькогенидов переходных металлов) с пространственно-разделенной электрон-дырочной парой (рис. 1). В этой структуре из-за притяжения носителей заряда возникает изгиб слоев. В рамках гармонического приближения были вычислены энергия связи и эффективная масса полярона в режимах слабой и сильной экситон-фононной связи. В режиме слабой связи экситонный эффект описывается по теории возмущений второго

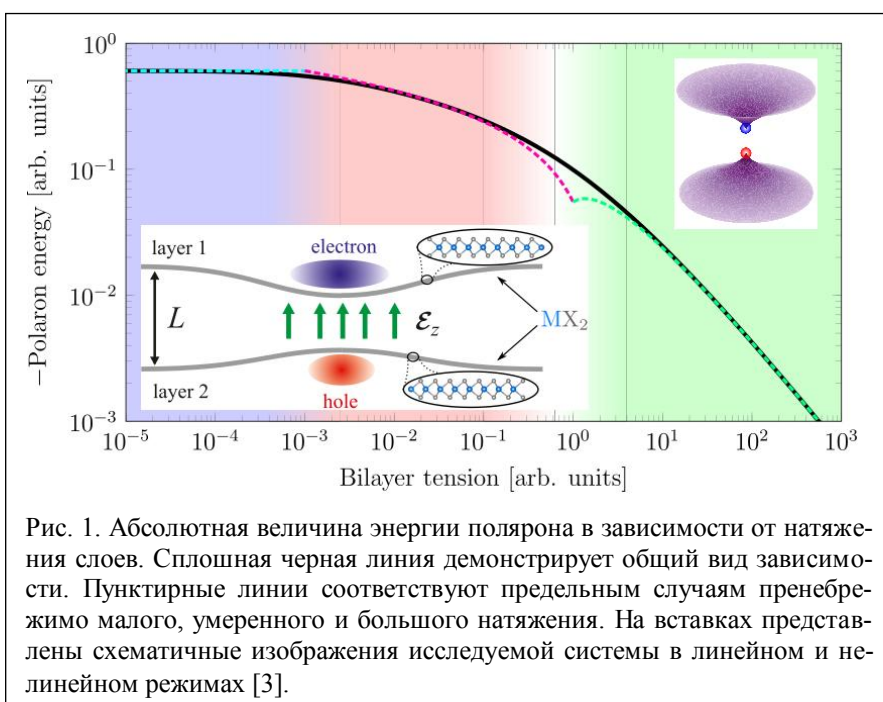


Рис. 1. Абсолютная величина энергии полярона в зависимости от натяжения слоев. Сплошная черная линия демонстрирует общий вид зависимости. Пунктирные линии соответствуют предельным случаям пренебрежимо малого, умеренного и большого натяжения. На вставках представлены схематичные изображения исследуемой системы в линейном и нелинейном режимах [3].

порядка, в то время как в режиме сильной связи описание произведено в рамках вариационного метода, причем колебания слоев описываются в квазиклассическом приближении. Определено изменение формы слоев, связанное с деформацией из-за притяжения электрона и дырки. Мы изучили влияние на систему натяжения слоев, которое приводит к более жесткому – линейному – закону дисперсии изгибных фононов, что, в свою очередь, приводит к

уменьшению массы и энергии связи межслоевого экситонного полярона.

Также был исследован ангармонический режим, в котором оказывается существенной связь изгибных деформаций с деформациями в плоскости. В рамках уравнений Фёппля – фон Кармана рассчитаны энергия «ангармонического» полярона и форма слоев в зависимости от изначального расстояния между слоями и геометрических параметров системы. Определено критическое расстояние между слоями, при котором происходит слипание слоев, связанное с кулоновским притяжением электрона и дырки [3].

Работа поддержана грантом РФФ № 19-12-00051.

[1] M.I. Katsnelson, *The Physics of Graphene*, Cambridge University Press (2020).

[2] M.A. Semina, M.M. Glazov, E. Sherman, *Ann. Phys. (Berlin)*, 2000339 (2020).

[3] Z.A. Iakovlev, M.A. Semina, M.M. Glazov, E.Ya. Sherman, *arXiv:2202.12143*.

Секция 10

**ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ,
МИКРОРЕЗОНАТОРЫ
И МЕТАМАТЕРИАЛЫ.
НАНОФОТОНИКА,
КВАНТОВАЯ ОПТИКА**

Фотонные резонаторы на основе MoSe₂-наноструктур

Алексеев П.А.¹, Бородин Б.Р.¹, Елисеев И.А.¹, Смирнов А.Н.¹, Бенимецкий Ф.А.²,
Богданов А.А.², Лепешов С.², Пидгайко Д.², Давыдов В.Ю.¹

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

²Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49А

Дихалькогениды переходных металлов (ДПМ) вызывают большой интерес, поскольку являются полупроводниковым аналогом графена. Толщину данных материалов можно уменьшать вплоть до одного молекулярного монослоя. При уменьшении толщины происходит изменение эффективного диэлектрического окружения, что приводит к значительному изменению зонной структуры, а также энергии связи экситона, которая может достигать сотен мэВ. Одним из характерных представителей ДПМ является MoSe₂. Монослой MoSe₂ обладает сильной экситонной фотолюминесценцией (ФЛ) на длине волны 790 нм. При этом в бислое данного соединения интенсивность ФЛ уменьшается на порядок, а в трёхслойной структуре ещё на порядок. Таким образом, в многослойных MoSe₂ фотолюминесценция практически отсутствует. С другой стороны, MoSe₂ обладает высоким показателем преломления света в оптическом диапазоне ($n = 4...5$), что делает его перспективным для создания оптических резонаторов. Таким образом, за счёт эффекта Парселла возможно усиление ФЛ в резонаторах на основе многослойных MoSe₂-наноструктур.

Целью данной работы было исследование возможности усиления интенсивности ФЛ в наноструктурах на основе многослойного MoSe₂. Для создания наноструктур чешуйка MoSe₂ толщиной 70 нм была перенесена на подложку Si с 30 нм Au-слоем. Далее, методом силовой зондовой литографии из чешуйки была вырезана серия дисков диаметром 1 и 2 мкм. Исследование сформированных наноструктур производилось методом спектроскопии ФЛ и спектроскопии рассеяния. Спектры ФЛ измерялись с накачкой на длине волны 532 нм при комнатной температуре. Расчёт собственных мод сформированных резонаторов, а также спектров рассеяния производился в программном пакете COMSOL Multiphysics.

Измерение спектров ФЛ дисков с диаметром 1 мкм показало усиление интенсивности в 30 раз по сравнению с ФЛ от неструктурированной чешуйки. Важно отметить, что усиление интенсивности ФЛ происходило в длинноволновой области ~900 нм. Для диска диаметром 2 мкм наблюдалось ещё более радикальное усиление интенсивности ФЛ примерно в 200 раз. При этом в спектре наблюдалась серия пиков в области 900–1000 нм, соответствующих модам шепчущей галереи (МШГ). Характерная для МШГ картина также наблюдалась в спектрах рассеяния. Важно отметить, что согласно расчётам для диска диаметром 1 мкм наибольшей добротностью обладают моды в области ~800 нм, соответствующие экситону (в том числе в многослойном MoSe₂). Поглощение на экситоне в данном диапазоне тушит ФЛ. Для диска диаметром 2 мкм наиболее добротные моды находятся в области 900–1000 нм, что и приводит к наблюдаемому значительному усилению ФЛ. Интересно отметить, что многослойный MoSe₂ является не прямозонным полупроводником, однако, по-видимому, отсутствие значительных потерь (например, на свободных носителях) в области 900–1000 нм приводит к тому, что за счёт эффекта Парселла происходит усиление ФЛ при непрямых переходах. Таким образом, в работе впервые показана возможность усиления интенсивности ФЛ (~ в 200 раз) в наноструктурах на основе многослойного MoSe₂.

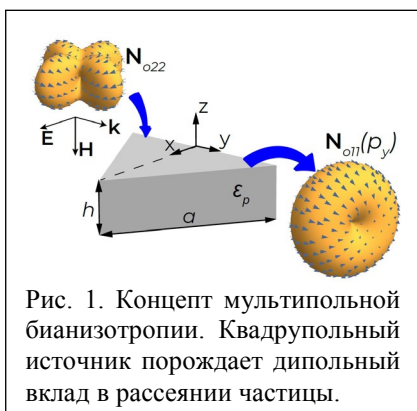
В качестве дальнейшего развития работы предпринята попытка создать структуры, содержащие хорошо излучающий монослой MoSe₂, помещённый между широкозонными многослойными чешуйками WS₂. На текущий момент показано, что в таких структурах наблюдается интенсивная экситонная ФЛ, соответствующая монослою MoSe₂, однако резонаторы из таких структур пока ещё не сформированы. К моменту проведения конференции данные исследования будут выполнены.

Мультипольный анализ оптического отклика бианизотропных наноструктур

Полева М.А., Фризюк К.С., Барышникова К.В., Богданов А.А., Петров М.И.

Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49А

Искусственные наноструктуры (кластеры и метаматериалы) представляют собой массивы субволновых наночастиц – так называемых метаатомов. Оптические свойства наноструктур зависят как от особенностей каждого метаатома, так и от их взаимного расположения. Если в структуре не возбуждаются резонансно-дальнодействующие эффекты связи, главную роль играют свойства каждого метаатома (размер, форма и материал). Для объяснения, управления и прогнозирования оптических свойств отдельных наночастиц, размер которых мал по сравнению с



длиной волны падающего света, широко используется дипольное приближение [1, 2]. Однако последние исследования показывают, что некоторые эффекты рассеяния не могут быть объяснены в этом приближении и требуют учета мультиполей высокого порядка [3, 4]. Более того, в общем случае электрический отклик наночастицы может быть связан как с электрической, так и с магнитной составляющей падающего поля и их производными, и наоборот, магнитный отклик – не только с магнитным, но и с электрическим полем и его производными [5]. Такой отклик называется бианизотропным.

Недавно было показано, что искусственно индуцированная бианизотропия наночастиц может быть использована для настраиваемого возбуждения квазисвязанных мод метаповерхностей, состоящих из таких наночастиц, и, таким образом, создать условия для управления световой энергией в субволновом масштабе. Мы разработали новую общую стратегию мультипольного анализа нелокального оптического отклика диэлектрических наночастиц. Наш подход, основанный на сочетании модового анализа и метода мультипольной декомпозиции, позволяет разрешить некоторые противоречия теории нелокального отклика и получить новые способы интерпретации и оптимизации особенностей рассеяния света несферическими наночастицами. В качестве важного примера мы моделируем и анализируем рассеяние света треугольной призмой как объектом без инверсионной симметрии и, следовательно, проявляющим бианизотропный отклик. Удивительно, но условие Онзагера – Казимира, записанное в дипольном приближении для бианизотропных систем, в такой частице оказывается нарушенным. Мы показали, что это происходит из-за возбуждения бианизотропного диполя квадрупольной составляющей в падающем поле, что отличается от обычного поведения бианизотропных систем без инверсионной симметрии. Мы обсуждаем этот диполь-квадрупольный бианизотропный отклик и объясняем природу этого эффекта, используя сравнительный анализ мультипольного состава мод рассеивателя и падающей волны.

[1] A.B. Evlyukhin et al., *Phys. Rev. B*, **82**, 4 (2010).

[2] T. Feng et al., *Phys. Rev. App.*, **13**, 2 (2020).

[3] H.K. Shamkhi et al., *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 19 (2019).

[4] S. Varault et al., *Opt. Express*, **21**, 14 (2013).

[5] K. Achouri, O.J.F. Martin, *Phys. Rev. B*, **104**, 16 (2021).

Усиление чувствительности Ge/Si-фотоприемников ближнего инфракрасного диапазона метаповерхностями

Блошкин А.А.^{1,2}, Якимов А.И.¹, Двуреченский А.В.^{1,2}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Фотоприемники Ge/Si с квантовыми точками Ge являются перспективным кандидатом для использования в ближнем инфракрасном диапазоне благодаря своей совместимости со стандартной технологией производства интегральных схем на основе кремния. Однако такие структуры обладают главным недостатком – малой величиной коэффициента оптического поглощения. Использование наноструктур с периодически изменяющимся показателем преломления света на поверхности фотоприемника позволяет увеличить оптический путь падающего излучения в активной области благодаря дифракции электромагнитных волн. Дополнительное использование подложек типа кремний на изоляторе локализует дифрагировавшие волны в поверхностном слое детектора, что повышает интенсивность локального электрического поля.

В данной работе мы исследовали влияние параметров поверхностной дифракционной решетки на интегральную интенсивность ближнего поля в слое квантовых точек. Структуры моделировались с использованием программного пакета Comsol Multiphysics с модулем «Волновая оптика». Толщина поверхностного слоя кремния и захороненного слоя SiO₂ была выбрана равной 1270 нм и 2000 нм соответственно. Слой квантовых точек имел толщину 100 нм и располагался на глубине 250 нм ниже поверхности. Данные параметры соответствовали экспериментально сформированной структуре. Период воздушных отверстий w изменялся от 700 нм до 1700 нм, а диаметр отверстия всегда оставался равным $2/3$ от периода. В этом случае сохранялся постоянным объем, занятый квантовыми точками во всех вариантах. Глубина отверстий составляла 380, 550 и 1270 нм.

Спектральная зависимость интегральной интенсивности электромагнитного поля $I(\lambda)$ содержит множество пиков, соответствующих различным волноводным модам, реализуемым в поверхностном слое кремния. Для количественного сравнения различных дифракционных решеток мы использовали величину R :

$$R = \frac{1}{w^2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} I(\lambda) d\lambda. \quad (1)$$

Здесь $\lambda_1 = 1$ мкм, а $\lambda_2 = 1.6$ мкм – границы спектрального диапазона. Выбор диапазона был обусловлен тем, что при длинах волн менее 1 мкм доминирует поглощение в кремнии, а при длинах волн более 1.6 мкм поглощение в квантовых точках Ge/Si практически отсутствует. Кроме того, такой спектральный диапазон покрывает все спектральные диапазоны длин волн, используемых для передачи данных по волоконно-оптическим линиям связи.

Результаты моделирования показали, что при больших глубинах отверстия (1270 и 550 нм) наибольшая величина R достигается при малых периодах 700 и 900 нм соответственно, а при дальнейшем уменьшении глубины отверстий максимальная величина R наблюдается при больших периодах структуры.

Отдельно заметим, что фотоответ в реальных структурах зависит не только от величины интегральной интенсивности электрического поля, но и от вероятности того, что электроны и дырки дойдут до контактов, что определяется такими параметрами структуры, как подвижность и диффузионная длина, которые не учитывались в работе.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект 19-12-00070).

На пути к масштабируемым и полнофункциональным квантово-фотонным схемам на полупроводниковом кристалле

Гольцман Г.Н.

МПГУ, 119992, Москва, ул. М. Пироговская, 29/7

В настоящее время для реализации квантовых битов (кубитов) исследуются многие физические системы, включая сверхпроводящие цепи, захваченные ионы и атомы, квантовые точки, центры окраски в твердом теле и фотоны [1]. Благодаря тому, что фотоны слабо взаимодействуют с оптически прозрачной средой, не взаимодействуют друг с другом, имеют несколько степеней свободы для кодирования квантовой информации, а также обладают высокой скоростью распространения, фотоны являются лучшим выбором для создания квантовых сетей. Однако если манипулирование отдельными фотонами не вызывало особых затруднений, то создание двух- и трехдетерминированных кубитовых вентилях требует сильного нелинейного взаимодействия между фотонами. В этом случае преимущества фотонов превращаются в их недостатки и долгое время ограничивали использование фотонов в качестве кубитов.

К счастью, Knill, Laflamme и Milburn (KLM) предложили концепцию линейных оптических квантовых вычислений (LOQC), позволяющую создавать недетерминированные вентиля с использованием фотонов, линейных оптических элементов и детекторов [2]. Несмотря на то, что реализация KLM-протокола возможна в свободном пространстве, потребность в большом количестве оптических компонентов и их точном конфигурировании требует более сложных решений. Благодаря ряду преимуществ, таких как масштабируемость, компактность, малый вес, отсутствие необходимости оптического юстирования, а также низкое энергопотребление и КМОП-совместимость, квантово-фотонные интегральные схемы (QPICs) могут успешно решить эту проблему. Наиболее популярными материальными платформами для реализации QPICs являются кремний, арсенид галлия и поликристаллический алмаз. Каждая платформа имеет свои преимущества и недостатки, и ее развитие идет параллельно [1], но для всех материалов наиболее перспективен подход к реализации QPICs на основе гибридных нанопотонно-сверхпроводниковых устройств [3].

Несмотря на то, что в последнее время были продемонстрированы успехи в интегрировании на кристалл всех необходимых элементов, включая фотонные источники, логические элементы и сверхпроводниковые детекторы [3, 4], необходима дальнейшая разработка масштабируемых элементов для квантово-фотонной обработки информации. Здесь мы демонстрируем как наши последние исследования в области встроенных источников одиночных фотонов на основе спонтанного четырехволнового смешения (SFWM) в кольцевом микрорезонаторе из нитрида кремния, так и режекторный брэгговский волноводный фильтр для эффективного подавления накачки, а также волноводную решетку (AWG) для разделения по длине волны сигнальных и холостых фотонов. Для детектирования генерируемых фотонов мы разрабатываем сверхпроводниковые однофотонные детекторы, интегрированные в волновод [5, 6]. Результаты исследования открывают путь для реализации квантово-оптических состояний высокой размерности на кремниевом кристалле путем смешения частот, их манипулирования и обнаружения [7] для дальнейшего развития QPICs.

[1] S. Bogdanov et al., *Opt. Mater. Express* 7, 111–132 (2016).

[2] E. Knill et al., *Nature* 409, 46–52 (2001).

[3] G. Reithmaier et al., *Sci. Rep.* 3, 1901 (2013).

[4] S. Khasminskaya et al., *Nat. Photonics* 10, 727–733 (2016).

[5] G. Gol'tsman et al., *Appl. Phys. Lett.* 79, 705–707 (2001).

[6] O. Kahl et al., *Optica* 4, 557–562 (2017).

[7] M. Kues et al., *Nature* 546, 622–626 (2017).

Связь поверхностных плазмон-поляритонов через вертикальные моды Фабри – Перо и поверхностно-усиленное рамановское рассеяние света

Громько Д.А.¹, Дьяков С.А.¹, Гиппиус Н.А.¹, Тиходеев С.Г.^{2,3}, Астраханцева А.С.^{4,5},
Федотова Я.В.⁴, Соловьев В.В.⁴, Кукушкин И.В.⁴

¹Сколковский институт науки и технологий, Москва

²ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, Москва

³МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

⁴ИФТТ РАН, Черноголовка

⁵МФТИ, Долгопрудный

Теоретически исследована зависимость усиления интенсивности рамановского рассеяния света на органических молекулах от высоты периодической структуры металл-диэлектрик, выполняющей функцию подложки. Обнаружены осцилляции интенсивности комбинационного рассеяния света в зависимости от высоты структуры. Показано, что эти осцилляции явно связаны с эффектом Фабри – Перо. Показано, что интенсивность поверхностно-усиленного рамановского рассеяния может быть дополнительно увеличена за счет усиления локального поля (на порядок) как на частотах накачки, так и стоксовой, а также антистоксовой частотах за счет делокализованных резонансов. Эти резонансы соответствуют модам поверхностных плазмон-поляритонов на верхней и нижней металлических частях структуры, связанным между собой через вертикальные моды Фабри – Перо в промежуточном диэлектрическом слое. Предложена полуаналитическая одномодовая модель для качественного описания эффекта. Показано значительное отклонение дисперсии связанных через моды Фабри – Перо плазмон-поляритонов от классической модели дисперсии поверхностных плазмон-поляритонов, свернутых в первую зону Бриллюэна.

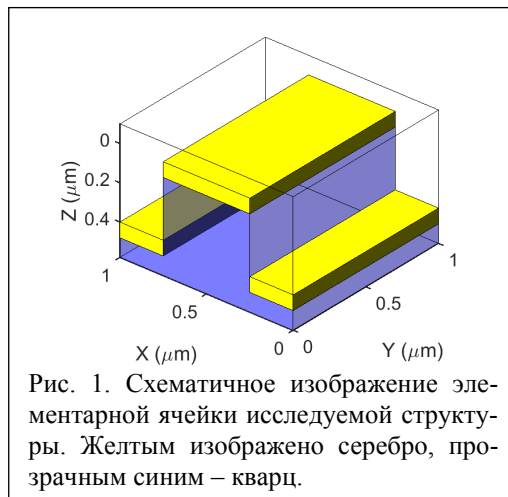


Рис. 1. Схематичное изображение элементарной ячейки исследуемой структуры. Желтым изображено серебро, прозрачным синим – кварц.

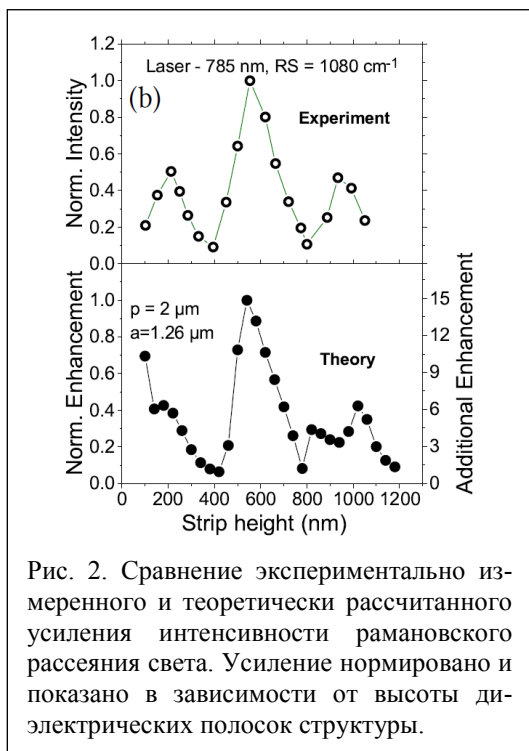


Рис. 2. Сравнение экспериментально измеренного и теоретически рассчитанного усиления интенсивности рамановского рассеяния света. Усиление нормировано и показано в зависимости от высоты диэлектрических полосок структуры.

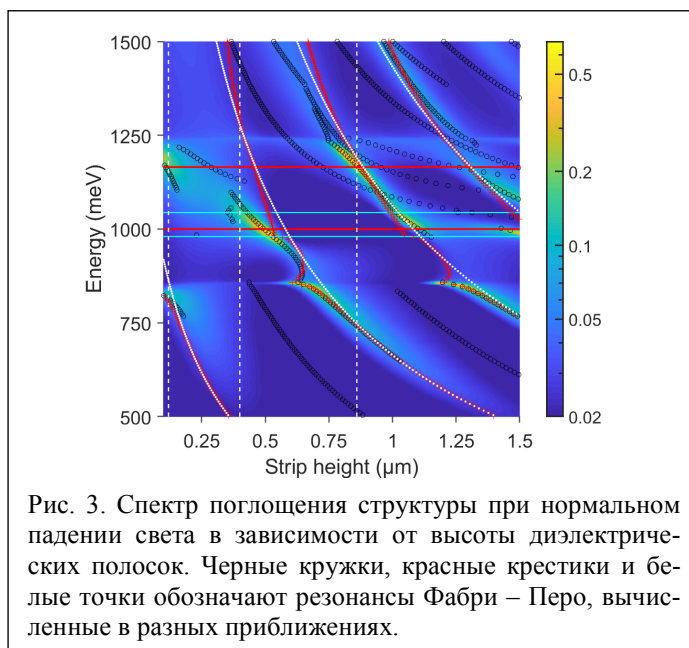


Рис. 3. Спектр поглощения структуры при нормальном падении света в зависимости от высоты диэлектрических полосок. Черные кружки, красные крестики и белые точки обозначают резонансы Фабри – Перо, вычисленные в разных приближениях.

Метаматериалы в управлении функциональными характеристиками компонент нанофотоники на основе кремния с квантовыми точками

Двуреченский А.В.^{1,2}, Якимов А.И.^{1,3}, Новиков А.В.⁴

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

³ТГУ, 634050, Томск, пр. Ленина, 36

⁴ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Основная проблема кремниевых структур и приборов на их основе связана с ключевыми оптическими свойствами кремния: малый коэффициент поглощения света, низкая квантовая эффективность фотопреобразования. В докладе приводятся развиваемые авторами подходы расширения кремниевой оптической платформы с увеличением поглощения и эффективности излучения света. Актуальными направлениями являются разработка структур с плазмонными метаповерхностями [1], позволяющими преобразовать внешнее электромагнитное излучение в поверхностные плазмон-поляритонные волны либо в локализованные плазмонные моды. Такими метаповерхностями являлись: 1) двумерные периодические решетки отверстий с различным периодом, размерами и формой в металлических пленках, 2) регулярные массивы металлических нанодисков (Au или Al), 3) гибридные метаповерхности, совмещающие в себе двумерные металлические плазмонные решетки и трехмерные фотонные кристаллы, 4) гибридные структуры, состоящие из регулярных массивов кремниевых столбов, выступающих через субволновые отверстия в периодически перфорированной металлической (Au) пленке на поверхности гетероструктуры с квантовыми точками.

Предложены и реализованы подходы, позволяющие многократно увеличить квантовую эффективность кремниевых фотодетекторов и интенсивность люминесценции светоизлучающих гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками Ge в ближнем ИК-диапазоне. Основу подходов составляет использование фотонных кристаллов (ФК), помещенных в активную область детекторов и светоизлучающих гетероструктур Ge/Si с квантовыми точками Ge и представляющих субволновые периодические решетки отверстий на поверхности полупроводника с периодом, сравнимым с длиной волны оптического излучения. В результате проведенных исследований по использованию метаматериалов для управления функциональными характеристиками компонент нанофотоники получено увеличение чувствительности фотодетекторов (40 раз) и интенсивности люминесценции (до 30 раз) GeSi-гетероструктур в ближнем и среднем ИК-диапазонах [2–4].

Исследования выполнены при поддержке гранта Российского научного фонда (проект 19-12-00070).

[1] Ci W. et al., *Optical metamaterials*, Springer (2010).

[2] A.I. Yakimov et al., *Nanomaterials*, 11, 2302 (2021).

[3] V. Novicov et al., *Nanomaterials*, 11, 909 (2021).

[4] Ж.В. Смагина и др., *Физика и техника полупроводников*, 55 (12), 1210 (2021).

Поляризационные свойства излучения InAs квантовых точек в GaAs волноводных метаструктурах с золотым фотонно-кристаллическим слоем

Деменев А.А.¹, Фрадкин И.М.^{2,3}, Кулаковский В.Д.^{1,4}, Антонов В.Н.^{2,5}, Гиппиус Н.А.²

¹ИФТТ им. Ю.А. Осипьяна РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

²Сколковский институт науки и технологий, 121205, Москва, Большой бульвар, 30, стр. 1

³МФТИ (НИУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 2

⁴НИУ ВШЭ РАН, 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20

⁵Physics Department, Royal Holloway, University of London, Egham, Surrey TW20 0EX, UK

В связи с активным развитием информационных технологий большое внимание уделяется исследованиям в области нанофотоники, в частности изучению плазмонных метаповерхностей. Плазмонные метаповерхности позволяют эффективно управлять светом на наномасштабе вследствие возбуждения в них локализованных поверхностных плазмонов, даже несмотря на высокие джоулевы потери. Для примера, в новаторской работе [1] было предложено использовать решетку перпендикулярных нанощелей в золотой пленке для возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов с направлением распространения, зависящим от циркулярной поляризации (ЦП) оптического возбуждения.

В представленной работе мы экспериментально и теоретически исследовали способность золотых плазмонных решеток (ПР) выводить волноводные моды в циркулярно-поляризованный свет на примере GaAs-метаструктуры с оптически возбуждаемыми InAs квантовыми точками (КТ).

Для метаповерхности, состоящей из двух подрешеток золотых прямоугольных наночастиц [2], показано, что при нерезонансной оптической накачке КТ возбуждаются две ТЕ-волноводные моды (ВМ), распространяющиеся в противоположных направлениях. Моды выводятся ПР в свет с противоположным знаком степени ЦП (рис. 1). Ее величина не превосходит 0.2 вследствие подмешивания некогерентного излучения КТ из-под ПР. Тем не менее удастся существенно увеличить степень ЦП вплоть до 0.9 при возбуждении КТ вдали от решетки на расстоянии, значительно превышающем размеры решетки.

Таким образом, продемонстрировано, что волноводные моды в GaAs-метаструктуре выводятся ПР резонансно по углу в практический циркулярно-поляризованный свет, а обращение направления ВМ приводит к смене знака степени ЦП. Теоретические расчеты, проведенные в дипольном приближении, согласуются с экспериментальными результатами и могут быть применены для проектирования более сложных метаструктур.

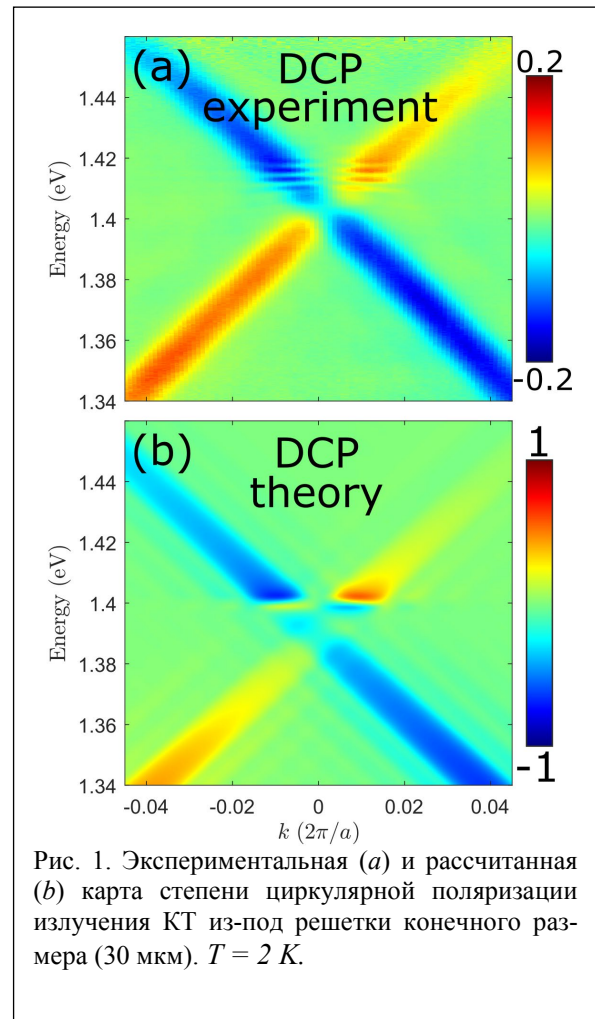


Рис. 1. Экспериментальная (a) и рассчитанная (b) карта степени циркулярной поляризации излучения КТ из-под решетки конечного размера (30 мкм). $T = 2$ К.

[1] J. Lin et al., *Science*, **340**, 331 (2013).

[2] I.M. Fradkin et al., *arXiv*: 2202.13979 (2022).

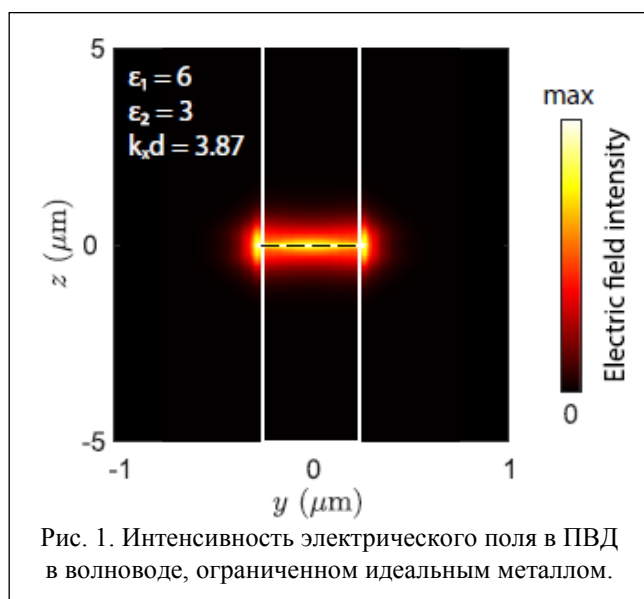
Поверхностные волны Дьяконова в ограниченных средах

Дьяков С.А.¹, Чермошенцев Д.А.^{1,2}, Аникин Е.В.², Гиппиус Н.А.¹

¹Сколковский институт науки и технологий, 143025, Москва

²Российский квантовый центр, 143025, Москва

Поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела двух разнородных сред, в последние десятилетия являются предметом обширных исследований, поскольку представляют собой одно из фундаментальных понятий нанофотоники. Поверхностные волны Дьяконова (ПВД) – это семейство поверхностных волн, существующих на границе раздела двух сред, по крайней мере одна из которых является анизотропным диэлектриком, как это было предсказано в 1988 г. в работе [1] для случая положительно-анизотропных веществ. В этой пионерской работе поверхностные волны Дьяконова рассматривались на плоской бесконечной границе раздела.



рассматривались на плоской бесконечной границе раздела.

В наших работах [2, 3] мы теоретически изучаем ПВД, которые распространяются вдоль плоской полосы границы раздела двух одноосных диэлектриков, ограниченных с двух сторон воздухом или металлом. Мы показываем, что из-за одномерного электромагнитного конфинмента ПВД могут распространяться в направлениях, запрещенных для классических поверхностных волн Дьяконова на бесконечной границе раздела. Мы также показываем, что из-за специфических граничных условий на границе такого волновода ПВД могут существовать даже в случае ди-

электриков с отрицательной анизотропией, в отличие от классических ПВД. Этот факт открывает новые возможности для экспериментального наблюдения этих волн.

[1] D'yakonov, M.I. New type of electromagnetic wave propagating at an interface. *Sov. Phys. JETP*, 67(4), 714–716 (1988).

[2] Chermoshentsev, D.A., Anikin, E.V., Dyakov, S.A., Gippius, N.A. Dimensional confinement and waveguide effect of Dyakonov surface waves in twisted confined media. *Nanophotonics*, 9(16), 4785–4797 (2020).

[3] Anikin, E.V., Chermoshentsev, D.A., Dyakov, S.A., Gippius, N.A. Dyakonov-like waveguide modes in an interfacial strip waveguide. *Physical Review B, Rapid Communications*, 102(16), 161113 (2020).

Плазмон-поляритонные моды проводящего диска

Загороднев И.В.¹, Родионов Д.А.^{1,2}, Заболотных А.А.¹

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

²МФТИ (НИУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9

Плазменные колебания в ограниченных 2D электронных системах изучаются довольно давно [1], и тем не менее всё еще возникают физические вопросы, ответы на которые не вполне понятны. Например, недавно систематические экспериментальные исследования плазменных резонансов в дисках из двумерного электронного газа в квантовых ямах GaAs/GaAlAs в режиме когда важны эффекты электромагнитного запаздывания, т.е. когда размер диска сравним с длиной волны внешнего возбуждающего электромагнитного излучения, выявили аномальное поведение затухания плазменных колебаний и, как следствие, добротности резонансов в зависимости от величины электромагнитного запаздывания [2]. Обзор современных новых результатов по электромагнитному отклику подобных систем можно найти в [3].

В данном докладе, частично основанном на работе [4], будут теоретически проанализированы частота и затухание осесимметричной (с орбитальным моментом $l = 0$) и фундаментальной ($l = 1$) плазменных мод, в том числе в экранированной системе, когда на некотором расстоянии от диска находится металлическая пластина (электрод). Будет рассмотрено возбуждение этих мод внешним электромагнитным излучением и найдены спектры поглощения. Осесимметричная мода может быть возбуждена, например, гармонически колеблющимся диполем, расположенным над центром диска, с дипольным моментом перпендикулярным плоскости диска. Фундаментальная мода возбуждается плоским монохроматическим циркулярно-поляризованным излучением, падающим по нормали на диск.

В первой части доклада будет показано, что затухание плазменных колебаний определяется не только столкновительным временем электронной релаксации («столкновительным» уширением), но и потерями, связанными с излучением («радиационным» уширением). Последнее удобно связать с так называемым параметром электромагнитного запаздывания $\Gamma = ne^2R/mc^2$, где n , m – концентрация и масса носителей в диске, а R – его радиус. Причем затухание не является простой суммой радиационного и столкновительного уширений. Более того, зависимость затухания от параметра запаздывания даже немонотонна. Будет дано качественное объяснение этому поведению затухания плазменных мод в диске.

Во второй части доклада речь пойдет об экранированной 2D-системе. Интерференция собственных полей диска с полями, созданными рядом расположенным металлом, может как подавлять так и усиливать радиационное уширение по аналогии с эффектом Парселла для атома в резонаторе. Предельно близко расположенный металл существенно подавляет суммарное радиационное излучение, тем самым сужая линию плазменного резонанса. При удалении диска от металла возникают осцилляции ширины линии в зависимости от расстояния до металла. При дальнейшем увеличении расстояния амплитуда осцилляций уменьшается и происходит асимптотический выход ширины линии на значение в неэкранированной системе.

Работа выполнена в рамках РФФ (проект 21-12-00287).

[1] R.P. Leavitt, J.W. Little, *Phys. Rev. B* **34**, 2450 (1986).

[2] P.A. Gusikhin et al., *Phys. Rev. Lett.* **121**, 176804 (2018).

[3] В.М. Муравьев, И.В. Кукушкин, *УФН* **190**, 1041 (2020).

[4] I.V. Zagorodnev et al., *Phys. Rev. B* **103**, 195431 (2021).

Резонансная брэгговская структура GaN/AlGaN

Иванов А.А.^{1,2}, Чалдышев В.В.¹, Заварин Е.Е.¹, Сахаров А.В.¹,
Лундин В.В.¹, Цацульников А.Ф.³

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

²СПбПУ Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

³НТЦ Микроэлектроники РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Резонансная брэгговская структура (РБС) представляет собой систему квантовых ям (КЯ) с периодом, обеспечивающим выполнение брэгговского резонанса на частоте квазидвумерного экситона. В таких структурах наблюдается когерентное взаимодействие экситонов в КЯ со светом, что приводит к формированию сверхизлучающей экситон-поляритонной моды, в результате чего уменьшается излучательное время жизни каждого индивидуального экситона пропорционально числу КЯ [1].

Применение широкозонных полупроводников III-N с большой энергией связи и параметром радиационного затухания экситона позволяет наблюдать формирование сверхизлучения в широком диапазоне температур, вплоть до комнатной. Так, в работе [2] впервые данный эффект был достигнут при комнатной температуре на системе КЯ InGaN/GaN. Однако при эпитаксии в системе материалов (In,Ga)N сильно выражен эффект фазовой сепарации, приводящий к образованию флуктуаций состава КЯ [3] и большому неоднородному уширению экситонного. Поэтому можно ожидать, что более привлекательными для разработки управляемых брэгговских отражателей с РБС окажутся КЯ GaN/AlGaN.

В данной работе мы сообщаем о первой экспериментальной реализации РБС из 30 КЯ GaN, разделенных туннельно-непрозрачными барьерами Al_{0.12}Ga_{0.88}N. Образец был выращен методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложке сапфира (0001). Измерения спектров оптического отражения проводились для различных углов падения и поляризаций света при комнатной температуре. Для моделирования оптических спектров использовался метод матриц переноса. Нами верифицирована модель, позволяющая описать экспериментальные данные в широком диапазоне длин волн для различных углов падения и поляризаций света. На рис. 1 представлены экспериментальный и расчетные спектры отражения, когда брэгговский резонанс настроен на частоту экситона в КЯ. Сравнение спектров с учетом и без экситонного вклада позволяет сделать вывод о существенности вклада экситонов в амплитуду и ширину резонансной полосы отражения при комнатной температуре. Параметры радиационного и нерадиационного затухания в

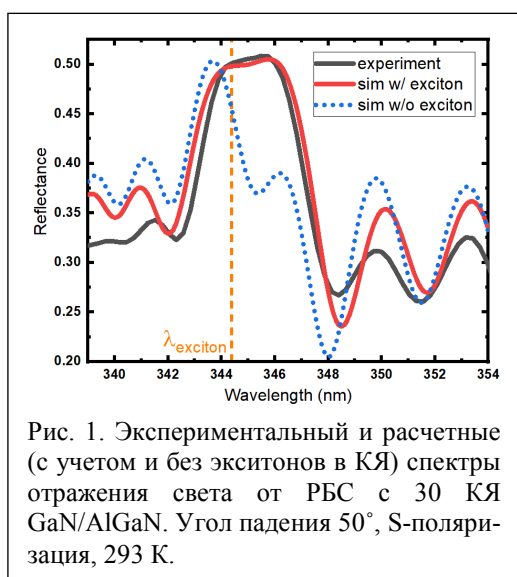


Рис. 1. Экспериментальный и расчетные (с учетом и без экситонов в КЯ) спектры отражения света от РБС с 30 КЯ GaN/AlGaN. Угол падения 50°, S-поляризация, 293 К.

КЯ GaN составили (0.4 ± 0.02) мэВ и (40 ± 5) мэВ соответственно. Отношение радиационного затухания экситона к нерадиационному в КЯ GaN/AlGaN оказалось в два раза больше, чем в КЯ InGaN/GaN [4].

Таким образом, среди изученных систем материалов РБС с КЯ GaN/AlGaN имеют наилучшие параметры для использования в фотонике.

[1] Е.Л. Ивченко и др. ФТТ, **36**, 2118 (1994).

[2] V.V. Chaldyshev et al., Appl. Phys. Lett. **99**, 251103 (2011).

[3] A.F. Tsatsulnikov et al., Semiconductors **46**, 1335 (2012).

[4] A.S. Bolshakov et al., J. Appl. Phys. **121**, 133101 (2017).

Механизм образования исключительных точек при нарушении симметрии резонатора

Игошин В.Д., Никитина А.Д., Цимоха М.А., Тофтун И.Д., Петров М.И., Фризюк К.С.

НИУ ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49А

Исключительные точки (ИТ) свойственны неэрмитовым системам и соответствуют точкам в пространстве параметров, при которых наблюдается вырождение двух или более собственных подпространств гамильтониана системы. Состояния, соответствующие этим точкам, являются предметом активного изучения в оптике и фотонике в контексте микрорезонаторов и метаматериалов особенно в последние десятилетия [1, 2].

В данной работе обсуждается механизм образования ИТ, основанный на теории групп и теории возмущений, и представлен метод нахождения ИТ в открытом акустическом резонаторе из изотропного материала в линейном приближении. Метод требует только знания группы симметрии резонатора безотносительно к его форме и материалу. Получение ИТ рассмотрено на примере возмущения, преобразующего резонатор цилиндрической формы в резонатор конической формы, то есть при возмущении системы, уменьшающем порядок группы симметрии резонатора (рис. 1). При таком преобразовании представления A_{1u} и A_{1g} группы симметрии цилиндра переходят в одно представление A_1 группы симметрии конуса [3]. При этом невзаимодействующие по симметрийным соображениям моды цилиндра из разных представлений начинают взаимодействовать друг с другом. Сила этого взаимодействия зависит от степени возмущения, поэтому возможно подобрать такие параметры системы, при которых при переходе от слабой связи к сильной наблюдается вырождение собственных частот, то есть равенство их вещественных и мнимых частей, что соответствует ИТ. Результаты получены при помощи численного моделирования в COMSOL Multiphysics™ с параметрами системы: плотность среды $\rho_0 = 1 \text{ кг/м}^3$, скорость звука в среде $c_0 = 1 \text{ м/с}$, плотность и скорость звука в резонаторе: $\rho = \rho_0/2$, $c = c_0/2$. Рассматривались только моды с нулевым азимутальным числом.

Основное отличие акустики от оптики в рассматриваемой системе заключается в том, что электромагнитные волны описываются векторными функциями, а не скалярными, что дает больше степеней свободы. Однако концепции и идеи, положенные в основу представленного метода нахождения ИТ, применимы и к электромагнитным полям из-за использования обобщенного подхода к описанию процесса.

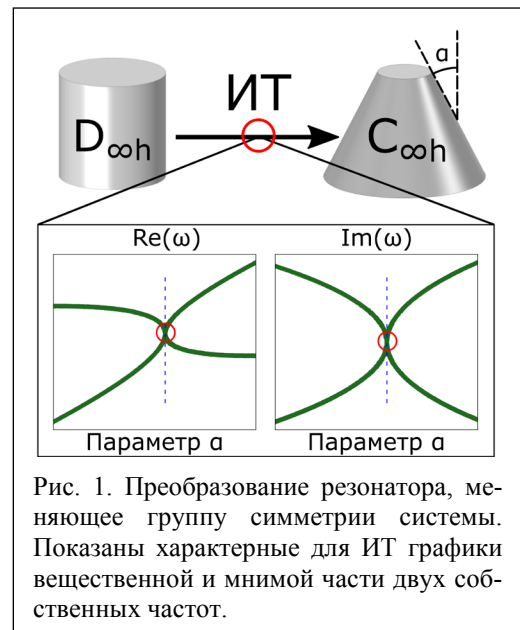


Рис. 1. Преобразование резонатора, меняющее группу симметрии системы. Показаны характерные для ИТ графики вещественной и мнимой части двух собственных частот.

[1] M.-A. Miri et al., *Science* **363**, 6422 (2019).

[2] H. Cao et al., *Rev. Mod. Phys.* **87**, 61 (2015).

[3] M. Tsimokha et al., *arXiv:2110.11220* (2021).

Незатухающие циркулярные токи в экситон-поляритонных конденсатах с целочисленными и дробными орбитальными угловыми моментами

Калевич В.К.^{1,2}, Лукошкин В.А.^{1,2}, Седов Е.С.^{2,3,4,5}, Savvidis P.G.^{3,4,6}, Кавокин А.В.^{2,3,4}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²Лаборатория оптики спина, СПбГУ, Санкт-Петербург

³School of Science, Westlake University, Hangzhou, China

⁴Institute of Natural Sciences, Westlake Institute for Advanced Study, Hangzhou, China

⁵Владимирский государственный университет им. Столетовых, Владимир

⁶FORTH, Institute of Electronic Structure and Laser, Heraklion, Crete, Greece

Мы исследуем динамику экситон-поляритонных конденсатов, возбуждаемых узким пучком нерезонансной оптической накачки в микроцилиндрах, вытравленных из планарного микрорезонатора GaAs/AlGaAs, содержащего набор встроенных квантовых ям. Пятно накачки совместно со стенками микроцилиндра образует для конденсата локализуемый потенциал кольцевой формы. В условиях баланса пространственно-неоднородной накачки и потерь конденсат характеризуется наличием в нём стационарных поляритонных токов. Мы демонстрируем переключение между азимутальными поляритонными токовыми состояниями путем нарушения вращательной симметрии потенциала в результате изменения положения пятна накачки. При малых сдвигах пятна накачки относительно центра микроцилиндра конденсат обладает кольцевой формой, при этом его фаза равномерно изменяется вдоль кольца. В этом случае конденсат характеризуется целочисленным средним орбитальным угловым моментом на частицу (ОУМ), величина которого совпадает с топологическим зарядом поляритонного вихревого состояния. В микроцилиндрах диаметром 25 мкм мы экспериментально зарегистрировали токовые состояния поляритонов с ОУМ, изменяющимися от -3 до $+2$. Дальнейшее смещение пятна накачки, возмущая азимутальное распределение плотности поляритонов, придает конденсату форму полумесяца и вызывает скачок фазы конденсата в минимуме его плотности. Такой конденсат характеризуется дробным ОУМ.

Распределение фазы (и, как следствие, значение ОУМ) мы находили из интерферограмм, полученных в результате интерференции излучения конденсата со сферической опорной волной. Интерферограммы конденсатов, имеющих форму кольца, представляют собой непрерывные спирали, число ветвей которых совпадает с абсолютной величиной целочисленного ОУМ. Интерферограмма серповидного конденсата представляет собой спираль, имеющую разрывы в узком интервале азимутальных углов в области минимальной плотности конденсата. Скачок фазы конденсата на π в тангенциальном направлении, наблюдающийся в области разрыва интерференционной спирали, позволяет оценить средний ОУМ, приходящийся на один поляритон, равным $\approx 1/2$ [1].

Волновая функция конденсата с азимутальным током может быть разложена в спектр вихревых состояний с целочисленными ОУМ. Для описания токовых состояний мы разработали модель, в рамках которой уравнение Гросса – Питаевского преобразуется в систему связанных обыкновенных дифференциальных уравнений для компонент вихревого спектра. Предложенная модель качественно верно воспроизводит экспериментально наблюдавшиеся распределения плотности и фазы конденсата, а также интерферограммы [2].

[1] E. Sedov, V. Lukoshkin, V. Kalevich, Z. Hatzopoulos, P. Savvidis, A. Kavokin, *ACS Photonics* **7**, 1163 (2020).

[2] E.S. Sedov, V.A. Lukoshkin, V.K. Kalevich, P.G. Savvidis, A.V. Kavokin, *Phys. Rev. Research* **3**, 013072 (2021).

Экситонные поляритоны в микрорезонаторах

Котова Л.В.¹, Savvidis P.G.^{2,3}, Besombes L.⁴, Кочерешко В.П.¹

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

²Westlake University, 310024, Hangzhou, Zhejiang, China

³Westlake Institute for Advanced Study, 310024, Hangzhou, Zhejiang, China

⁴Institut Neil, CNRS, Fr-38042 Grenoble Cedex 9, France

Исследовались спектры экситон-поляритонной фотолюминесценции из цилиндрических микрорезонаторов диаметром от 1 до 40 мкм при оптическом возбуждении ниже и выше порога перехода в нелинейный режим в условиях сильной экситон-фотонной связи. В спектрах наблюдались яркие линии, соответствующие латеральным модам квантования экситон-поляритонов с малым орбитальным квантовым числом $m < 10$. В резонаторах относительно большого диаметра наблюдались экситон-поляритонные моды шепчущий галереи с большим $m > 10$. В дополнение к спектральному распределению уровней размерного квантования поляритонов в резонаторе мы смогли зарегистрировать пространственную зависимость волновых функций поляритонов (рис. 1).

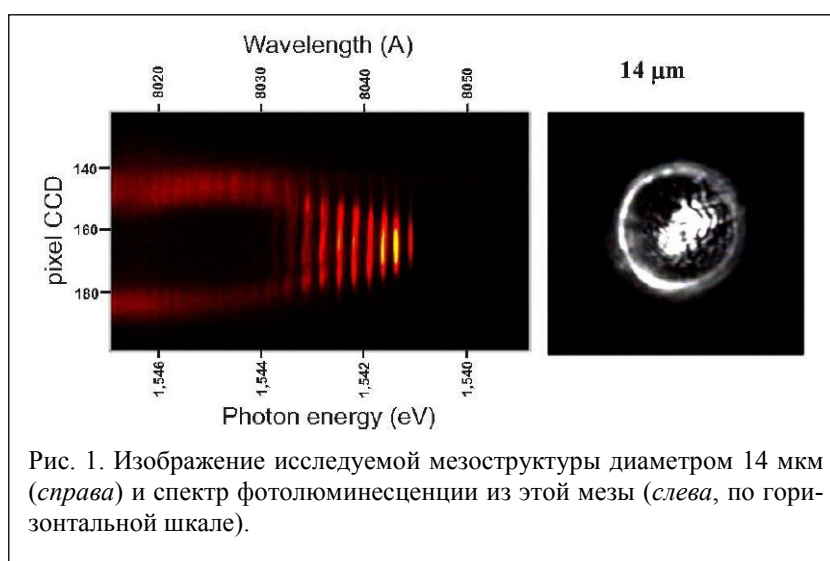


Рис. 1. Изображение исследуемой мезоструктуры диаметром 14 мкм (справа) и спектр фотолюминесценции из этой мезы (слева, по горизонтальной шкале).

В нелинейном режиме «поляритонного лазера» в спектре наблюдалась только одна мода латерального квантования поляритонов, низшая по энергии. Остальные моды и моды шепчущей галереи, несмотря на более высокую добротность, не участвовали в лазерном излучении. При дальнейшем увеличении мощности возбуждения наблюдалось уширение линии излучения поляритонного лазера вследствие столкновений экситонов со свободными носителями и образования трионных поляритонов.

В присутствии внешнего магнитного поля при увеличении интенсивности оптического возбуждения выше определенного порога в достаточно большом магнитном поле распределение экситонных поляритонов на нижних по энергии зеемановских подуровнях становилось невольцмановским. Аналогично, невольцмановское распределение наблюдалось и при фиксированном оптическом возбуждении с увеличением магнитного поля.

Таким образом, наблюдалась явление бозе-эйнштейновской конденсации экситонных поляритонов на самом низшем уровне энергии. В то же время распределение экситонных поляритонов на более высоких уровнях энергии квантования продолжало подчиняться статистике Больцмана.

Было установлено, что химический потенциал ансамбля экситонных поляритонов резко стремится к нулю с ростом магнитного поля, что характерно для бозе-конденсации. Причем чем меньше плотность возбуждения, а следовательно, и плотность ансамбля экситонов, тем больше величина магнитного поля, при котором химический потенциал обращается в нуль. Такое сильное влияние магнитного поля на экситонную конденсацию, вероятнее всего, связано с тем, что магнитное поле уменьшает радиус экситона и тем самым уменьшает отталкивание между экситонами, а следовательно, и химический потенциал.

Интегральные активные устройства нанофотоники на основе функциональных материалов Ge-Sb-Te

Лазаренко П.¹, Ковалюк В.², Ан П.², Голиков А.², Кицюк Е.³, Якубов А.¹,
Шерченков А.¹, Козюхин С.⁴, Гольцман Г.²

¹Национальный исследовательский университет «МИЭТ», 124498, Зеленоград

²Московский педагогический государственный университет, 119435, Москва

³НПК «Технологический центр», 124498, Зеленоград

⁴Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, 119991, Москва

Материалы системы Ge-Sb-Te широко используются для создания перезаписываемых электрических (3D-XPoint) и оптических (blu-ray) запоминающих устройств и считаются перспективными функциональными материалами для применения в различных реконфигурируемых устройствах, в том числе в интегральных оптических устройствах для нейроморфных вычислительных систем.

Принцип работы таких реконфигурируемых устройств нанофотоники на основе Ge-Sb-Te основан на изменении фазового состояния областей халькогенидных функциональных тонких пленок. Инициация данных процессов может быть осуществлена температурным воздействием, электрическим током или лазерным излучением. С изменением параметров иницирующего воздействия в функциональной области Ge-Sb-Te могут быть сформированы полностью аморфное и полностью кристаллические состояния с гранцентрированной кубической и гексагональной плотноупакованной структурой, а также состояния, характеризующиеся различным соотношением аморфизованного и закристаллизованного материала, т.е. с частичной кристаллизацией. Изменение фазового состояния сопровождается значительными изменениями оптических свойств тонких пленок, что открывает широкие перспективы применения данных материалов в полностью оптических устройствах.

В данной работе исследуется влияние уменьшения размера функциональной области $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ на параметры изготовленных балансных делителей луча, интерферометров Маха – Цендера и кольцевых резонаторов. По результатам выполненного численного моделирования пропускания, поглощения, отражения и рассеяния, а также результатов, полученных в ходе проведения экспериментов, были определены зависимости коэффициентов ослабления сигнала изготовленных структур от протяженности областей аморфного и кристаллического $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Возможность использования тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ для обеспечения полностью оптической многоуровневой обратимой записи (9 различных уровней, 3 бита) была продемонстрирована на балансных делителях луча. Полученные в работе результаты и отработанная технология изготовления нанофотонных элементов формируют основу для создания высокоэффективных интегрированных устройств малого размера, обеспечивающих энергонезависимое оптическое или электрическое управление параметрами оптического сигнала.

Исследование и изготовление нанофотонных структур выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10322).

[1] P. Guo et al., *Applied Sciences*, **9**, 530 (2019).

Искусственно созданные компактные источники циркулярно-поляризованного света на основе хиральных полупроводниковых гетероструктур

Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И.

ИФТТ РАН, 142432, Черноголовка, ул. Ак. Осипьяна, 2

В настоящее время полупроводниковые технологии 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 левополяризованных 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.

В докладе обсуждаются результаты экспериментальных исследований спектральных и поляризационных свойств излучения ансамбля квантовых точек, одиночных квантовых точек и инжекционных полупроводниковых лазерных структур, демонстрирующих генерацию циркулярно-поляризованного света [1–3]. Образцы полупроводниковых гетероструктур были выполнены либо на основе высокочастотных AlGaAs-микрорезонаторов, либо на основе планарных GaAs-волноводов. На верхнем слое таких структур благодаря частичному травлению по высоте изготавливались квадратные решетки хиральных фотонных кристаллов из периодически расположенных микростолбиков, имеющих в основании правые или левые гамма-дионы, Z- или S-подобные фигуры, либо 4 вытянутых прямоугольника, повернутых влево или вправо на 90° относительно друг друга (см. рис. 1). Подробно изучена и описана дисперсия фотонных мод при исследованиях углового распределения излучения [1, 2, 4]. Было продемонстрировано, что степень циркулярной поляризации полос излучения фотолюминесценции в таких структурах может достигать значений очень близких к 1 в нулевом внешнем магнитном поле. Впервые был реализован вертикально излучающий полупроводниковый лазер циркулярно-поляризованного излучения с электрической накачкой (рис. 1) [5], работающий вплоть до температур ~ 150 К [3].

Работа частично поддержана проектом РФФИ № 20-02-00534.

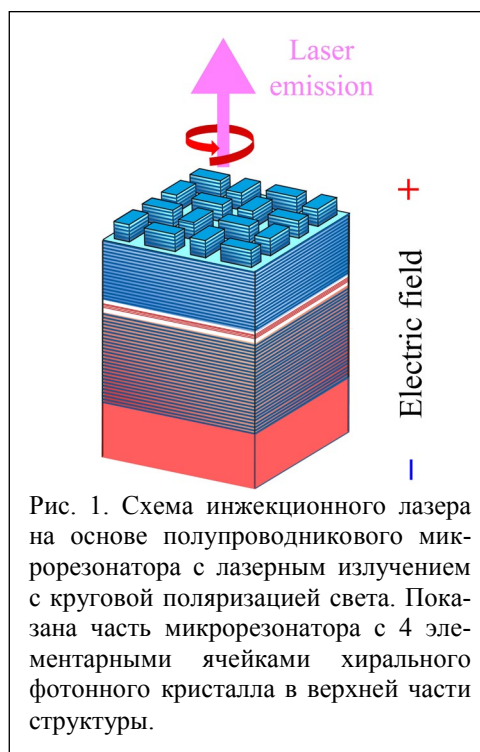
[1] A.A. Maksimov et al., *Phys. Rev. B* **89**, 045316 (2014).

[2] S.V. Lobanov et al., *Phys. Rev. B* **92**, 205309 (2015).

[3] A.A. Maksimov и др., *Известия РАН. Сер. Физическая* **85**, 241 (2021); **86**, 494 (2022).

[4] A.A. Maksimov и др., *Письма в ЖЭТФ* **106**, 643 (2017).

[5] A.A. Maksimov et al., *Phys. Rev. Applied* **17**, L021001 (2022).



О предельных возможностях двумерной плазмоники в приложениях фотодетектирования

Мыльников Д.А., Свинцов Д.А.

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов, МФТИ,
141700, Долгопрудный, Институтский пер., 9

В 1996 г. Дьяконовым и Шуром [1] была предложена схема потенциально высокочувствительного фотодетектора, использующая плазмоны в двумерной электронной системе, эффективность детектора была пропорциональна квадрату добротности резонатора. Работа породила множество идей плазмонных детекторов. Однако во всех известных на настоящий момент публикациях экспериментально измеренное увеличение чувствительности никогда не было значительным [2–5]. Одним из лимитирующих факторов считалась малая добротность системы, однако и на самых чистых системах с подвижностью $10^6 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ наблюдались лишь осцилляции поглощения, связанные с наличием плазмонных резонансов, без его усиления [3].

В данной работе мы выявляем причины малой чувствительности реализованных плазмонных детекторов. Мы показываем, что большое время релаксации электронного импульса в общем случае не гарантирует большого сечения поглощения света плазмонным резонатором. Более важную роль играет согласование омического и радиационного сопротивлений самой плазмонной системы. При согласовании сечение достигает $\sigma_\lambda = \lambda_0^2/4\pi$, где λ_0 – длина волны света в вакууме. Если в длинноволновой области спектра согласование еще достижимо, например для двумерной системы с эффективной массой $m^* = 0.07m_0$ на частоте 5 ТГц оптимальное значение времени рассеяния носителей $\tau = 10$ пс, то в ИК-диапазоне (3 мкм) это уже нереалистичные 2 нс. Добавление к системе металлических контактов простой прямоугольной формы, в любом случае являющихся неотъемлемой частью фотодетектора, позволяет достичь предельного поглощения при более коротких значениях τ (рис. 1). Согласование «грязных» двумерных систем с малой подвижностью ($\tau = 50$ фс) также возможно, однако при этом размеры «антенны» детектора уже сравнимы с длиной волны. Ключевым преимуществом плазмонных детекторов являются их субволновые размеры, что, например, позволяет поместить на площади σ_λ множество детекторов, работающих одновременно на разных длинах волн, без ущерба для сечения поглощения σ_λ отдельного устройства.

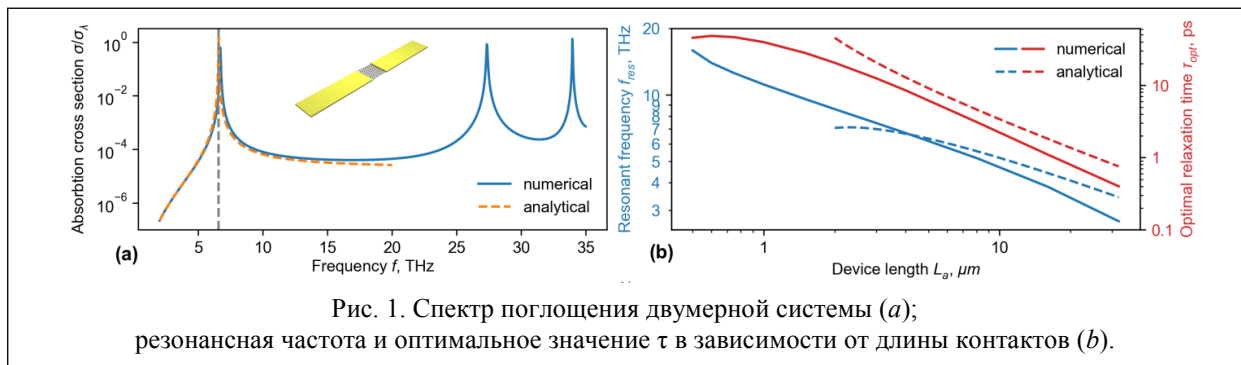


Рис. 1. Спектр поглощения двумерной системы (a); резонансная частота и оптимальное значение τ в зависимости от длины контактов (b).

Все расчеты сделаны в CST Microwave Studio и подкреплены теоретическими выкладками [6].

- [1] M. Dyakonov & M. Shur, *IEEE Transactions on Electron Devices*, **43**, 380–387 (1996).
- [2] J.A. Delgado-Notario et al., *APL Photonics*, **5**, 066102 (2020).
- [3] V.M. Muravev et al., *Jetp Lett.*, **103**, 380–384 (2016).
- [4] D.A. Iranzo et al., *Science*, **360**, 291–295 (2018).
- [5] D.A. Bandurina et al., *Nat. Commun.*, **9**, 5392 (2018).
- [6] D. Mylnikov & D. Svintsov, *arXiv:2112.10475* (2021).

Нелинейный циркулярный дихроизм в димерах и тримерах диэлектрических наночастиц

Никитина А.Д., Николаева А.А., Фризык К.С.

Физический факультет, Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург

Мы представляем теоретическое описание циркулярного дихроизма второй гармоники (ВГ-ЦД) в структурах разных симметрий из диэлектрических наночастиц AlGaAs. Используя аппарат теории групп и мультипольного разложения собственных мод, мы объясняем на примере димера и тримера, что на нелинейный отклик влияет симметрия как кристаллической решетки наночастицы, так и возмущаемой системы.

Циркулярный дихроизм является важным инструментом в нанопотонике, позволяющим изучать многие свойства сред. Сегодня существует большое количество исследований, посвященных нелинейному циркулярному дихроизму, находящему свое применение в самых разных областях физики [1–5]. В одной из недавних таких работ рассматривается структура, состоящая из двух идентичных цилиндрических наноантенн из монокристаллического арсенида галлия, облучаемых нормально падающей циркулярно-поляризованной волной [5]. Кристаллическая решетка ориентирована как $[001]||z$, а сама система может быть повернута на произвольный угол вокруг оси z . В описанной системе нелинейный циркулярный дихроизм возникает, но только при определенных углах поворота оси димера относительно $[100]$ кристаллической оси. Можно прийти к ошибочному заключению, что это связано с общей низкой симметрией задачи, что мы и опровергаем, показывая, что в C_{3v} -тримере из наночастиц AlGaAs нелинейный отклик, напротив, отсутствует при любых углах поворота.

Простое объяснение неожиданному результату лежит в правилах отбора [6]. Димер имеет группу симметрии C_{2v} , его собственные моды с индексами $m = 0$ и $m = 4$ преобразуются по одному неприводимому представлению. Как следствие, они интерферируют и дают вклад в общую интенсивность второй гармоники вместе. При определенном сдвиге фаз между модами суммарная интенсивность зависит от знака поляризации, то есть возникает ВГ-ЦД. Противоположная ситуация – в тримере, имеющем группу симметрии C_{3v} . Его моды с индексами $m = 0$ и $m = 4$ преобразуются по разным неприводимым представлениям, поэтому не интерферируют и дают вклад в общую интенсивность независимо. Главный результат работы показан на рис. 1.

Работа выполнена при поддержке программы «Приоритет-2030».

- [1] B. Hopkins et al., *Laser Photonics Rev.* 10, 137 (2016).
- [2] Z. Wang et al., *Nanotechnology* 27, 412001 (2016).
- [3] J.M. Slocik et al., *Nano Lett.* 11, 701 (2011).
- [4] A. Belardini et al., *Phys. Rev. Lett.* 107, 257401 (2011).
- [5] K. Frizyuk et al., *Nano Lett.* 21, 4381 (2021).
- [6] S. Gladyshev et al., *Phys. Rev. B* 102, 075103 (2020).

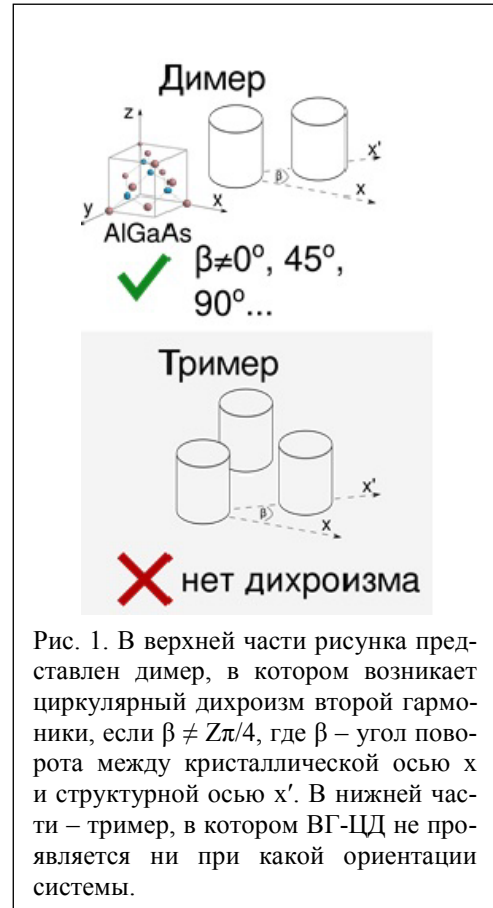


Рис. 1. В верхней части рисунка представлен димер, в котором возникает циркулярный дихроизм второй гармоники, если $\beta \neq Z\pi/4$, где β – угол поворота между кристаллической осью x и структурной осью x' . В нижней части – тример, в котором ВГ-ЦД не проявляется ни при какой ориентации системы.

Высокодобротные моды в диэлектрических микрорезонаторах на основе светоизлучающих гетероструктур SiGe

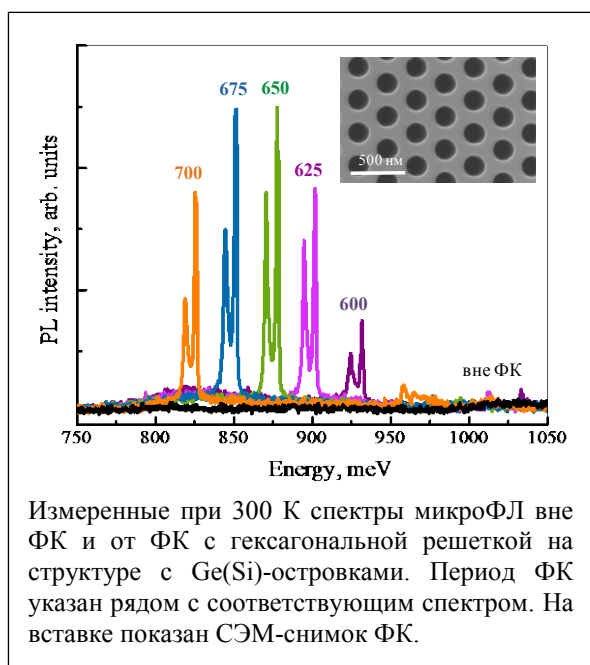
Новиков А.В.¹, Степихова М.В.¹, Дьяков С.А.², Юрасов Д.В.¹, Шалеев М.В.¹, Яблонский А.Н.¹, Перетокин А.В.¹, Вербус В.А.¹, Скороходов Е.В.¹, Родякина Е.Е.³, Красильник З.Ф.¹

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²Сколковский институт науки и технологий, 121205, Москва, Большой бульвар, 30, стр. 1

³ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Применение различных резонаторов является одним из широко используемых подходов при создании эффективных миниатюрных источников излучения. Решение этой задачи особенно актуально для источников излучения на основе кремния, так как это стало бы огромным шагом на пути развития кремниевой оптоэлектроники. В данной работе представлены результаты по использованию различных диэлектрических резонаторов для повышения эффективности источников излучения на основе SiGe-гетероструктур [1–5].



В качестве активной среды в резонаторах использовались выращенные на SOI-подложках светоизлучающие структуры с Ge(Si) самоформирующимися наноструктурами, а также слои n-Ge и локально растянутые микроструктуры на их основе. Анализ двумерных фотонных кристаллов (ФК) с квадратной и гексагональной решеткой показал, что для ФК с гексагональной решеткой существует область параметров, при которых в спектральную область люминесценции Ge(Si)-островков попадают только высокодобротные моды связанных состояний в континууме (bound states in the continuum, BIC). Для ФК с Ge(Si)-островками показана возможность значительного (более чем на 2 порядка) увеличения интенсивности их сигнала ФЛ при комнатной температуре вследствие взаимодействия островков с BIC-модами (см. рисунок) [3]. При этом экспериментально измеренная добротность линий в спектрах микроФЛ, связанных с BIC-модами, составила более 2000 [3]. В докладе представлены первые результаты по электрической накачке ФК с Ge(Si)-островками.

Формирование ФК на n-Ge-слоях позволило увеличить более чем на порядок интенсивность сигнала ФЛ в области 1.5–1.6 мкм, связанного с прямыми переходами в Ge [4]. Для локально растянутых Ge-микроструктур, которые в настоящее время являются перспективными с точки зрения достижения стимулированного излучения, сформированы резонаторы, позволяющие эффективно локализовать э/м поля в растянутой области структуры при минимальном влиянии на величину и распределение деформаций в ней [4]. Определен дизайн двумерных ФК, который может быть использован в одноосно растянутых Ge-микроструктурах.

[1] V. Rutckaia et al., *Nano Letters* **17**(11), 6886 (2017).

[2] M.V. Stepihova et al., *Semiconductor Science and Technology* **34**, 024003 (2019).

[3] S.A. Dyakov et al., *Laser & Photonics Reviews* **15**(7), 2000242 (2021).

[4] D.V. Yurasov et al., *Journal of Physics D: Applied Physics* **55**, 075107 (2022).

[5] Д.В. Юрасов и др., *ФТП* **55**, 420 (2021).

Резонансные оптические особенности 2D-периодических плазмон-волноводных структур с различной геометрией решеток

Павлов С.И.¹, Дьяков С.А.², Марков Д.П.¹, Феокистов Н.А.¹, Фрадкин И.М.²,
Нащекин А.В.¹, Гиппиус Н.А.², Тиходеев С.Г.^{3,4}, Певцов А.Б.¹

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

²Сколковский институт науки и технологий, 143025, Москва

³МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва

⁴ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва

Резонансные оптические наноструктуры обладают оптическим откликом, связанным, в первую очередь, с геометрическими параметрами системы. Сочетание различных резонансных эффектов позволит повысить функциональность фотонных устройств, расширив области их применений [1]. Так, изготовление одномерно-периодических металлических дифракционных элементов на диэлектрическом слое с высоким показателем преломления приводит к образованию гибридных плазмон-волноводных резонансов. Характер этих резонансов изменяется в зависимости от геометрических параметров структуры, что находит отражение в спектральных и пространственных особенностях излучения волноводного слоя [2, 3].

Двумерно-периодические структуры обладают большей гибкостью в управлении оптическим откликом благодаря возможности независимо контролировать резонансы, связанные с различными направлениями распространения света.

В работе экспериментально и теоретически исследовался оптический отклик структур, представляющих собой двумерно-периодический массив золотых нанодисков на поверхности слоя $a\text{-Si}_{1-x}\text{C}_x\text{H}$. Слой выполнял роль волновода, обладающего фотолюминесценцией в видимой области спектра. Анализ собственных мод структуры показал, что особенности, наблюдаемые в спектрах, связаны с возбуждением квазиволноводных ТЕ- и ТМ-резонансов и их взаимодействием с локализованным плазмонным резонансом.

Применение прямоугольной решетки нанодисков позволило совместить спектральное положение ортогональных резонансов вблизи Г-точки, а также привести это положение к максимуму пика фотолюминесценции.

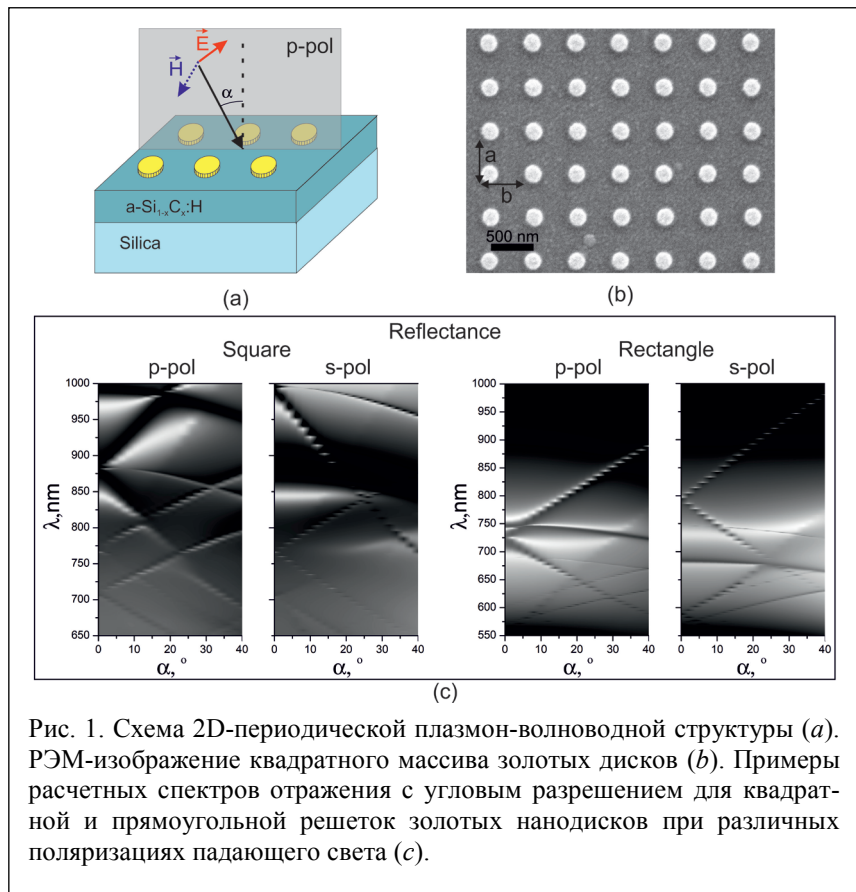


Рис. 1. Схема 2D-периодической плазмон-волноводной структуры (a). РЭМ-изображение квадратного массива золотых дисков (b). Примеры расчетных спектров отражения с угловым разрешением для квадратной и прямоугольной решеток золотых нанодисков при различных поляризациях падающего света (c).

[1] M.V. Rybin and M.F. Limonov, *Phys. Usp.*, **62**, 823 (2019).

[2] S.A. Dyakov et al., *Scientific Reports*, **8**, 4911 (2018).

[3] I.M. Fradkin et al., *Physical Review B*, **102**(4), 045432 (2020).

Источник одиночных фотонов с пространственно-временным демультимплексированием на основе квантовой точки в микрорезонаторе

Рахлин М.В.¹, Галимов А.И.¹, Дьяконов И.В.², Скрыбин Н.Н.², Клишко Г.В.¹,
Кулагина М.М.¹, Задиранов Ю.М.¹, Тараторин К.В.², Скалкин А.К.², Страупе С.С.²,
Кулик С.П.², Торопов А.А.¹

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

²ЦКТ, МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 35

Идеальный однофотонный источник – это устройство, которое поставляет неразличимые световые волновые пакеты «по требованию», при этом каждый волновой пакет содержит ровно один фотон в чистом квантовом состоянии. Самоорганизованные полупроводниковые квантовые точки (КТ), выращенные эпитаксиальным методом, являются наиболее перспективным кандидатом для создания идеального однофотонного источника благодаря уникальным свойствам, таким как малая спектральная ширина линии излучения, быстрое время радиационного распада и высокая квантовая эффективность. Тем не менее изготовление эффективных однофотонных источников на основе КТ является непростой задачей, поскольку требует одновременного выполнения нескольких жестких требований. Одной из проблем является часто встречающееся явление перезарядки КТ вследствие флуктуации заряда в ее окружении, что приводит к «мерцанию» и снижению яркости. В настоящее время используются два основных метода контроля зарядового состояния КТ: осуществление кулоновской блокады в специально сконструированной туннельной структуре [1] и управление эффективностью туннелирования из КТ фотовозбужденных носителей одного знака в несимметричной p - i - n гетероструктуре [2]. Оба подхода требуют выполнения тщательного конструирования излучающей гетероструктуры, исполнения сложных алгоритмов эпитаксиального роста и реализации прецизионного электрического управления при работе источника.

В данной работе мы показали возможность стабилизации заданного зарядового состояния КТ в результате контроля профиля легирования в активной области излучающей микрорезонаторной структуры с одиночной КТ. Для этого с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии были выращены самоорганизованные КТ InAs/GaAs, помещенные в столбчатый микрорезонатор с распределенными брэгговскими отражателями. Остаточные примеси в используемой ростовой камере обуславливают p -тип фонового легирования, вследствие чего большинство КТ содержат резидентную дырку и при поглощении фотона образуют положительно заряженные трионы. Для фотовозбуждения нейтрально заряженных экситонов фоновое легирование компенсировалось введением слоя n -типа необходимой толщины и уровня легирования. Оптимизация профиля легирования позволила фактически полностью избежать «мерцания» и добиться квантовой эффективности возбуждения КТ более 97% при добротности изготовленного микрорезонатора ~ 8100 и эффективности вывода излучения 82%. Достигнутая яркость позволила реализовать пространственно-временное демультимплексирование фотонов по шести независимым пространственным модам со скоростью параллельного детектирования более 0.02 Гц. Полученные результаты показывают применимость разработанных гетероструктур с КТ в качестве эффективных источников фотонов для реализации прототипа фотонного квантового компьютера на основе линейной оптики.

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).

[1] A. Högele et al., *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 217401 (2004).

[2] P. Hilaire et al., *Phys. Rev. B*, **102**, 195402 (2020).

Плазменные резонансы в экранированной двумерной электронной системе в форме диска

Родионов Д.А.^{1,2}, Загороднев И.В.¹

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

²МФТИ (НИУ), 141701, Долгопрудный, Институтский пер., 9

Плазменные колебания – плазмоны – в двумерных электронных системах изучаются уже многие десятилетия. При их возбуждении внешней электромагнитной волной они, в частности, проявляются в спектре поглощения как резонансы (определяют их частоту и ширину). И недавно вновь возрос интерес к плазмонам в двумерном электронном газе в форме диска [1–4].

Для описания плазменных резонансов удобно ввести целые числа: l – орбитальное и n_r – радиальное. Они соответствуют количеству узлов по полупериметру и радиусу в плотности тока при резонансной частоте. В нашей работе рассмотрим фундаментальный плазменный резонанс ($l = 1$, $n_r = 1$). Соответствующая плазменная мода является дипольной в первом приближении.

На практике двумерные электронные системы часто исследуют в присутствии металлического электрода, т.е. в экранированной системе. В нашей работе рассматривается диск из двумерного электронного газа, расположенный на расстоянии d от металлического электрода. Проводимость в диске описывается динамической моделью Друде. На систему падает монохроматическая плоская электромагнитная волна с частотой ω и круговой поляризацией. Исследовались зависимости положения и ширины фундаментального резонанса в спектре поглощения этой волны от параметров системы.

Наличие металлического электрода позволяет воспользоваться методом изображения зарядов. Тогда на расстоянии $2d$ от диска будет находиться его изображение с противоположными по знаку плотностями заряда и тока. В полупространстве над электродом происходит интерференция их электромагнитных полей. Если расстояние d много меньше радиуса диска R и длины волны внешнего излучения λ , то есть диск очень близко поднесен к электроду, то происходит подавление дипольного излучения, что приводит к сужению линии плазменного резонанса. При отдалении диска от металлической пластины ширина линии резонанса становится осциллирующей функцией параметра $\frac{\omega_m d}{c}$, где ω_m – частота наблюдаемого резонанса.

Спектр поглощения из-за интерференции выбранного нами внешнего излучения и его отражения от металлического электрода пропорционален $\sin^2\left(\frac{\omega d}{c}\right)$. При устремлении частоты к узловым точкам $\omega = n \frac{\pi}{d}$ (n – натуральное число) резонанс сначала становится сильно асимметричным, а затем вовсе пропадает.

Работа выполнена в рамках РНФ (проект 21-12-00287).

[1] I.V. Zagorodnev, D.A. Rodionov, A.A. Zabolotnykh, *Phys. Rev. B* **103**, 195431 (2021).

[2] I.V. Andreev, V.M. Muravev, N.D. Semenov, and I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **103**, 115420 (2021).

[3] P.A. Gusikhin, V.M. Muravev, A.A. Zagitova, I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 176804 (2018).

[4] V.M. Muravev, I.V. Andreev, V.N. Belyanin, S.I. Gubarev, I.V. Kukushkin, *Phys. Rev. B* **96**, 045421 (2017).

Связанные фотонные состояния в континууме и суперрезонансные моды в диэлектрических структурах

Рыбин М.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург
Университет ИТМО, Физико-технический мегафакультет, 197101, Санкт-Петербург

Связанное состояние в континууме – особый тип квантового состояния частицы, у которой величина энергии превышает значение потенциала на бесконечности, однако частица остается локализованной на некотором локальном потенциале сколь угодно долго. Перенос концепции связанных состояний в континууме на фотонику придал мощный импульс развитию этой тематики, поскольку энергия фотонов всегда положительна и задача об удержании электромагнитной волны вблизи некоторой области открывает самые широкие возможности для практического применения [1]. При этом в фотонных структурах роль потенциала играет диэлектрическая проницаемость используемых оптических материалов, требуемое распределение в пространстве которых можно создать при помощи современных нанотехнологий.

В реальных системах связанные состояния в континууме, по существу являющиеся математической абстракцией, наблюдать невозможно из-за условия неограниченности удерживающего потенциала хотя бы в одном пространственном направлении, ненулевого поглощения электромагнитной энергии веществом, а также отклонения пространственного распределения материала структур от теоретических моделей [1]. Тем не менее связанные фотонные состояния в континууме реализуются в виде высокодобротных суперрезонансных мод, имеющих ту же самую природу [2].

В докладе рассматриваются задачи о различных системах, поддерживающих суперрезонансные состояния, включая практически значимые волноводные структуры [3, 4], и особое внимание уделяется изучению суперрезонансных мод, поддерживаемых даже одиночным элементом структуры – диэлектрическим цилиндром [5, 6]. Также рассматривается круг вопросов, имеющих практическую важность. Так, исследуется устойчивость суперрезонансных состояний к введению беспорядка по взаимному расположению структурных элементов [7]. Значимость этих исследований связана с тем, что такой тип беспорядка всегда присутствует в изготовленных образцах. Кроме того, продемонстрирована возможность использования суперрезонансных состояний для создания быстрых модуляторов [8], чувствительных датчиков [9], компактных низкопороговых источников лазерного излучения [10].

Автор выражает благодарность поддержке Российского научного фонда (проект 21-19-00677).

[1] C.W. Hsu et al., *Nat. Rev. Mater.* 1, 16048 (2016).

[2] M. Rybin, Y. Kivshar, *Nature* 541, 164 (2017).

[3] S. Han, M.V. Rybin, P. Pitchappa, Y.K. Srivastava, Y.S. Kivshar, and R. Singh, *Adv. Opt. Mater.* 8, 1900959 (2020).

[4] S. Han, P. Pitchappa, W. Wang, Y.K. Srivastava, M.V. Rybin, R. Singh, *Adv. Opt. Mater.* 9, 202002001 (2021).

[5] M.V. Rybin, K.L. Koshelev, Z.F. Sadrieva, K.B. Samusev, A.A. Bogdanov, M.F. Limonov, and Y.S. Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* 119, 243901 (2017).

[6] A.A. Bogdanov, K.L. Koshelev, P.V. Kapitanova, M.V. Rybin, S.S. Gladyshev, Z.F. Sadrieva, K.B. Samusev, Y.S. Kivshar and M.F. Limonov, *Adv. Photon.* 1, 16001 (2019).

[7] E.E. Maslova, M.V. Rybin, A.A. Bogdanov, Z.F. Sadrieva, *Nanophotonics* 10, 4313–4321 (2021).

[8] S. Han, L. Cong, Y.K. Srivastava, B. Qiang, M.V. Rybin, A. Kumar, R. Jain, W.X. Lim, A.V. Gopal, S.S. Prabhu, Q. Wang, Y.S. Kivshar, and R. Singh, *Adv. Mater.* 31, 1901921 (2019).

[9] I. Yusupov, D. Filonov, A. Bogdanov, P. Ginzburg, M.V. Rybin, A. Slobozhanyuk, *Appl. Phys. Lett.* 119, 193504 (2021).

[10] A. Tripathi, H.-R. Kim, P. Tonkaev, S.-J. Lee, S.V. Makarov, S.S. Kruk, M.V. Rybin, H.-G. Park, and Y. Kivshar, *Nano Lett.* 21, 6563–6568 (2021).

Расчет оптических свойств муаровых метаповерхностей при помощи фурье-модального метода

Салахова Н.С.², Фрадкин И.М.^{1,2}, Дьяков С.А.², Гиппиус Н.А.²

¹Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)

²Сколковский институт науки и технологий

Несколько лет назад в физике твердого тела произошел настоящий прорыв, когда было продемонстрировано существенное изменение электронных свойств в двуслойных системах двумерных материалов благодаря появлению муаровой сверхпериодичности при наложении двух повернутых решеток атомов. Успех данного подхода привлек дополнительное внимание к муаровым решеткам и в области физики фотонных структур. Однако этот вопрос изучен слабо, и в литературе рассмотрено лишь несколько частных примеров [1–4]. Одной из возможных причин является сложность проведения численных расчетов для муаровых решеток в связи со значительным ростом величины элементарной ячейки составной структуры при повороте решеток относительно друг друга. Большой размер элементарной ячейки требует значительно больших вычислительных мощностей и существенно увеличивает необходимое для расчетов время.

Авторами разработана модификация фурье-модального метода (ФММ) для проведения расчетов оптических свойств системы одномерных фотонных кристаллов с муаровым узором [5]. Свойства рассматриваемой системы одномерных фотонных кристаллов и используемого как основа ФММ таковы, что построение решения задачи из результатов многократных расчетов простых одномерных задач рассеяния существенно быстрее, чем однократное решение исходной двумерной задачи. Кроме того, наличие небольшой диэлектрической прослойки между периодическими слоями позволяет отфильтровывать сильно затухающие фурье-гармоники высоких порядков.

Разработанный метод значительно ускоряет расчеты, давая выигрыш во времени от 10 до 1000 раз в сравнении со стандартным ФММ. Кроме того, точность разработанного метода сравнима с точностью стандартного ФММ, как видно из расчетов поглощения х-поляризованного света в системе повернутых одномерных золотых решеток (рис. 1, справа).

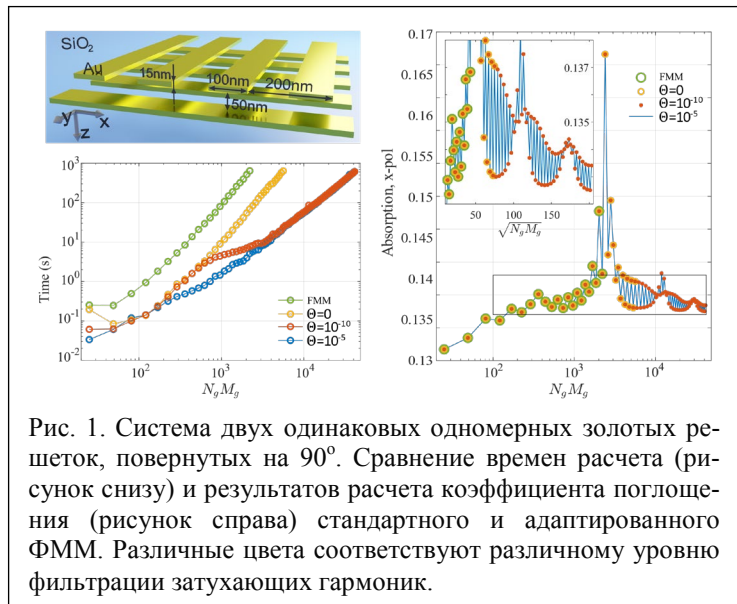


Рис. 1. Система двух одинаковых одномерных золотых решеток, повернутых на 90°. Сравнение времен расчета (рисунок снизу) и результатов расчета коэффициента поглощения (рисунок справа) стандартного и адаптированного ФММ. Различные цвета соответствуют различному уровню фильтрации затухающих гармоник.

- [1] Hu G. et al., *Nano Lett.*, **20**, 3217–3224 (2020).
- [2] Chen M. et al., *Nat. Mater.*, **19**, 1307–1311 (2020).
- [3] Aftenieva O. et al., *Adv. Optical Mater.*, **9**, 2001280 (2020).
- [4] Wu Z. et al., *Adv. Opt. Mater.*, **6**, 1–14 (2018).
- [5] Salakhova N.S. et al. *Phys. Rev. B*, **104**, 1–14 (2021).

Кинетика излучения биэкситонного каскада в одиночной квантовой точке InAs/GaAs в высокодобротном микрорезонаторе

Серов Ю.М., Галимов А.И., Торопов А.А.

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

Активное развитие области квантовой информатики требует разработки соответствующей материальной базы, одним из важных элементов которой является высокоэффективный источник запутанных фотонных пар. В то время как задача генерации одиночных фотонов часто решается применением структур с одиночной квантовой точкой (КТ), внедрённой в микроколодку с распределёнными брэгговскими отражателями (РБО), применение подобных структур для генерации запутанных фотонных пар изучено слабо. Это связано с тем, что стандартным на сегодняшний день подходом к генерации поляризационно запутанных фотонных пар в КТ является использование биэкситонного каскада излучения, в котором излучаемые запутанные фотоны обладают несколько различающейся энергией, что препятствует их одновременному спектральному совмещению с узкой оптической модой высокодобротного резонатора и тем самым существенно усложняет наблюдение двух линий излучения биэкситонного каскада [1]. В данной работе показана возможность детектирования биэкситонного каскада в спектре излучения одиночной InAs КТ в колончатом микрорезонаторе с РБО с добротностью $Q \approx 4600$ и исследована кинетика этого излучения при двухфотонном возбуждении биэкситонного состояния.

Технология производства исследуемых структур, описанная в работе [2], включает выращивание GaAs / AlGaAs РБО и слоя самоорганизованных InAs КТ методом молекулярно-пучковой эпитаксии и последующее формирование методами фотолитографии и реактивного ионного травления цилиндрических микроколонок диаметром 1–4 мкм. Изготовленные микроstructures обеспечивают трёхмерное ограничение оптической моды, резонансная длина волны и добротность которой определялись по спектрам отражения. Для изучения свойств линий излучения КТ, попавших в микрорезонатор, при температурах 8–60 К измерялись спектры фотолюминесценции (ФЛ) и спектры с временным разрешением при надбарьерном и резонансном возбуждении, а также при двухфотонном возбуждении биэкситонного состояния. Методика детектирования биэкситонного каскада, основанная на анализе поляризационных свойств (рис. 1) и мощностных характеристик линий излучения, наблюдаемых в спектре ФЛ, была применена к ряду структур, что позволило обнаружить реализацию биэкситонного каскада в одном из исследованных микрорезонаторов с достаточно высокой добротностью $Q \approx 4600$, что является ключевым шагом к получению эффективной генерации поляризационно запутанных фотонных пар. Проведённые измерения спектров и кинетики ФЛ данной структуры при двухфотонном возбуждении демонстрируют влияние оптической моды на излучательные времена жизни экситонного и биэкситонного состояний, составляющие (633 ± 6) пс и (94.5 ± 0.2) пс соответственно, и показывают особенности излучения биэкситонного каскада при нахождении точки в микроколодке с РБО.

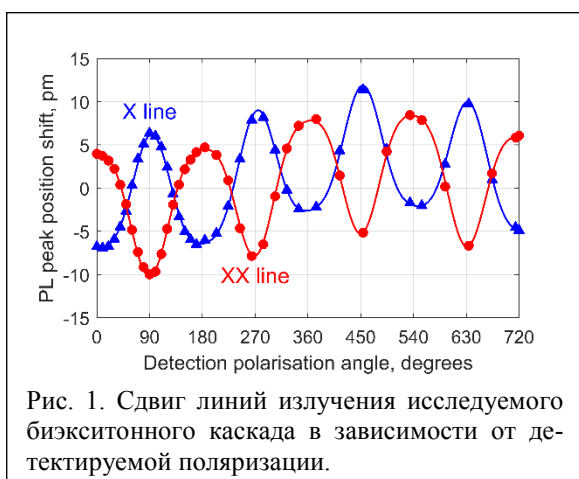


Рис. 1. Сдвиг линий излучения исследуемого биэкситонного каскада в зависимости от детектируемой поляризации.

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] A. Dousse et al., *Nature*, **466**, 217–220 (2010).

[2] А.И. Галимов и др., *Письма в ЖЭТФ*, **113**, 248–255 (2021).

Диэлектрические резонаторы со встроенными GeSi квантовыми точками

Смагина Ж.В.¹, Зиновьев В.А.¹, Степихова М.В.², Перетокин А.В.^{2,3}, Родякина Е.Е.¹,
Кучинская П.А.¹, Барышникова К.В.⁴, Сергаева О.Н.⁴, Дьяков С.А.⁵, Новиков А.В.^{2,3}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

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

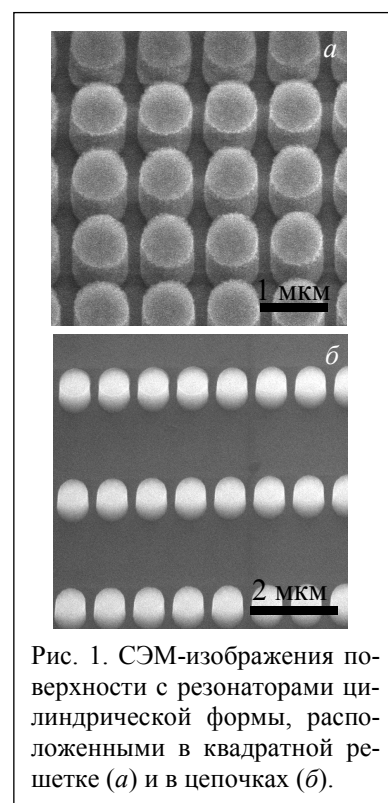
⁴Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

⁵Сколтех, 121205, Москва, Большой бульвар, 30

Использование микро- и нанорезонаторов позволит решить одну из главных проблем кремниевой оптоэлектроники – создание на кремниевой подложке эффективного источника излучения ближнего инфракрасного диапазона, совместимого с кремниевой интегральной технологией. В данной работе представлены подходы использования GeSi самоформирующихся nanoостровков (квантовых точек) в качестве активной среды в микро- и нанорезонаторах, технология получения которых совместима с кремниевой технологией.

С помощью COMSOL Multiphysics были проведены расчеты собственных мод и спектров рассеяния от кремниевых нанорезонаторов (ми-резонаторы), представленных в виде цилиндров, расположенных на диэлектрической подложке оксида кремния. Высота цилиндра соответствовала толщине эпитаксиальных структур с GeSi квантовыми точками, которые могут быть выращены на подложках «кремний-на-изоляторе» (КНИ). Радиус цилиндра подбирался таким образом, чтобы высокодобротные излучательные моды резонатора попадали в диапазон излучения GeSi КТ. Экспериментальные структуры создавались в несколько этапов. На первом этапе методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке КНИ были выращены многослойные Ge/Si структуры (10 слоев германия (7.5 МС), чередующиеся со слоями кремния (15 нм)) при температуре 600 °С. На втором этапе методом взрывной литографии были созданы хромовые диски радиусом 335–395 нм, которые служили маской для глубокого плазмохимического травления GeSi-структуры до слоя SiO₂. Таким образом, были сформированы сами нанорезонаторы, которые представляли собой либо двумерные массивы цилиндров со встроенными в них GeSi КТ, расположенных в квадратной решетке (рис. 1, а) либо в цепочки (рис. 1, б) с периодами от 1 мкм до 6 мкм. Высота резонаторов (цилиндров) составляла 430–450 нм. Исследование люминесцентных свойств данных структур при комнатной температуре показало, что для структур с резонаторами, расположенными в квадратной решетке с периодом 1 мкм (рис. 1, а), наблюдается отчетливый сигнал фотолюминесценции с серией узких линий, что свидетельствует о проявлении мод фотонного кристалла. Сравнение расчетов излучательных мод структуры с квадратной решеткой из цилиндров, сделанных с помощью фурье-модального метода в предположении, что решетка является фотонным кристаллом, дало хорошее согласие с экспериментом.

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



Резонансные явления и коллективные взаимодействия в спектрах фотолюминесценции одиночных цилиндрических резонаторов и их массивов, сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si)

Степихова М.В.¹, Вербус В.А.¹, Барышникова К.В.², Петров М.И.², Дьяков С.А.³, Юрасов Д.В.¹, Шенгуров Д.В.¹, Смагина Ж.В.⁴, Родякина Е.Е.⁴, Новиков А.В.¹

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²Университет ИТМО, 199034, Санкт-Петербург, Биржевая линия В.О., 14

³Сколковский институт науки и технологий, 143005, Москва, ул. Нобеля, 3

⁴ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

В работе рассмотрены особенности люминесцентного отклика и усиления сигнала фотолюминесценции (ФЛ) наноструктур Ge(Si) в одиночных цилиндрических резонаторах микро- и нанометрового размера и их массивах, представленных цепочками и квадратными решетками резонаторов с разными периодами. Идея развития структур такого типа связана, прежде всего, с перспективами создания на их основе источников излучения, интегрируемых в схемы современной оптоэлектроники. Как показывают результаты исследований, в таких структурах возможно достижение

значительного усиления сигнала фотолюминесценции наноструктур Ge(Si) вплоть до значений, превышающих порядок величины (рис. 1).

В работе исследовались одиночные резонаторы, представленные цилиндрами микро- и нанометрового размера (с диаметрами от 340 до 1475 нм), цепочки резонаторов с расстоянием между резонаторами, варьируемым от 50 нм до 15 мкм, и квадратные решетки резонаторов с периодами от 1 до 15 мкм. Высота цилиндрических резонаторов в разных образцах составляла 450–680 нм. Измерения проводились методом микроФЛ с высоким спектральным (до 0.01 см^{-1}) и пространственным (до 2 мкм) разрешением.

Как показывают результаты исследований, люминесцентный отклик одиночных резонаторов непосредственно зависит от диаметра резонатора и может проявляться как в наблюдении резонансов Ми (для значений диаметров 340–700 нм), так и резонансов мод шепчущей галереи (при диаметрах резонатора более 1 мкм), причем в последнем случае сигнал ФЛ может превышать сигнал ФЛ исходной структуры более чем на порядок величины (рис. 1, *b*). В серии исследованных цепочек резонаторов малого диаметра с расстояниями между резонаторами 50–60 нм возможно наблюдение коллективных ми-мод (рис. 1, *a*), добротность которых пропорциональна N^3 , где N – число резонаторов в цепочке. Значительное усиление сигнала ФЛ наблюдается и в квадратных решетках цилиндрических резонаторов, проявляющих в данном случае свойства фотонного кристалла (рис. 1, *c*).

Отметим, что все представленные результаты были получены при комнатной температуре.

Работа поддержана РФФИ (проект 20-52-12062 ННИО_а).

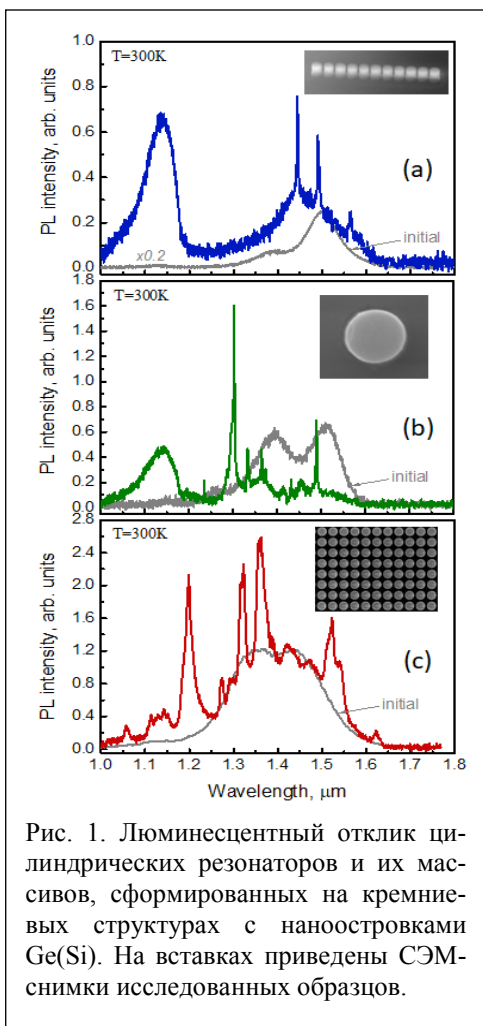


Рис. 1. Люминесцентный отклик цилиндрических резонаторов и их массивов, сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si). На вставках приведены СЭМ-снимки исследованных образцов.

Фотонные моды в люминесцентном отклике двумерных фотонных кристаллов, сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si)

Степихова М.В.¹, Перетокин А.В.^{1,2}, Дьяков С.А.³, Юрасов Д.В.¹, Шалеев М.В.¹,
Яблонский А.Н.¹, Смагина Ж.В.⁴, Родякина Е.Е.⁴, Зиновьев В.А.⁴, Новиков А.В.^{1,2}

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

³Сколковский институт науки и технологий, 143005, Москва, ул. Нобеля, 3

⁴ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

В работе рассмотрены особенности люминесцентного отклика двумерных фотонных кристаллов (ФК), сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si). Интерес к этим структурам обусловлен их излучательными свойствами в диапазоне длин волн 1.2–1.6 мкм, технологической совместимостью и простотой интегрирования в схемы современной микроэлектроники. Как показывают результаты исследований, встраивание структур с наноструктурами Ge(Si) в фотонный кристалл обеспечивает возможности контролируемого управления их излучающими свойствами, в частности позволяет значительно усилить сигнал фотолюминесценции (ФЛ) наноструктур на выделенных модах ФК.

В работе исследовались ФК с квадратной и гексагональной решетками отверстий с периодами решетки (a), варьируемыми от 525 до 1000 нм. Радиус отверстий ФК (r) определялся соотношением $r/a = 0.25$. Измерения проводились методами микроФЛ с высоким спектральным и пространственным разрешением и возможностями анализа диаграммы направленности излучения ФК. Теоретические расчеты дисперсионных зависимостей излучательных свойств ФК, анализ симметричных свойств мод ФК и структуры их электромагнитного поля выполнялись фурье-модальным методом в формализме матрицы рассеяния.

Выделены моды, вносящие основной вклад в усиление сигнала ФЛ наноструктур. Для ФК с квадратной и гексагональной решетками отверстий это моды связанных состояний в континууме (ВКС): синглетная мода A_2 – для ФК с квадратной решеткой и синглетная и дублетная моды A_2 , E_2 – для ФК с гексагональной решеткой (рис. 1). Наблюдаемые моды характеризуются высокой добротностью ($Q > 10^3$) и разрывом дисперсионных зависимостей в

Γ -точке зоны Бриллюэна. Усиление сигнала ФЛ наноструктур на этих модах превышает порядок величины. Показано, что, в отличие от мод ВКС, радиационные моды, также наблюдаемые в этих ФК (дублетные моды E и E_1 на рис. 1), не вносят значительного вклада в усиление сигнала, проявляясь в спектрах ФЛ в виде широких линий умеренно слабой интенсивности. Полученные результаты, в частности анализ структуры поля выделенных мод ФК, позволяют рассмотреть задачу о прецизионном встраивании наноструктур Ge(Si) в максимумы поля мод, что, как можно ожидать, значительно улучшит излучательную эффективность развиваемых структур.

Работа поддержана РФФ (грант 19-72-10011).

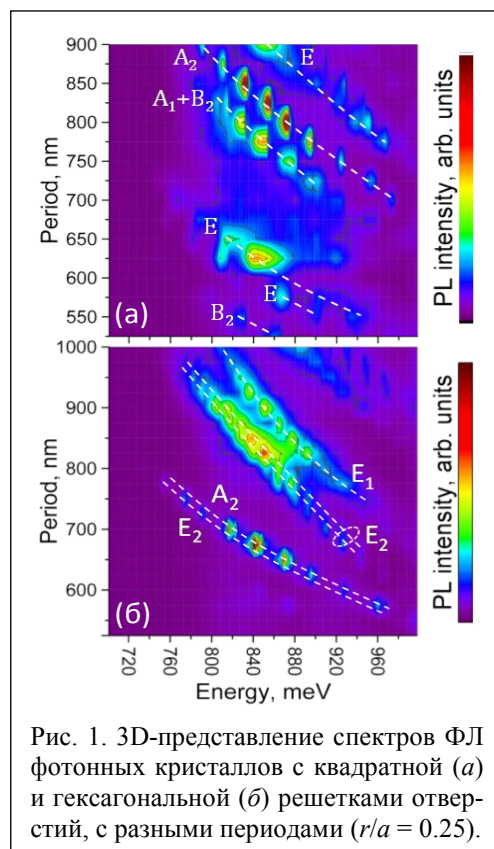


Рис. 1. 3D-представление спектров ФЛ фотонных кристаллов с квадратной (а) и гексагональной (б) решетками отверстий, с разными периодами ($r/a = 0.25$).

Нелинейно-оптические свойства экситон-поляритонов в кирально-модулированном микрорезонаторе

Дмитриева О.А.^{1,2}, Гиппиус Н.А.³, Тиходеев С.Г.^{1,2}

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1

²Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

³Сколковский институт науки и технологии, 143026, Москва, ул. Нобеля, 3

Полупроводниковые микрорезонаторы с активной квантовой ямой и кирально-модулированным верхним брэгговским зеркалом могут переходить в режим лазерной генерации с циркулярно-поляризованным излучением как при оптической [1, 2], так и при электрической накачке [3]. При этом при низких температурах они работают в режиме сильной экситон-фотонной связи [2], являясь, таким образом, примером так называемых поляритонных лазеров [4]. По сравнению с некиральными поляритонными лазерами они не требуют использования статического магнитного поля для создания циркулярно-поляризованного излучения.

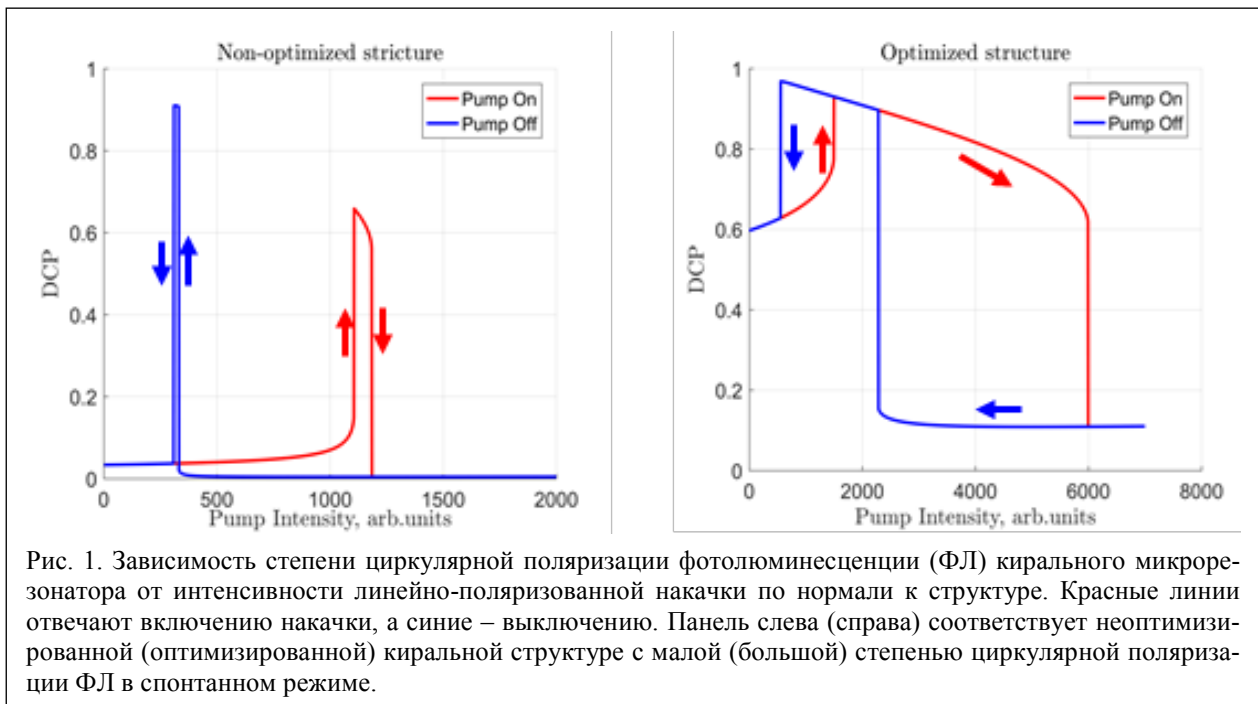


Рис. 1. Зависимость степени циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) кирального микрорезонатора от интенсивности линейно-поляризованной накачки по нормали к структуре. Красные линии отвечают включению накачки, а синие – выключению. Панель слева (справа) соответствует неоптимизированной (оптимизированной) киральной структуре с малой (большой) степенью циркулярной поляризации ФЛ в спонтанном режиме.

В докладе теоретически проанализирована мультистабильность [5] нелинейно-оптического отклика экситон-поляритонов в кирально-модулированном микрорезонаторе. Показано, что нарушение зеркальной симметрии такого резонатора приводит к резким мультистабильным переходам когерентной экситон-поляритонной моды (поляритонного конденсата) из линейно-поляризованного в циркулярно-поляризованное состояние и обратно даже при линейно-поляризованной резонансной накачке (рис. 1).

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-22-00961, <https://rscf.ru/project/22-22-00961/>.

[1] A.A. Demenev et al., *Appl. Phys. Lett.* **109**, 171106 (2016).

[2] V.D. Kulakovskii et al., *J. Physics: Conf. Series* **1092**, 012071 (2018).

[3] A.A. Maksimov et al., *Phys. Rev. Appl.* **17**, L021001 (2022).

[4] P. Bhattacharya et al., *Phys. Rev. Lett.* **110**, 206403 (2013).

[5] N.A. Gippius et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 236401 (2007).

Особенности резонансного отражения для решёток Ge-дисков на подложках Si, обусловленные междисковым расстоянием

Уткин Д.Е.^{1,2}, Шкляев А.А.^{1,2}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Эффективность оптоэлектронных устройств, таких как солнечные элементы и фотодетекторы, зависит от свойств их поверхности, связанных с особенностями явлений отражения и пропускания света. Для управления этими явлениями может использоваться модификация свойств поверхности как просветляющими плёнками, так и покрытиями из металлических или диэлектрических частиц [1, 2]. По сравнению со сплошными плёнками покрытия из частиц могут быть менее зависимы от угла падения электромагнитного (ЭМ) излучения, быть более широкополосными или, наоборот, обладать большей спектральной избирательностью вследствие использования различных резонансных эффектов. Рассеяние ЭМ-излучения диэлектрическими дискообразными частицами, определяющееся спектральным положением магнитного и дипольного резонансов относительно друг друга, существенно зависит от аспектного отношения (AR), определяемого как h/d , где h – высота, а d – диаметр диска, и от расстояния (зазора) G между ними.

Для экспериментального исследования влияния параметра G на спектры отражения таких покрытий нами были изготовлены квадратные решётки из упорядоченных дисков Ge на подложках кремния. Изготовление проводилось с использованием методов электронной и обратной литографии, а также осаждения Ge при комнатной температуре в условиях сверхвысокого вакуума (рис. 1, *a* и *b*). Наряду с варьированием величины G , изготавливались также решётки с дисками разной высоты.

Было установлено, что влияние близкого расположения Ge-дисков на спектры отражения наблюдается даже при таких больших зазорах между дисками, как 500 нм (рис. 1, *c*). Выявлено, что коллективные решеточные резонансы не проявляются в виде резких минимумов в спектрах отражения при рассеянии ЭМ-излучения под разными углами. При этом эффект величины G оказывается сильнее в коротковолновой области измеренных спектров, что следует учитывать как при проектировании просветляющих покрытий, так и при создании устройств, действие которых основано на использовании локальных резонансных ЭМ-полей.

Авторы выражают признательность центрам коллективного пользования ЦКП «НАНОСТРУКТУРЫ» ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН и ЦКП «ВТАН» ФФ НГУ за инструментальное и технологическое обеспечение. Работа проводилась при финансовой поддержке гранта РНФ № 19-72-30023.

[1] A. Yakimov, V. Kirienko, A. Bloshkin, A. Dvurechenskii, and D. Utkin, “Quantum dot based mid-infrared photodetector enhanced by a hybrid metal-dielectric optical antenna”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 53(33), 335105 (2020).

[2] Д.Е. Уткин, А.В. Царев, Е.Н. Уткин, А.В. Латышев, А.А. Шкляев “Широкополосные просветляющие покрытия из частиц SiGe субволнового размера”, *Автоматрия* 5, 58 (2021).

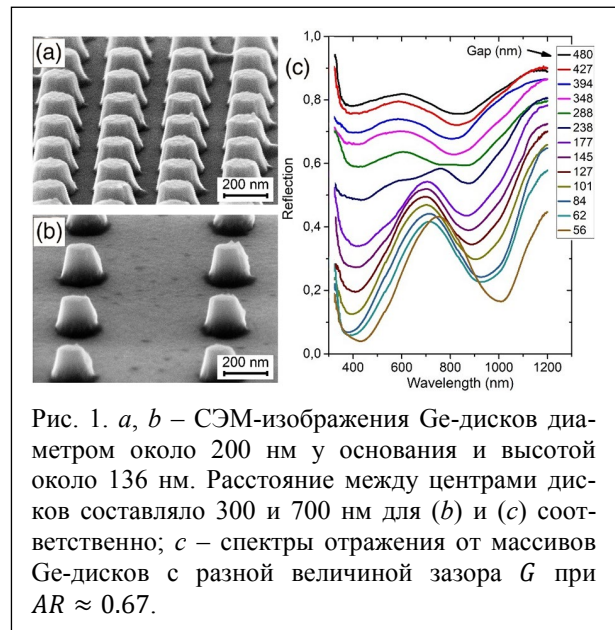


Рис. 1. *a*, *b* – СЭМ-изображения Ge-дисков диаметром около 200 нм у основания и высотой около 136 нм. Расстояние между центрами дисков составляло 300 и 700 нм для (*b*) и (*c*) соответственно; *c* – спектры отражения от массивов Ge-дисков с разной величиной зазора G при $AR \approx 0.67$.

Стимулированное излучение на длинах волн 2.45 и 2.75 мкм в HgCdTe-структурах с КЯ при комнатной температуре

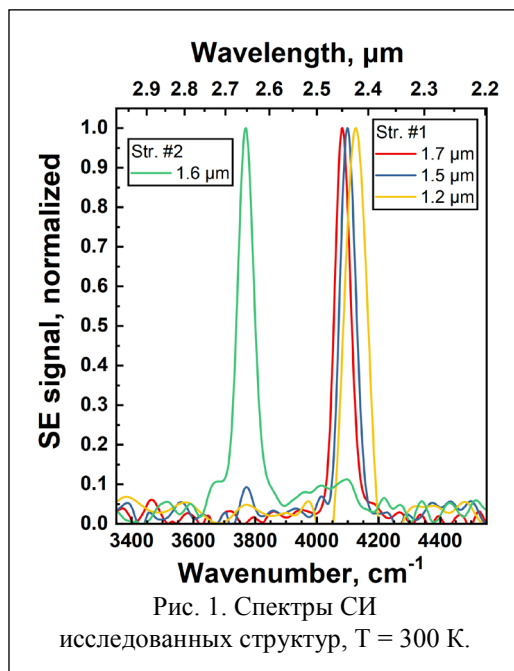
Уточкин В.В.¹, Фадеев М.А.¹, Румянцев В.В.¹, Морозов С.В.¹, Гавриленко В.И.¹,
Кудрявцев К.Е.¹, Михайлов Н.Н.², Дворецкий С.А.²

¹ ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

² ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Структуры с узкими квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe являются перспективной системой для разработки межзонных лазеров коротковолновой части среднего ИК-диапазона, работающих при температурах, близких к комнатной. В работе исследовались две структуры с HgCdTe КЯ, рассчитанные на диапазон <3 мкм, но с комнатной температурой генерации стимулированного излучения (СИ). Обе структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs (013) с ZnTe/CdTe-буферами. Структура 1 содержала 3 КЯ толщиной $d_{QW} \sim 2.7$ нм и содержанием кадмия в яме $x_{QW} = 0.2$, а структура 2 – десять КЯ с $d_{QW} \sim 2.7$ нм и $x_{QW} = 0.18$. Толщины барьерных слоев между КЯ составляли 25–30 нм. Массивы КЯ помещались в волноводный слой из широкозонного HgCdTe ($x = 0.6–0.7$) для эффективной локализации TE_0 -моды.

Образцы устанавливались на холодный палец оптического гелиевого криостата замкнутого цикла ($T = 8–300$ К). Оптическое возбуждение структур осуществлялось ПГС (10 Гц, 10 нс, диапазоны генерации 1.2–1.7 мкм, энергия в импульсе ~ 1 мДж). Излучение собиралось с торца образцов в оптимальной для наблюдения СИ геометрии. Излучение от образца заводилось при помощи эллиптического зеркала в ИК фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v, работавший в режиме пошагового сканирования.



Спектры СИ исследованных структур при различных длинах волн возбуждения приведены на рис. 1. В структуре 1 пики СИ лежат в районе 2.42–2.45 мкм, развитие СИ наблюдалось при накачке на длинах волн от 1.2 мкм до 1.7 мкм. По мере уменьшения длины волны накачки порог СИ возрастал вдвое (потoki фотонов: $\sim 1 \cdot 10^{23} \text{ c}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ для 1.2 мкм и $\sim 0.5 \cdot 10^{23} \text{ c}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ для 1.7 мкм), а спектр сдвигался в коротковолновую область ($\lambda_{\text{diff}} = 25$ нм), что связывается с разогревом неравновесных носителей из-за высокоэнергетичных фотонов накачки.

Структура 2 более длинноволновая (~ 2.65 мкм), и порог СИ в ней выше при той же длине волны накачки ($\sim 1 \cdot 10^{23} \text{ c}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2}$ при 1.6 мкм), несмотря на большее число КЯ (10 против 3) и соответствующую этому разницу в факторе оптического ограничения Γ (~ 3 раза). Для продвижения генерации при комнатной температуре в диапазон 3–5 мкм требуется дальнейшее увеличение Γ -фактора. Увеличение Γ -фактора за счет простого роста числа КЯ ограничивается эффективной шириной локализации TE_0 -моды, т.е. ~ 15 КЯ. В то же время оценки показывают, что возможно уменьшение толщины барьерных слоев до 10–15 нм при сохранении туннельной непрозрачности, что даёт 20–30 КЯ и увеличение Γ -фактора как минимум вдвое с одновременным ростом интегрального поглощения накачки структурой, что также снижает пороги СИ.

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования РФ № 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024).

Плазмонный резонанс в композитном метаматериале

AsSb-Al_{0.6}Ga_{0.4}As_{0.97}Sb_{0.03}

Ушанов В.И.¹, Иванов А.А.¹, Берт Н.А.¹, Снигирев Л.А.¹, Кириленко Д.А.¹, Яговкина М.А.¹, Чалдышев В.В.¹, Преображенский В.В.², Путьято М.А.², Семягин Б.Р.², Касаткин И.А.³

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

²ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

³СПбГУ, 198504, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7–9

Система металлических наночастиц в полупроводниковой среде может обеспечивать возникновение резонанса Фрелиха, когда выполняется условие $\text{Re}(\epsilon_m + 2\epsilon_s) = 0$, где ϵ_s и ϵ_m – диэлектрические функции полупроводниковой и металлической компонент композитного материала соответственно. Ранее данный резонанс был впервые обнаружен нами в спектрах оптической экстинкции неупорядоченной системы металлических наночастиц AsSb в полупроводниковой матрице Al_{0.3}Ga_{0.7}As в области ее прозрачности [1, 2]. Коэффициент оптической экстинкции достигал 9000 см⁻¹ при доле объема нановключений менее 1%.

В данной работе впервые показана возможность формирования массивов наночастиц AsSb в объеме эпитаксиального слоя полупроводника Al_{0.6}Ga_{0.4}As_{0.97}Sb_{0.03} с расширенным окном прозрачности, а также исследованы особенности резонансного взаимодействия света с плазмонными возбуждениями в системе металлических нановключений.

Исследованные образцы Al_{0.6}Ga_{0.4}As_{0.97}Sb_{0.03} были выращены методом МВЕ на подложках полупроводникового GaAs при низкой температуре 200 °С (LT). Система металлических наночастиц AsSb была сформирована в процессе высокотемпературных отжига при температурах 400, 500 и 600 °С в течение 15 минут. Средний размер нановключений составил 6 нм.

Экспериментальные спектры экстинкции света представлены на рис. 1. Широкий хвост экстинкции вызван взаимодействием света с плазмонными возбуждениями в неупорядоченной системе сформированных после термического отжига наночастиц AsSb. Численное моделирование спектров экстинкции света было выполнено в рамках теории Ми с использованием модели Друде, а также табличных данных по диэлектрической проницаемости объемных кристаллов Sb [3] для описания оптических свойств наночастиц AsSb. Расчеты показали хорошее согласие с экспериментальными данными, а также продемонстрировали наличие широкого пика резонанса Фрелиха вблизи края фундаментального поглощения матрицы Al_{0.6}Ga_{0.4}As_{0.97}Sb_{0.03}. Параметры модели Друде были следующими: плазменная энергия $\hbar\omega_p = 13.6$ эВ, параметр затухания $2\hbar/\tau = 1.58$ эВ ($\tau = 0.43$ фс).

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-22-20105 (<https://rscf.ru/project/22-22-20105/>) и гранта Санкт-Петербургского научного фонда в соответствии с соглашением от 14.04 2022 г. № 25/2022.

[1] В.И. Ушанов, В.В. Чалдышев и др., ФТТ, **56**, 1891 (2014).

[2] В.И. Ушанов, В.В. Чалдышев и др., ФТП, **49**, 1635 (2015).

[3] S. Adachi, *The Handbook on Optical Constants of Metals in Tables and Figures*, World Scientific (2012).

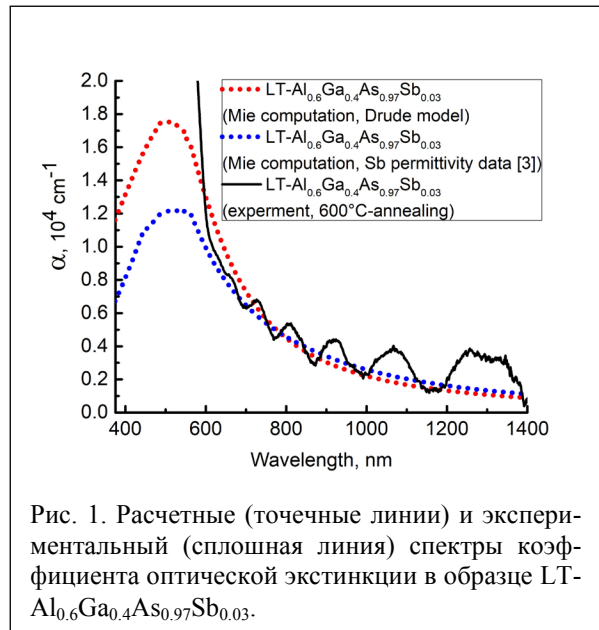


Рис. 1. Расчетные (точечные линии) и экспериментальный (сплошная линия) спектры коэффициента оптической экстинкции в образце LT-Al_{0.6}Ga_{0.4}As_{0.97}Sb_{0.03}.

Гомогенизация резонансных метаматериалов

Фрадкин И.М.^{1,2}, Дьяков С.А.¹, Гиппиус Н.А.¹

¹Сколтех, 121205, Москва, Большой бульвар, 30, стр. 1

²МФТИ (ГУ), 141701, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9

Оптические метаматериалы привлекают большое внимание исследователей уже более двадцати лет. Действительно, идея реализации искусственных метаматериалов при помощи плотных фотонных кристаллов потенциально позволяет получить совершенно разные оптические свойства по запросу. Наибольшие ожидания в этой области были изначально связаны с разработкой метаматериалов, обеспечивающих недостижимые в природных материалах свойства. Огромные усилия были приложены для создания мантии-невидимки, гиперболических метаматериалов [1, 2], метаматериалов с отрицательным коэффициентом преломления [3] и многих других интересных структур. К сожалению, большинство этих амбициозных проектов требуют использования плазмонных материалов, которые ввиду джоулевых потерь значительно усложняют демонстрацию тонких эффектов на практике. Тем не менее и сейчас существует огромное количество перспективных структур, которые еще только предстоит детально изучить. К ним относятся, например, полностью диэлектрические метаматериалы, поддерживающие резонансы Ми.

По этой причине существует большая потребность в универсальном и надежном вычислительном подходе, который можно было бы применить или естественным образом расширить для любого сложного метаматериала. Такой подход должен быть основан на микроскопическом рассмотрении гомогенизированного фотонного кристалла, обеспечивать как расчет дисперсии волн в объемной среде, так и соответствующие граничные условия, обладать четким критерием его применимости. К сожалению, не все существующие подходы удовлетворяют этим требованиям. Наиболее популярные феноменологические подходы, такие как подход Николсона – Росса – Вейра, часто ошибочно применяются к неподходящим системам, что приводит к нефизическим и неверным результатам. Аналитические подходы в духе модели Максвелла – Гарнетта ограничены электростатическими или магнитостатическими пределами. Методы гомогенизации, основанные на представлении связи метаатомов в виде разложения по мультипольным моментам, резко усложняются с увеличением числа мультиполей.

В этой работе мы развиваем микроскопический теоретический подход для расчета материальных параметров искусственных кристаллов. Мы предлагаем формально рассматривать возбуждение бесконечного метаматериала так же, как рассеяние света на отдельных частицах. Это позволяет нам переформулировать возбуждение бесконечного метаматериала плоской волной в терминах задачи излучения некоторого тока и, соответственно, получить отклик рассматриваемой структуры как функцию поляризации и, что наиболее важно, независимых частоты ω и волнового вектора k . Эти данные позволяют не только извлечь параметры материала, но и оценить область их достоверности.

[1] Drachev V.P., Podolskiy V.A., Kildishev A.V. *Hyperbolic metamaterials: new physics behind a classical problem* // *Opt. Express*. 2013. V. 21, № 12. P. 15048–15064.

[2] Krokhin A.A. [et al.] *High-frequency homogenization for layered hyperbolic metamaterials* // *Phys. Rev. B*. 2016. V. 93, № 7. P. 075418.

[3] Veselago V.G. *The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ* // *Physics Uspekhi*. 1968. V. 10, № 4. P. 509–514.

Нелинейный циркулярный дихроизм в димерах цилиндрических наночастиц из арсенида галлия

Фризык К.С.¹, Мелик-Гайказян Е.², Choi J.-H.^{3,4}, Park H.-G.^{4,5},
Петров М.И.¹, Кившарь Ю.²

¹Физический факультет, Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург

²Nonlinear Physics Centre, Research School of Physics,

Australian National University, Canberra ACT 2601, Australia

³University of Southern California, Los Angeles, California 90007, USA

⁴Department of Physics, Korea University, Seoul 02841, Republic of Korea

⁵KU-KIST Graduate School of Converging Science and Technology,
Korea University, Seoul 02841, Republic of Korea

Мы теоретически предсказываем циркулярный дихроизм второй гармоники в димере из двух идентичных цилиндрических наночастиц AlGaAs, объясняемый взаимодействием двух или более мод одинаковой симметрии. Результаты были подтверждены экспериментально.

Ми-резонансные наночастицы являются перспективным инструментом для усиления нелинейного сигнала на наномасштабе [1–3]. Исследованиям линейного и нелинейного хирального отклика наночастиц посвящено множество работ, однако возможность циркулярного дихроизма от симметричных наноструктур, таких как цилиндры и их димеры, не была исследована детально [4–6].

Мы рассматривали димеры цилиндрических наночастиц из монокристаллического арсенида галлия, кристаллическая решетка которых ориентирована как $[001]||z$, при этом возможен произвольный поворот решетки вокруг оси z , как показано на рис. 1. Ориентация решетки всегда одинаковая для обеих частиц. Димеры облучаются нормально падающей циркулярно-поляризованной волной. Благодаря отсутствию центра инверсии в решетке такие частицы могут генерировать вторую гармонику, которая будет резонансно усилена. Из-за правил отбора [7] во второй гармонике возбуждаются моды, содержащие мультиполи с индексами $m = 0$ и $m = 4$. В димере такие моды преобразуются по одному и тому же неприводимому представлению, а значит, могут конструктивно или деструктивно интерферировать. В одиночной частице такие моды вносят вклад в суммарную интенсивность второй гармоники независимо, так как преобразуются по разным неприводимым представлениям. В зависимости от симметрии решетки, поляризации падающей волны и относительной ориентации решетки и частиц между модами одной и той же симметрии в димере возможен разный сдвиг фаз, который приводит к различной суммарной интенсивности сигнала второй гармоники для двух поляризаций, то есть циркулярному дихроизму [8].

Работа выполнена при поддержке программы «Приоритет-2030»

[1] I. Staude, T. Pertsch, Y.S. Kivshar, *ACS Photonics* **6**, 802–814 (2019).

[2] Z. Wang, F. Cheng, T. Winsor, and Y. Liu, *Nanotechnology* **27**, 412001 (2016).

[3] K. Koshelev et al., *Science* **367**, 288 (2020).

[4] D.C. Hooper et al., *Advanced Materials* **29**, 1605110 (2017).

[5] L. Kang, C. Wang, X. Guo, X. Ni, Z. Liu, and D. Werner, *Nano Letters* **20**, 2047 (2020).

[6] A. Belardini et al., *Micromachines* **11**, 225 (2020).

[7] K. Frizyuk et al., *Phys. Rev. B* **99**, 075425 (2019).

[8] K. Frizyuk et al., *Nano Lett.* **21**, 4381 (2021).

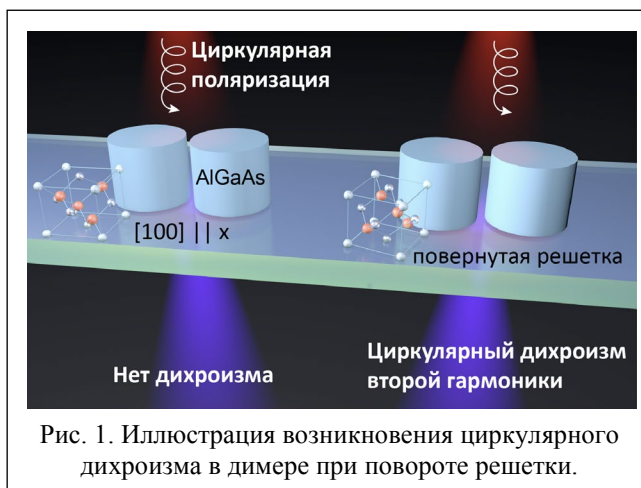


Рис. 1. Иллюстрация возникновения циркулярного дихроизма в димере при повороте решетки.

Ми-резонансный транспортный слой для увеличения поглощения света и эффективности перовскитных солнечных элементов

Фурасова А.Д., Макаров С.В.

Физико-технический мегафакультет, Новый физтех, Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург

Диэлектрическая нанофотоника открывает новые возможности для улучшения тонкопленочных оптоэлектронных устройств благодаря низким оптическим потерям, сильной локализации света и химической устойчивости к таким материалам, как галогенидные перовскиты APbX_3 . Однако на сегодняшний день еще не предложено масштабируемых и доступных способов улучшения поглощения света перовскитными солнечными элементами (ПСЭ) с помощью введения функциональных наноструктур. В нашей работе мы демонстрируем новый метод создания мезопористого электронно-транспортного слоя, включающего оптически резонансные наночастицы кремния, включенных в слой TiO_2 (акцептор электронов в ПСЭ), для его применения в солнечных элементах на основе распространенного MAPbI_3 перовскита. Включение ми-резонансных субмикронных (100–200 нм) частиц кремния в транспортный слой помогает улучшить поглощение света слоем перовскита без уменьшения объема фотоактивного материала. Управление концентрацией кремниевых наночастиц в мезопористом электрон-транспортном слое позволяет достичь эффективности преобразования энергии выше 21% за счет увеличения всех основных параметров устройства: фактор заполнения вольт-амперной характеристики FF с 81.5% до 85.7%, напряжение холостого тока V_{oc} с 1.011 В до 1.036 В, тока короткого замыкания J_{sc} с 21.8 mA/cm^2 до 23.8 mA/cm^2 . Проведенное нами мультифизическое моделирование распределения ближнего поля, генерации фототока и скорости рекомбинации зарядов для солнечных элементов позволило определить, что оптимальное расстояние между резонансными частицами в транспортном слое сопоставимо их с размерами (150–220 нм) [1].

Образец	Эффективность, %	V_{oc} , В	J_{sc} , mA/cm^2	FF, %
1. Без частиц	18	1.011	21.8	81.5
2. Среднее расстояние между Si 300–500 нм	18.2	1.035	22	80
3. Среднее расстояние между Si 240–350 нм	21.1	1.036	23.8	85.7
4. Среднее расстояние между Si 190–230 нм	18.6	1.014	24.2	75.8
5. Среднее расстояние между Si 160–200 нм	17.8	1.015	22.9	76.7

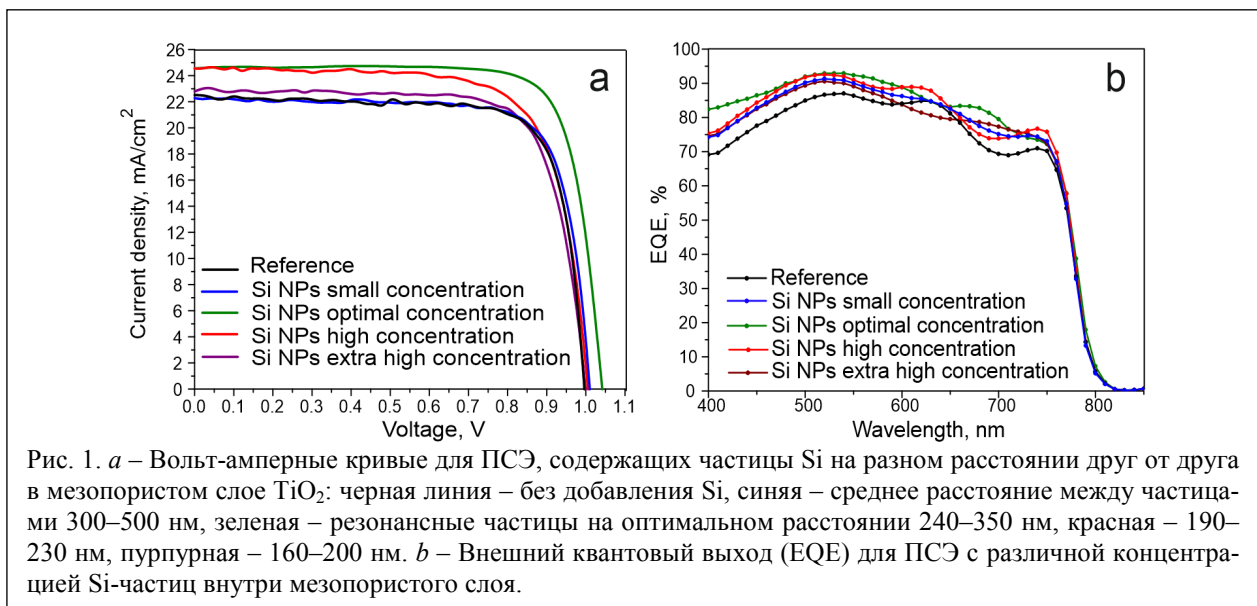


Рис. 1. *a* – Вольт-амперные кривые для ПСЭ, содержащих частицы Si на разном расстоянии друг от друга в мезопористом слое TiO_2 : черная линия – без добавления Si, синяя – среднее расстояние между частицами 300–500 нм, зеленая – резонансные частицы на оптимальном расстоянии 240–350 нм, красная – 190–230 нм, пурпурная – 160–200 нм. *b* – Внешний квантовый выход (EQE) для ПСЭ с различной концентрацией Si-частиц внутри мезопористого слоя.

[1] A. Furasova et al., *Nano Energy*, **89**, B (2021).

Критический беспорядок в резонансных брэгговских структурах InGaN/GaN

Иванов А.А.^{1,2}, Чалдышев В.В.¹, Ушанов В.И.¹, Заварин Е.Е.¹,
Сахаров А.В.¹, Лундин В.В.¹, Цацульников А.Ф.³

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

²СПбПУ Петра Великого, 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

³НТЦ 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, позволяют значительно усилить взаимодействие света с веществом [1]. В РБС на основе квантовых ям (КЯ) InGaN и барьеров GaN такое усиление может быть получено при комнатной температуре [2].

Концепция идеальной РБС предполагает строгую периодичность КЯ и идентичность экситонных состояний в них. В реальности неизбежно присутствует пространственный беспорядок и неоднородное уширение экситонных резонансов. Теоретические оценки [1, 3], проведенные для РБС с небольшим числом периодов, показали устойчивость резонансного оптического отклика, спектр которого при небольшом беспорядке несколько уширяется, соответственно уменьшаясь в амплитуде. Поскольку с увеличением числа периодов N в РБС излучательная ширина сверхизлучательной резонансной моды $\Delta \sim N\Gamma_0$ увеличивается, то РБС с большим числом периодов, казалось бы, будут менее восприимчивы к беспорядку, чем более короткие РБС.

В данной работе изучено влияние пространственного беспорядка на резонансное оптическое отражение от РБС на основе КЯ InGaN/GaN с большим числом периодов. Для этого проведены расчеты спектров оптического отражения в модели, верифицированной на экспериментальных данных для РБС из 100 КЯ InGaN/GaN. Результаты расчета представлены на рис. 1.

Установлено, что для резонансного оптического отражения от РБС с большим числом КЯ InGaN/GaN существует *критическая величина* пространственного беспорядка. При беспорядке, существенно меньше критического, параметры резонансного отражения изменяются относительно слабо. При беспорядке, приближающемся к критическому, отражение света становится многомодовым, его спектр радикально изменяется. Величина критического беспорядка *обратно пропорциональна* числу периодов РБС N .

Выводы, полученные из расчетной модели, экспериментально подтверждаются при сравнении спектров отражения от РБС из 60 и 100 КЯ InGaN/GaN. При одной и той же величине беспорядка в первом случае отражение является одномодовым [4], а во втором – многомодовым и значительно ослабленным.

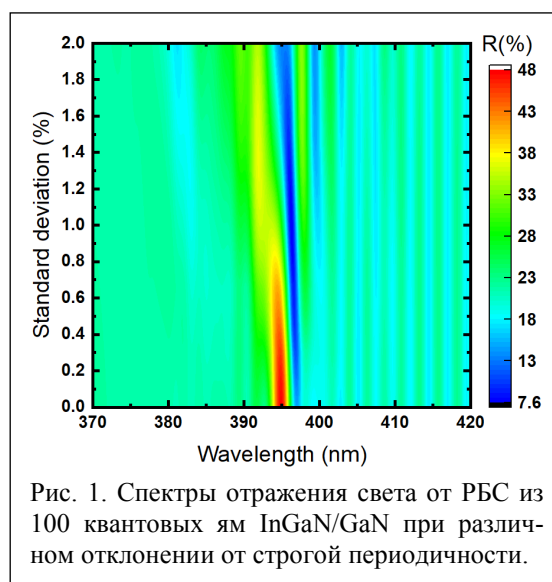


Рис. 1. Спектры отражения света от РБС из 100 квантовых ям InGaN/GaN при различном отклонении от строгой периодичности.

[1] Е.Л. Ивченко и др., ФТТ, **36**, 2118 (1994).

[2] V.V. Chaldyshev et al., Appl. Phys. Lett. **99**, 251103 (2011).

[3] L.C. Andreani et al., Phys. Rev. B **57** (1998).

[4] A.S. Bolshakov et al., J. Appl. Phys. **121**, 133101 (2017).

Связанные состояния в непрерывном спектре и особые точки в многомодовых квантово-механических и оптических волноводах

Шубин Н.М.^{1,2}, Капаев В.В.¹, Горбацевич А.А.^{1,2}

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

²НИУ «МИЭТ», 124498, Зеленоград, пл. Шокина, 1

Поведение резонансных особенностей в спектре пропускания существенным образом усложняется и обогащается в многомодовых системах в силу возможности межмодовой интерференции. Такая интерференция может, например, приводить к слиянию (анти-) резонансов, что связано с проявлением особой точки (ОТ) некоторого вспомогательного оператора [1], а также формированию связанных состояний в непрерывном спектре (ССНС) [2]. Специфика ОТ в ряде систем позволяет реализовывать высокочувствительные сенсоры, а ССНС представляют большой интерес особенно в оптических системах в контексте получения сверхвысокодобротных резонаторов на их основе.

Типичный метод описания таких систем основан на формализме эффективного гамильтониана Фешбаха [2, 3] и подразумевает выделение области резонатора и исследование собственных состояний этой изолированной области. Однако такой подход едва ли применим в ситуации, когда резонатор сильно связан с волноводом и фактически не может быть физически обоснованно рассмотрен изолированно. В этом случае более уместно использовать язык межмодовой интерференции [4]. В настоящей работе построена аналитическая модель для симметричного квантово-

механического многомодового волновода с резонатором. Полученные результаты особенностей в спектре пропускания подтверждены численным решением уравнения Шредингера и уравнения Гельмгольца для двумерных квантово-механических и оптических волноводов соответственно.

Построенная методом последовательной декомпозиции аналитическая модель имеет наглядную интерпретацию с привлечением межмодовых состояний, локализованных в различных модах (например, 1 и 2) в области волновода и резонатора (рис. 1, а). В рамках простейшего двухмодового приближения (рис. 1, б) были подтверждены известные ранее [4] условия формирования ССНС, а также показана возможность слияния резонансов (СР) и антирезонансов (СА). Развитая многомодовая аналитическая модель позволила получить условия формирования ССНС, наблюдаемых в численном расчете и не имеющих интерпретацию (кажущихся случайными) в двухмодовом приближении. В частности, описан непрерывный переход друг в друга ССНС, исходно ассоциированных с различными парами состояний резонатора.

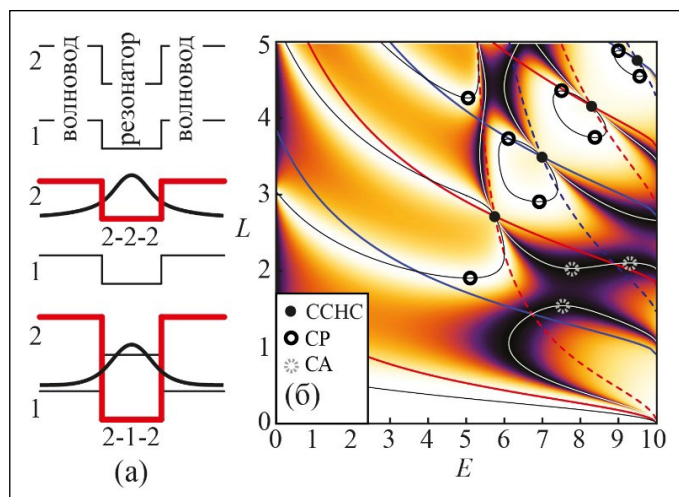


Рис. 1. Иллюстрация порогов первых двух мод в волноводе с резонатором и межмодовых состояний 2-2-2 и 2-1-2 (а). Диаграмма туннельной прозрачности (б). Черными линиями отмечены единичные максимумы, а белыми – нулевые минимумы. Энергии состояний 2-1-2 и 2-2-2 показаны сплошными и штриховыми линиями соответственно.

Работа выполнена при поддержке РФФИ в рамках проекта № 21-19-00808.

[1] A.A. Gorbatsevich, N.M. Shubin, *Phys. Rev. B* **96** (20), 205441 (2017).

[2] A.F. Sadreev, *Rep. Prog. Phys.* **84**, 055901 (2021).

[3] N.M. Shubin et al., *Phys. Rev. B* **104** (12), 125414 (2021).

[4] X. Gao et al., *Sci Rep.* **6** (1), 1 (2016).

Экситон-поляритоны в спиральных трубках MoS₂

Галимов А.И., Рахлин М.В., Елисеев И.А., Пошакинский А.В., Бородин Б.Р., Серов Ю.М., Казанов Д.Р., Шубина Т.В.

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

Нанотрубки дихалькогенидов переходных металлов представляют собой оптические резонаторы, способные поддерживать моды шепчущих галерей (МШГ) [1]. Сильное взаимодействие между экситонами и оптическими модами в резонаторах МШГ способствует формированию экситонных поляритонов, что было подтверждено для ряда структур с цилиндрической симметрией. Необходимые предпосылки для реализации этого в дихалькогенидных трубках были теоретически рассмотрены нами ранее; в частности, показано, что расщепление Раби может достигать нескольких сотен мэВ в идеальных нанотрубках [2]. Однако, если экситон-поляритоны уже достаточно давно наблюдались в планарных монослоях дихалькогенидов, помещенных во внешние брэгговские резонаторы [3], возможность их существования в одиночных дихалькогенидных микро- и нанотрубках до сих пор не была подтверждена экспериментально.

В данной работе мы приводим результаты спектроскопии микроотражения (μR) и микрофотолюминесценции (μPL), демонстрирующие формирование экситон-поляритонов в многослойных трубках MoS₂. Исследуемые трубки были синтезированы методом химических транспортных реакций, при котором релаксация напряжений, ожидаемая при увеличении диаметра трубок, часто приводит к их спиральности и деформации сечения. При смещении вдоль оси трубки на длину ~ 60 мкм происходит поворот сплюснутого сечения трубки на 90° (рис. 1, *a*, *b*). Это приводит к изменению энергий МШГ и обеспечивает возможность их подстройки к частоте экситонного резонанса.

Измерения проводились в конфокальной геометрии при 8 К вдоль оси трубки с шагом ~ 1 мкм. Дисперсия оптических мод, полученная в результате обработки данных μR , приведена на рис. 1, *c*. В окрестности прямого А-экситона (~ 1.8 эВ) отчетливо наблюдается антипересечение поляритонных ветвей с расщеплением Раби порядка 40 мэВ, что сопоставимо с данными для монослоя MoS₂, помещенного в брэгговский микрорезонатор [3]. Полученные результаты перспективны для приложений в квантовой фотонике.

Работа Г.А.И., Р.М.В., С.Ю.М., К.Д.Р., Ш.Т.В. 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] T.V. Shubina et al., *Annalen der Physik* 1800415 (2019).

[2] D. Kazanov, M. Rakhlin, A. Poshakinskiy, and T. Shubina, *Nanomaterials* 10, 373 (2020).

[3] X. Liu et al., *Nature Photon.* 9, 30 (2015).

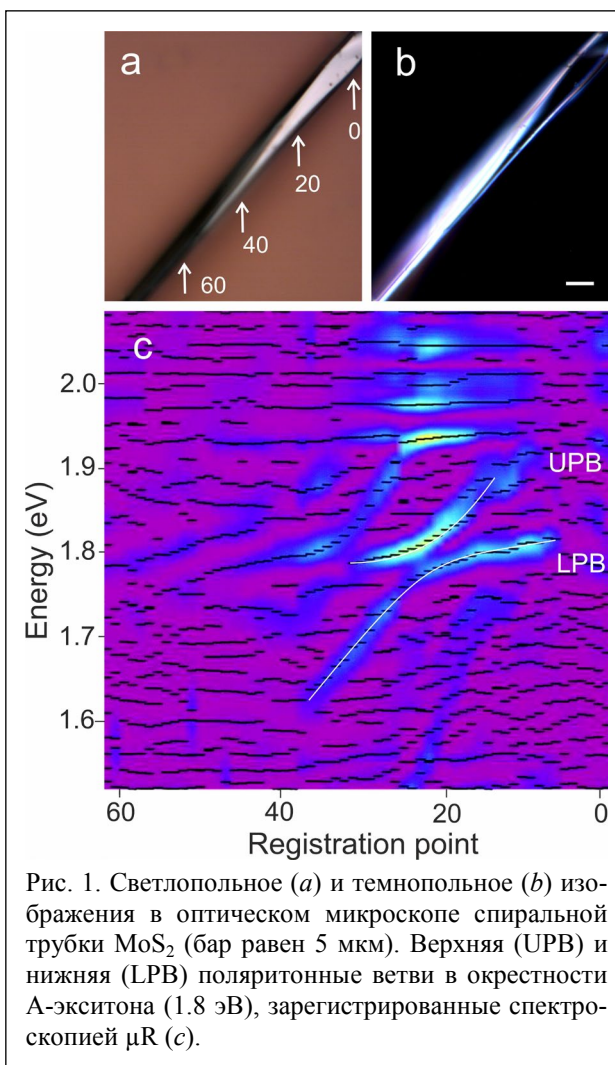


Рис. 1. Светлопольное (*a*) и темнопольное (*b*) изображения в оптическом микроскопе спиральной трубки MoS₂ (бар равен 5 мкм). Верхняя (UPB) и нижняя (LPB) поляритонные ветви в окрестности А-экситона (1.8 эВ), зарегистрированные спектроскопией μR (*c*).

Усиление фотолюминесценции Ge/Si(001) слоев за счет взаимодействия с модами фотонных кристаллов

Юрасов Д.В.¹, Байдакова Н.А.¹, Яблонский А.Н.¹, Шалеев М.В.¹,
Дьяков С.А.², Родякина Е.Е.³, Новиков А.В.¹

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²Сколковский институт науки и технологий, 143005, Москва, ул. Нобеля, 3

³ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Одним из подходов к созданию источника излучения ближнего ИК-диапазона, совместимого с современной Si-КМОП технологией, является использование структур на основе Ge. Недавно была продемонстрирована лазерная генерация при криогенных температурах на структурах на основе растянутого Ge [1]. Однако приложение необходимых деформаций растяжения приводит к тому, что величина прямой запрещенной зоны в растянутом Ge сильно уменьшается, что смещает длину волны излучения в средний ИК-диапазон ($\lambda > 3$ мкм) [1]. Таким образом, данный подход не позволяет реализовать лазерную генерацию в ближнем ИК-диапазоне. В то же время перспективным подходом для модификации оптических свойств материалов является использование диэлектрических микрорезонаторов [2]. В настоящей работе исследуется возможность использования од-

ного из подобных резонаторов, а именно двумерных фотонных кристаллов (ФК), для усиления люминесцентного отклика структур на основе n-Ge/Si слоев.

Образцы были выращены на SOI-подложках методом МПЭ. Структуры состояли из активного n-Ge слоя (толщина 350 нм, концентрация примеси $\sim 3 \times 10^{19}$ см⁻³), выращенного на Ge/SOI виртуальной подложке (VS) толщиной 700 нм. На них затем с помощью электронной литографии и плазмохимического травления были созданы двумерные фотонные кристаллы (ФК) с различными периодами и факторами заполнения (схема структуры на рис. 1, a). Достаточ-

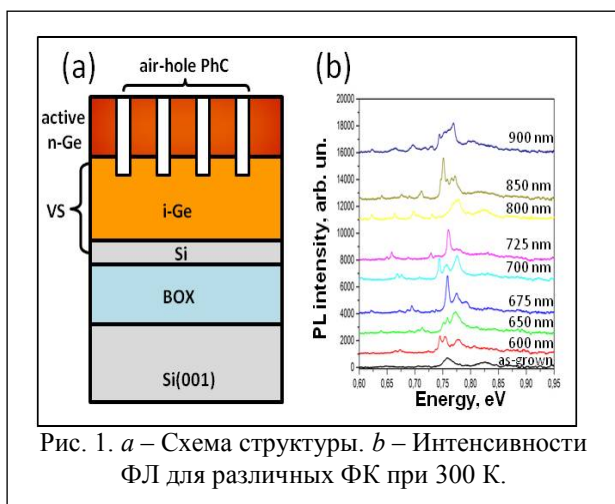


Рис. 1. a – Схема структуры. b – Интенсивности ФЛ для различных ФК при 300 К.

точно большая общая толщина Ge-слоя (> 1 мкм) не позволила протравить отверстия, формирующие ФК, полностью до интерфейса Ge/Si. Это привело к тому, что, во-первых, был реализован так называемый многомодовый ФК, и, во-вторых, ФК был эффективно сформирован только для верхней, активной части Ge-слоя.

Оптические свойства изучались с помощью микроФЛ при комнатной температуре (рис. 1, b). Было обнаружено увеличение как пиковой интенсивности ФЛ, так и интегральной ФЛ более чем на порядок величины. С помощью Фурье модального метода было проведено теоретическое моделирование зонной структуры и излучательной способности различных мод в сформированных ФК. Было обнаружено хорошее соответствие между расчетами и экспериментальными спектрами ФЛ. В работе также изучена возможность формирования ФК различной конфигурации в структурах с локально деформированным Ge в качестве активной среды. Был рассчитан дизайн структуры с одноосно растянутым Ge-микромостиком, внутри которого сформирован ФК, проведены расчеты распределения деформации в нем и расчеты мод ФК. Обсуждаются особенности формирования ФК в структурах подобного типа и перспективы их использования в качестве Si-совместимых источников излучения.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ “Центр фотоники” (соглашение № 075-15-2020-906 от 16.11.2020 г.).

[1] F.T. Armand Pilon et al., Nat. Commun. **10**, 2724 (2019).

[2] A.I. Kuznetsov et al., Science **354**, aag2472 (2016).

Спектрокинетические характеристики люминесценции двумерных фотонных кристаллов и ми-резонаторов на основе SiGe-структур с Ge(Si) наноостровками

Яблонский А.Н.¹, Новиков А.В.¹, Степихова М.В.¹, Юрасов Д.В.¹,
Шалеев М.В.¹, Петров М.И.²

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Биржевая линия В.О., 14

В настоящее время одним из актуальных направлений исследований в области фотоники является модификация взаимодействия излучения с веществом благодаря использованию микрорезонаторов и фотонных кристаллов (ФК) [1]. Эти исследования направлены на создание элементов фотоники, в том числе лазеров, с размерами, сравнимыми или меньше рабочих длин волн, что является важной задачей для развития интегральной оптоэлектроники. В данной работе исследовались спектрокинетические характеристики фотолюминесценции (ФЛ) структур с самоформирующимися Ge(Si) островками, встроенными в двумерные ФК и цилиндрические нанорезонаторы (ми-резонаторы). Рассматривается наблюдаемое в таких структурах возрастание интенсивности ФЛ островков в спектральном диапазоне 1.1–1.7 мкм в результате взаимодействия с радиационными модами ФК вблизи Г-точки зоны Бриллюэна [2, 3] и с модами ми-резонаторов, в том числе с коллективными модами, формирующимися в цепочках из нескольких резонаторов [4]. Наряду с возрастанием интенсивности ФЛ в указанных структурах наблюдается существенное сокращение времени спада ФЛ островков, встроенных в ФК и нанорезонаторы, по сравнению с ФЛ островков в исходных планарных структурах. Рассматриваются возможные механизмы возрастания интенсивности излучения структур с Ge(Si) островками в ФК и ми-резонаторах, такие как эффективный вывод излучения из структур и увеличение вероятности излучательной рекомбинации (уменьшение излучательного времени жизни) носителей заряда в островках вследствие взаимодействия с модами ФК и микрорезонаторов (эффект Парселла).

В работе были рассмотрены различные типы низкоразмерных структур, сформированных на основе многослойных МПЭ структур с Ge(Si) островками, в частности структуры с ФК с периодом от 450 до 725 нм [3] и цилиндрическими резонаторами диаметром от 340 до 1450 нм [4]. Исследование излучающих свойств полученных структур проводилось методом спектроскопии микроФЛ с временным разрешением ~ 100 пс при температурах от 77 до 300 К. Возбуждение ФЛ осуществлялось излучением импульсного лазера (532 нм), сфокусированным с помощью оптического объектива. Регистрация ФЛ осуществлялась с помощью монохроматора, сверхпроводящего фотоприемника и системы коррелированного по времени счета одиночных фотонов. Было обнаружено, что характерные времена релаксации ФЛ островков в ФК и ми-резонаторах существенно зависят от длины волны ФЛ (что связано с вкладом различных излучательных переходов в Ge(Si) островках), а также от температуры измерения, однако практически не зависят от параметров низкоразмерных структур (период ФК, диаметр резонатора, количество резонаторов в цепочке и т.д.) и от соответствия длины волны излучения линиям радиационных мод ФК и мод цилиндрических резонаторов. Таким образом, сокращение характерных времен релаксации ФЛ островков в ФК и цилиндрических резонаторах по сравнению с временами спада в исходных планарных структурах, по видимому, связано в первую очередь с возрастанием числа центров безызлучательной рекомбинации (дефектно-примесных центров) на развитой поверхности ФК и резонаторных структур.

[1] J. Wang et al., *Sci. Bull.*, **63**, 1267 (2018).

[2] A. Mahdavi et al., *Sci. Rep.*, **6**, 25135 (2016).

[3] M.V. Stepihova et al., *SST*, **34**, 024003 (2019).

[4] V. Rutckaia et al., *ACS Photonics*, **8**, 209 (2021).

Секция 11

**ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ
И УСТРОЙСТВА, СЕНСОРЫ**

Разработка синих перовскит-кадмиевых светодиодов

Аношкин С.С., Пушкарев А.П., Макаров С.В.

Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, лит. А

Неорганические свинцово-галогенидные перовскиты CsPbX_3 ($X = \text{Cl}, \text{Br}, \text{I}$) за последние годы показали значительный потенциал для применений в оптоэлектронике благодаря простым и экономичным методам синтеза, высокой устойчивости к дефектам, экситонной люминесценции при комнатной температуре, высокому квантовому выходу и ширине спектра излучения 14–30 нм. Эти свойства позволяют создавать светоизлучающие устройства с эффективной светоотдачей и высокой чистотой цвета для применений в цветных дисплеях, приборах освещения и индикации. Рекордные значения яркости и стабильности электролюминесценции (ЭЛ) были достигнуты для светодиодов на основе перовскитных материалов, излучающих в зеленом [1] и красном [2] диапазонах длин волн. Однако эффективность и время жизни синих перовскитных светодиодов серьезно уступает зеленым и красным.

Ключевые опубликованные на данный момент подходы к созданию синих перовскитных светодиодов: использование в качестве излучающего слоя перовскита со смешанным Br/Cl составом $\text{CsPbCl}_x\text{Br}_{3-x}$ и использование квазидвумерного бромидного перовскита – обладают недостатками, препятствующими достижению стабильного во времени спектра электролюминесценции [3].

В данной работе был опробован подход, основанный на введении в состав бромидного перовскита CsPbBr_3 атомов кадмия, замещающих часть атомов свинца, что приводит к изменению геометрии кристаллической решетки, уширению запрещенной зоны материала и, соответственно, смещению спектра электролюминесценции в область меньших значений длин волн. Применение полученного материала $\text{CsPb}_{0.87}\text{Cd}_{0.13}\text{Br}_3$ в качестве излучающего слоя светодиодов позволило создать устройства, демонстрирующие стабильный во времени спектр ЭЛ с длиной волны 498.8 нм, шириной на полувысоте (FWHM) 21.86 нм и максимальной яркостью 200 кд/м^2 (рис. 1).

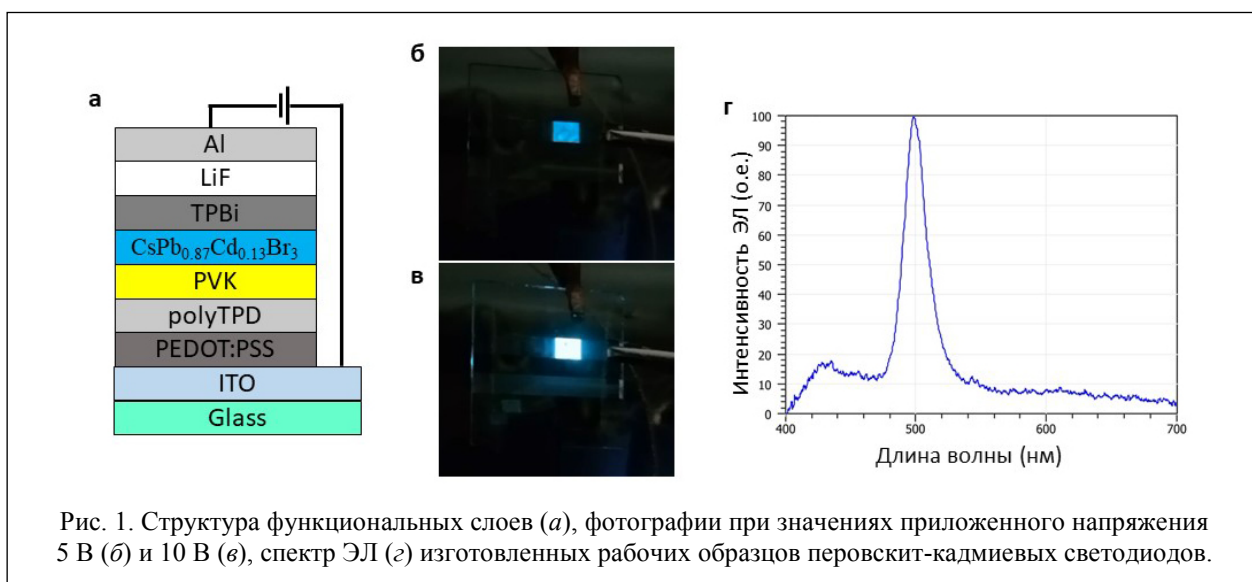


Рис. 1. Структура функциональных слоев (а), фотографии при значениях приложенного напряжения 5 В (б) и 10 В (в), спектр ЭЛ (г) изготовленных рабочих образцов перовскит-кадмиевых светодиодов.

Дальнейшее усовершенствование показанного подхода позволит создавать яркие и стабильные перовскит-кадмиевые светодиоды, излучающие в синем диапазоне длин волн, что позволит решить ключевую проблему создания эффективных RGB-дисплеев нового поколения.

[1] J. Li et al., *J. Phys. Chem. Lett.* **7**, 4059 (2016).

[2] B. Jeong et al., *Adv. Funct. Mater.* **1706401** (2018).

[3] C. Li et al., *Chemistry of Materials* **31.16** 6003–6032 (2019).

DrHEMT миллиметрового диапазона с донорно-акцепторным легированием

Бакаров А.К.¹, Журавлев К.С.¹, Пашковский А.Б.², Богданов С.А.²,
Лапин В.Г.², Лукашин В.М.²

¹ИФП СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13
²АО НПП «ИСТОК» им. А.И. Шокина, г. Фрязино

Представлены результаты исследования усовершенствованных полевых транзисторов на псевдоморфных гетероструктурах (pHEMT) с каналом в виде квантовой ямы $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$, помещенной во внешнюю квантовую яму, сформированную областями пространственного заряда, возникшими в результате донорно-акцепторного легирования в слоях AlGaAs (DA-DrHEMT) (рис. 1). Локализация горячих электронов во внешней квантовой яме даёт увеличение их дрейфовой скорости и рост как статических, так и высокочастотных характеристик приборов на основе таких ям [1].

Гетероструктуры для транзисторов были выращены методом МЛЭ на подложках GaAs (100). Подробное описание гетероструктур такого типа, структурные свойства и распределение примесных атомов, полученные методами просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения и масс-спектроскопии вторичных ионов приведены в работе [2]. Для гетероструктур в представленной работе было достигнуто высокое значение концентрации носителей заряда в яме $4.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ при достаточно высокой подвижности $5800 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ при температуре 300 К. На этих гетероструктурах были изготовлены транзисторы как с различным количеством, так и с различной шириной пальцев затвора. Измеренная длина T-образного затвора составила около 0.14 мкм. Удельная плотность тока транзистора при открытом затворе составляла около 0.7 А/мм, удельная про-

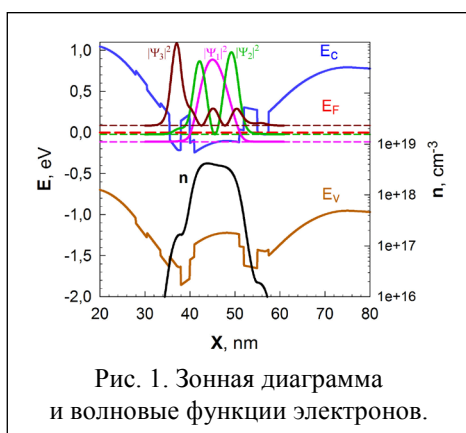


Рис. 1. Зонная диаграмма и волновые функции электронов.

водимость около 250 мСм/мм, пробивное напряжение затвор-сток в зависимости от расстояния затвор-сток изменялось в диапазоне 23–31 В, что по элементарным оценкам соответствует удельной плотности мощности более 2 Вт/мм [3]. На частоте 40 ГГц в широком диапазоне напряжений на затворе достигнута величина максимально стабильного коэффициента усиления более 15 дБ, на частоте 67 ГГц – более 10 дБ. При этом максимальная частота генерации для расстояний затвор-сток, соответствующих наибольшей равномерности коэффициента усиления, составляет около 250 ГГц при максимальной частоте усиления по току около 45 ГГц.

Таким образом, с учётом максимальных величин плотности тока стока и пробивных напряжений затвор-сток, полученные результаты позволяют говорить о DA-DrHEMT как об одном из лучших арсенид-галлиевых приборов в мм-диапазоне длин волн при данной норме размерной обработки (длине затвора). Донорно-акцепторное легирование является крайне эффективным способом улучшения транзисторных гетероструктур, а полевые транзисторы на таких структурах по ряду параметров могут составить достойную конкуренцию приборам на основе нитрида галлия, особенно в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

[1] K.S. Zhuravlev et al., *Advances in Microelectronics: Reviews*, vol. 2. Barcelona, Spain: IFSA, 2019, pp. 251–288.

[2] D.V. Gulyaev et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **49**, 095108 (2016).

[3] A.B. Pashkovskii et al., *IEEE Trans. Electron Devices*, **68**, 53 (2021).

Высокоскоростные вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 1300–1550 нм

Блохин С.А.¹, Бабичев А.В.^{2,3}, Гладышев А.Г.^{2,3}, Бобров М.А.¹, Карачинский Л.Я.^{2,3},
Новиков И.И.^{2,3}, Малеев Н.А.¹, Воропаев К.О.⁴, Егоров А.Ю.⁵, Li H.⁶,
Tian S.C.⁷, Han S.Y.⁷, Bimberg D.⁷

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

²ООО «Коннектор Оптик», 194292, Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, 16, лит. Б

³Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49

⁴АО «ОКБ-Планета», 173004, Великий Новгород, ул. Большая Московская, 13а

⁵Алфёровский университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, корп. 3

⁶College of Mathematical and Physical Sciences, Qingdao University of Science and Technology,
266061 Qingdao, China, 99 Songling Rd.

⁷Bimberg Chinese-German Center for Green Photonics, Changchun Institute of Optics,
Fine Mechanics and Physics (CIOMP), Chinese Academy of Sciences, 130033, Changchun, China, 77 Ying Kou Rd.

Длинноволновые высокоскоростные вертикально-излучающие лазеры (ВИЛ) спектрального диапазона 1300–1550 нм перспективны для использования в качестве компактных и энергоэффективных источников когерентного излучения при построении оптических межсоединений [1]. Существуют два основных метода их создания: 1) гибридная интеграция активной области на основе системы материалов InAlGaAs/InP с высококонтрастными диэлектрическими распределенными брэгговскими отражателями (РБО) [2]; 2) технология спекания пластины оптического резонатора InAlGaAs/InP с пластинами AlGaAs/GaAs РБО для объединения преимуществ обеих систем материалов [3].

В настоящей работе представлены результаты исследований длинноволновых ВИЛ, реализованных с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии и технологии спекания пластин (далее СП-ВИЛ). В качестве активной области для СП-ВИЛ диапазона 1550 нм использовались тонкие напряженные $\text{In}_{0.74}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$ квантовые ямы, а для СП-ВИЛ диапазона 1300 нм – короткопериодная InGaAs/InAlGaAs сверхрешетка. Для реализации токового ограничения использовалась концепция заращенного туннельного перехода на основе $\text{n}^+\text{-InGaAs/p}^+\text{-InGaAs/p}^+\text{-InAlGaAs}$ туннельного перехода. Несмотря на применение слоев InGaAs даже для СП-ВИЛ диапазона 1300 нм получены предельно низкие внутренние оптические потери – около 0.08% за полный обход (распределенные потери $\sim 3.2 \text{ см}^{-1}$) при 20 °С и 0.13% за полный обход (распределенные потери $\sim 5.5 \text{ см}^{-1}$) при 100 °С [4]. В результате изготовленные лазеры при 20 °С продемонстрировали эффективную лазерную генерацию с уровнем подавления боковых мод более 40 дБ, пороговым током менее 2 мА, выходной оптической мощностью более 4.5 мВт. Продемонстрирована принципиальная возможность работы лазеров при температурах до 100 °С. Максимальная эффективная частота модуляции по уровню спада –3 дБ при температуре 20 °С ограничена паразитной частотой и достигает 13 ГГц для СП-ВИЛ диапазона 1550 нм [5] и 8 ГГц для СП-ВИЛ диапазона 1300 нм [4]. Максимальная скорость передачи данных ВИЛ в режиме прямой токовой модуляции при кодировании по амплитудному формату без возвращения к нулю (NRZ) при температуре 20 °С составила до 37 Гб/с для СП-ВИЛ диапазона 1550 нм [5] и до 30 Гб/с для СП-ВИЛ диапазона 1300 нм [6]. Предложены дальнейшие пути повышения эффективности работы длинноволновых СП-ВИЛ.

А.Ю. Егоров благодарит за финансовую поддержку в части исследования статических характеристик СП-ВИЛ диапазона 1300 нм Российский научный фонд (проект № 21-19-00718).

[1] R.R. Lopez et al., *J. Lightwave Technol.*, **31**, 689 (2013).

[2] S. Spiga et al., *J. Lightwave Technol.*, **35**, 3130 (2017).

[3] A. Sirbu et al., *IEEE Photonics Technol. Lett.*, **25**, 1555 (2013).

[4] S.A. Blokhin et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, **58**, 2400115 (2022).

[5] A.V. Babichev et al., *IEEE J. Quantum Electron.*, submitted (2022).

[6] S.A. Blokhin et al., *Proceedings SPIE*, **12020**, 120200K (2022).

Исследование характеристик электродов суперконденсаторов на основе кремний-углеродных структур

Богуш И.Ю., Плуготаренко Н.К.

ЮФУ, 347928, Таганрог, ул. Шевченко, 2

В связи с быстрым развитием общества и растущим спросом на экологически чистую энергию устройствам для хранения энергии уделяется особое внимание. Суперконденсаторы занимают лидирующие позиции в качестве передовых устройств хранения энергии, и они широко используются в области энергетики как стационарного, так и транспортного назначения [1, 2]. Предполагается, что благодаря высокой мощности и длительному сроку службы суперконденсаторы преодолеют ограничения обычных устройств хранения энергии [3].

Для использования технологии суперконденсаторов важнейшее значение имеет понимание их характеристик на уровне устройства. Одной из наиболее значимых частей суперконденсатора для достижения накопления заряда являются электроды. Поэтому моделирование и исследование характеристик электродов представляют большой интерес.

В качестве электродного материала были исследованы «чистые» кремний-углеродные пленки и кремний-углеродные пленки, легированные марганцем, полученные на медной фольге методом электрохимического осаждения [4].

Целью данной работы было исследование влияния легирующей добавки на разрядные характеристики, тип проводимости и импедансные характеристики электродов.

Разрядные характеристики электродов были получены методом гальваностатического циклирования. Для электродов, легированных марганцем, разрядные характеристики обладают более линейным характером. Это может указывать на то, что в данном типе электродов первостепенными процессами являются разряд двойного электрического слоя, а также с более быстрым протеканием окислительно-восстановительных реакций на электроде. Исследование типа проводимости полученных образцов изучали с помощью метода Мотта – Шоттки. Графики всех образцов содержат линейные участки как с положительным, так и с отрицательным наклонами, что указывает на поведение полупроводников n-типа и p-типа. Наибольшая концентрация носителей заряда обнаружена в «чистых» кремний-углеродных пленках. Импедансные характеристики были проанализированы с использованием программного обеспечения ZView, Scribner Associates. Определено, что все образцы электродов описываются одной эквивалентной схемой. Коэффициент достоверности аппроксимации смоделированных данных R^2 для всех электродов составляет более 0.97. Наибольшие значения емкости двойного электрического слоя и сопротивления переноса заряда были обнаружены в кремний-углеродных пленках, легированных марганцем. Таким образом, мы считаем, что данные кремний-углеродные пленки могут быть использованы в качестве материалов для электродов суперконденсаторов.

[1] Li Y. et al., *J. Power Sources* 271, 582 (2014).

[2] Miller J.R., Simon P., *Science* 321, 651 (2019).

[3] Divya P. et al., *J. Phys. Chem.* 124, 37 (2020).

[4] Grigoryev M.N. et al., *J. Phys.: Conf. Ser.* 1124, 081043 (2018).

Нанокристаллический NiOx p-типа для перовскитной оптоэлектроники с применением лучевых технологий

Бронников О.А., Гостищев П.А., Лучников Л.О., Саранин Д.С.

Лаборатория перспективной солнечной энергетики, НИТУ «МИСИС», 119049, Москва, Ленинский пр., 4

На сегодняшний день для разработки устройств тонкоплёночной фотовольтаики и оптоэлектроники требуется удешевление стоимости технологических процессов. Перовскитные солнечные элементы – это p-i-n или n-i-p структуры, включающие в себя фотогенерирующий слой, электрон- и дырочно-транспортные слои (рис. 1). Для их нанесения используются растворные и вакуумные методы (магнетронное напыление, электронно-лучевое напыление и т. д.).

В данной работе представлен новый подход для получения нанокристаллических слоёв оксида никеля методом ионно-лучевого напыления, являющимся одной из перспективных альтернатив магнетронному распылению благодаря отсутствию взаимодействия плазмы рабочего газа с подложкой, на которой производится устройство.

Был разработан технологический процесс ионно-лучевого напыления с параметрами, приведёнными в таблице 1, получены плёнки оксида никеля, для окисления плёнок проводился термический отжиг в атмосфере воздуха при 300 °С в течение 1 часа.

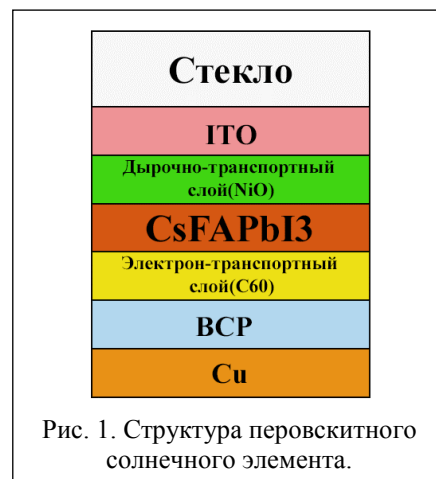
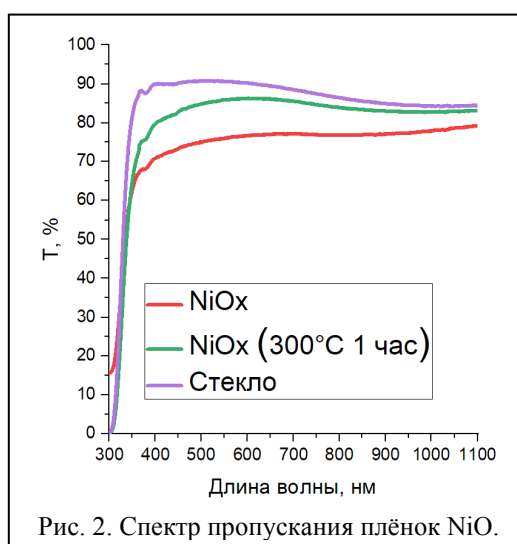


Таблица 1. Параметры процесса ионно-лучевого напыления

Поток Ar, л/ч	Поток O ₂ , л/ч	Напряжение источника ионов, В	Скорость напыления, нм/ч
0.69	0.6	1000	1.22

В ходе работ было исследовано влияние термического отжига на оптоэлектронные свойства (рис. 2) тонких плёнок. Ширина запрещённой зоны полученных плёнок составила 3.53–3.77 эВ, а удельное сопротивление $\rho = 7 \cdot 10^4$ Ом·см. Анализ рамановского и РСА-спектров подтверждает получение нанокристаллического оксида никеля. Данные плёнки были использованы в p-i-n архитектуре перовскитного солнечного элемента со структурой ITO/NiO/CsFAPbI₃/C₆₀/BCP/Cu. На солнечном элементе со слоем оксида никеля, отожжённым при 300 °С, было получено значение КПД = 16.57%, что демонстрирует работоспособность NiOx в качестве селективно-транспортного слоя p-типа.



Electrical characteristics of CsPbI₃ and CsPbBr₃ lead halide perovskite nanocrystal films deposited on Si-C solar cells for high-efficiency photovoltaics

Boudjemila L.¹, Aleshin P.A.², Malyshkin V.M.², Scherbakov I.P.², Petrov V.N.¹, Belorus A.O.², Kompan M.E.², Terukov E.I.², Aleshin A.N.²

¹Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University St. Petersburg

²Ioffe Institute, St. Petersburg

A recent study of tandem solar cells at Oxford found that the best way to improve Si-C efficiency at present is to apply additional perovskite films. To this end, the interest of our work is mainly focused on how to improve the optical and electrical properties of a solar cell by depositing films of iodine and bromine perovskite nanoparticles having significant absorption/emission and higher photoluminescence quantum yields. This is due to the large exciton binding energies and longer lifetimes (diffusion lengths) compared to bulk crystals [1].

The lead halide perovskite nanocrystals (NCs) CsPbI₃ and CsPbBr₃ used in subsequent work were deposited on a crystalline silicon substrate coated with a conductive ITO layer. They are characterized by a respectively tunable band gap between 2.85 eV and 2.34 eV [2], while silicon has a band gap of 1.2 eV, which creates a diverse heterostructure with a wider overall band gap.

The morphological characterization was examined using an atomic force microscope (AFM) on two types of NCs. A noticeable difference in the texture of the surfaces for CsPbBr₃ which is smooth and flat with a complete absence of any spherical structure, unlike CsPbI₃, a spherical shape with different sizes was present with a random distribution, with an RMS value of: Sq = 10.32 nm and 12.8 nm, respectively. Such a significant difference in RMS and average roughness can be explained by an increase in the size and density of CsPbI₃ crystals. The latter makes it possible to capture light and reduce optical losses, which increase the absorption rate.

Reflection measurements also indicate this. For CsPbI₃, the absorption coefficient (α) is high in the range of 370–600 nm, while for bromine NCs (α) it is lower, but in a different range from 530 to 900 nm. This may be related to the different role of NCs as an indirect gap energy converter. At the same time, the PL intensity of the Iodine NCs the PL intensity of the Bromine NCs film has a maximum of about 550 nm, which confirms the results of the literature [4]. As is known, these nanocrystals are characterized by their unique qualities, which make these materials more resistant to defects and capable of emitting brightly [3] this is what prompted us to perform impedance spectroscopy, which shows a significant decrease in Z' for the top CsPbI₃ NCs film compared to CsPbBr₃ NCs due to higher photosensitivity.

This is explained by a decrease in defects or accumulation of ions, as well as a decrease in losses due to recombination and ion transport. This effect is highly dependent on the chemical composition, grain size, grain boundaries and pinholes formed in this AFM-verified active layer. In terms of photoconductivity, CsPbI₃ also show better photocurrent compared to CsPbBr₃ and Si-C substrate, this can be explained by the high quantum efficiency of CsPbI₃ NCs compared to CsPbBr₃ NCs. The degradation factor of the studied structures over time shows that it reduces the efficiency of our substrates, which is clearly seen in the I-Vs compared to the reference Si-C substrate.

Thus, CsPbI₃ and CsPbBr₃ interact differently with Si-C, which leads to different absorption peaks in different ranges, this improves the absorption of our heterostructure (before degradation), for CsPbI₃ it is 350–450 nm, and for CsPbBr₃ $\lambda = 530–850$ nm, which together can perfectly complement the absorption range. Further studies are planned to explore this latter in more depth. Also, CsPbI₃ exhibits better optical and electrical properties than CsPbBr₃.

[1] Jung S. et al. *Enhancement of Photoluminescence Quantum Yield and Stability in CsPbBr₃ Perovskite Quantum Dots by Trivalent Doping*. *Nanomaterials*. 10(4), 710 (2020).

[2] Giovanni M. *Temperature-Dependent Optical Band Gap in CsPbBr₃, MAPbBr₃, and FAPbBr₃ Single Crystals*. *J. Phys. Chem. Lett.* 11(7), 2490–2496 (2020).

[3] D. Pan, Y. Fu, J. Chen, K.J. Czech, J.C. Wright, and S. Jin, *Nano Letters*. 18, 1807 (2018).

[4] C.C. Stoumpos, C.D. Malliakas, and M.G. Kanatzidis, *Semiconducting Tin and Lead Iodide Perovskites with Organic Cations: Phase Transitions, High Mobilities, and Near-Infrared Photoluminescent Properties*. *Inorganic Chemistry A* (2015).

Электрофизические характеристики униполярных NBvN-структур на основе HgCdTe

Войцеховский А.В.¹, Несмелов С.Н.¹, Дзядух С.М.¹, Горн Д.И.¹, Михайлов Н.Н.^{1,2}, Дворецкий С.А.^{1,2}, Меньшиков Р.В.², Сидоров Г.Ю.^{1,2}, Ужаков И.Н.², Якушев М.В.²

¹Томский государственный университет, 634050, Томск, пр. Ленина, 36
²ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Благодаря своим фундаментальным свойствам твердый раствор $Hg_{1-x}Cd_xTe$ является одним из основных материалов для создания высокочувствительных детекторов инфракрасного диапазона в окнах прозрачности атмосферы 3–5 мкм и 8–12 мкм. Однако данные фотонные детекторы для своей работы требуют пониженных рабочих температур, кроме того, в процессе изготовления фотодиодов применяются дефектообразующие операции ионной имплантации и последующего высокотемпературного отжига. Создание униполярных барьерных структур позволяет повысить рабочую температуру детекторов и дает технологические преимущества [1]. В литературе редко встречаются результаты экспериментальных исследований подобных структур [2, 3], но публикуемые результаты показывают необходимость проведения дальнейших исследований и усовершенствования технологического цикла производства.

Теоретические расчеты показывают, что конструкция NBvN-структуры способствует подавлению генерационно-рекомбинационного темнового тока по механизму Шокли – Рида – Холла и собственной тепловой оже-рекомбинации, что позволяет повысить рабочие температуры детектора. Для проведения экспериментальных исследований были созданы несколько структур с различными параметрами слоев. Примерные параметры типичных структур приведены в таблице 1 (x – состав, N – концентрация примеси).

Таблица 1. Типичные параметры NBvN структур

	N+	B	v	N+
MWIR	$x = 0.45$ $N = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$x = 0.84$ $N = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$	$x = 0.3$ $N = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$	$x = 0.45$ $N = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$
LWIR	$x = 0.32$ $N = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$x = 0.48$ $N = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$	$x = 0.21$ $N = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$	$x = 0.32$ $N = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Структуры выращивались на установке МЛЭ «Обь-М» (ИФП СО РАН, г. Новосибирск) с эллипсометрическим контролем толщины и состава растущих слоев in-situ. На пластинах изготавливались отдельные детекторы различных площадей по «меза»технологии. К структурам сверху напылялись индиевые контакты. Пассивация боковых поверхностей проводилась методом атомно-слоевого осаждения Al_2O_3 .

В широком диапазоне условий по температуре проведены исследования зависимостей от напряжения смещения темновых токов и адмиттанса изготовленных NBvN-структур. По измерениям на структурах различной площади проанализированы объемная и поверхностная компоненты темнового тока структур при различных температурах. Проведено сравнение температурных зависимостей темнового тока на соответствие с эмпирической моделью Rule07. Определены механизмы ограничения темнового тока в различных температурных диапазонах. Показано преимущество NBvN-структур по сравнению с nBvN-структурами для снижения темнового тока.

Исследование выполнено при поддержке программы развития ТГУ («Приоритет-2030»).

[1] Voitsekhovskii A.V. et al. *J. Electron. Mater.*, **50**, 4599 (2021).

[2] Itsuno A.M., Phillips J.D., Velicu S. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 161102 (2012).

[3] Voitsekhovskii A.V. et al. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **53**, 055107 (2020).

Диод Шоттки СВЧ-диапазона на одиночных нитевидных нанокристаллах нитрида галлия

Воробьев А.А.¹, Шугуров К.Ю.¹, Можаров А.М.¹, Сапунов Г.А.¹,
Федоров В.В.¹, Мухин И.С.^{1,2}

¹СПбАУ РАН им. Ж.И. Алферова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, корп. 3А

²ФГАОУ ВО «СПбПУ», 195251, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 29

На современном этапе технического развития сверхвысокочастотные (СВЧ) технологии широко внедрены в различные области науки и техники – это, в первую очередь, мобильная и спутниковая связь, системы локальной передачи данных (Wi-Fi, Bluetooth), комплексы радиолокации и навигации (GPS, ГЛОНАСС), медицинское оборудование. Глобальная тенденция развития СВЧ-отрасли характеризуется расширением диапазона частот как для увеличения скорости передачи данных, так и для создания более совершенных систем связи, телекоммуникаций, оборудования и т.д. С точки зрения космического применения необходима стойкая к тепловым и радиационным нагрузкам аппаратура, которая обеспечит длительный срок службы космических аппаратов и спутников. Например, на данный момент расчетный срок службы спутников отечественной системы ГЛОНАСС составляет 5–7 лет, однако в реальности большое число спутников выходят из строя раньше. Для решения существующих проблем и задач СВЧ-индустрии требуется более совершенная электронная компонентная база (диоды, транзисторы, интегральные микросхемы и т.д.), а также создание новых концепций полупроводниковых приборов.

Большие перспективы развития СВЧ-электроники связывают с нитридом галлия (GaN), который из-за экономических факторов пока еще не получил широкого распространения в промышленности. Тем не менее на его базе уже производятся СВЧ интегральные микросхемы и транзисторы. На сегодняшний день все коммерческие компоненты выполнены на основе планарных структур, что в случае GaN усложняет технологию изготовления приборов из-за решеточного рассогласования слоев активной области с ростовой подложкой. В этой связи практический интерес представляет использование квазиодномерных структур – нитевидных нанокристаллов (ННК) – которые благодаря своим свойствам [1, 2] не только потенциально позволяют улучшить электронные характеристики приборов, но их использование также представляет экономическую выгоду.

Работа посвящена созданию диода Шоттки СВЧ-диапазона на основе одиночного GaN ННК. В ходе работы проводился синтез GaN ННК, которые затем отделялись от ростовой кремниевой подложки и переносились на кварцевые пластины. В ходе дальнейшей постростовой обработки при помощи лазерной литографии и вакуумного осаждения металлов к одиночным GaN ННК формировались электрические контакты в геометрии GSG (Ground-Signal-Ground) для последующего измерения частотных характеристик изготовленных диодов. В качестве металла, формирующего барьер Шоттки, использовалось золото. В ходе измерений были получены вольт-амперные характеристики, которые демонстрируют характерное выпрямление, что указывает на формирование барьера Шоттки на границе Au/GaN ННК. Для оценки частотных параметров диодов при помощи векторного анализатора цепей проводились измерения частотной зависимости S-параметров в диапазоне 10 МГц – 40 ГГц с дальнейшей аппроксимацией кривых эквивалентной схемой. В результате исследований было показано, что частота отсечки изготовленных диодных структур достигает 13.66 ГГц.

Работа выполнена при финансовой поддержке стипендии гранта Российского научного фонда № 22-22-20070 и Санкт-Петербургского научного фонда № 08/2022.

[1] Dogan P. et al., *Crystal Growth & Design*, **11**(10), 4257 (2011).

[2] Shugurov K. et al., *Physica Status Solidi (RRL)–Rapid Research Letters*, **15**(4), 2000590 (2021).

Анионное легирование галогенидных перовскитов для повышенной стабильности работы солнечных модулей

Гостищев П.А., Саранин Д.С., Диденко С.И., Ди Карло А.

ЛПСЭ НИТУ «МИСиС», 119049, Москва, Ленинский пр., 4

Перовскитные солнечные элементы (ПСЭ) являются перспективным направлением в современной фотовольтаике благодаря уникальному сочетанию свойств, таких как перестраиваемость ширины запрещенной зоны от 1.3 до 2.7 эВ, сильное поглощение видимого диапазона ($>10^5 \text{ см}^{-1}$), высокая диффузионная длина носителей заряда (до нескольких микрометров), а также недорогим методом жидкостного нанесения слоев. Однако ключевыми проблемами для внедрения перовскитов в массовое производство являются повышение стабильности ПСЭ и масштабирование процессов нанесения. Катионная инженерия перовскитов является эффективной стратегией для сочетания преимуществ различных катионов. Комбинации органического FA^+ ($\text{CH}(\text{NH}_2)_2^+$) и неорганического цезия Cs^+ позволяют повысить структурную стабильность материала путем точной настройки фактора Гольдшмидта и получить высокую фото- и термостабильность с временем работы устройства более 1000 часов [1]. Однако состав анионов в структуре перовскита также оказывает большое влияние на стабильность и эффективность солнечных элементов [2].

В данной работе мы демонстрируем эффект легирования двухкатионного перовскита ионами хлора, которые являются активными легирующими агентами. Добавление хлора (7 мол %) к двухкатионному перовскиту CsFAPbI_3 позволило подавить процессы безызлучательной рекомбинации в пленках, увеличив время жизни носителей заряда. Также введение хлора способствовало процессу кристаллизации перовскита, что увеличило размер зерен в 2 раза и улучшило морфологию пленок. Для исследования влияния хлора на выходные характеристики ПСЭ были изготовлены р-и-п приборы на основе перовскита $\text{CsFAPbI}_{3-x}\text{Cl}_x$ с активной площадью 0.14 см^2 . Легирование перовскита анионами хлора увеличило напряжение холостого хода с 1.03 до 1.06 В и фототок с 22.7 до 23.5 мА/см^2 , что позволило повысить КПД приборов с 18% до 20%.

В настоящее время роль легирования Cl для стабилизации ПСЭ и широкоформатных модулей является предметом интенсивных исследований. Полученный маршрут нанесения двухкатионного перовскита позволил получить однородные пленки, применимые для создания перовскитных модулей. На подложке $50 \times 50 \text{ мм}$ были изготовлены мини-модули с четырьмя последовательно соединенными подъячейками с активной площадью 10 см^2 . Легирование перовскита анионами хлора увеличило КПД изготовленных мини-модулей с 15.3% до 17%. При дальнейшем масштабировании были изготовлены модули с семью последовательно соединенными подъячейками на подложке $100 \times 100 \text{ мм}$ с активной площадью 35 см^2 и эффективностью 12.1% для нелегированного перовскитного модуля и 13.9% для легированного хлором перовскитного модуля. Для исследования стабильности устройств в условиях реальной эксплуатации было проведено отслеживание точки максимальной мощности для инкапсулированных образцов в воздушной атмосфере под светодиодным прожектором при интенсивности 100 мВт/см^2 . Перовскит, легированный хлором, увеличил время работы T80 с 1100 часов до 2800 часов для устройств с площадью 0.14 см^2 (рисунок 1) и с 600 часов до 1400 часов для мини-модулей. Это подтверждает эффективность использования хлора в качестве легирующей примеси для повышения долгосрочной стабильности и КПД перовскитных устройств и модулей.

Авторы благодарят финансовую поддержку проекта Минобрнауки России по Мегагранту РФ № 075-15-2021-635, в рамках которого были выполнены представленные исследования.

[1] X.-X. Gao et al., *Adv. Mater.*, **32**, 9, 1905502 (2020).

[2] B. Suarez et al., *J. Phys. Chem. Lett.*, **5**, 10, 1628–1635 (2014).

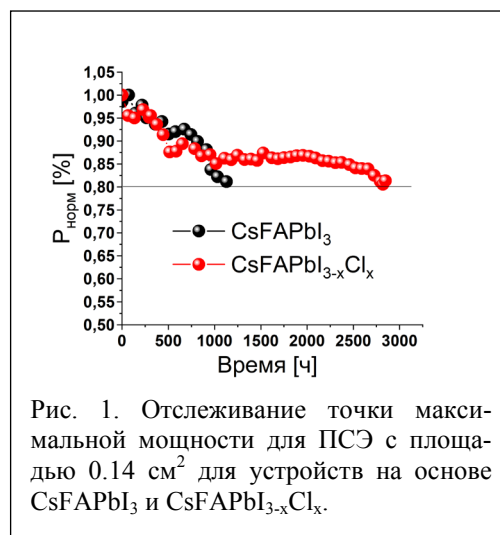


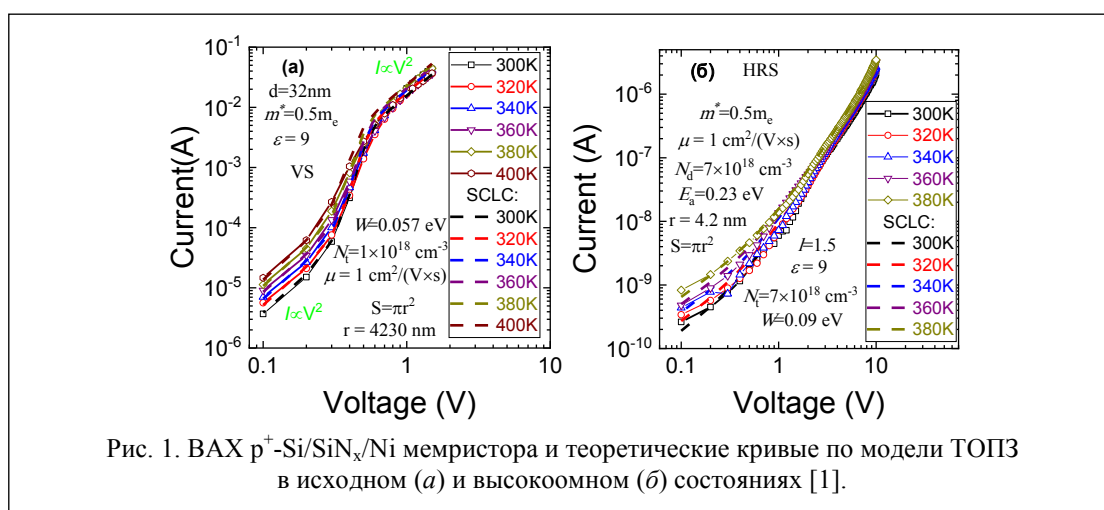
Рис. 1. Отслеживание точки максимальной мощности для ПСЭ с площадью 0.14 см^2 для устройств на основе CsFAPbI_3 и $\text{CsFAPbI}_{3-x}\text{Cl}_x$.

Мемристорная память на основе оксидов и нитридов кремния

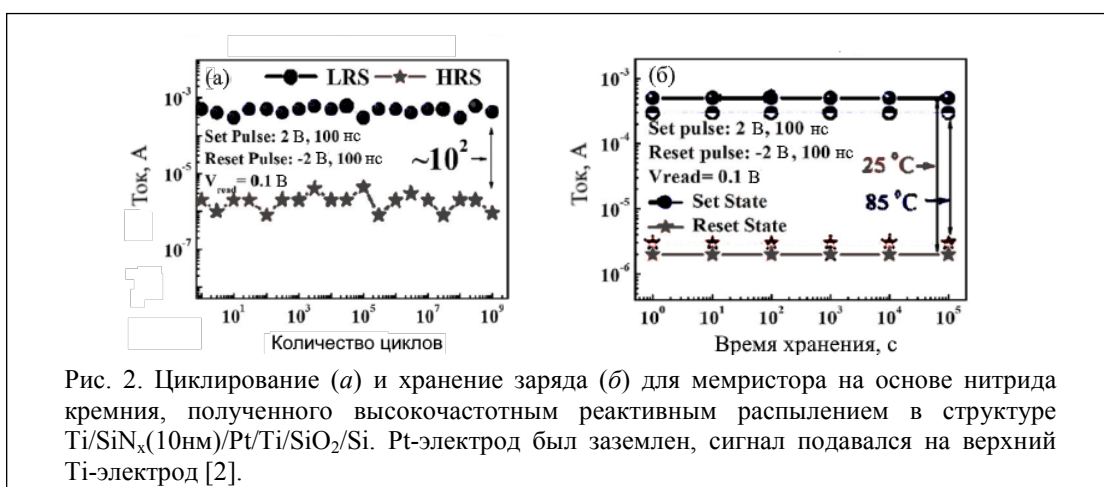
Гриценко В.А., Гисматулин А.А.

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

В последнее время внимание привлекает перспективная энергонезависимая память, получившая название мемристорной. Мемристорная память обладает высокой скоростью переключения (100 пс), низким энергопотреблением (10 фДж) и большим числом циклов перепрограммирования (до 10^{12}). Мемристор представляет интерес для разработки матриц памяти и нейроморфных применений. Оксид, SiO_2 , и нитрид, Si_3N_4 , кремния являются двумя ключевыми диэлектриками в современных кремниевых приборах. Мемристорная память на основе SiO_2 и Si_3N_4 выигрывает по сравнению с другими материалами тем, что они широко используются в кремниевых приборах. Транспорт заряда в мемристорах на основе нитридов и оксидов кремния в исходном, высокоомном и низкоомном состоянии лимитируется токами, ограниченными пространственным зарядом (ТОПЗ) (рис. 1). Энергии ловушек в SiO_2 и Si_3N_4 лежат в диапазоне 0.05–0.5 эВ.



Рассмотрены запоминающие свойства мемристоров на основе SiO_2 и Si_3N_4 , полученных плазмохимическим осаждением, методом пиролиза и высокочастотным реактивным распылением. Нитриды, полученный реактивным распылением, обладают наилучшими запоминающими свойствами: окно памяти 10^2 , количество циклов перепрограммирования до 10^9 , время хранения информации 100 лет при 85°C (рис. 2).



Работа поддержана грантом РФФ № 22-19-00369.

[1] A.A. Gismatulin et al., *Scientific Reports*, **11**, 2417 (2021).

[2] H.D. Kim, H.M. An, S.M. Hong, T.G. Kim, *Physica Status Solidi (A)*, **210**, 9 (2013).

Предельные мощностные характеристики линеек лазерных диодов ($\lambda = 808$ нм) на основе Al-содержащих и Al-free гетероструктур

Гультиков Н.В.¹, Ладугин М.А.¹, Мармалюк А.А.¹, Телегин К.Ю.¹, Андреев А.Ю.¹, Шестак Л.И.², Панарин В.А.²

¹ООО «Сигм плюс», 117342, Москва, ул. Введенского, 3
²ООО «НПП «Инжект», 410033, Саратов, ул. Эмашевская, 3а

Мощные линейки лазерных диодов (ЛЛД) с длиной волны излучения 808 нм активно используются для накачки твердотельных лазеров, обработки материалов и в медицине. К данным лазерным излучателям предъявляются высокие требования к выходной мощности, КПД, сроку службы и температурной стабильности. Создание таких приборов возможно на основе Al-содержащих и Al-free гетероструктур (ГС). Выбор системы материалов определяет как технологические особенности создания ГС, так и физические процессы, происходящие в ЛЛД, что, в свою очередь, влияет на выходную оптическую мощность прибора. В настоящей работе представлено сравнение мощностных характеристик ЛЛД на основе AlGaAs/GaAs и GaAsP/GaInP ГС с длиной волны излучения 808 нм, работающих в квазинепрерывном режиме.

Al-содержащие и Al-free ГС были сформированы методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на подложках GaAs (001). Ширина излучающей области для обеих ЛЛД составляла 10 мм. Фактор заполнения около 70 %. Вольт- и ватт-амперные характеристики (ВАХ и ВтАХ) исследуемых ЛЛД представлены на рис. 1, а и б соответственно. Температура теплоотвода поддерживалась при 25 °С. Как видно из рис. 1, б внешние дифференциальные эффективности приборов близки вплоть до 200 А и составляют около 1.1–1.2 Вт/А. Однако насыщение выходной оптической мощности Al-содержащей ЛЛД наступает раньше, и она ограничена катастрофической оптической деградацией выходного зеркала.

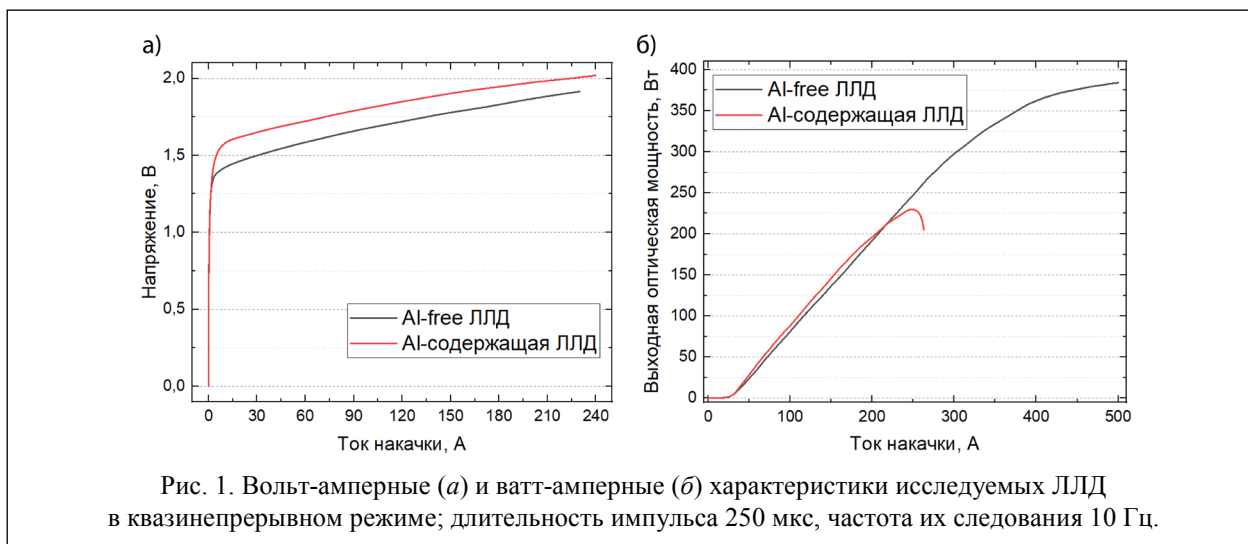


Рис. 1. Вольт-амперные (а) и ватт-амперные (б) характеристики исследуемых ЛЛД в квазинепрерывном режиме; длительность импульса 250 мкс, частота их следования 10 Гц.

При сравнении выходных мощностных характеристик лазерных излучателей также важно учитывать их тепловое сопротивление, так как повышенная температура активной области приводит к снижению оптического усиления. Для нахождения тепловых сопротивлений были рассчитаны распределения температуры в Al-содержащей и Al-free ЛЛД с использованием стационарного уравнения теплопроводности. Тепловые сопротивления составили 0.023 К/Вт и 0.028 К/Вт для Al-содержащей и Al-free ЛЛД соответственно. Но несмотря на это мощностные параметры Al-free ЛЛД оказались практически в 2 раза лучше.

Селективная эпитаксия материалов A_3B_5 на кремнии

Дворецкая Л.Н., Можаров А.М., Фёдоров В.В., Мухин И.С.

СПбАУ РАН им. Ж.И. Алфёрова, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, к. 3

Одной из проблем, стоящих на пути развития электроники и информационных технологий, является интеграция полупроводниковых соединений A_3B_5 и кремния, позволяющая совместить возможности кремниевой интегральной технологии и разработки оптоэлектронных приборов на базе гетероструктур соединений A_3B_5 (оптических сенсоров, линий связи и обработки сигналов) [1]. Формирование эпитаксиальных гетероструктур соединений A_3B_5 на кремнии сопряжено с образованием структурных дефектов или рассогласования постоянных кристаллических решеток

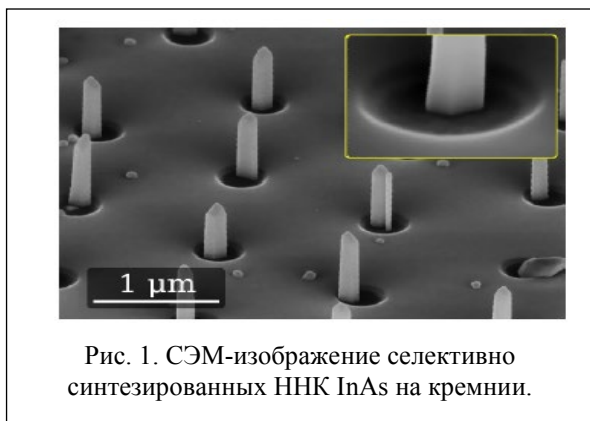


Рис. 1. СЭМ-изображение селективно синтезированных ННК InAs на кремнии.

слоя и подложки [2]. Одним из способов решения проблемы дислокаций в планарном слое является переход от синтеза тонких плёнок к селективному синтезу трёхмерных кристаллических структур, например упорядоченных массивов нитевидных нанокристаллов (ННК). В данном случае дислокации, возникающие в результате рассогласования решёток, релаксируют на боковых гранях нанокристалла у его основания, и далее растёт материал высокого кристаллического качества, что повышает эффективность конечного прибора. В этом случае большой интерес вызывают методы селективной эпитаксии при использовании ростовой текстурированной маски (например, SiO_x) с упорядоченными отверстиями нанометрового масштаба для синтеза массивов ННК заданной морфологии. При использовании методов литографии в слое маски формируются отверстия до ростовой пластины определённого диаметра и периода, в которых происходит зарождение полупроводниковой структуры.

В полупроводниковой промышленности, в которой ННК могут демонстрировать преимущества, а именно при создании оптоэлектронных приборов (свето-, фотодиодов), зачастую требуется формирование плотных гексагонально упакованных массивов полупроводниковых наноустройств. Помимо проекционной и электронной литографии, альтернативным методом, который позволяет обеспечить формирование подобных структур, является фотолитография по микросферическим линзам. Метод микросферной литографии позволяет сформировать гексагональный массив наноструктур за короткое время, в отличие от электронной литографии, а размеры наноструктур определяются длиной волны источника экспонирования, что является достаточным для многих оптоэлектронных приложений, в том числе для создания текстурированных подложек для селективной эпитаксии, заменяя при этом привычный метод электронной литографии.

В работе представлены результаты проведённого комплекса теоретических и экспериментальных исследований, направленных на оптимизацию процесса фотолитографии по микросферическим линзам для получения однородных массивов наноструктур с требуемыми размерами. Для демонстрации возможностей развиваемого метода успешно проведён селективный синтез различных структур материалов A_3B_5 на кремнии с использованием текстурированного слоя оксида кремния, выступающего в качестве маски.

В работе представлены результаты проведённого комплекса теоретических и экспериментальных исследований, направленных на оптимизацию процесса фотолитографии по микросферическим линзам для получения однородных массивов наноструктур с требуемыми размерами. Для демонстрации возможностей развиваемого метода успешно проведён селективный синтез различных структур материалов A_3B_5 на кремнии с использованием текстурированного слоя оксида кремния, выступающего в качестве маски.

Работа была проведена при поддержке Российского научного фонда (19-72-30010 и 21-79-10346). Дворецкая Л.Н. благодарит Совет Президента РФ по грантам СП-1152.2022.1, Можаров А.М. благодарит Совет Президента РФ по грантам СП-2169.2021.1

[1] C. Cornet, Y. Léger, C. Robert, *Integrated lasers on silicon*, Elsevier (2016).

[2] Q. Gao et al., *Nano Letters*, **14**(9), 5206–5211 (2014).

Сверхкомпактный терагерцовый квантово-каскадный лазер на основе гетероструктуры HgCdTe

Дубинов А.А.¹, Ушаков Д.В.², Афоненко А.А.², Хабибуллин Р.А.³, Морозов С.В.¹

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

²БГУ, 220030, Минск, пр. Независимости, 4, Беларусь,

³ИСВЧПЭ РАН, 117105, Москва, Нагорный пр., 7, стр. 5

В настоящее время востребованы компактные источники терагерцового (ТГц) излучения для многих приложений, в первую очередь для спектроскопии газов и твердых тел, мониторинга окружающей среды [1]. В части ТГц-диапазона частот лидирующее место среди таких источников занимают монополярные квантовые каскадные лазеры (ККЛ) на основе полупроводников A^{III}B^V. Однако существует диапазон частот (6–10 ТГц), где работа таких ККЛ затруднена из-за сильного поглощения на полярно-оптических фононах [2]. В гетероструктурах HgCdTe частота оптических фононов почти в два раза меньше (~ 4 ТГц). Поэтому создание ККЛ на основе HgCdTe открывает перспективы для освоения диапазона 6–10 ТГц. Кроме того, в узкозонном материале HgCdTe эффективная масса электрона в 2–3 раза меньше, чем в гетеросистеме на основе GaAs/AlGaAs, что в несколько раз увеличивает коэффициент усиления такого ККЛ [3].

В данной работе проведено моделирование характеристик ККЛ, излучающего на частоте 8.3 ТГц ($\lambda \sim 36$ мкм), с дизайном каскада из 3 квантовых ям (КЯ) HgCdTe [3] и волноводом металл-металл (из серебра). Выбрана следующая последовательность слоев одного каскада в нанометрах: **6.5/11.7/3.9/24.0/2.6/13.0** с барьерами Hg_{0.6}Cd_{0.4}Te, выделенными жирным шрифтом, и КЯ Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te. Центральная часть подчеркнутой КЯ легирована до $6.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Также учитывались два контактных слоя n^+ -CdTe толщиной 50 нм с концентрацией доноров 10^{17} см^{-3} каждый.

Показано, что для работы такого лазера при температуре около 80 К достаточно всего 4 каскадов толщиной 61.7 нм каждый (см. рис. 1). Отметим, что общая толщина волновода предложенного ККЛ $d = 347$ нм, поэтому d/λ в 2 раза меньше рекордного значения, достигнутого ранее в ТГц ККЛ на основе GaAs [4]. Предсказанные характеристики значительно упростят изготовление ККЛ на основе КЯ HgCdTe для работы в недоступном для существующих ККЛ диапазоне частот 6–10 ТГц.

Работа выполнена при поддержке НЦМУ «Центр фотоники», при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-15-2020-906.

[1] S.S. Dhillon et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50**, 043001 (2017).

[2] M.S. Vitiello et al., *Opt. Exp.*, **23**, 5167 (2015).

[3] D. Ushakov et al., *Opt. Exp.*, **28**, 25371 (2020).

[4] E. Strupiechonski et al., *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 101101 (2011).

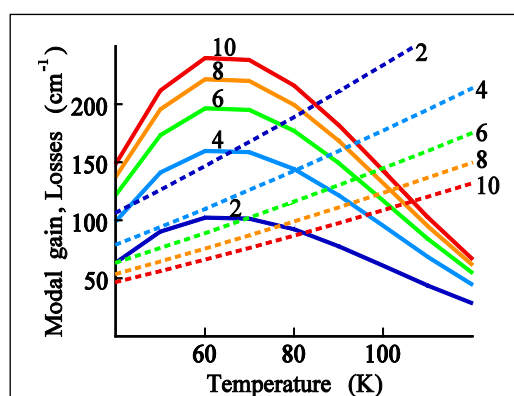


Рис. 1. Температурные зависимости на частоте 8.3 ТГц коэффициента модового усиления (сплошные кривые) и соответствующих коэффициентов суммарных потерь (пунктирные кривые) для различного числа периодов (числа на кривых).

Пассивация интерфейса «дырочно-транспортный слой – перовскит» полимером для стабилизации работы солнечного элемента

Ерманова И.О.¹, Ди Джиакомо Ф.², Саранин Д.С.¹, Ди Карло А.¹

¹ЛПСЭ НИТУ «МИСиС», 119049, Москва, Ленинский пр., 4

²CHOSE, Университет «Тор Вергата», 00133, Рим, ул. Политехника, 1, Италия

Галогенидные перовскитные солнечные элементы (ПСЭ) представляют собой развивающуюся тонкопленочную фотовольтаическую технологию и демонстрируют высокие выходные характеристики (эффективность преобразования энергии (КПД) > 25 %) [1]. С другой стороны, кристаллизация пленок перовскитов имеет тенденцию к образованию различных структурных дефектов междоузлий, дислокаций, границ зерен, которые могут выступать в качестве триггера деградации функциональных пленок [2].

Для уменьшения влияния одного из доминирующих механизмов потери эффективности – безызлучательной рекомбинации носителей зарядов, а также стабилизации производительности устройства в условиях долговременной световой нагрузки был разработан ПСЭ с буфером на основе тонкого широкозонного полимерного слоя – полиметилметакрилата (ПММА).

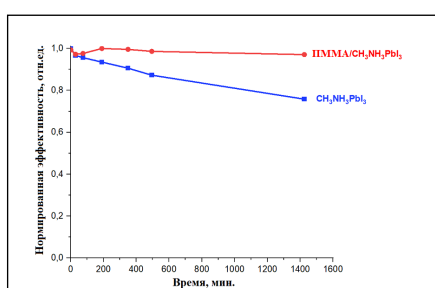


Рис. 1. Изменение эффективности устройства с полимером и без ПММА под действием солнечного излучения.

разработан ПСЭ с буфером на основе тонкого широкозонного полимерного слоя – полиметилметакрилата (ПММА). Введение полимерной прослойки позволяет пассивировать дефекты на интерфейсе [3]. В этой работе был применен ПММА в качестве изолирующего буфера для подавления разложения перовскита на границах зерен и улучшения адгезии тонких пленок на границе раздела NiO_x/перовскит (CH₃NH₃PbI₃). В результате эффективность работы устройств с прослойкой из ПММА была улучшена по сравнению с немодифицированными устройствами с 17,9 до 18,6 %. Данный подход был успешно расширен также для производства минимодулей, которые показали

КПД Σ 14,4 % ($S_{\text{фотоактивной области}} = 2,3 \text{ см}^2$) и 8,0 % ($S = 10,0 \text{ см}^2$).

Также пассивированные полимером устройства показали стабильные выходные характеристики при термоиспытании ($T = 80 \text{ }^\circ\text{C}$, на воздухе) (рисунок 1) и фотостарении (светодиодный источник, $65 \text{ }^\circ\text{C}$, на воздухе). Стабильность ПСЭ достигла более 1400 часов под светом (без ПММА – 1080 часов) и более 1400 часов при высокой температуре (без ПММА – 750 часов), где потери КПД были менее 20 % от начального уровня до тестов.

Авторы благодарят финансовую поддержку проекта Минобрнауки России по Мегагранту РФ № 075-15-2021-635, в рамках которого были выполнены представленные исследования.

[1] J. Jeong et al., *Nature*, 592, 7854 (2021).

[2] C. Ran et al., *Chemical Society Reviews* (2018).

[3] D. Glowienka et al., *Nano Energy* (2020).

Формирование наноструктурного SiGe, легированного фосфором, с термоэлектрическими свойствами

Ерофеева И.В.¹, Дорохин М.В.¹, Кузнецов М.Ю.¹, Демина П.Б.¹, Здравейщев А.В.¹,
Завражнов А.Ю.², Воронин А.В.¹

¹НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603950, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23
²ВГУ, 394018, Воронеж, Университетская пл., 1

В настоящее время имеет место значительный подъем интереса к получению и исследованию термоэлектрических преобразователей энергии, который связан с развитием новых технологических возможностей их синтеза. В первую очередь, к таким технологиям относится метод электроимпульсного плазменного спекания – технология формирования наноструктурированных материалов.

Величина, характеризующая термоэлектрические свойства материала – термоэлектрическая добротность – зависит от электропроводности σ , коэффициента теплопроводности λ и коэффициента Зеебека α как

$$Z = \alpha^2 \sigma / \lambda. \quad (1)$$

В исследованиях стремятся получить безразмерную величину термоэлектрической эффективности $ZT > 1$. Для повышения параметра ZT необходимо повышение электропроводности и коэффициента Зеебека и снижение теплопроводности. Снизить теплопроводность материала, сохраняя при этом высокую электропроводимость, можно путем наноструктурирования.

Использование метода электроимпульсного плазменного спекания позволяет получить наноструктурированный материал, в котором коэффициент теплопроводности ниже по сравнению с объемным за счет дополнительного рассеяния теплового потока на межзеренных границах. Это приводит к повышению КПД на (20–30)% по отношению к объемным аналогам.

В настоящей работе исследованы термоэлектрические свойства твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, легированного фосфором, полученного методом электроимпульсного спекания. В работе использован новый способ легирования материала: вместо чистого Р в смесь порошков Si и Ge был введен фосфид кремния SiP [1]. Преимущество этого материала в том, что SiP не является токсичным. Это позволяет работать с исходными компонентами без использования специального защитного оборудования.

Таблица 1. Параметры изготовленных образцов

№	Содержание примеси, ат. %	T спекания, °С	Скорость спекания, °/мин
73	0.5	1040	50
74	0.5	1040	25
75	0.5	1040 + отжиг 30 мин	50
84	1.5	1040	50
86	1.5	1040	25
93	0.8	1040	50
94	0.8	1000	25

Было изготовлено несколько серий образцов $\text{Si}_{0.65}\text{Ge}_{0.35}$ с различной степенью легирования (0.5–1.5 ат. %). В каждой из серий режимы спекания отличались конечной температурой спекания (1000–1040 °С) и различной скоростью спекания (25 °/мин и 50 °/мин).

Наилучшее значение термоэлектрической эффективности $ZT = 1.2$ (при $T = 750$ °С) определено для образца с наибольшим содержанием примеси, полученного при медленной скорости и высокой конечной температуре спекания.

[1] I.V. Erofeeva et al., *Tes. of ISCTA2021*, 52 (2021).

Исследование излучательных характеристик гибридных и интегрированных импульсных лазеров-тиристоров

Желнин А.И.¹, Багаев Т.А.¹, Гультиков Н.В.¹, Ладугин М.А.¹, Мармалюк А.А.¹, Курнявко Ю.В.¹, Кричевский В.В.¹, Морозюк А.М.¹, Коняев В.П.¹, Симаков В.А.¹, Слипченко С.О.², Подоскин А.А.², Пихтин Н.А.²

¹АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», Москва

²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

Мощные лазерные диоды с высокой частотой следования импульсов и малой длительностью импульсов, излучающие в диапазоне длин волн 900–920 нм, используются во многих приложениях, включая дальномеры и высокоскоростные лидарные системы. Для обеспечения работы импульсных полупроводниковых лазеров традиционно используют схему включения с конденсатором и электронным ключом. Такие электронные схемы могут быть получены как в монолитных интегральных полупроводниковых кристаллах, так и в гибридном лазере, где тиристор и лазер выращиваются отдельно [1].

Гибридный лазер-тиристор с одной излучающей секцией показал мощность $P = 18$ Вт при частоте следования импульсов 100 кГц и длительности импульса 18 нс. Лазерные диоды с 3 излучающими секциями достигают мощности 90 Вт при частоте импульсов 10 кГц и 73 Вт при частоте импульсов 100 кГц. Самый короткий полученный импульс 3.7 нс. Мощность излучения гибридных лазеров, работающих на частоте следования 100 кГц, в среднем на 20% меньше, чем работающих на частоте 10 кГц. Выходные характеристики источника с наибольшей мощностью при наиболее короткой длине сигнала (гибридный лазер-тиристор с 3 излучающими секциями) $P = 73$ Вт, $t = 6.4$ нс, $f = 100$ кГц.

Проведено сравнение ватт-амперных характеристик лазеров с 1, 2 и 3 излучающими областями в гибридном (рис. 1, 2–4) и интегральном (рис. 1, 1) исполнениях. Интегральные лазеры с разным количеством излучающих областей продемонстрировали близкие напряжения включения (18–20 В).

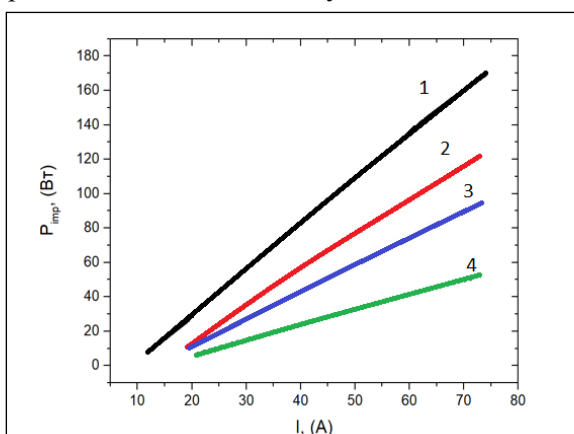


Рис. 1. Ватт-амперная характеристика тройного гибридного лазера-тиристора (1) и интегрального одиночного (2), двойного (3) и тройного (4) лазера-тиристора в импульсном режиме работы (100 нс, 10 кГц).

(18–20 В). Напряжение в открытом состоянии в двойном лазере-тиристоре приблизительно в 2 раза выше (~2.6 В) по сравнению с аналогичной величиной для одиночного лазера-тиристора (~1.3 В). При этом наклон ВтАХ (для двойного лазера-тиристора в 1.5–1.8 раз превышает наклон для одиночного прибора [2]. Гибридный лазер-тиристор при этом демонстрировал еще больший наклон ВтАХ при меньшем напряжении включения (порядка 10 В).

Также были исследованы лазеры, соединенные с тиристором через туннельный переход. Тиристоры продемонстрировали блокирующее напряжение порядка 20 В, при этом длительность и пиковая мощность лазерного импульса достигала 37 нс и 22 Вт при емкости зарядного транзистора 22 нФ и 63 нс и 35 Вт для емкости в 100 нФ.

[1] S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, O.S. Soboleva, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov, T.A. Bagaev, M.A. Ladugin, A.A. Marmalyuk, V.A. Simakov. *J. Appl. Phys.*, **121**, 054502 (2017).

[2] T.A. Bagaev, N.V. Gultikov, M.A. Ladugin, A.A. Marmalyuk, Yu.V. Kurnyavko, V.V. Krichevskii, A.A. Morozjuk, V.P. Konyaev, V.A. Simakov, S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, N.A. Pikhtin, A.E. Kazakova, D.N. Romanovich, V.A. Kryuchkov. *Quantum Electronics*, **51**(10), 912–914 (2021).

Влияние содержания примеси на сегнетоэлектрические свойства и концентрацию ловушек в $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2:\text{La}$ при циклировании

Залялов Т.М.¹, Исламов Д.Р.^{1,2}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 1

Технологии электронной памяти близки к объединению преимуществ постоянной и оперативной памяти. Это объединение может воплотиться в сегнетоэлектрической памяти – FeRAM. Передовые экспериментальные приборы FeRAM разрабатываются на основе оксида гафния (HfO_2). В отличие от уже используемых в производстве перовскитов, HfO_2 обеспечивает приборам памяти высокий информационный объем одного чипа, сохраняя при этом энергонезависимость, высокую скорость работы и совместимость с КМОП-технологией. Основными недостатками являются увеличение окна памяти (удвоенного значения остаточной поляризации) в начале циклирования (wake-up), уменьшение окна памяти в конце циклирования (fatigue) и малое число циклов перезаписи ячейки памяти.

Легирование позволяет подавлять проблемы пленок HfO_2 . В работе [1] было показано, что структуры на основе $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2:\text{La}$ выдерживают рекордные 4×10^{10} циклов переключения. Однако остаются выраженными эффекты wake-up и fatigue.

На сегнетоэлектрические свойства оксида гафния может оказывать влияние концентрация ловушек, распределенных в сегнетоэлектрике. Показано, что при росте тока утечки, а вместе с ним и концентрации ловушек, наблюдается уменьшение остаточной поляризации [2].

Так, контроль над концентрацией ловушек и обеспечение оптимальной концентрации легирующей примеси может стать ключом к получению сегнетоэлектрической пленки, обладающей высокой стойкостью к деградации при циклировании и стабильным окном памяти достаточной величины для применения в FeRAM-технологии.

В данной работе было проведено экспериментальное изучение влияния концентрации легирующей примеси в структурах $\text{TiN}/\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2:\text{La}/\text{TiN}$ на изменение окна памяти и концентрации ловушек при циклировании. Обнаружено, что при концентрации La 3.5 мол.% и амплитуде напряжения циклирования 3.5 В достигается оптимальное соотношение между продолжительностью циклирования и величиной окна памяти. Было показано, что эффект wake-up становится более выраженным и протяженным (до 10^5 циклов) при увеличении концентрации La, в то время как поведение концентрации ловушек остается неизменным до 10^4 циклов переключения поля для всех образцов (рис. 1). Было предложено объяснение постоянства концентрации ловушек в начале циклирования и связи концентрации ловушек и окна памяти.

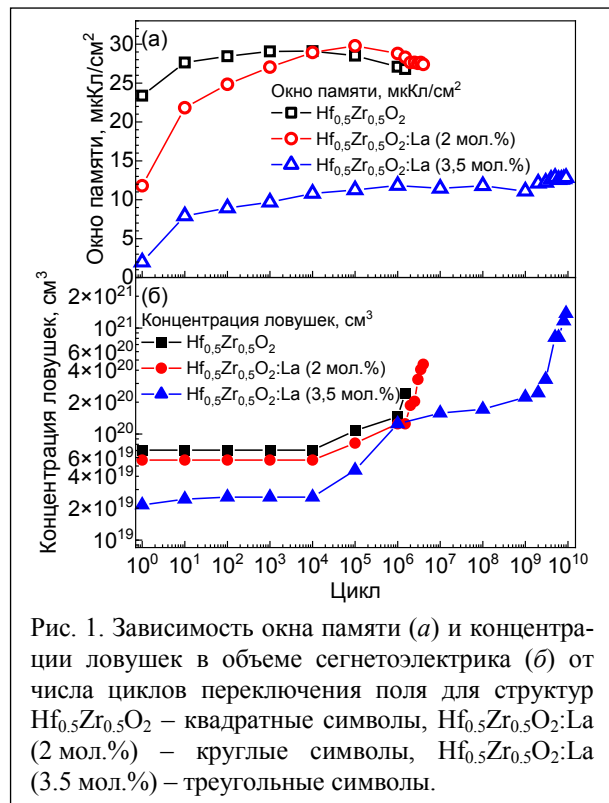


Рис. 1. Зависимость окна памяти (а) и концентрации ловушек в объеме сегнетоэлектрика (б) от числа циклов переключения поля для структур $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2$ – квадратные символы, $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2:\text{La}$ (2 мол.%) – круглые символы, $\text{Hf}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_2:\text{La}$ (3.5 мол.%) – треугольные символы.

[1] A.G. Chernikova et al., *ACS Appl. Mater. Interfaces*, **10**, 2701 (2018).

[2] D.R. Islamov et al., *Acta Mater.*, **166**, 47 (2019).

Разработка резонатора диодного лазера на основе двумерного фотонного кристалла с выводом излучения с поверхности чипа

Золотарев В.В., Казакова А.Е., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.

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

Полупроводниковые диодные лазеры прочно заняли место источников мощного оптического излучения. Однако несмотря на все преимущества данный вид лазеров обладает рядом недостатков, которые ограничивают их применение. Одним из таких недостатков является низкое пространственное качество лазерного луча, что даже при достижении рекордных значений оптической мощности существенно снижает яркость полупроводниковых лазеров с торцевым выводом излучения. Решением данной проблемы является вывод лазерного излучения с поверхности чипа, что позволяет увеличить размеры апертуры излучения и добиться ее симметричности. Распространение электромагнитного излучения в чипе сохраняет продольное со слоями гетероструктуры направление, что позволяет увеличить объем резонатора и достичь высокой выходной оптической мощности по сравнению со стандартными вертикально излучающими полупроводниковыми лазерами (VCSEL).

Формирование резонатора в плоскости волновода и условий вывода с поверхности чипа лазерного излучения осуществляется двумерным фотонным кристаллом, выполненным на поверхности p-n гетероструктуры, содержащей квантово-размерную активную область усиления. Симметрия 2D-сетки отверстий, их форма и глубина, а также дизайн гетероструктуры будут определять модовый состав резонатора лазера, а также его спектральные и пространственные характеристики.

В работе проведены теоретические расчеты характеристик резонаторов на основе двумерных фотонных кристаллов различной конструкции. Вывод лазерного излучения с поверхности чипа обусловлен периодом фотонного кристалла, соответствующим второму порядку условия Брэгга по обеим осям $\Lambda_x = \Lambda_y = \lambda/n_{eff}$. Для данной точки характерно существование 4 резонаторных мод [1, 2]. Генерация лазерного излучения будет осуществляться для моды с минимальными оптическими потерями на выходе. На основе теории связанных мод получены пространственное распределения TE лазерного излучения в плоскости волновода, пороговые условия и длины волн генерации для каждой моды. Расчеты проводились для различных геометрических форм отверстий, формирующих фотонный кристалл. Расчеты продемонстрировали, что для формирования выходящего с поверхности лазерного луча симметрия отверстия должна отличаться от симметрии решетки фотонного кристалла. Оптимизация размеров отверстия и глубины их травления позволяет управлять добротностью резонатора и величиной внешней квантовой дифференциальной эффективности лазера.

[1] Liang Y. et al., *Phys. Rev. B.*, **84**, 195119 (2011).

[2] Liang Y. et al., *Opt. Express*, **20**, 15945 (2012).

Увеличение апертуры излучения одномодовых полупроводниковых РБЗ-лазеров

Золотарев В.В., Казакова А.Е., Ризаев А.Э., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.

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

Одномодовые полосковые лазеры являются востребованным источником лазерного излучения с низким пороговым током, высоким КПД и высоким качеством пространственных характеристик луча [1, 2]. Однако малая апертура излучения (размер области инжекции тока) приводит к высокой плотности порогового тока и высокому тепловому сопротивлению, что сказывается на раннем загибе ватт-амперной характеристики. Увеличение полоскового контакта и расширение латерального волновода снижает данные эффекты, но приводит к неодномодовому режиму генерации. Поверхностное РБЗ, сформированное в р-эмиттере лазерной гетероструктуры, обеспечивает спектральную селекцию оптических потерь на выходе, что позволяет обеспечить сужения спектра генерации полупроводникового лазера и селекцию продольных мод резонатора лазера [3]. При этом коэффициент связи РБЗ различный для различных латеральных мод TE_{00} и TE_{01} , что выражается в различной эффективной длине РБЗ. Для заданной длины РБЗ коэффициенты отражения мод TE_{00} и TE_{01} будут отличаться, что обуславливает различие в пороговых условиях данных мод. Таким образом, с помощью РБЗ возможна селекция латеральных мод в лазере с полосковой конструкцией, что позволяет увеличить апертуру излучения, сохраняя одномодовый режим генерации.

В данной работе рассмотрена конструкция одномодового лазера на подложке GaAs, излучающего на длину волны 1060 нм, с поверхностным РБЗ. Период РБЗ составлял 0.15 мкм. На основе теории связанных мод [4] были рассчитаны коэффициенты связи и эффективная длина РБЗ при различной глубине решетки, ширина полоска и глубина мезаканавок, ограничивающих полосок. Определяющей характеристикой является фактор оптического ограничения латеральной моды в области РБЗ, что позволяет добиться различного коэффициента связи для TE_{00} и TE_{01} -мод. Оптимизация геометрических параметров РБЗ приводит к существенной дискриминации пороговых условий для данных мод. Для модельной конструкции лазера удалось достичь увеличения ширины полоскового волновода с 3 мкм до 4.5 мкм, а дискриминация коэффициента отражения для мод TE_{00} и TE_{01} составила более 50% при длине РБЗ порядка 300 мкм.

Исследования выполнены при поддержке РНФ (грант № 19-79-30072).

[1] I.S. Shashkin et al., *Semiconductors*, **54**, 484 (2020).

[2] S. Slipchenko et al., *J. Light. Technol.*, Early Access (2022); doi: 10.1109/JLT.2022.3144663.

[3] V.V. Zolotarev et al., *Semicond. Sci. Technol.*, **35**, 015009 (2020).

[4] V.V. Zolotarev et al., *Quantum Electron.*, **45**, 1091 (2015).

Исследование электрофизических и шумовых характеристик светодиодов на основе InGaN/GaN квантовых ям при температуре жидкого азота

Иванов А.М., Клочков А.В.

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

Светодиоды и лазеры с квантовыми ямами на основе нитридных материалов широко применяются в промышленном и сельскохозяйственном производстве, в медицине, биологии, банковском деле, криминалистике и для создания твердотельных источников освещения. Поэтому их исследования широко представлены в современной литературе. Менее изученным аспектом являются изменения светодиодных структур в условиях низких температур [1–3].

С понижением температуры увеличивается оптическая мощность, замедляется деградация светодиодов, снижается плотность шума полупроводниковых диодов. Излучательная рекомбинация возрастает за счет улучшения распределения носителей в фазовом пространстве.

Целью данной работы являлось сравнительное исследование светодиодов при комнатной температуре и температуре жидкого азота: проверка работоспособности приборов и возможности улучшения их характеристик в условиях пониженных температур. Обсуждаются механизмы транспорта носителей и формирования шума, рекомбинационные процессы.

Эксперименты выполнялись на промышленно изготовленных светодиодах с InGaN/GaN квантовыми ямами. Активная площадь светодиодов $\sim 10^{-3} \text{ см}^2$, номинальный ток $I = 20 \text{ мА}$. Измерения тока, фототока и плотности низкочастотного токового шума выполнялись при комнатной ($T = 295 \text{ К}$) и азотной температурах ($T = 77.4 \text{ К}$). Исследуемая полоса частот $10 \text{ Гц} - 7.3 \text{ кГц}$.

Результаты показали, что в светодиодах внешняя квантовая эффективность при $T = 77.4 \text{ К}$ в максимуме в 2 раза превосходит эффективность при комнатной температуре. Зависимости спектральной плотности низкочастотного токового шума от тока выявили, что при $I \geq 0.5 \text{ мА}$ плотность шума при температуре жидкого азота резко возрастает и в итоге на порядок или более превосходит соответствующую величину для комнатной температуры. На этом участке при $T = 77.4 \text{ К}$ плотность токового шума $S_I \propto I^{2.5}$. Наблюдаемые частотные зависимости плотности шума предполагают сложение нескольких видов шумов различной природы: возможны фликкер-шум, генерационно-рекомбинационный, телеграфный шум и шум, связанный с туннелированием по дефектам.

В светодиодных структурах с квантовыми ямами высокая плотность дефектов с глубокими уровнями обеспечивает туннелирование носителей заряда [4] через потенциальные барьеры к активной области, что проявляется в росте туннельного транспорта носителей по дефектам. С понижением температуры этот вид транспорта носителей становится доминирующим [5]. Неравномерность в распределении локального прыжкового сопротивления вызывает модуляцию сквозного тока и увеличение низкочастотного шума.

Проведенные исследования зафиксировали в исследуемых светодиодах падение внешней квантовой эффективности и возрастание плотности шума при номинальных токах и $T = 77.4 \text{ К}$. При этом в транспорте носителей возрастает роль туннелирования по дефектам, спектр которых может изменяться из-за энергии, выделяемой при рекомбинации.

[1] S. Marcinkevicius et al., *Phys. Rev. B*, **101**, 075305 (2020).

[2] D.S. Arteev et al., *J. Lumin.*, **234**, 117957 (2021).

[3] В.В. Емцев и др., *ФТП*, **52**, 804 (2018).

[4] M. Auf der Maur et al., *Appl. Phys. Lett.*, **105**, 133504 (2014).

[5] Н.И. Бочкарева, Ю.Г. Шретер, *ФТТ*, **64**, 371 (2022).

Пикосекундное лавинное переключение высоковольтных Si-диодов: эксперимент и численное моделирование

Иванов М.С., Брылевский В.И., Смирнова И.А., Родин П.Б.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194026, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Эффект задержанного ударно-ионизационного пробоя, инициируемого быстро нарастающим импульсом напряжения обратной полярности, заключается в 100-пс лавинном переключении высоковольтного p^+nn^+ -диода из блокирующего в проводящее состояние [1]. Открытие этого эффекта привело к появлению импульсной силовой полупроводниковой электроники пикосекундного диапазона. В настоящей работе проведено сравнение численного моделирования и измерений, выполненных с помощью специально разработанной экспериментальной установки [2]. Учет неоднородности процесса переключения по площади диода, а также процессов распространения и отражения волн в коаксиальном тракте впервые сделал возможным количественное сравнение с экспериментальными данными [3]. Результаты этого сравнения формируют качественно новую физическую картину сверхбыстрого лавинного переключения высоковольтной структуры.

Применялся 50Ω коаксиальный тракт с размещением диода в специально изготовленном резистивном ответвителе [2, 3]. Схема физически эквивалентна размещению диода в разрыв центральной жилы коаксиального тракта (рис. 1а). Переключение диода с напряжением стационарного пробоя $U_b = 1$ кВ и площадью $S \approx 1$ мм² инициируется колоколообразным импульсом запускающего генератора полушириной 1.5 нс и происходит, когда напряжение на диоде превышает 2 кВ (рис. 1б). Моделирование проведено в рамках диффузионно-дрейфовой модели с учетом неоднородности переключения. Обеспечено самосогласованное описание внутренней динамики диода и волновых процессов в коаксиальном тракте, включая отражение от диода как от нестационарной неоднородности этого тракта [3, 4].

Согласие между расчетом и экспериментом (рис. 1б) достигнуто в предположении, что переключение происходит на малой части площади диода S_a : $S/S_a \approx 4$. Проводящий канал формируется пробегом сверхбыстрого фронта ударной ионизации в соответствии с традиционным представлением о механизме переключения. Однако рост тока и падение напряжения на диоде начинаются уже после формирования проводящего канала и обусловлены разрядкой «пассивной» части площади диода через проводящий канал. Главную роль играет внутренний циркуляционный ток, который имеет разное направление в проводящем канале и пассивной части структуры (рис. 1с). Нарастание тока в нагрузке отвечает именно протеканию циркуляционного тока, который сопровождается дополнительной интенсивной ударной ионизацией в проводящем канале (т.н. *back-stroke* [5]).

Таким образом, сверхбыстрое переключение диода в режиме задержанного ударно-ионизационного пробоя существенно неоднородно по площади, а 100-пс время переключения обусловлено не высокой скоростью фронта ионизации, формирующего проводящий канал, а малым временем разряда емкости пассивной части структуры через уже созданный канал. Это модифицированное «внутреннее RC-время» может быть оценено как $\Delta t = \varepsilon\varepsilon_0 E_m S / 2q N_{pl} v_s S_a$, где E_m – напряженность поля перед переключением, N_{pl} – концентрация плазмы в проводящем канале. Процесс переключения диода оказывается отчасти схожим с двухстадийным развитием разряда молнии, который включает в себя, во-первых, распространение лидера и, во-вторых, мощный разряд через сформированный лидером проводящий канал [5].

[1] И.В. Грехов, А.Ф. Кардо-Сысоев, Письма в ЖТФ, 5, 950 (1979).

[2] V. Brylevskiy et al., J. Appl. Phys., 122, 185701 (2017).

[3] M. Ivanov et al., J. Appl. Phys. 131, 014502 (2022).

[4] М.С. Иванов, В.И. Брылевский, П.Б. Родин, Письма в ЖТФ, 47, 32 (2021).

[5] P. Rodin, M. Ivanov, J. Appl. Phys., 127, 044504 (2020).

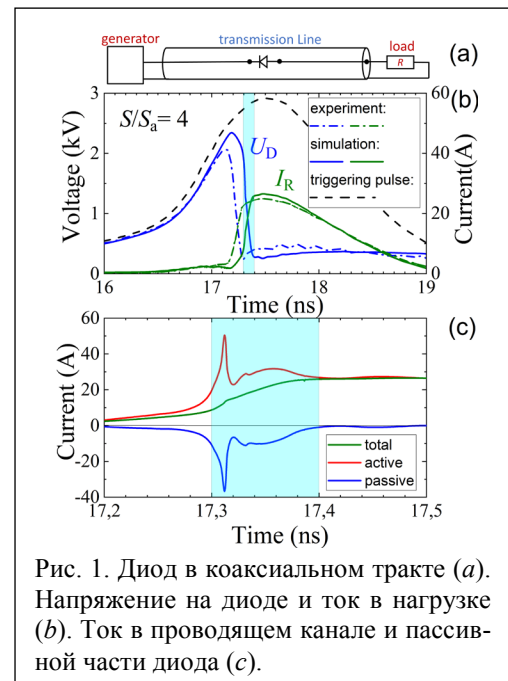


Рис. 1. Диод в коаксиальном тракте (а). Напряжение на диоде и ток в нагрузке (б). Ток в проводящем канале и пассивной части диода (с).

Исследование радиационной стойкости монокристаллов MAPbBr_3 и диодной структуры на их основе

Иштеев А.Р., Константинова К.М.

Лаборатория Перспективной Солнечной Энергетики, 119049, Москва, Ленинский пр., 6

Галогенидные перовскиты – это новый тип полупроводниковых материалов для оптоэлектронных технологий. Перовскитная композиция $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ (MAPbBr_3) с широкой запрещенной зоной вызывает большой интерес для применения в области детекторов ионизирующего излучения. В работе предлагается синтез и изучение оптических и фотоэлектронных свойств монокристаллов металлорганических перовскитов [1]. В качестве прототипа собран диод Шоттки на основе монокристалла перовскита.

Для процесса роста монокристалла используется раствор $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{Br}$ и PbBr_2 в диметилформамиде. Рост осуществлялся путем нагревания раствора. Продуктом синтеза является монокристалл MAPbBr_3 с внутренней кубической формой и размерами $6 \times 6 \times 3$ миллиметра (рисунок 1).

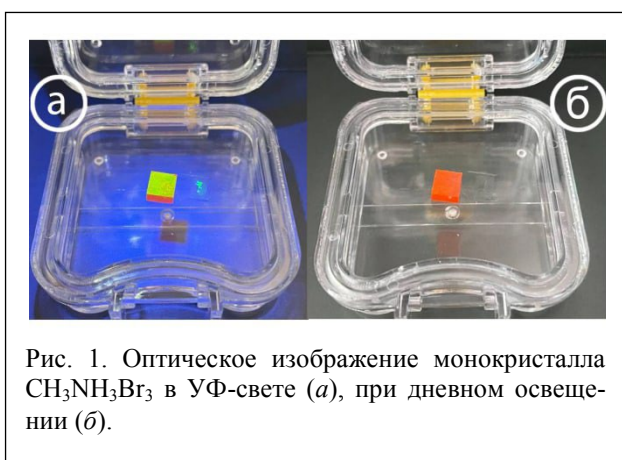


Рис. 1. Оптическое изображение монокристалла $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{Br}_3$ в УФ-свете (а), при дневном освещении (б).

Сравнение проводилось между исходными кристаллами после синтеза и после облучения пучком быстрых электронов (доза 25 и 100 Мрад). Для определения оптических свойств полированных перовскитных монокристаллов проводилось измерение спектров поглощения и фотолюминесценции. Наблюдалась видимая поверхностная фотолюминесценция зеленого цвета (551 нм). Сравнение коэффициента преломления и экстинкции проводилось методом эллипсометрии в диапазоне от 300 до 3500 нм.

Визуализация спектральных изменений проведена методом двухфотонной конфокальной микроскопии. Описано изменение работы выхода кристалла до и после облучения, приведено картирование методом кельвин-зондовой силовой микроскопии.

Приводится сравнение фазового состава кристаллов MAPbBr_3 до и после облучения. Рентгенфазовый анализ идентифицирует продукты синтеза как кубический монокристалл $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3$ с пространственной группой Pm-3m .

Монокристаллы MAPbBr_3 продемонстрировали радиационную стойкость при высокой дозе облучения, удовлетворяющую требованиям для долгосрочной функциональности в качестве детекторов ионизирующего излучения. Мы демонстрируем прототип на основе монокристалла перовскита с диодной вольт-амперной характеристикой.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 21-19-00853).

[1] A. Ishteev et al. *J. Mater. Chem. C*, 2022.

Особенности технологии изготовления магниторезистивных диодов $p\text{-(Ga,Mn)As}/n\text{-InGaAs}/n^+\text{-GaAs}$

Калентьева И.Л., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н.,
Здоровейцев А.В., Кудрин А.В.

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

Магниторезистивные диоды $p\text{-(Ga,Mn)As}/n\text{-InGaAs}/n^+\text{-GaAs}$ были изготовлены сочетанием методов МОС-гидридной эпитаксии и импульсного лазерного нанесения (ИЛН). Слой $n\text{-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As:Si}$ (толщиной 1.5 мкм с содержанием индия $x \sim 0.07\text{--}0.1$) формировался при 650 °С методом МОС-гидридной эпитаксии. Затем температура понижалась до 330 °С, и методом ИЛН изготавливался слой (Ga,Mn)As толщиной около 10 нм и покровный слой GaAs толщиной 5–8 нм. Содержание Mn, определяемое соотношением времен распыления мишеней Mn и GaAs, составляло $Y_{\text{Mn}} = t_{\text{Mn}}/(t_{\text{GaAs}} + t_{\text{Mn}}) = 0.13$. Поверх слоя (Ga,Mn)As методом электронно-лучевого испарения в вакууме наносился металлический контакт, затем с применением фотолитографии и химического травления изготавливались мезаструктуры диодов диаметром ~ 500 мкм. Было использовано два варианта контакта: составной контакт Ti/Pd/Au с толщинами слоев 50/50/30 нм и тонкий (30 нм) слой Au. Изучались вольт-амперные характеристики (ВАХ) и магнитопольевые зависимости сопротивления изготовленных диодов ($\text{MR}(H)$) с использованием гелиевого криостата замкнутого цикла при температурах от 10 до 300 К. Измерения $\text{MR}(H)$ осуществлялись в режиме источника напряжения. Магнетосопротивление определялось по формуле $\text{MR}(H) = (R(H) - R(0))/R(0) \times 100\%$, где $R(H)$ и $R(0)$ – значения сопротивления диода в магнитном поле и без него. Магнитное поле в диапазоне $H = \pm 3600$ Э прикладывалось перпендикулярно поверхности структур.

Установлено, что использование контакта Ti/Pd/Au приводит к уменьшению высоты потенциального барьера $p\text{-}n$ перехода (рис. 1) и уменьшению тока насыщения на обратной ветви ВАХ на порядок величины до значений $2 \cdot 10^{-5}$ А при напряжении -2 В. Наблюдаемые изменения обусловлены особенностями формирования контактных слоев. Известно, что использование подслоя титана позволяет сформировать омический контакт к слою $p\text{-GaAs}$ [1], в то время как использование золотого контакта к $p\text{-GaAs}$ приводит к образованию барьера Шоттки (0.47 эВ согласно данным [2] для $p\text{-GaAs}$ при 77 К).

Диоды демонстрируют эффект отрицательного магнетосопротивления (ОМС), сохраняющийся до температур 70–80 К, связанный с уменьшением рассеяния носителей заряда вследствие ферромагнитного упорядочения в слое (Ga,Mn)As [3]. Установлено, что использование контакта Ti/Pd/Au способствует значительному усилению эффекта ОМС и повышению температурного диапазона его наблюдения. Модуль MR достигает значений более 4.5 % в магнитном поле 3600 Э против 2 % для случая диодов с контактом Au (рис. 1).

Работа выполнена при поддержке госзадания (проект 075-03-2020-191/5).

[1] Бланк Т.В., Гольдберг Ю.А. *Физика и техника полупроводников*, **47**, 1281 (2007).

[2] W.G. Spitzer, C.A. Mead. *J. Appl. Phys.*, **34**, 3061 (1963).

[3] Б.Н. Звонков и др. *Физика твердого тела*, **62**, 373 (2020).

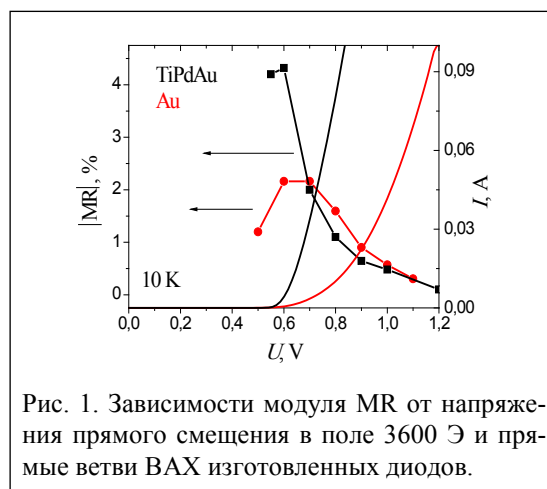


Рис. 1. Зависимости модуля MR от напряжения прямого смещения в поле 3600 Э и прямые ветви ВАХ изготовленных диодов.

Исследование тепловых свойств восстановленного лазерным излучением оксида графена методом lock-in ИК-радиометрии

Клоков А.Ю.¹, Шарков А.И.¹, Евлашин С.А.², Хмельницкий Р.А.¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

²Центр технологии материалов, Сколтех, 121205, Москва, Большой бульвар, 30, стр. 1

Лазерное восстановление оксида графена (GO) привлекает значительное внимание, поскольку оно позволяет создать гибкий технологический процесс формирования графеновых областей произвольной формы с размерами вплоть до субмикронных без химической обработки практически на любой подложке. Предполагается, что такая технология позволит создавать на основе графена полевые транзисторы, солнечные элементы, приемники излучений и т.д. (см., например, [1] и приведенные там ссылки). При создании тепловых приемников излучения (болометров) на основе лазерно-восстановленного оксида графена (rGO) основными параметрами, влияющими на быстродействие и чувствительность, являются теплопроводность и теплоемкость сформированных слоев.

В работе методом lock-in ИК-радиометрии исследуются тепловые свойства свободно висящих структур rGO/GO, полученных методом лазерного восстановления. Оксид графена был получен из коммерчески доступного графитового порошка (Timtex KS 15) методом Hummers [2] на стеклянной подложке. После высыхания от подложки отслаивались слои оксида графена толщиной 30–50 мкм. Восстановление оксида графена проводилось с помощью импульсного волоконного лазера ($\lambda = 1064$ нм, $E_p = 20\text{--}320$ мкДж) [3]. Диаметр пучка на поверхности GO ~50 мкм, экспозиция поверхности определялась соотношением скорости сканирования и частоты повторения. Таким образом, были изготовлены двухслойные образцы, у которых по данным SEM толщины слоев rGO/GO составляли соответственно 10–20 мкм и 20–40 мкм. Измерение методом FTIR-спектроскопии в диапазоне длин волн 1.5–20 мкм показало, что у всех образцов есть полосы небольшого пропускания (0.1–5%) с максимумами на 2.5, 5, 6, 10 мкм. С помощью ИК-микроскопа с набором фильтров регистрировалось тепловое излучение с поверхности образца, который нагревался полупроводниковыми лазерами ($\lambda = 660$ нм, $P = 5\text{--}10$ мВт, диаметр пучка на образце ~3 мм), ток накачки которых модулировался в диапазоне частот 1 Гц – 100 кГц. Один из лазеров мог облучать заднюю, а другой переднюю по отношению к ИК-микроскопу поверхность образца. Образцы устанавливались к микроскопу как GO, так и rGO-поверхностями. Выход КРТ-детектора ИК-микроскопа измерялся с помощью lock-in SR-830. Тепловое излучение образцов регистрировалось в диапазонах длин волн 1.6–13 мкм (без фильтров), 2–5 мкм, 5–8 мкм, 8–12 мкм (с фильтрами). Сравнение частотных зависимостей спада амплитуды ИК-излучения от поверхностей rGO и GO при их периодическом лазерном нагреве показало, что коэффициент температуропроводности rGO приблизительно на порядок больше, чем у исходного GO. Кроме того, при оптическом нагреве поверхности rGO и регистрации ИК-излучения со стороны GO получена немонотонная зависимость амплитуды ИК от частоты. Положение локального минимума зависит от спектрального диапазона, в котором измеряется ИК-излучение, что связано с особенностями коэффициента пропускания образца. Для интерпретации результатов была построена 1D двухслойная тепловая модель, учитывающая теплоотвод в воздух, а также спектральные особенности коэффициента пропускания структур, позволившая оценить тепловые параметры слоев.

[1] Z. Wan et al., *Adv. Mater. Technol.* 1700315 (2018).

[2] J. Hummers et al., *J. Am. Chem. Soc.* **80** (6), 1339 (1958).

[3] S. Evlashin et al., *ACS Appl. Mater. Interfaces* **8**, 28880 (2016).

Поверхностно-излучающие квантово-каскадные лазеры с дифракционной решеткой, изготовленной методом травления сфокусированным ионным пучком

Колодезный Е.С.¹, Бабичев А.В.¹, Михайлов Д.А.^{1,2}, Гладышев А.Г.¹, Вознюк Г.В.^{1,2}, Митрофанов М.И.², Слипченко С.О.², Лютецкий А.В.², Дюделев В.В.², Евтихийев В.П.², Карачинский Л.Я.¹, Новиков И.И.¹, Соколовский Г.С.², Пихтин Н.А.², Егоров А.Ю.³

¹ Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, лит. А

² ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³ Алферовский университет, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ) среднего инфракрасного диапазона представляют особый интерес для химического зондирования [1], а использование кольцевого резонатора позволяет реализовать тестирование микросхем и двумерных матриц. Из-за малых размеров кольцевого резонатора ККЛ упрощает достижение непрерывного режима работы лазера при комнатной температуре. Правильный выбор периода дифракционной решетки второго порядка (ДРВП) позволяет реализовать поверхностный вывод излучения по нормали к поверхности ККЛ. Использование сдвига фазы позволяет получить сфокусированное излучение с максимумом интенсивности в центре в дальнем поле. Малые геометрические размеры позволяют интегрировать на подложке кольцевые ККЛ и полые волноводы, что дает возможность изготавливать системы детектирования нескольких газов в смеси.

В ходе доклада будут представлены результаты по изготовлению и исследованию характеристик поверхностно-излучающих ККЛ спектрального диапазона 7.5–8.0 мкм с кольцевым резонатором с выводом излучения через ДРВП с двойным сдвигом фазы. Для формирования ДРВП использован метод травления сфокусированным ионным пучком, являющийся альтернативой методам реактивного ионного травления верхней обкладки волновода [1] или селективного жидкостного травления слоя InGaAs с последующим заращиванием слоем InP [3].

Гетероструктура ККЛ была изготовлена методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Активная область содержала 50 периодов и формировалась на основе гетеропары твердых растворов $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ в конструкции с двухфононным опустошением нижнего уровня. Толщина верхней обкладки волновода составляла 3.9 мкм. ДРВП формировалась в сверхвысоком вакууме с помощью сфокусированного ионного пучка ионов галлия с энергией 30 кэВ и рабочим током 490 пА. Период решетки составлял 2.32 мкм. Сквозность штрихов решетки составляла ~50%. Глубина ионной обработки штрихов составляла 1.2 мкм с учетом толщины металлизации. Изготовленные ККЛ с кольцевым резонатором продемонстрировали генерацию при комнатной температуре с пороговым током около 2.5 А, что соответствует пороговой плотности тока 10.4 кА/см². Спектральные исследования показали наличие четырех мод шепчущей галереи в спектре генерации вблизи 7.75 мкм (рис. 1). Увеличение тока накачки до 4.0 А не приводит к появлению дополнительных оптических мод. Полная ширина распределения интенсивности дальнего поля (на полувысоте) составила порядка 20°.

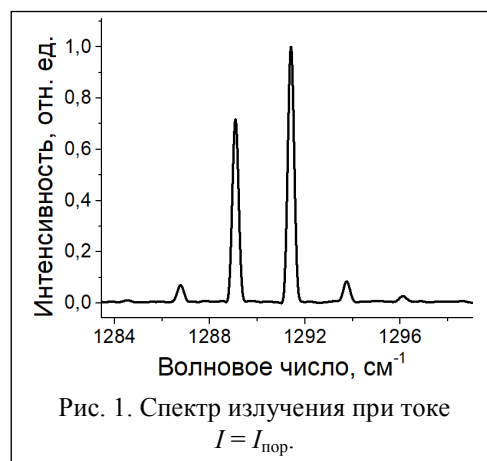


Рис. 1. Спектр излучения при токе $I = I_{\text{пор}}$.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-79-10285).

[1] R. Szedlak et al., *Optical Engineering*, 57(01), 1 (2017).

[2] M. Piccardo et al., *Nature*, 582(7812), 360 (2020).

[3] D.H. Wu, M. Razeghi, *APL Materials*, 5(3), 035505 (2017).

Зависимость выходной мощности перовскитных фотопреобразователей от цветовой температуры искусственных источников освещения

Комаричева Т.О., Талбанова Н.Р., Лучников Л.О., Саранин Д.С., Диденко С.И., Ди Карло А.

ЛПСЭ НИТУ МИСиС, 119049, Москва, Ленинский пр., 4

В настоящее время растет рынок датчиков телекоммуникации, потребляемая мощность которых в основном не превышает 1 мВт [1]. Проблему беспроводного питания IoT-устройств можно решить, используя перовскитные фотопреобразователи в качестве внешнего источника питания. На сегодняшний день именно перовскитные материалы являются наиболее перспективными для изготовления фотопреобразователей ввиду оптимальных электрофизических свойств, таких как высокая подвижность носителей заряда, высокий коэффициент поглощения ($> 10^5 \text{ см}^{-1}$) и сниженные темпы безызлучательной рекомбинации [2]. Перовскитные солнечные элементы (ПСЭ) с p-i-n архитектурой показывают рост КПД при низком уровне освещенности, что обуславливает их эксплуатационные преимущества по сравнению со стандартными технологиями ФЭП.

Важным аспектом является сопоставление спектра поглощения используемого перовскитного материала со спектрами излучения стандартных осветительных систем.

В работе были изготовлены ПСЭ на основе мультикатионных перовскитов с различными ШЗЗ – 1.60 эВ (опорный тип), 1.72 эВ, 1.82 эВ, 1.97 эВ – и различными толщинами перовскитного поглотителя: 200 нм, 450 нм и 600 нм. Продемонстрирована корреляция между максимальной выходной мощностью (КПД) ПСЭ с различными ШЗЗ и цветовой температурой (ЦТ) светодиодных источников (LED) освещения (1700 К – 6500 К)

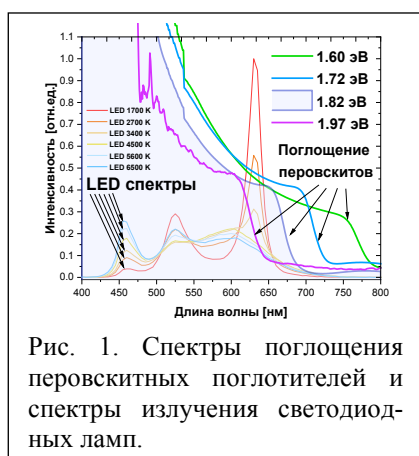


Рис. 1. Спектры поглощения перовскитных поглотителей и спектры излучения светодиодных ламп.

при освещенности 200 люкс и 1000 люкс. Наибольшие значения максимальной мощности (КПД) показали ПСЭ на основе перовскита с ШЗЗ 1.72 эВ и толщиной 450 нм – 20.4 мкВт/см² (31.4 %) и 111.6 мкВт/см² (34.4 %) при освещенности 200 и 1000 люкс (ЦТ – 1700 К), что на 14 % и 9 % выше, чем на опорных образцах, соответственно. В работе также представлены данные световых (AM1.5 G, LED 200, 1000 люкс) и темновых вольт-амперных характеристик, спектры внешней квантовой эффективности, снимки АСМ, рентгеновской спектроскопии и спектры поглощения используемых пленок перовскитов.

Авторы благодарят финансовую поддержку проекта Минобрнауки России по Мегагранту РФ № 075-15-2021-635, в рамках которого были выполнены представленные исследования.

[1] M. Luan, J., et al., *CrystEngComm*, 18, 28, 5257–5261 (2016).

[2] M.A. Green et al., *Nature Photonics*, 8, 7, 506–514 (2014).

Slot-die печатные перовскитные солнечные элементы и мини-модули

Ле Тхай Шон¹, Гостищев П.А.¹, Саранин Д.С.¹, Диденко С.И.¹, Ди Карло А.^{1,2}

¹L.A.S.E – Лаборатория перспективной солнечной энергетики, 119049, Москва, Ленинский пр., 6

²CHOSE – Центр гибридной и органической солнечной энергии, факультет электронной инженерии, Римский университет Тор Вергата, 00133, Рим, ул. Politecnico, 1, Италия

Одной из ключевых проблем фотовольтаики на основе галогенидных перовскитных полупроводников является масштабирование технологических процессов. Стремительный прогресс в увеличении коэффициента полезного действия (КПД) перовскитных фотопреобразователей (текущий рекорд – 25.8% [1]) достигнут на лабораторных образцах. Для широкоформатных фотомодулей остаются нерешенными задачи однородности толщины и морфологии тонких пленок, полученных дешевыми промышленными методами печати (slot-die, inkjet и пр.). В данной работе представлены результаты по разработке полного цикла slot die печати перовскитных фотомодулей с p-i-n архитектурой: NiO_x-перовскит CsFAPbI₃/PCBM/BCP. Было обнаружено, что температура предварительного нагрева подложки играет критическую роль в процессе печати р-слоя NiO_x. При увеличении температуры подложки от 85 до 105 °С толщина пленки NiO_x изменялась от 12 до 20 нм, что определяло шунтирующие свойства полученных фотопреобразователей. Метод «вакуумного испарения» (VASP) [2] использовался для кристаллизации тонких пленок перовскита состава CsFAPbI₃. Было определено, что использование добавок хлоросодержащего катиона (НС(NH₂)₂Cl – FACl) существенно влияет на рост зерен в микрокристаллических пленках. Использование добавки 10 % FACl увеличило средний размер зерен напечатанного CsFAPbI₃ со 120 до 420 нм. Кроме того, VASP также продемонстрировал эффективную обработку для формирования тонких электрон-транспортных слоев – PCBM/BCP на воздухе.

Приборные характеристики slot-die напечатанных солнечных элементов были измерены под солнечным симулятором Abet 11016A Sun3000 при стандартных условиях (световой спектр 1.5 AM G с откалиброванной интенсивностью 100 мВт/см²). КПД полученных солнечных элементов (активная площадь 0,14 см²) достиг >17% и 14,9% для мини-модулей с двумя последовательно соединенными ячейками (общая активная площадь 2,09 см²). Полученные результаты показали, что slot-die печать и VASP могут быть эффективно использованы для масштабирования ПСЭ с p-i-n архитектурой.

Авторы благодарят финансовую поддержку проекта Минобрнауки России по Мегагранту РФ № 075-15-2021-635, в рамках которого были выполнены представленные исследования.

[1] <https://www.nrel.gov/pv/cell-efficiency.html>.

[2] X. Li et al. “A vacuum flash – assisted solution process for high-efficiency large-area perovskite solar cells” *Science*, 8060, June, 1–10 (2016).

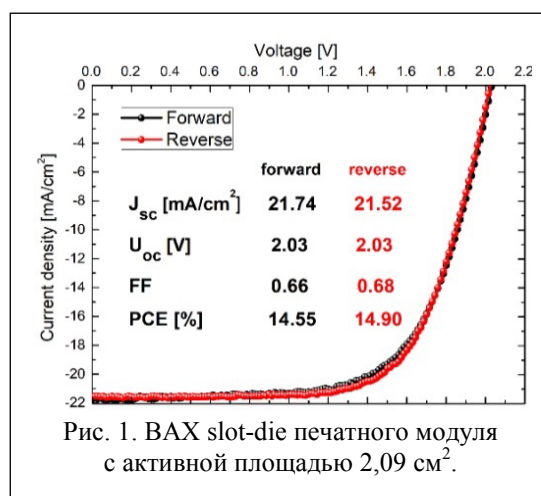


Рис. 1. ВАХ slot-die печатного модуля с активной площадью 2,09 см².

Лазеры на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe для среднего и дальнего ИК-диапазонов

Морозов С.В.^{1,2}, Румянцев В.В.^{1,2}, Алешкин В.Я.^{1,2}, Фадеев М.А.¹, Уточкин В.В.¹,
Разова А.А.^{1,2}, Кудрявцев К.Е.¹, Жолудев М.С.¹, Дубинов А.А.¹, Гавриленко В.И.^{1,2},
Дворецкий С.А.³, Михайлов Н.Н.³

¹ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

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

³ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

В работе обсуждаются особенности достижения стимулированного излучения (СИ) на межзонных переходах в гетероструктурах с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe в среднем ИК-диапазоне в полосе остаточных лучей A_{III}V_V-материалов.

Впервые наблюдается СИ в области длин волн 20–31 мкм (практически недоступной для квантово-каскадных лазеров на основе A_{III}V_V-гетероструктур) в импульсном и непрерывном режимах с пороговой плотностью мощности возбуждения менее 1 Вт/см².

Это оказалось возможным, в частности, благодаря оптимизации состава и толщины квантовой ямы, при которой удалось существенно подавить безызлучательный канал оже-рекомбинации носителей путем точной настройки зонной структуры квантовых ям HgCdTe. Из-за резкого падения показателя преломления в GaAs-подложке в области остаточных лучей удалось в достаточной степени локализовать поле в волноводе и получить СИ на длине волны 31 мкм при 8 К.

Обсуждаются спектральные особенности СИ, связанные с вытеканием поля из волновода в подложку в области длин волн 25–30 мкм. Так, увеличение толщины CdTe буфера на GaAs-подложке с 10 до 15 мкм позволяет уменьшить порог СИ на 3 порядка за счет улучшения локализации TE₀-моды и уменьшения модовых потерь примерно в 30 раз.

Благодаря этому удалось получить СИ в условиях квазинепрерывного возбуждения с шириной линии менее 0.5 мэВ при интенсивности возбуждения 0.8–3 Вт/см².

В докладе обсуждаются первые результаты по достижению лазерной генерации с оптической накачкой в торцевых резонаторах на полосках и резонаторах с модами шепчущей галереи, изготовленных методом ионного травления. Получены спектры многомодовой лазерной генерации на длинах волн 4–10 мкм с шириной линий ~ 0.4 см⁻¹ (~ 0.05 мэВ), что более чем на порядок уже характерных ширин линий СИ для этих же структур.

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

Работа поддержана НЦМУ «Центр фотоники» при финансировании Министерством науки и высшего образования РФ (соглашение № 075-15-2020-906).

[1] S.V. Morozov et al. *ACS Photonics* 8, 3526 (2021).

Влияние температуры на свойства двухтерминального металлоорганического перовскитного перезаписываемого мемристора для нейроморфных операций

Ненашев Г.В., Алешин А.Н.

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

Нейроморфные вычисления сегодня рассматриваются как возможный путь реализации многообещающих энергоэффективных процессов самоадаптивного обучения и параллельных вычислений, основу которых составляют биологические синапсы [1, 2]. В качестве электронных аналогов биологических синапсов могут рассматриваться полимерные, перовскитные и композитные синаптические устройства на основе мемристорных структур. Мемристорные устройства на основе таких веществ представляют собой новый класс электронных элементов для имитации свойств синапса и создания нейроморфных систем [3–5]. Особое внимание сегодня уделяется моделированию синапсов с помощью мемристорных устройств и материалов с эффектом резистивного переключения сопротивления под действием электрического поля и света [4–6]. Целью данной работы является изготовление двухтерминального перезаписываемого мемристора на основе металлоорганических перовскитов для нейроморфных операций и исследование его температурных свойств.

Были исследованы температурные зависимости вольт-амперных характеристик (ВАХ) двухтерминального перезаписываемого мемристора на основе композитной пленки металлоорганического перовскита с GO в планарной геометрии. Установлено, что эффект переключения сопротивления характеризуется временем переключения ~ 40 нс и более выражен при температурах ниже 250 К, при которых преобладает ионная проводимость и начинает преобладать электронный транспорт. Этот эффект наблюдается при приложении как положительного, так и отрицательного напряжения, а гистерезис ВАХ значительно уменьшается при $T < 250$ К. Изменение проводимости при температурах от 290 К до 100 К объясняется переходом от механизма миграции ионов к электронной проводимости во внешнем электрическом поле с возможным влиянием фазового структурного перехода в пленке перовскита при $T < 200$ К.

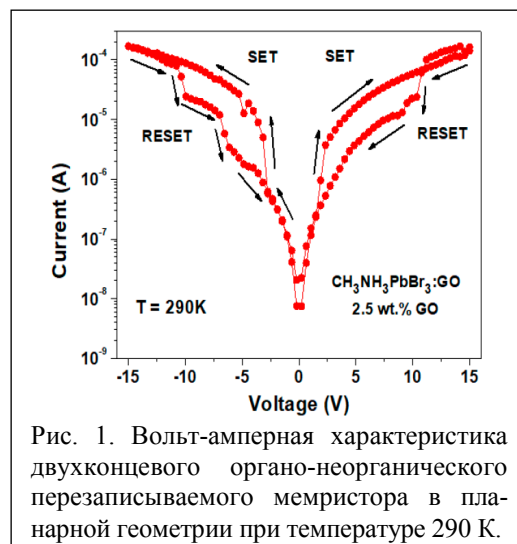


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика двухконцевого органо-неорганического перезаписываемого мемристора в планарной геометрии при температуре 290 К.

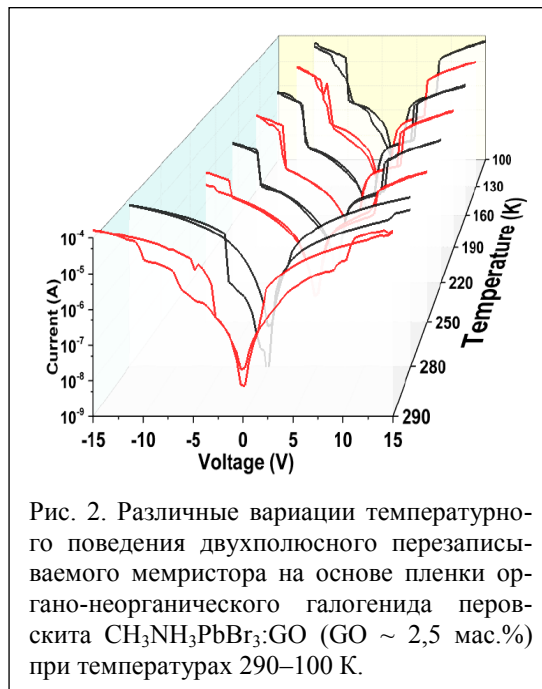


Рис. 2. Различные вариации температурного поведения двухполюсного перезаписываемого мемристора на основе пленки органо-неорганического галогенида перовскита $\text{CH}_3\text{NH}_3\text{PbBr}_3:\text{GO}$ (GO $\sim 2,5$ мас.%) при температурах 290–100 К.

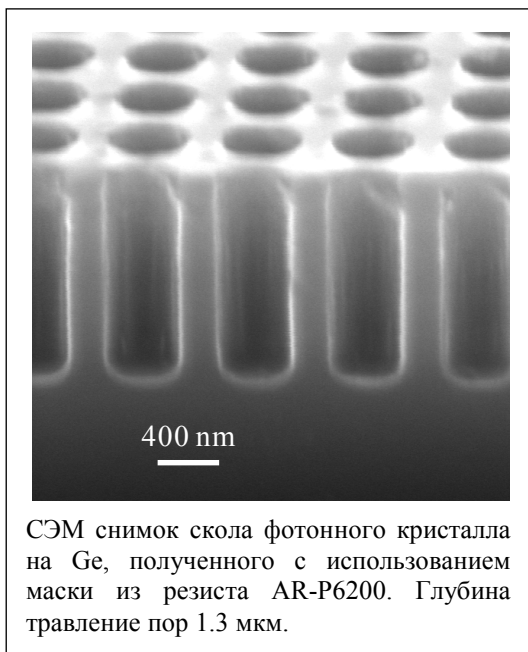
- [1] J.D. Kendall, S. Kumar, *Appl. Phys. Rev.*, 7, 011305 (2020).
- [2] J. Park, *Electronics*, 9, 1414 (2020).
- [3] Y. Zhao et al., *J. Huang Organic Electronics*, 83, 05749 (2020).
- [4] H.-T. Zhang et al., *Appl. Phys. Rev.*, 7, 011309 (2020).
- [5] I. Chakraborty et al., *Appl. Phys. Rev.*, 7, 021308 (2020).
- [6] X. Xing et al., *Sci. Technol. Adv. Mater.*, 21, 101 (2020).

Плазмохимическое травление Si и Ge на большую глубину с использованием маски из электронных резистов

Шенгуров Д.В., Скороходов Е.В., Гусев С.А., Юрасов Д.В.,
Шалеев М.В., Перетокин А.В., Новиков А.В.

ИФМ РАН, 603950, Нижний Новгород, ГСП-105

Электронная литография в комбинации с методами плазмохимического травления (ПХТ) является одним из наиболее широко используемых подходов формирования полупроводниковых наноструктур. При этом для ПХТ в качестве маски используется рисунок созданный либо непосредственно в электронном резисте, либо в пленке металла. Последний подход является более сложным, но из-за большой селективности травления многих металлов относительно



полупроводников позволяет проводить ПХТ на большую глубину. Максимальная же глубина ПХТ при использовании маски из резиста существенно ограничена ее низкой селективностью (s – отношение скоростей травления полупроводника и резиста), которая в случае Si для различных резистов лежит в диапазоне $s = 2 \div 4$ [1]. В данной работе продемонстрирована возможность достижения $s > 5$ при ПХТ Si и Ge с использованием ПММА резиста в качестве негативного резиста и позитивного резиста AR-P6200.

Известно [2], что ПММА, широко используемый в качестве позитивного резиста, при высоких (>5000 мкКл/см²) дозах экспонирования может быть использован в качестве высокоразрешающего негативного резиста (далее – НФПММА). Было показано, что при использовании смеси газов SF₆+CHF₃ или SF₆+C₄F₈ селективность маски из НФПММА при ПХТ Si состав-

ляет $s \sim 6$ (скорость травления Si $V_{Si} \sim 9$ нм/с, а $V_{НФПММА} \sim 1.5$ нм/с), что в 3 раза больше, чем для маски из ПММА в качестве позитивного резиста, и в 1.5 раза больше, чем для маски из широко используемого негативного резиста HSQ (XR-1541) [1]. Для маски из плазмостойкого позитивного резиста было выявлено, что при разбиении общего времени ПХТ на короткие (15–20 с) этапы с паузами между этапами его селективность относительно травления Si и Ge значительно увеличивается. Так, при ПХТ Si в непрерывном режиме в течение 60 с селективность для маски из AR-P6200 составила $s \sim 3$, что совпадает с литературными данными [1], а при разбиении этого времени на 4 этапа по 15 с каждый значение s увеличилось вдвое. Для Ge благодаря его большей по сравнению с Si скорости травления использование коротких этапов травления позволило для маски из AR-P6200 достичь $s \sim 10$. Рост значения s при использовании коротких этапов травления связывается с увеличением скорости травления резиста при его разогреве в процессе ПХТ. С учетом полученных результатов с применением маски из резистов, толщина которой лежала в диапазоне 200–250 нм, были сформированы одиночные Si дисковые резонаторы высотой > 600 нм и фотонные кристаллы в Ge слоях толщиной более 1 мкм.

Работа выполнена при поддержке РФФ (грант № 19-72-10011).

[1] A. Goodyear et al., Proc. of SPIE 9428, 94280V-1 (2015).

[2] I. Zailer et al., Semicond. Sci. Technol. 11, 1235 (1996).

Моделирование вольт-амперных характеристик и пробоя в сверхрешетках с малым числом периодов

Оболенский С.В., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Тарасова Е.А., Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Оболенская Е.С., Иванов А.С., Павельев Д.Г.

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

Сверхрешетки с малым (4–10) числом периодов находят применение в умножителях, генераторах, смесителях и других устройствах терагерцового диапазона частот [1]. Функционирование указанных устройств в режиме большого сигнала позволяет получить максимальную мощность полезного сигнала, однако явление пробоя, основной характеристикой которого является напряжение пробоя – $U_{пр}$, препятствует повышению рабочих напряжений и дальнейшему увеличению выходной мощности. В связи с этим исследование явлений пробоя в сверхрешетках является актуальной задачей [2].

В работе исследовались диодные структуры на основе шестипериодной сверхрешетки на основе соединения AlAs/GaAs. Структура содержала 4 монослоя AlAs и 18 монослоев GaAs. Измерялись вольт-амперные характеристики. Результаты измерений приведены на рис. 1. Анализ экспериментальной ВАХ диодов на основе сверхрешетки с шестью AlGaAs/GaAs периодами показал, что в диапазоне напряжений от $U_{пр}/2$ до $U_{пр}$ видны характерные нарастающие ступеньки тока, которые по мере роста напряжения увеличиваются по своей величине и переходят в резкий рост тока пробоя. В связи с тем, что диапазон указанных напряжений соответствует величинам падения напряжения на периоде сверхрешетки, сопоставимым с десятками долями вольта, а высота барьера сверхрешетки составляет 0.3 эВ, изгиб зонной диаграммы сверхрешетки достаточно велик, так что возникает возможность туннелирования электронов через первые несколько барьеров сверхрешетки в надбарьерный диапазон энергий. Тогда возможно, что по мере роста подаваемого напряжения количество барьеров, через которые туннелирует электрон, уменьшается, что и вызывает ступенчатое увеличение тока, а затем и пробоем, возникающий из-за перегрева полупроводника протекающим током большой величины. Результаты численных расчетов вольт-амперной характеристики исследуемой сверхрешетки с помощью модели, основанной на решении уравнения Шредингера [3], показали корректность данного предположения. Проводились расчеты вольт-амперных характеристик структур с различным количеством периодов сверхрешетки: 6 периодов без переходных периодов в начале и конце СП, 12 периодов без переходных периодов и 12 периодов с учетом переходных периодов сверхрешетки. Показано, что переходные периоды существенно влияют на вид вольт-амперной характеристики: определяют наличие участка отрицательной дифференциальной проводимости, ее величину и форму ступенек до наступления пробоя.

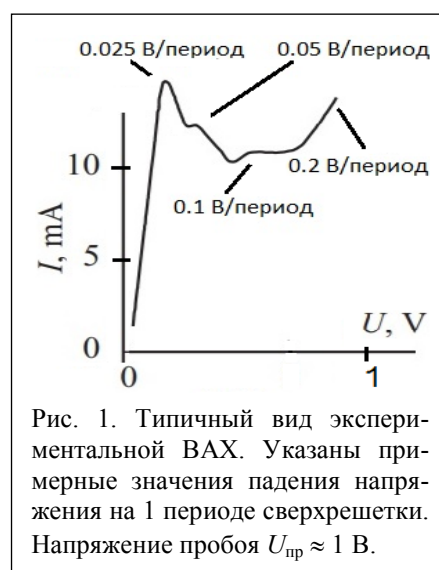


Рис. 1. Типичный вид экспериментальной ВАХ. Указаны примерные значения падения напряжения на 1 периоде сверхрешетки. Напряжение пробоя $U_{пр} \approx 1$ В.

[1] Д.И. Дюков, А.Г. Фефелов, А.В. Коротков и др. Сравнение эффективности перспективных гетероструктурных умножительных диодов терагерцового диапазона частот // ФТП, 54(10), 1158 (2020).

[2] S.L. Chuang and K. Hess Impact ionization across the conduction band edge discontinuity of quantum well heterostructures // Journal of Applied Physics, 59, 2885 (1986).

[3] Кардона М. Основы физики полупроводников. – М. : Физматлит, 2002. – 560 с.

Импульсные суб-нс источники лазерного излучения на основе GaAs/AlGaAs лазерных гетероструктур с объёмной активной областью

Подоскин А.А., Головин В.С., Шушканов И.В., Веселов Д.А., Николаев Д.Н.,
Пихтин Н.А., Копьев П.С., Слипченко С.О.

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

В работе рассмотрена проблема генерации суб-нс лазерных импульсов излучателями на основе GaAs/AlGaAs лазерных гетероструктур, работающими в режиме модуляции усиления.

В первой части предложена расчетная модель [1] на основе системы сосредоточенных (скоростных) уравнений для оптимизации конструкции гетероструктуры и лазерного чипа под источник накачки с известной экспериментальной формой импульса тока. Целевым параметром оптимизации является максимальная пиковая выходная оптическая мощность при заданной требуемой длительности импульса на полувысоте и генерации в режиме одиночного релаксационного импульса. Входными параметрами являются: объем и фактор ограничения активной области, параметры лазерного резонатора, амплитуда импульса тока. На примере гетероструктуры на длину волны 1060 нм проведена оптимизация параметров излучателей с шириной апертуры 100 мкм для генерации лазерных импульсов с длительностями от 75 до 200 пс и продемонстрировано наличие области оптимальных значений длин резонатора и факторов ограничения активной области при её заданном объеме для генерации лазерных импульсов заданной длительности и максимальной мощности. Также показано, что увеличение объема активной области в сочетании с оптимальным фактором ограничения является одним из ключевых условий увеличения выходной мощности.

Во второй части работы на основе результатов моделирования предложена и экспериментально исследована асимметричная лазерная гетероструктура с объёмной активной областью на длину волны 850 нм. Подход, основанный на использовании сильно асимметричных гетероструктур с объёмной активной областью, был изложен в [2]. Предлагаемая в данной работе структура выполнена на основе $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ волновода толщиной 1.5 мкм. При этом гетероструктура включала в себя $\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}$ n-эмиттер толщиной 3 мкм и $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$ p-эмиттер толщиной 1 мкм, и GaAs активную область толщиной 45 нм, расположенную на границе волновода и p-эмиттера. В результате продемонстрирована пиковая оптическая мощность более 20 Вт в режиме одиночного первого релаксационного импульса длительностью 100 пс. Центральная длина волны лазерной генерации была сдвинута в коротковолновую область относительно квазистационарного режима генерации (200 нс) на 10–15 нм и находилась в диапазоне 845–850 нм. Ширина спектра при этом достигала 30 нм и более по основанию, что значительно превышало ширину спектра в квазистационарном режиме (10–15 нм по основанию). Ширина диаграммы направленности лазерного излучения в плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры, составляла 22° , что хорошо согласовывалось с результатами предварительного моделирования.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

Разработка технологических процессов постростовой обработки осуществлялось при поддержке госзадания ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН.

[1] Golovin V.S. et al., *Systematic optimization of QW semiconductor laser design for subnanosecond pulse generation by gain switching.*, *Journal of Lightwave Technology* (2022).

[2] Ryvkin B., Avrutin E.A., Kostamovaara J.T., *Journal of Lightwave Technology*, 27(12), 2125 (2009).

Модовая селекция во внешнем резонаторе для линеек одномодовых лазеров на длину волны 1060 нм

**Подоскин А.А., Золотарев В.В., Слипченко С.О., Романович Д.Н., Соболева О.С.,
Стрелец В.А., Капитонов В.А., Бахвалов К.В., Казакова А.Е., Фомин Е., Пихтин Н.А.**

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

Получение лазерного пучка высокого оптического качества и, соответственно, яркости является одним из ключевых условий для высокой эффективности использования излучения мощных полупроводниковых лазеров. Одним из решений данной проблемы является использование линеек одномодовых полосковых лазеров, работающих в режиме оптической связи между отдельными латеральными волноводами. Реализация работы линейки на одной общей латеральной лазерной моде позволит снизить расходимость до величин менее 1° , что необходимо для создания мощных источников лазерного излучения с высокой яркостью. Однако реализация подобного режима работы линейки сопряжена с трудностью подавления генерации нежелательных модовых структур вследствие низкой модовой селективности собственного волновода лазерной линейки.

Одним из решений задачи латеральной модовой селекции в линейке из одномодовых полосковых лазеров является использование схемы внешнего резонатора, где внешний оптический элемент (элементы) обеспечивает как эффективную связь между отдельными полосками, так и модовую селекцию с подавлением нежелательных модовых структур. Для экспериментальной демонстрации данного подхода была разработана линейка одномодовых лазеров на основе асимметричной InGaAs/AlGaAs/GaAs гетероструктуры с высоким уровнем оптической связи между полосками, достигаемым за счет уменьшения глубины травления мезаканавок, формирующих полоски. Образцы линеек с напыленными с AR-HR (5–95%) зеркалами без внешнего резонатора демонстрировали наличие оптической связи между полосками, что выражалось в модификации диаграммы направленности и спектров по сравнению с линейками с большей глубиной травления канавок и без связи полосков. Однако режим работы латерального волновода был многомодовый, что подтверждалось большой расходимостью на уровне FWHM, достигающей 5° .

Для работы во внешнем резонаторе на торцы линеек напылялись отражающие (5%) и просветляющие (менее 1%) SiO₂- и AlN-покрытия для подавления генерации собственных мод резонатора Фабри – Перо. Линейки в схеме внешнего резонатора на основе коллимирующей линзы и диэлектрического зеркала демонстрировали наличие эффективной обратной связи между полосками, что выражалось в изменении диаграммы направленности излучения. Управление модовой селекцией реализовано с помощью поперечного смещения линейки относительно коллимирующей линзы, а также с помощью применения регулируемой оптической щели, ограничивающей ширину сколлимированного пучка между линзой и зеркалом. В результате была продемонстрирована генерация как на четных, так и на нечетных модах высших порядков, ширина отдельных лепестков диаграммы направленности была около 1° .

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19-79-30072).

Оптимизация конструкции гетероструктур рНЕМТ для ключевых транзисторов СВЧ-диапазона

Протасов Д.Ю.^{1,2}, Дмитриев Д.В.¹, Журавлев К.С.¹, Айзенштат Г.И.³,
Ющенко А.Ю.³, Пашковский А.Б.⁴

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГТУ, 630073, Новосибирск, пр. Карла Маркса, 20

³АО НИПП, 634034, Томск, ул. Красноармейская, 99а

⁴АО «Исток» им. А.И. Шокина, 141190, г. Фрязино, ул. Вокзальная, 2а

Вследствие интенсивного развития систем связи и возросших требований к гражданским и военным высокочастотным устройствам требуется совершенствование твердотельной элементной компонентной базы (ЭКБ) сверхвысокочастотной электроники. Одним из основных компонентов такой ЭКБ являются монолитные интегральные схемы, реализующие функции мощных усилителей, маломощных усилителей, смесителей сверхвысокочастотных (СВЧ) сигналов, а также СВЧ-переключателей. Для изготовления СВЧ-переключателей широко применяются транзисторы на основе псевдоморфных AlGaAs/InGaAs/GaAs гетероструктур с высокой подвижностью электронов (рНЕМТ) [1]. К параметрам ключевых транзисторов рНЕМТ, на которых строятся данные схемы, предъявляется целый ряд требований, главные из которых заключаются в обеспечении минимального сопротивления транзистора в открытом состоянии R_{on} и минимальной емкости в закрытом состоянии C_{off} . Математическим моделированием было показано [2], что при оптимизации конфигурации гетероструктуры можно с успехом использовать одностороннее легирование.

В настоящей работе было проведено исследование как влияния способа и уровня легирования, так и конструкции спейсерного слоя на сопротивление рНЕМТ-гетероструктуры с односторонним легированием. На основе гетероструктур с оптимальными значениями подвижности и проводимости изготовлены макеты интегральных схем двухпозиционных рНЕМТ-переключателей и измерены их параметры.

В области концентраций легирующей примеси $(2-5) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ концентрация электронов возрастает линейно во всех исследуемых сериях гетероструктур. При достижении концентрации примеси $(5-6) \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ в гетероструктурах с δ -легированием наблюдается ступенчатое увеличение концентрации электронов. Далее концентрация электронов увеличивается тоже линейно, но с большей скоростью, чем до скачка, причем насыщения концентрации не наблюдается.

На рНЕМТ-гетероструктурах с односторонним δ -легированием на уровне $6 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$ была разработана технология монолитных интегральных схем (МИС) с проектной нормой 0.5 мкм. Транзисторы с шириной затвора 100 мкм характеризовались следующими параметрами: R_{on} –10 Ом, C_{off} –0.037 пФ, напряжение отсечки –1.3 В, максимальная крутизна 400 мСм/мм, ток насыщения 380 мА/мм, напряжение пробоя 10 В. С использованием указанной технологии были разработаны МИС двухпозиционных переключателей поглощающего типа с ТТЛ-управлением со следующими параметрами: диапазон частот 0–20 ГГц, вносимые потери не более 2.2 дБ, возвратные не более 11.7 дБ, изоляция не менее 40 дБ, верхняя граница линейности по входу при компрессии коэффициента передачи на 1 дБ не менее 23 дБм, точка пересечения интермодуляционных составляющих третьего порядка по входу не менее 40 дБм.

[1] Li Zhao et al., *IEEE Micro&Wireless Comp. Lett.* 27(5), 485 (2017).

[2] Jung-Hun Oh et al., *ETRI Journal*, 31(3), 342 (2009).

Максены $Ti_3C_2T_x$ для легирования и модификации поверхности стабилизированных перовскитных солнечных элементов

Саранин Д.С., Якушева А.С., Муратов Д.С., Диденко С.И., Ди Карло А.

ЛПСЭ НИТУ МИСИС, 119049, Москва, Ленинский пр., 4

Гибридные перовскитные солнечные элементы (ПСЭ) являются одной из наиболее перспективных технологий для фотовольтаики третьего поколения. Для тонких микрокристаллических пленок на основе галогенидных перовскитов, получаемых печатными методами, характерно сильное оптическое поглощение ($>10^5 \text{ см}^{-1}$) [1], низкие концентрации глубоких дефектов и относительно высокие значения подвижности фотоносителей [2]. Использование различных подходов по модификации гетеропереходов с тонкопленочными микрокристаллическими перовскитными слоями продемонстрировало высокую эффективность при пассивации поверхностных ловушек и снижении потенциальных барьеров. Недавно новый класс 2D-материалов – максенов ($M_n + 1X_nT_x$, где М представляет собой переходный металл, X – углерод или азот, а T_x – функциональные группы (ОН, О или F и т.д.)) был рассмотрен как перспективный агент для настройки свойств поверхности перовскитных фотопоглощающих слоев. Уникальным свойством максенов является возможность изменения работы выхода (Wf) в широком диапазоне от 1.6 до 6.5 эВ [3] и высокие значения электронной проводимости (до 105 См/см).

В данной работе мы провели комплексное исследование возможности модификации гетерограниц в n-i-p [4] и p-i-n [5] перовскитных солнечных элементах микрошешуйками максенов $Ti_3C_2T_x$, легирования зарядотранспортных слоев и пассивации контакта металл/полупроводник. Было определено, что интеграция максенов в перовскитные поглощающие пленки и органические электронно-транспортные слои эффективно меняет положение уровня Ферми и реализует легирование n-типом. Разработанный способ настройки энергетических уровней в перовскитных фотопреобразователях позволил достичь значений коэффициента полезного действия (КПД) более 20 %. Анализ спектральных характеристик устройств показал, что улучшение сбора электронов в полученных ПСЭ повысило внешнюю квантовую эффективность в диапазоне 600–850 нм. Параллельно были разработаны подходы по получению композитных тонких пленок (8–11 нм) на основе максенов $Ti_3C_2T_x$ с батокупроином для химической стабилизации контакта металлических электродов с электронно-транспортными слоями C_{60} . Использование многофункциональных прослоек с функционализированными двумерными материалами позволило подавить межфазную коррозию и динамику образования поверхностных дефектов. В результате p-i-n ПСЭ на основе перовскита $CsCH_3(NH_2)_2PbI_3$ продемонстрировали повышение долговременной стабильности работы с 1200 часов до более чем 2500 часов при постоянном фотонасыщении и температуре 65 °С. Помимо этого, разработанные подходы по легированию слоев и модификации поверхности были успешно апробированы при широкоформатной печати фотомодулей.

Авторы выражают благодарность за финансовую поддержку Министерству науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Мегагранта № 075-15-2021-635.

[1] K.P. Ong et al. “Multi band gap electronic structure in $CH_3NH_3PbI_3$ ”, *Sci. Rep.*, vol. 9, no. 1, p. 2144, 2019.

[2] N. Yaghoobi Nia, D. Saranin, A.L. Palma, and A. Di Carlo, “Perovskite solar cells”, *Solar Cells and Light Management*, Elsevier, 2020, pp. 163–228.

[3] Z. Yu et al. “MXenes with tunable work functions and their application as electron- and hole-transport materials in non-fullerene organic solar cells”, *J. Mater. Chem. A*, 2019.

[4] A. Agresti et al. “Titanium-carbide MXenes for work function and interface engineering in perovskite solar cells”, *Nat. Mater.*, Sep. 2019.

[5] D. Saranin et al. “Transition metal carbides (MXenes) for efficient NiO-based inverted perovskite solar cells”, *Nano Energy*, vol. 82, p. 105771, 2021.

Разрешение поляризации излучения на графен-металлическом переходе, калиброванном затворным напряжением

Сёмкин В.А., Мыльников Д.А., Титова Е.И., Жуков С.С., Свинцов Д.А.

МФТИ (НИУ), 141700, Долгопрудный, Институтский пер., 9

В настоящее время сохраняется потребность в устройствах для быстрого считывания поляризационного состояния света, которая не может быть удовлетворена с помощью привычных схем с подвижными поляризаторами. Поляризация излучения является независимым каналом кодирования и передачи информации наряду с интенсивностью, частотой и фазой. Способность выделять в излучении составляющие с интересующей ориентацией вектора электрического поля позволяет увидеть в сигнале или на изображениях информацию, которая скрыта в поляризации. В этой работе мы предлагаем простой графеновый детектор среднего ИК-излучения с контактами из разнородных металлов, который обладает поляризационной чувствительностью. А необычный характер этой чувствительности позволяет использовать его как электрически-калибруемый на мощность разрешающий поляризацию детектор [1].

Мы исследовали фотодетекторы в транзисторной геометрии. Канал в них выполнен из CVD-графена, который расположен на кремниевой подложке с оксидом кремния толщиной 300 нм. Подложка также выступает в качестве электрического затвора. Мы изучили образцы с попарно-возможными вариантами металлизации контактов из Au, Cr и Ti. Устройство с Au-Ti парой оказа-

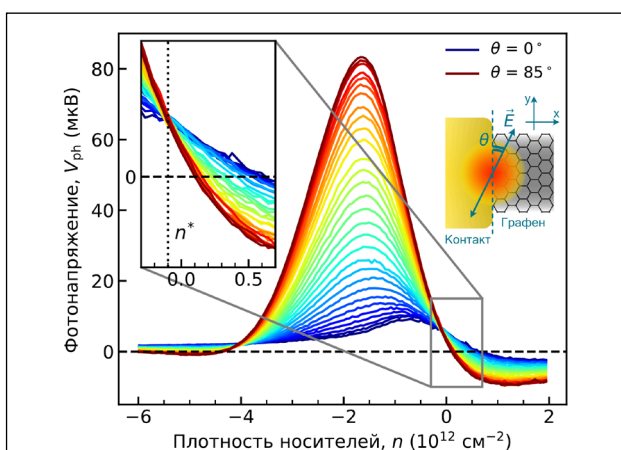


Рис. 1. Зависимости фотонапряжения от плотности носителей заряда и угла поляризации излучения на графен-титановом переходе. Угол θ изменялся с шагом в 3° , а направление его отсчета показано на правой вставке. На левой вставке увеличена окрестность концентрации носителей n^* , в которой отклик становится поляризационно-независимым [1].

лось наиболее эффективным для использования в целях фотодетектирования. Детекторы изучались методом синхронного детектирования на длине волны 8.6 мкм.

В работе измерены и изучены поляризационные и затворные зависимости фотонапряжения, возникающего при освещении графен-металлического перехода (рис. 1). Обнаружена сильная поляризационная чувствительность детектора, обусловленная усилением электрического поля за счёт эффекта громоотвода. А необычные особенности в зависимостях – поляризационно-независимые точки и диапазоны смены знака фотонапряжения при повороте поляризации объясняются наличием по крайней мере двух механизмов генерации фотонапряжения в устройстве: изотропного и анизотропного. В итоге предложена методика определения поляризации с помощью одного устройства на

основе сильной поляризационной чувствительности и поляризационно-независимой точки. Для того чтобы разрешать поляризацию в полном π -диапазоне, необходимы всего лишь два наших детектора.

Таким образом, мы изготовили, изучили и построили физическую модель функционирования для детектора на графен-металлическом переходе. А особенности его чувствительности на изменение затворного напряжения и угла поляризации излучения позволяют использовать его в качестве поляризационно-разрешающего детектора.

[1] V. Semkin et al., arXiv:2203.12423 (2022).

Импульсные источники лазерного излучения кВт-уровня на основе линеек полупроводниковых лазеров

Слипченко С.О., Подоскин А.А., Веселов Д.А., Николаев Д.Н.,
Пихтин Н.А., Копьев П.С.

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

Предлагаемая работа представляет цикл исследований, посвященных разработке мощных импульсных источников лазерного излучения в ИК-области спектра на основе полупроводниковых гетероструктур, включающих: 1) разработку численных моделей и конструкций полупроводниковых гетероструктур и лазеров на их основе, 2) разработку ростовой и постростовой технологии создания лазерных гетероструктур и линеек полупроводниковых лазеров, 3) разработку и исследования образцов импульсных источников лазерного излучения кВт-уровня, включая волоконные модули с интегрированными импульсными источниками накачки.

Для эффективной работы при сверхвысоких уровнях накачки были предложены лазерные гетероструктуры и конструкции чипов, оптимизированные в рамках модели энергетического баланса, учитывающего транспорт носителей в сильных электрических полях, а также разработанная 2D-модель, учитывающая как транспорт и накопление носителей в слоях гетероструктуры, так и пространственное выжигание усиления вдоль оси резонатора при высоких плотностях тока накачки. Показано, что основные механизмы насыщения оптической мощности связаны с ростом оптических потерь в р-волноводе, а также «катастрофическим» ростом компоненты потерь, связанных со спонтанной рекомбинацией из волновода из-за насыщения усиления в области резонатора у высокоотражающего зеркала. Предложена и реализована в рамках разработанной технологии МОС-гидридной эпитаксии конструкция гетероструктуры с тройной асимметрией, позволяющая сохранять высокую излучательную эффективность при высоких токах накачки и повышенных рабочих температурах. Предложена и реализована концепция элементов со сверхширокой излучающей апертурой (до 800 мкм) для повышения пространственной яркости. Разработанные одиночные излучатели со сверхширокой апертурой продемонстрировали мощность 87 Вт в квазинепрерывном режиме (1 мс / 10 Гц). Созданы экспериментальные образцы матриц на основе линеек одиночных гетероструктур на длину волны 1060 нм, которые продемонстрировали пиковую мощность 1.4 кВт с площади 2.6×0.4 мм в режиме генерации 100 нс лазерных импульсов. Для повышения пространственной яркости предложен и экспериментально исследован подход, основанный на использовании гетероструктуры на общей поперечной моде с интегрированными туннельными переходами. Разработанные лазерные диоды демонстрировали устойчивую работу на 2 поперечной моде и излучательную эффективность 2.4 Вт/А, что в 2.3 раза выше, чем для классических лазеров.

Разработанные излучатели со сверхширокой апертурой, а также линейки и стеки на их основе позволили создать импульсные источники с интегрированными системами накачки, в том числе с открытым и волоконным выходом с пиковой мощностью до 1 кВт.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

Оптическая связь в линейках латеральных одномодовых волноводов и ее влияние на динамику модовой структуры лазерных источников (1060 нм) на их основе

Слипченко С.О., Подоскин А.А., Шашкин И.С., Веселов Д.А., Николаев Д.Н.,
Пихтин Н.А., Копьев П.С.

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

В настоящее время достаточно много внимания уделяется вопросу стабилизации латерального поля мощных полупроводниковых лазеров. Традиционные мощные полупроводниковые лазеры имеют многомодовую структуру латерального дальнего поля, как следствие эффективность использования оптических систем формирования требуемой формы оптического излучения существенно усложняется, кроме этого заметно падает возможность фокусировки и ввода излучения в оптические волокна и волноводы.

В рамках данной работы для повышения качества латеральной модовой структуры и сохранения высокого уровня выходной оптической мощности исследуются различные конструкции линеек одномодовых волноводов. С этой целью была разработана конструкция асимметричной лазерной гетероструктуры, позволяющая сохранять одномодовый режим генерации в лазерах с мезаполосковой конструкцией латерального волновода до непрерывной оптической мощности 500 мВт. На основе разработанной конструкции лазерной гетероструктуры были изготовлены два типа конструкций микролинеек (10 полосков с шириной 5 мкм) с различной силой оптической связи между полосками. Показано, что конструкция со слабой оптической связью (коэффициент оптической связи между полосками 10^{-5}) обеспечивает независимую лазерную генерацию каждого полоска из микролинейки. Об этом свидетельствуют как разные положения линий лазерной генерации для полосков из центральной и крайней части линейки, так и общая ширина латерального дальнего поля, сравнимая с шириной дальнего поля одиночного мезаполоскового волновода. При этом стабильная гауссовоподобная структура дальнего поля сохранялась в широком диапазоне токов накачки и выходной мощности (до 7 А / 5 Вт в непрерывном режиме). Переход к конструкции с сильной оптической связью (коэффициент оптической связи между полосками $5 \cdot 10^{-2}$) существенно изменил поведение латерального дальнего поля. При общей ширине латерального дальнего поля на уровне $\frac{1}{2}$ от максимума 7 град наблюдалась модуляция интенсивности с шагом 1–3 град. При этом характер модуляции (расстояние между пиками и глубина модуляции) существенно зависел как от тока накачки, так и от температуры эксперимента. Моделирование показало, что подобное поведение обусловлено возникновением новых модовых структур, которые являются общими для нескольких полосков из излучающей апертуры. При этом возможна ситуация, когда происходит одновременная генерация нескольких таких общих модовых структур, захватывающих различные части микролинейки.

Полученные результаты демонстрируют, что возможна дальнейшая оптимизация волноводной конструкции, когда будет сохранена генерация одной общей модовой структуры, захватывающей всю апертуру линейки. Это позволит снизить расходимость латерального дальнего поля до 1 град и менее, что недоступно для современных мощных многомодовых полупроводниковых лазеров.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

Сравнительный анализ излучательных характеристик мощных полупроводниковых лазеров (1060 нм) в рамках стационарных 1D- и 2D-моделей с учетом транспорта носителей

Соболева О.С., Головин В.С., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.

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

Проведено моделирование ватт-амперных характеристик мощных полупроводниковых лазеров с использованием разработанной численной стационарной 1D/2D модели, учитывающей транспорт носителей заряда в гетероструктуре в рамках дрейф-диффузионного транспорта. Двумерная модель (2D) учитывала эффект LSHB (longitudinal spatial hole burning), связанный с неоднородным распределением фотонов вдоль оси резонатора, – эффект продольного пространственного выжигания носителей заряда. В исследовании предполагался импульсный режим работы лазерного диода при длительностях импульса порядка 100 нс, когда процессы в лазерном диоде можно считать стационарными, но в то же время можно пренебречь разогревом структуры; также не учитывался транспорт носителей вдоль оси резонатора. Более подробно модель описана в [1, 2].

Исследовалась асимметричная гетероструктура лазерного диода с раздельным ограничением, типично используемая для создания мощных полупроводниковых лазеров. Гетероструктура состояла из высоколегированных N- и P-эмиттеров на основе 30% AlGaAs толщиной 2 мкм каждый, нелегированного 10% AlGaAs-волновода толщиной 1.7 мкм и квантоворазмерной InGaAs активной области толщиной 9 нм, излучающей на длину волны 1060 нм, окруженной 10 нм GaAs спейсерами. Полученные результаты показали, что эффект LSHB является основной причиной снижения выходной оптической мощности в лазерных диодах с сильной асимметрией коэффициентов отражения зеркал резонатора и высокими уровнями просветления выходного зеркала, что может проявляться как через увеличение тока рекомбинационных потерь и утечек, так и через усиление роста внутренних оптических потерь. Так, оптическая мощность, получаемая при токах накачки более 100 А, максимально отличается в 1D- и 2D-моделях при минимальном коэффициенте отражения (0.1%), также в данном случае неоднородность распределения фотонов в резонаторе выражена сильнее. Это значит, что в рамках задачи получения максимальной пиковой мощности при заданном токе накачки следует проводить оптимизацию параметров лазерных диодов (длина резонатора, коэффициент отражения зеркал, фактор оптического ограничения в активной области и др.) в рамках модели, учитывающей эффект LSHB. Установлено, что LSHB приводит к увеличению мощности, запасаемой в резонаторе Фабри – Перо, что является дополнительным механизмом снижения выходной оптической мощности.

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

[1] Golovin V.S., Shashkin I.S., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A., Kor'ev P.S. *Quantum Electron.*, **50**, 147 (2020).

[2] Слипченко С.О., Головин В.С., Соболева О.С., Пихтин Н.А. «Анализ ватт-амперных характеристик мощных полупроводниковых лазеров (1060 нм) в рамках стационарной двумерной модели», *Квантовая электроника* (2022) [to be published].

Особенности генерации излучения в полупроводниковых лазерах на квантовых ямах

Соколова З.Н.¹, Пихтин Н.А.¹, Слипченко С.О.¹, Асрян Л.В.²

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

²Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, VA 24061, USA

Проведенный нами теоретический анализ выявил возможность существования в полупроводниковых лазерах на квантовых ямах двух порогов генерации, а также второй ветви в лазерных характеристиках при токах инжекции, превышающих второй порог. Существование второй ветви в рабочих характеристиках (в частности, в ватт-амперной характеристике) лазера обусловлено конечностью скорости захвата носителей заряда из волноводной области в квантовую яму в сочетании с внутренними оптическими потерями, зависящими от концентрации носителей (в первую очередь, в волноводной области). Непосредственно за вторым порогом в режиме генерации, соответствующем второй ветви, квантовые ямы практически полностью заполнены как электронами, так и дырками (степени заполнения краёв электронной и дырочной подзон размерного квантования близки к 1). Ввиду высоких концентраций носителей заряда в квантовой яме и в волноводной области, на втором пороге генерации и непосредственно за ним имеет место интенсивная спонтанная электронно-дырочная рекомбинация и, соответственно, сильное спонтанное излучение как из квантовой ямы, так и из волноводной области.

В режиме генерации, соответствующем второй ветви, зависимость концентрации носителей заряда от плотности тока накачки имеет «необычный» характер. В отличие от «обычного», первого режима генерации, в котором концентрации носителей заряда возрастают с увеличением плотности тока накачки, во втором режиме генерации концентрации носителей заряда уменьшаются с увеличением плотности тока накачки. Если в первом режиме плотность тока спонтанной излучательной рекомбинации растёт с увеличением плотности тока накачки ($j_{\text{spn},1} > j_{\text{spn,th},1}$, где $j_{\text{spn,th},1}$ – значение $j_{\text{spn},1}$ на первом пороге генерации), то во втором режиме плотность тока спонтанной излучательной рекомбинации падает с увеличением плотности тока накачки ($j_{\text{spn},2} < j_{\text{spn,th},2}$, где $j_{\text{spn,th},2}$ – значение $j_{\text{spn},2}$ на втором пороге генерации). Вследствие этого внутренняя дифференциальная квантовая эффективность стимулированного излучения для второго режима генерации превышает 1 при любом токе накачки j (что также необычно), в то время как для первого режима она всегда ниже 1:

$$\eta_{\text{int},1}(j) = \frac{j_{\text{stim},1}(j)}{j - j_{\text{th},1}} = \left[1 + \frac{j_{\text{spn},1}(j) - j_{\text{spn,th},1}}{j_{\text{stim},1}(j)} \right]^{-1} < 1, \quad (1)$$

$$\eta_{\text{int},2}(j) = \frac{j_{\text{stim},2}(j)}{j - j_{\text{th},2}} = \left[1 - \frac{j_{\text{spn,th},2} - j_{\text{spn},2}(j)}{j_{\text{stim},2}(j)} \right]^{-1} > 1, \quad (2)$$

где $j_{\text{th},1}$ и $j_{\text{th},2}$ – плотности порогового тока для первого и второго режимов генерации, $j_{\text{stim},1}$ и $j_{\text{stim},2}$ – плотности тока стимулированной излучательной рекомбинации в первом и втором режимах генерации соответственно. Плотности тока стимулированной излучательной рекомбинации, так же как и плотности тока спонтанной излучательной рекомбинации $j_{\text{spn},1}$ и $j_{\text{spn},2}$, являются функциями плотности тока накачки j .

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 19-79-30072).

Мощные квантово-каскадные лазеры среднего инфракрасного диапазона

Дюделев В.В.¹, Михайлов Д.А.¹, Черотченко Е.Д.¹, Чистяков Д.В.¹, Бабичев А.В.²,
Мыльников В.Ю.¹, Гладышев А.Г.², Лосев С.Н.¹, Новиков И.И.^{2,3}, Лютецкий А.В.¹,
Слипченко С.О.¹, Пихтин Н.А.¹, Карачинский Л.Я.^{2,3}, Егоров А.Ю.³, Соколовский Г.С.¹

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

²ООО “Коннектор Оптикс”, 194292, Санкт-Петербург, ул. Домостроительная, 16

³Университет ИТМО, 197101, Санкт-Петербург, Кронверкский пр., 49, лит. А

В настоящее время квантово-каскадные лазеры (ККЛ) являются наиболее эффективными и весьма мощными источниками когерентного излучения среднего инфракрасного диапазона, известного широкими окнами прозрачности атмосферы, а также интенсивными линиями поглощения многих молекул. Поэтому ККЛ среднего ИК-диапазона находят свое применение в беспроводной оптической связи [1], биомедицине [2], газоанализе [3] и многих смежных областях.

Хорошо известно, что снижение внутренних оптических потерь позволяет повысить выходную мощность и эффективность лазеров, а также повысить их надежность и долговечность. Для решения этой важной задачи нами были проведены исследования по снижению внутренних оптических потерь в волноводных обкладках и сильнолегированных приконтактных областях ККЛ при применении двухстадийного эпитаксиального роста гетероструктур. Активная область ККЛ была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) аналогично [4] без фосфидных слоев. Верхняя волноводная обкладка толщиной ~4 мкм с высоколегированным контактным слоем выращивалась методом газовой эпитаксии, что позволило оптимизировать технологический процесс и существенно повысить его пригодность для промышленного применения. Было изготовлено три типа гетероструктур, отличающихся материалом контактного слоя (InP/InGaAs) и профилем легирования обкладок. ККЛ с полосками шириной 60 мкм и длиной резонатора 3 мм, изготовленные из всех гетероструктур, продемонстрировали рекордную оптическую мощность при импульсной накачке. Наибольшая оптическая мощность более 16.5 Вт (>8 Вт с каждого зеркала) наблюдалась для ККЛ с фосфидным контактным слоем (рис. 1). Это, по-видимому, связано с его лучшей теплопроводностью по сравнению с контактным слоем InGaAs. Однако наибольшая эффективность (при сравнимой максимальной выходной мощности) наблюдалась для образцов ККЛ с градиентным легированием верхней волноводной обкладки вследствие более низких оптических потерь, что ясно указывает на дальнейшие пути оптимизации конструкции ККЛ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 21-72-30020).

[1] X. Pang et al., *Phys. Status Solidi A*, **218**, 2000407 (2021).

[2] K.K. Schwarm et al., *Applied Physics B*, **126**, 9 (2020).

[3] A. Moravek et al., *Atmos. Meas. Tech.*, **12**, 6059 (2019).

[4] V.V. Dudevlev et al., *Quant. El.*, **50**, 141 (2020).

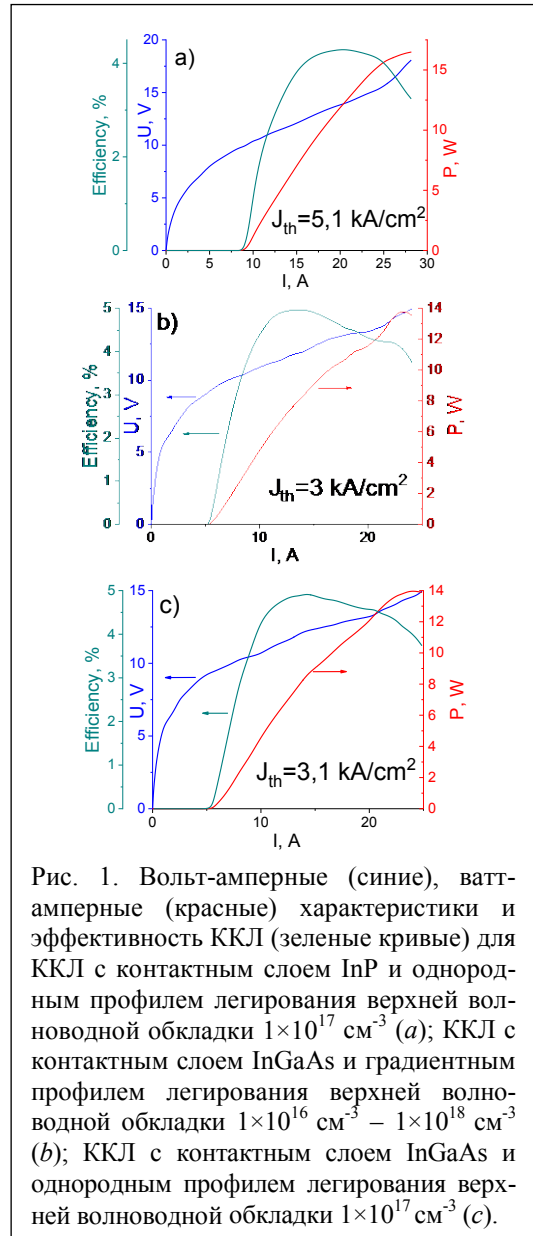


Рис. 1. Вольт-амперные (синие), ватт-амперные (красные) характеристики и эффективность ККЛ (зеленые кривые) для ККЛ с контактным слоем InP и однородным профилем легирования верхней волноводной обкладки $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (a); ККЛ с контактным слоем InGaAs и градиентным профилем легирования верхней волноводной обкладки $1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3} - 1 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (b); ККЛ с контактным слоем InGaAs и однородным профилем легирования верхней волноводной обкладки $1 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (c).

Характерные особенности токов в идеальных и неидеальных диодах на основе карбида кремния

Стрельчук А.М.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26-28

Известно, что идеальные карбид-кремниевые диоды на основе рп-структур могут использоваться для идентификации политипа по вольт-амперным (IV) характеристикам даже в случае близких по ширине запрещенной зоны политипов (6H(3.023 эВ)- и 15R(2.986 эВ)-SiC, например). При использовании одного политипа, но разных технологий изготовления р- и n-слоев IV-характеристики, определяемые рекомбинационно-генерационными процессами в области объемного заряда рп-перехода, чувствительны ко времени жизни неравновесных носителей заряда. В неидеальных SiC-диодах на основе рп-структур при прямом смещении выделены характерные избыточные токи, которые могут рассматриваться как обусловленные шунтом барьерного типа (паразитным диодом, включенным параллельно основному (идеальному) рп-переходу) с нестабильными в некоторых случаях характеристиками. Шунты барьерного типа представляют особый интерес, так как описаны случаи их появления в результате функционирования рп-структуры в каких-либо жестких условиях (пропускание через рп-структуру достаточно больших прямых токов, приложение большого обратного напряжения, работа структуры при повышенных температурах, а также, например, высокотемпературный отжиг, использовавшийся для создания омических контактов).

В отличие от SiC рп-структур идентифицировать идеальные и неидеальные IV-характеристики в SiC-диодах на основе барьера Шоттки гораздо сложнее. В случае контакта металл/поверхность SiC-параметры диода Шоттки (в первую очередь, высота барьера) могут не только изменяться при использовании разных металлов, ориентации подложки, уровня легирования SiC, методов подготовки поверхности, способов напыления металла и т.д., но и существенно различаться даже для соседних диодов одинаковой площади, изготовленных в одном процессе на одном кристалле SiC. Можно предположить, что свойства диодов Шоттки зависят от каких-то локальных особенностей полупроводника в месте контакта с металлом. Кроме того, в SiC-диодах Шоттки так же, как и в SiC рп-структурах, наблюдаются шунты барьерного типа, в том числе и с нестабильными IV-характеристиками. Кроме того, в результате облучения диодов Шоттки ионами He^+ , приведшего к полной компенсации эпитаксиального слоя, обнаружен разброс последовательного сопротивления диодов, достигающий 12 порядков ($20-10^{13}$ Ом).

В случае диодов Шоттки при интерпретации эффекта разброса высоты барьера в основном используется модель, учитывающая наличие потенциального рельефа на поверхности полупроводника. В нашем случае, рассматривая все эффекты в совокупности, можно предположить, что все они родственны и являются проявлением каких-то структурных дефектов полупроводника. В одном из опытов при исследовании рп-структур в эпитаксиальном слое SiC были обнаружены дефекты «дырочного» типа, допускающие образование паразитных диодов Шоттки, шунтирующих основной рп-переход (в том числе при возможном участии поверхностного углерода, образующегося при нестехиометрическом испарении SiC). Известно, что влияние потенциального рельефа на поверхности на высоту барьера должно ослабевать с уменьшением уровня легирования полупроводника. В настоящей работе приводятся результаты исследования диодов Шоттки на основе наименее легированного из всех известных случаев карбида кремния ($N_d-N_a \sim 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), где наблюдаются 3 из 4 описанных для диодов Шоттки эффектов.

Молекулярно-лучевая эпитаксия и темновые токи InAlSb/InSb гетероструктур

Суханов М.А., Бакаров А.К., Журавлев К.С.

ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 603090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

InSb – полупроводник, применяемый для создания матричных ИК-фотоприемников. Основным ограничением ИК-фотоприемников на основе InSb, ввиду его узкозонности (0.23 эВ при 77 К), является темновой ток, который имеет несколько компонент: диффузионный ток, ток генерации-рекомбинации, связанный с генерацией носителей по механизму Шокли – Рида – Холла (ШРХ) через энергетические уровни в запрещенной зоне, а также поверхностный ток утечки. Для подавления темнового тока устройства охлаждаются до криогенных температур, что увеличивает вес, размер и энергопотребление. Для понижения этих параметров взамен традиционных рпн-фотодиодов, используются пВн-гетероструктуры [1], состоящие из контактного (n), барьерного (В) и поглощающего слоев (n); барьер – широкозонный полупроводник, подавляющий ток электронов и не блокирующий фототок. В данной работе рассматривается фотоприемная InSb/InAlSb пВн-гетероструктура, где InAlSb – барьерный слой (В), подавляющий ток электронов, а поглощающий и контактный слои – InSb (n). Ввиду необходимости для барьера одновременно не блокировать фототок и подавлять ток электронов со стороны контактного слоя, оптимальным слоем является InAlSb с переменной долей алюминия. Методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) были выращены фотоприемные пВн-гетероструктуры InSb/InAlSb на подложках InSb. Структура состоит из контактного слоя InSb с легированием $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, барьерного слоя $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{Sb}$ толщиной 50 нм, где доля алюминия варьировалась от 0.15 до 0.35, и поглощающего слоя InSb.

Для определения оптимальных условий роста барьерного слоя InAlSb был изучен реконструкционный переход $(4 \times 4) \leftrightarrow (1 \times 3)$ на поверхности InAlSb с различной долей Al при варьировании потока Sb и температуры подложки, поскольку оптимальные условия роста методом МЛЭ слоев InSb находятся в окрестности данного перехода. Степень релаксации слоев InAlSb с различной долей Al, а также варизонного слоя определена с помощью рентгеновской дифракции. Морфология поверхности слоев InAlSb изучена с помощью АСМ и оптического микроскопа, наблюдаются оvoidные дефекты с концентрацией порядка 10^4 см^{-2} .

Вольт-амперные характеристики InSb/InAlSb пВн-гетероструктур были измерены в диапазоне температур от 80 до 300 К, смещение варьировалось от -1 до 1 В. При смещениях до -50 мВ темновой ток в диапазоне температур 100–200 К меньше, чем в традиционных InSb рпн-структурах, в 10–100 раз. Для диапазона температур 190–300 К энергия активации (E_a) выше, чем E_g для InSb, и ниже, чем разрыв зоны проводимости InSb/InAlSb, что указывает на смесь диффузионного тока поглощающего слоя и тока термоэлектронной эмиссии электронов через барьер со стороны контактного слоя, по-видимому диффузионный ток подавляется разрывом в валентной зоне. По мере повышения обратного смещения E_a становится равно E_g , что связано с началом преобладания диффузионного тока, поскольку барьер выпрямляется и более не подавляет диффузионный ток со стороны поглощающего слоя. При дальнейшем повышении обратного смещения (выше -0.5 В) E_a уменьшается во всем температурном диапазоне, достигая единиц мэВ, что указывает на преобладание туннельного тока. Для определения преобладающих механизмов темнового тока в работе рассчитаны зонные диаграммы с помощью пакета *nexnano*, на их основе смоделированы ВАХ пВн-структур.

[1] Martyniuk P., Kopytko M., Rogalski A. Barrier infrared detectors // *Opto-electronics Review*. 2014. V. 22, № 2. P. 127–146.

Полупрозрачные перовскитные солнечные элементы с верхним контактом, полученным ионно-лучевым напылением

Талбанова Н., Саранин Д.С., Гостищев П.А., Лучников Л.О., Ди Карло А.

ЛПСЭ, НИТУ «МИСиС», 119049, Москва, Ленинский пр., 6

Галогенидные перовскиты являются перспективными материалами для тонкопленочной фотовольтаики нового поколения. Данные материалы обладают сильным оптическим поглощением [1], возможностью перестраивания оптических свойств в широком диапазоне [2] и получения фотопоглощающих пленок дешевыми жидкофазными методами нанесения (слот-матричная и струйная печать) [3].

Одним из перспективных направлений использования перовскитных солнечных элементов (ПСЭ) является каскадная интеграция с высокоэффективными фотопреобразователями на основе кремниевых гетероструктур и CIGS.

Полупрозрачные ПСЭ для тандемных фотопреобразователей имеют структуру с двумя прозрачными проводящими электродами. Стандартные магнетронные методы напыления прозрачных проводящих покрытий (ITO, IZO и аналоги) не применимы для тонкопленочных перовскитных приборных структур ввиду прямого взаимодействия плазмы и структуры ПСЭ. Ионно-лучевое напыление исключает взаимодействие структуры ПСЭ с плазмой, а также ее нагрев, что является критически важным.

В данной работе мы получили широкозонные p-i-n ПСЭ на основе мультикатионного перовскита $Cs_{0.2}FA_{0.8}Pb(Br_{0.25-x}I_{0.75}Cl_x)_3$ для верхней подъячейки (ШЗЗ ~1.73 эВ). Использование добавок на основе хлора подавило фазовую сегрегацию перовскитных пленок на домены, насыщенные йодом и бромом. Морфология широкозонного перовскитного фотопоглотителя не однородна, однако на приборные характеристики это не оказало влияния (через контактное сопротивление и т.д.).

Для непрозрачной конфигурации с медным катодом были достигнуты следующие характеристики: коэффициент полезного действия (КПД) 15.4 %, напряжение холостого хода (V_{xx}) 1.14 В, ток короткого замыкания ($J_{кз}$) 19.1 mA/cm^2 и фактор заполнения (ФЗ) 70 %.

Для полупрозрачной конфигурации в качестве нижнего электрода использовался сплав индия-олова (ITO, толщина 210 нм), полученный методом ионно-лучевого напыления. Использование структуры ZnO_x/ITO поверх электронно-транспортного слоя (ЭТС) полупрозрачных ПСЭ позволило получить КПД 11.25 %, V_{xx} 0.98 В, $J_{кз}$ 15.5 mA/cm^2 и ФЗ 74 %. Затенение кремниевой ячейки с p-i-n гетеропереходом (эффективность 21.2 %, $J_{кз}$ ~41.6 mA/cm^2) полупрозрачными ПСЭ снизило $J_{кз}$ почти в 2 раза и составило 21.1 mA/cm^2 . Результаты данной работы открывают новые пути для разработки полупрозрачных ПСЭ, встроенных в здания, а также для тандемных применений.

Авторы благодарят финансовую поддержку проекта Минобрнауки России по Мегагранту РФ № 075-15-2021-635, в рамках которого были выполнены представленные исследования.

[1] C. Li et al., *Small*, 15 (44), 1903599 (2019).

[2] S. Shibnath et al., *Phys. status solidi*, 1, 257 (2020).

[3] E. Sarah et al., *Sustain. Energy Fuels*, 4 (2), 852–862 (2020).

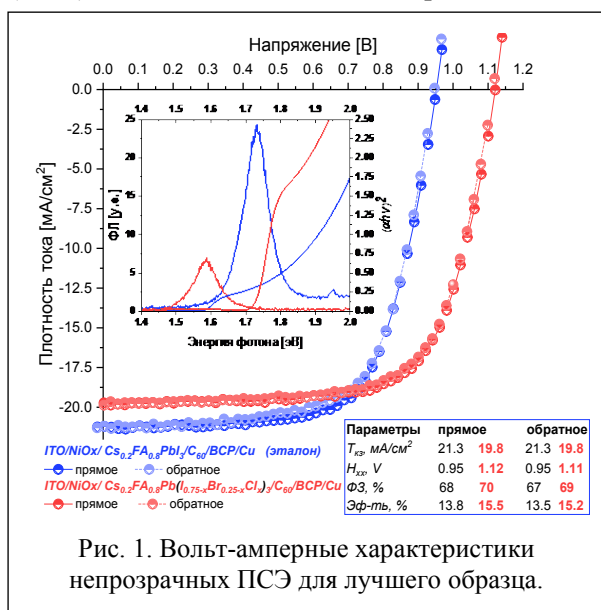


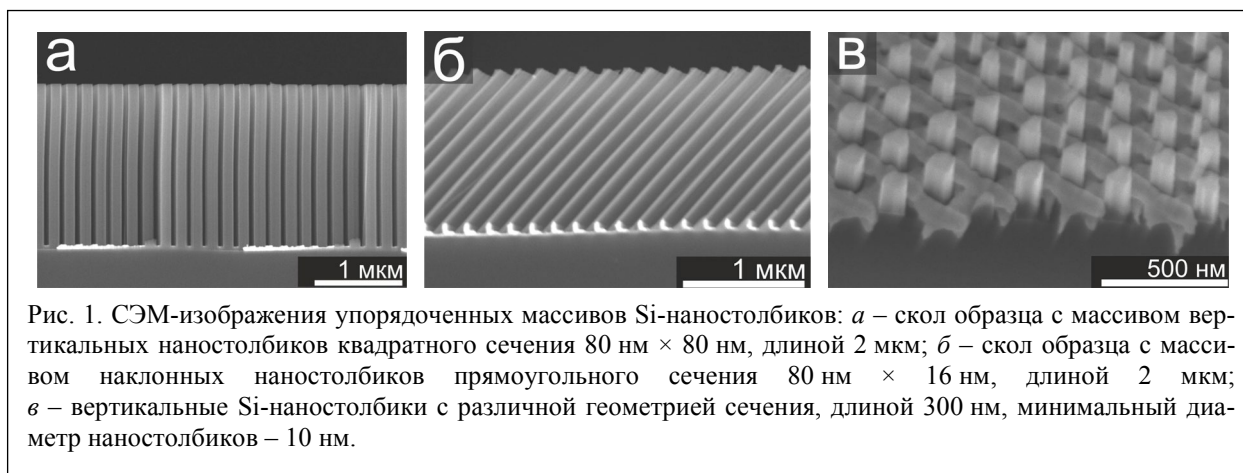
Рис. 1. Вольт-амперные характеристики непрозрачных ПСЭ для лучшего образца.

Влияние геометрии Au-катализатора на формирование упорядоченных массивов наностолбиков при металл-стимулированном каталитическом травлении кремния

Тумашев В.С., Селезнев В.А.

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

Высоаспектные полупроводниковые наноструктуры (нанопроволоки и наностолбики) перспективны для создания новых наноматериалов, фотонных кристаллов, сенсоров, микро- и нано-флюидных чипов, сверхпоглощающих поверхностей [1]. Для ряда практических применений необходима простая технология изготовления упорядоченные массивов высокоаспектных наноструктур на большой площади. Метод металл-стимулированного каталитического травления (МСКТ) полупроводников основан на локальном растворении полупроводниковой подложки в жидкостном травителе только под тонким слоем металла-катализатора (Au, Pt или Ag) и позволяет создать высокоаспектные наноструктуры из Si, Ge, GaAs, InP, GaN [2] без повреждения их кристаллической структуры.



В данной работе развита технология последовательной наноадгезивной печати 1D-решеток из нанополосок Au (шириной 100 нм и с периодом 180 нм) на поверхность Si-подложки, пригодных для ее последующего МСКТ. Нами была показана возможность последовательной двухуровневой и трехуровневой наноадгезивной печати 1D-решеток из нанополосок Au с заданным углом поворота. В результате были сформированы сетки (2D-решетки) из Au-нанополосок на поверхности подложки Si различной геометрии, которыми проводилось МСКТ. В процессе МСКТ сетка из Au опускалась вниз, формируя массив Si-наностолбиков с сечением, соответствующим геометрии окон, ограниченных полосками золота. Существенное отличие предложенной технологии от других является возможность создания многоуровневой Au сетки-катализатора сложной геометрии, например содержащей неплоские Au-нанополоски с сечением в виде буквы L, которая сильно влияет на процесс МСКТ Si и, соответственно, на сечение и наклон формируемых наностолбиков (рис. 1, б). Использование трехуровневой сетки металлического катализатора позволило сформировать сверхпериодичный массив наностолбиков с различной геометрией сечения (рис. 1, в).

В работе рассмотрены причины смещения металлического катализатора в процессе травления, а также влияние состава травителя и формы катализатора на скорость травления, исследованы спектры отражения созданных наноструктур в диапазоне длин волн от 400 нм до 1200 нм.

[1] Hee Han et al., *Nano Today*, **9**, 271–304 (2014).

[2] L. Kong et al., *ACS Nano*, **11**, 10193–10205 (2017).

Перовскитные солнечные элементы с инвертированной структурой на гибкой подложке

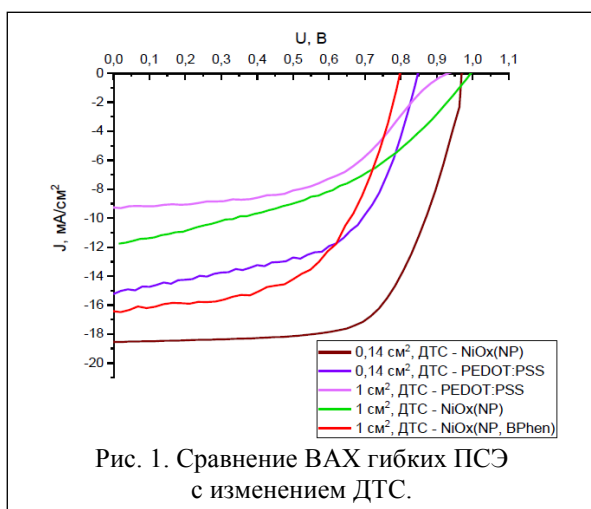
Тюхова М.П., Саранин Д.С.

НИТУ «МИСиС», 119049, Москва, Ленинский пр., 4, стр. 1

В настоящее время ведется разработка перспективной технологии изготовления солнечных батарей на основе галогенидных перовскитов. Перовскитные тонкие пленки имеют следующие свойства: высокое значение диффузионной длины (более 1 мкм), времени жизни (до 1 мкс), подвижности носителей заряда (до 10^{14} см²/(В·с)), прямозонное строение. Коэффициент полезного действия (КПД) перовскитных солнечных элементов (ПСЭ) превышает 25 % [1]. ПСЭ изготавливаются на стеклянных или пластиковых подложках. В качестве пластиковых подложек используют полиэтилентерефталат (ПЭТ). Преимуществами гибких солнечных элементов (СЭ) являются легкость и возможность интеграции на поверхности любой кривизны [2]. Например, гибкие СЭ могут быть использованы как переносные зарядные устройства для питания беспроводной электроники.

Однако применение высокотемпературных технологических процессов ($T > 200$ °С) для ПСЭ на пластиковых подложках невозможно ввиду их низкой термической стабильности [3]. Соответственно, для получения тонкопленочных структур устройств должны быть использованы материалы с низкой температурой формирования слоя и, в частности, решена проблема стабильности интерфейса «электрод ИТО – дырочно-транспортный слой (ДТС)». Типично используемые материалы (PEDOT:PSS и РТАА) обладают кислотными свойствами, ввиду чего поверхность ИТО корродирует и растравливается при долговременной эксплуатации устройств. Перспективным альтернативным ДТС является нанокристаллический NiO_x, который может быть нанесен из дисперсии с использованием жидкостных методов.

В данной работе была поставлена задача поиска оптимальных параметров технологического процесса нанесения NiO_x на гибкие подложки. Был проведен сравнительный анализ применения материалов р-типа: PEDOT:PSS, неорганического NiO_x(NP) в виде наночастиц и NiO_x(NP, BPhen) с добавлением 0.2 мг/мл органического материала батофенатролина (BPhen) – для планарных инвертированных ПСЭ с активной площадью устройств 0.14 см² и 1 см². Были изготовлены структуры фотопреобразователей ПЭТ/ИТО/ДТС/CH₃NH₃PbI₃/C₆₀/BCP/Cu. В ходе работы было исследовано влияние выбора типа ДТС на приборные характеристики фотопреобразователей при свете солнечного симулятора со спектром 1.5 AM G и мощностью потока 100 мВт/см² (рис. 1).



влияние выбора типа ДТС на приборные характеристики фотопреобразователей при свете солнечного симулятора со спектром 1.5 AM G и мощностью потока 100 мВт/см² (рис. 1).

Анализ результатов показал, что КПД гибких СЭ с наночастицами NiO_x на 2.2 % выше за счет увеличения фактора заполнения ВАХ (FF) и напряжения холостого хода (U_{xx}) по сравнению с аналогами при использовании PEDOT:PSS. Причиной повышения КПД при использовании неорганического NiO_x для ДТС является снижение потенциального барьера на гетерогранице с перовскитными слоем, обусловленное более низким положением валентной зоны в сравнении с PEDOT:PSS (5.3 и 4.9 эВ соответственно). Использование BPhen в качестве стабилизационной

добавки к дисперсии ДТС критически влияет на шунтирующие свойства ПСЭ: показано существенное увеличение коэффициента заполнения – на 23 %, тока короткого замыкания – на 3.7 мА/см², КПД – на 3.74 %. Было определено, что технологический процесс жидкофазного нанесения дисперсии NiO_x на гибкие подложки необходимо проводить с использованием стабилизирующих органических низкомолекулярных материалов.

[1] Narges Yaghoobi Nia, Danila Saranin, Alessandro Lorenzo Palma, Aldo Di Carlo. *Solar Cells and Light Management: Materials, Strategies and Sustainability. Chapter 5: Perovskite solar cells.* Elsevier, 2020.

[2] Martin, B., Yang, M., Bramante, R.C., Amerling, E., Gupta, G., F.A.M. van Hest, M., Druffel, T. *Fabrication of Flexible Perovskite Solar Cells via Rapid Thermal Annealing.* *Materials Letters*, 128215 (2020); doi:10.1016/j.matlet.2020.128215.

[3] Feng, J., Zhu, X., Yang, Z., Zhang, X., Niu, J., Wang, Z., Yang, D. *Record Efficiency Stable Flexible Perovskite Solar Cell Using Effective Additive Assistant Strategy.* *Advanced Materials*, 1801418 (2018); doi:10.1002/adma.201801418.

Эпитаксиальные технологии гетероструктур для СВЧ-приборов и вертикально-излучающих лазеров

Устинов В.М.

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

Разработана конструкция, технология и проведена приборная апробация одномодовых поляризационно-стабильных вертикально-излучающих лазеров (ВИЛ) спектрального диапазона 894 нм (линия D1 Cs133), являющихся ключевыми компонентами компактных атомных сенсоров для квантовых стандартов частоты, чувствительных магнетометров и ядерных магнитных гироскопов. Предложенная конструкция ВИЛ с внутривибраторными контактами, гибридными брэгговскими отражателями и оксидной апертурой ромбовидной формы обеспечивает сочетание низких пороговых токов (< 1 мА), высокой выходной мощности в одномодовом режиме (1.5–2 мВт), стабильного направления поляризации излучения в широком диапазоне рабочих температур (15–85 °С) и низкого уровня шумов [1, 2]. Ряд приборных гетероструктур InAlAs/InGaAs на подложках InP содержат решеточно-согласованные и напряженные слои толщиной единицы нм, качество которых критически влияет на достижимые характеристики (например, барьерные слои гетеробарьерных варакторов или стоп-слои в структурах InAlAs/InGaAs HEMT). Оптимизация конструкции таких сверхтонких слоев и технологии их получения методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) позволили реализовать гетеробарьерные варакторы в системе InAlAs/AlAs/InGaAs [3] и InAlAs/InGaAs HEMT с псевдоморфным каналом, обладающие высокой удельной крутизной (> 800 мСм/мм при длине затвора 120 нм) и пробивным напряжением затвора (> 10 В) [3].

В работе приведены результаты разработки технологии выращивания III-N гетероструктур для СВЧ и силовых транзисторов на российской установке МОС-гидридной эпитаксии Dragon-125. Для создания изолирующих буферных слоев, обеспечивающих отсутствие утечек в транзисторах, была разработана технология совместного легирования буферных слоев углеродом и железом. Для III-N гетероструктур с барьером на основе AlGaIn на подложках SiC была получена подвижность > 2000 см²/(В·с) при концентрации в канале $> 1.2 \times 10^{13}$ см⁻². В HEMT-транзисторах, изготовленных из таких структур, на частотах в диапазоне 3.4 ГГц была реализована выходная мощность более 100 Вт при КПД $> 50\%$ [4]. Была достигнута граничная частота $f_t = 73$ ГГц.

Разработана технология роста гетероструктур для СВЧ-транзисторов на основе барьерных слоев InAlN, характеризующихся удельным сопротивлением < 210 Ом/см. На основе таких гетероструктур изготовлены транзисторы с максимальной плотностью тока насыщения 1.27 А/мм и крутизной 450 мСм/мм, имеющие на частоте до 40 ГГц удельную выходную мощность до 4.5 Вт/мм [4].

[1] S.A. Blokhin et al. *Quantum Electronics*, 49, 187 (2019).

[2] М.А.Бобров и др. *Письма в ЖТФ*, 47, 3 (2021).

[3] N.A. Maleev et al. *Technical Physics Letters*, 45, 1092 (2019).

[4] Л.Э. Великовский и др. *Сборник трудов 10-й Международной научно-практической конференции по физике и технологии наногетероструктурной СВЧ-электроники «Мокеровские чтения»*. С. 33–36.

Эффективные зонные дизайны квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона

Хабибуллин Р.А.^{1,2}, Афоненко А.А.³, Ушаков Д.В.³, Пушкарев С.С.^{1,2}, Галиев Р.Р.^{1,2}, Пономарев Д.С.¹, Васильевский И.С.⁴, Клочков А.Н.⁴, Виниченко А.Н.⁴, Ладугин М.А.⁵, Багаев Т.А.⁵, Мармалюк А.А.⁵, Маремьянин К.В.⁶, Гавриленко В.И.⁶

¹ИСВЧПЭ им. В.Г. Мокерова РАН, 117105, Москва, Нагорный пр., 7/5

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

³БГУ, 220030, Минск, пр. Независимости, 4, Беларусь

⁴НИЯУ МИФИ, 1115409, Москва, Каширское ш., 31

⁵АО «НИИ «Полюс» им. М.Ф. Стельмаха», 117342, Москва, ул. Введенского, 3

⁶ИФМ РАН, 607680, Нижний Новгород, ул. Академическая, 7

Терагерцовый диапазон частот (1–10 ТГц) по-прежнему остается одной из самых интригующих областей электромагнитного спектра. Долгое время сдерживающим фактором использования преимуществ ТГц-волн являлось отсутствие компактных твердотельных источников ТГц-излучения. Возможность переноса схемы работы квантово-каскадных лазеров (ККЛ) среднего инфракрасного диапазона в ТГц-область позволила продемонстрировать уникальный источник ТГц-излучения, в котором благодаря изменению толщин полупроводниковых слоев можно перестраивать частоту генерации от 1.2 до 5.4 ТГц.

Несмотря на то что работы по созданию ТГц ККЛ в России начались с 10–15-летней задержкой относительно работ зарубежных групп, на сегодняшний день уже продемонстрированы ТГц ККЛ с максимальной рабочей температурой более 120 К [1], полностью изготовленные в России.

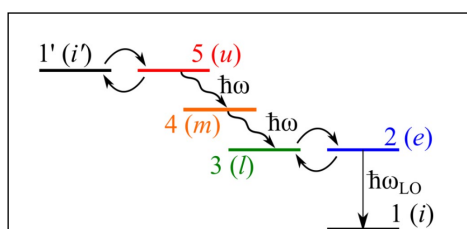


Рис. 1. Схема уровней двухфотонного дизайна для ТГц ККЛ.

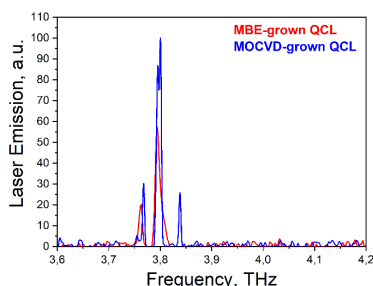


Рис. 2. Спектры излучения МЛЭ и МОСГЭ ККЛ с двухфотонным дизайном.

В настоящее время активно ведутся работы по созданию оригинальных зонных дизайнов ТГц ККЛ для работы при высоких температурах (более 200 К) и с увеличенной выходной мощностью. На основе решения уравнения Шредингера с учетом дефазировки квантовых состояний [2] предложен дизайн с использованием слабо локализованных состояний с волновыми функциями, простирающимися на два и более периода структуры. Показано, что в таких структурах сильно увеличивается матричный элемент дипольных переходов, а нижний лазерный уровень менее заселен и температурно стабилен по сравнению с традиционными дизайнами.

Предложена и экспериментально реализована новая схема работы ТГц ККЛ с последовательным испусканием двух фотонов в одном усиливающем модуле (рис. 1). На основе предложенной схемы был оптимизирован двухфотонный дизайн ТГц ККЛ с активным модулем из четырех квантовых ям GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As с максимумом усиления вблизи 3.8 ТГц. Лазерные структуры с активной областью на основе двухфотонного дизайна были выращены методами молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и МОС-гидридной эпитаксии (МОСГЭ). Изготовленные ТГц ККЛ с двойным металлическим волноводом на основе золота продемонстрировали хорошую толерантность к ростовым методам, поскольку спектры излучения лазеров на МЛЭ- и МОСГЭ-структурах очень близки (рис. 2).

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 21-72-30020.

[1] Р.А. Хабибуллин и др., ФТП, 11, 989 (2021).

[2] D. Ushakov et al., Opt. Express, 28, 25371 (2020).

Тиристорные A_3B_5 -структуры, выращенные методом ГФЭ МОС, и приборы на их основе

Чигинева А.Б., Байдусь Н.В., Жидяев К.С., Некоркин С.М., Самарцев И.В.

ННГУ им. Н.И. Лобачевского, 603022, Нижний Новгород, пр. Гагарина, 23

Тиристоры на основе арсенида галлия и его твердых растворов представляют большой интерес для современной российской микроэлектроники с точки зрения создания малогабаритных быстродействующих ключей (альтернативных Si или GaN полевым транзисторам), а также с позиций импортозамещения электронной компонентной базы. Основные разработки в области создания высоковольтных тириستоров различных конструкций были выполнены для гетероструктур GaAs/AlGaAs, выращенных методом жидкофазной эпитаксии [1]. В последнее время внимание исследователей привлекают тиристоры, выращенные методом газофазной МОС-гидридной эпитаксии (ГФЭ МОС), в качестве низковольтных высокоточных переключателей в цепях с низкоимпедансной нагрузкой [2].

В настоящей работе рассмотрены конструктивные особенности и технологические аспекты изготовления методом ГФЭ МОС низковольтных A_3B_5 -тиристоров, разрабатываемых в лаборатории эпитаксиальной технологии НИФТИ ННГУ. На базе разработанных структур были созданы чип-тиристоры с напряжением переключения $U_{\text{прк}} = 35$ В, остаточным напряжением $U_{\text{ост}} = (1 \div 1.3)$ В, временем нарастания тока от 3 нс, скоростью нарастания более 2.5 кА/мкс. Образцы выдерживали многократное пропускание коротких (200 нс) импульсов тока с амплитудой до $I_0 = 80$ А. При этом сопротивление R_T чип-тиристоров в открытом состоянии с ростом I_0 уменьшалось на порядок и составляло $R_T \approx 50$ мОм (при $I_0 \geq 20$ А).

Разработаны и изготовлены тиристоры с электрическим и оптическим управлением. Электрическое управление реализовано с кольцевой и полосковой геометрией управляющего электрода. Минимальный размер чипа составил 2×0.5 мм. При этом минимальный управляющий ток $I_{\text{упр}}$ равен 10 мА, управляющее напряжение составляет $U_{\text{упр}} \sim 3$ В. Внешнее оптическое управление продемонстрировано с использованием изготовленных в НИФТИ ННГУ полупроводниковых лазеров, излучающих на длине волны $\lambda = 0.8$ мкм. Внутреннее оптическое управление реализовано в структуре чип-тиристоров, содержащих в своем составе светодиодные слои с квантовой ямой GaAsP/AlGaAs, что обеспечивает оптическую передачу эмиттерного тока. Продемонстрирована устойчивая работа таких тиристоров при токе управления $I_{\text{упр}} = (20 \div 35)$ мА.

Разработанные тиристоры апробированы в качестве быстродействующих коммутаторов в малогабаритных устройствах. В частности, на основе GaAs-динистора была реализована схема релаксационного генератора для накачки многоямного InGaAs/GaAs/AlGaAs гетеролазера с увеличенной активной областью. В результате были получены оптические импульсы длительностью 4–100 нс в импульсном и импульсно-периодическом режимах накачки [3].

[1] Данильченко В.Г. и др., ФТП, 45, 524 (2011).

[2] Slipchenko S.O. et al., IEEE Transact. on Electron Devices, 67, 193 (2020).

[3] Жидяев К.С. и др., Труды XXVI Международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 14–17 марта 2022 г.), 2, 784 (2022).

Немонотонное поведение средней поперечной энергии электронов, эмитированных р-GaAs(Cs,O) фотокатодом, в процессе его кислород-индуцированной деградации

Шайблер Г.Э.^{1,2}, Косолюбов С.Н.¹, Терехов А.С.¹,
Jones L.B.^{3,4}, Militsyn B.L.^{3,4}, Noakes T.C.Q.^{3,4}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, ул. Ак. Лаврентьева, 13

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

³ASTeC, STFC Daresbury Laboratory, Warrington, Cheshire, WA4 4AD, UK

⁴Cockcroft Institute of Accelerator Science and Technology, Warrington, WA4 4AD, UK

Фотокатоды на основе GaAs широко используются в качестве источников электронов в ускорителях [1]. Энергетическое распределение эмитированных электронов определяет параметры электронного пучка, в частности средняя поперечная энергия (МТЕ) является одним из параметров, которые определяют яркость пучка электронов (плотность электронов в 6-мерном пространстве координат и импульсов). Несмотря на большое количество литературы, в которой представлены измерения МТЕ для фотокатодных источников электронов, используемых в ускорителях, информации об изменениях МТЕ во время деградации фотокатода мало. Учитывая, что деградация фотокатода неизбежна во время работы источника электронов ускорителя, исследование эволюции МТЕ во время деградации фотокатода и механизмов, лежащих в основе этого процесса, представляет практический интерес для оценки изменений качества пучка во время работы ускорителя.

Мы изготовили р-GaAs(Cs,O) фотокатод, активированный до состояния эффективного отрицательного электронного сродства ($\chi^* < 0$), а затем подвергли его деградации точно контролируе-

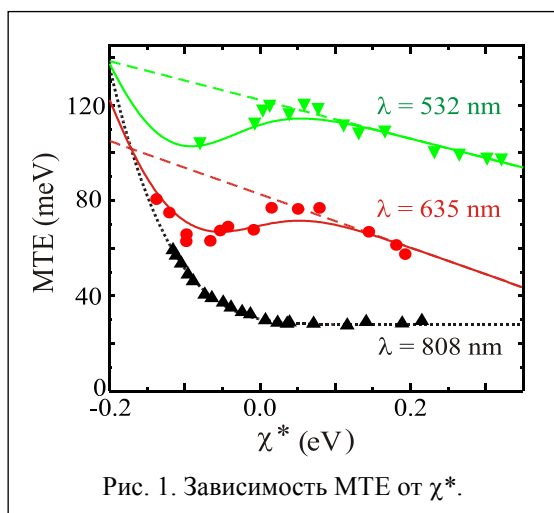


Рис. 1. Зависимость МТЕ от χ^* .

мыми дозами кислорода. Этим мы смогли смоделировать одну из возможных траекторий деградации фотокатода во время работы ускорителя и отследить последующие изменения в разбросе электронов по энергиям. Измерения распределений эмитированных электронов по продольной (к нормали к поверхности фотокатода) и поперечной компонентам энергии проводились с помощью спектрометра TESS [2]. Было проведено три цикла экспериментов, отличавшихся длиной волны падающего на фотокатод света: $\lambda = 808$ нм, $\lambda = 635$ нм и $\lambda = 532$ нм. Из эволюции распределений эмитированных электронов по продольной компоненте энергии мы определили зависимость эффективного электронного сродства χ^* от кислородной дозы.

Это позволило определить зависимость средней поперечной энергии от величины отрицательного электронного сродства, представленную на рисунке 1. Видно, что при освещении фотокатода светом с $\lambda = 808$ нм МТЕ монотонно снижается с увеличением χ^* , а для $\lambda = 635$ нм и $\lambda = 532$ нм поведение МТЕ неожиданно оказалось немонотонным. Мы показали, что данная немонотонность объясняется изменением долей термализованных и нетермализованных (горячих) электронов в общем числе эмитированных электронов при изменении эффективного электронного сродства.

Результаты работы представлены в [3].

[1] D.H. Dowell et al., *Nuclear Instrum. and Methods A.*, **622**, 658 (2010).

[2] L.B. Jones et al., *J. Appl. Phys.*, **121**, 225707 (2017).

[3] L.B. Jones et al., *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **54**, 205301 (2021).

Влияние термической обработки на структурные и оптические свойства нанонитей Ge, полученных электрохимическим осаждением

Павликов А.В.^{1,2}, Шарафутдинова А.М.¹, Гаврилин И.М.², Зайцев В.Б.¹,
Дронов А.А.², Гаврилов С.А.²

¹Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1
²НИУ МИЭТ, 124498, Зеленоград, пл. Шокина, 1

Нанонити Ge (Ge NW) имеют широкий спектр применения благодаря своим электрофизическим и оптическим свойствам. В частности, они могут найти применение в металл-ионных аккумуляторах. Метод осаждения из газовой фазы является распространенным, но имеет ряд недостатков: необходимость использования сложного энергоемкого оборудования и токсичных прекурсоров [1]. Ранее была продемонстрирована возможность синтеза Ge NW электрохимическим осаждением из водных растворов (ес-LLS) при комнатной температуре [2, 3].

Исследования, проведенные методом комбинационного рассеяния света (КРС), показали, что под действием возбуждающего лазерного излучения (ЛИ) низкой интенсивности в Ge NW может происходить локальная кристаллизация [4, 5]. Это процесс связан с сильным нагревом Ge NW из-за их низкой теплопроводности. Предварительная термическая обработка может сделать Ge NW более стабильными к нагреву в процессе их последующей эксплуатации в металл-ионных батареях.

Целью данной работы были оптические и структурные исследования исходных и отожженных Ge NW. Методом КРС было определено изменение доли кристаллической фазы (f) в результате воздействия ЛИ различной интенсивности I_{laser} и с различной длиной волны λ_{exc} (рис. 1). Пороговые значения интенсивности ЛИ, при которых происходит кристаллизация, составляют 10 Вт/см^2 при 632.8 нм и 375 Вт/см^2 при 488.0 нм . По результатам измерения диффузного рассеяния коэффициент поглощения исходного образца при 488.0 нм в 1.7 раза ниже, чем при 632.8 нм , что объясняет различие в порогах кристаллизации.

Отжиг в вакуумной печи при 300 и 600 °C приводит к частичной кристаллизации Ge NW, причем нити согласно данным электронной микроскопии сохраняют свою морфологию. Отжиг при максимальной температуре снижает поглощение света в Ge NW, в результате чего f практически не изменяется в течение всего времени воздействия. Полученные результаты будут полезны для разработки различных устройств (металл-ионных аккумуляторов, фотоприемников, датчиков и т.д.) на основе Ge NW, полученных методом ес-LLS.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФ 20-19-00720.

[1] C. O'Regan et al., *J. Mater. Chem. C*, **2**, 14 (2014).

[2] E. Fahrenkrug, S. Maldonado, *Acc. Chem. Res.*, **48**, 1881 (2015).

[3] I.M. Gavrilin et al., *Semiconductors*, **51**, 1067 (2017).

[4] S.A. Gavrilov et al., *J. Raman Spectrosc.*, **49**, 810 (2018).

[5] A.V. Pavlikov et al., *J. Raman Spectrosc.*, **51**, 596 (2020).

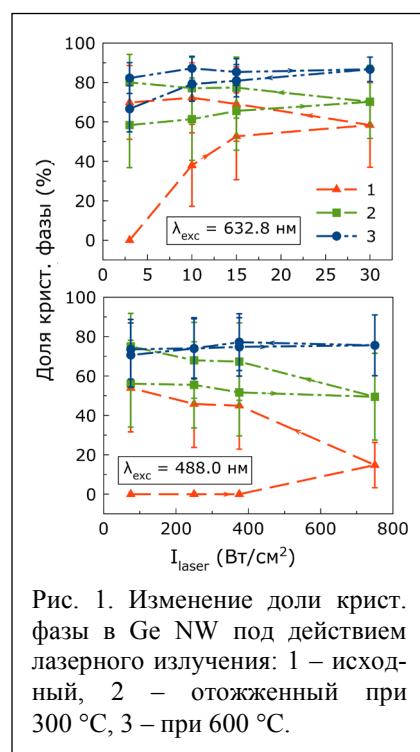


Рис. 1. Изменение доли крист. фазы в Ge NW под действием лазерного излучения: 1 – исходный, 2 – отожженный при 300 °C, 3 – при 600 °C.

Электрофизические свойства нанотрубок диоксида титана, модифицированных медью

Шарафутдинова А.М., Мартышов М.Н., Павликов А.В., Константинова Е.А.

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

Среди многочисленных фотокаталитических металлооксидных материалов, используемых для разложения органических загрязнителей, наиболее широко изучаются различные структуры на основе диоксида титана (TiO_2) благодаря его высокой химической стабильности и низкой токсичности [1]. Весьма перспективными для фотоиндуцированного преобразования углекислого газа в прекурсоры углеводородного топлива являются массивы модифицированных медью многостенных нанотрубок TiO_2 , структурные, оптоэлектронные, электрофизические свойства которых изучены в данной работе.

Формирование массивов нанотрубок TiO_2 происходило путем двухстадийного электрохимического окисления предварительно подготовленной Ti -фольги ВТ1-0. Полученные образцы подвергались термической обработке на воздухе в течение 1 ч при 450°C для кристаллизации. Далее методом ионного наплавления (SILAR) на поверхность нанотрубок осаждали оксид меди Cu_xO с последующим отжигом на воздухе при температуре 300°C в течение 60 минут. В работе изучены образцы, полученные при различных количествах циклов нанесения Cu_xO (0, 10, 30 и 60 циклов). Исследование структурных и электронных свойств образцов было выполнено с использованием методов сканирующей электронной микроскопии, комбинационного рассеяния света (КРС) и спектроскопии электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Измерения проводимости сделаны в диапазоне температур 240–400 К. В качестве нижнего электрода выступала титановая подложка, на которой непосредственно формировались массивы нанотрубок. Верхний электрод размером 3×4 мм был также выполнен из материала подложки и прижимался сверху к образцу.

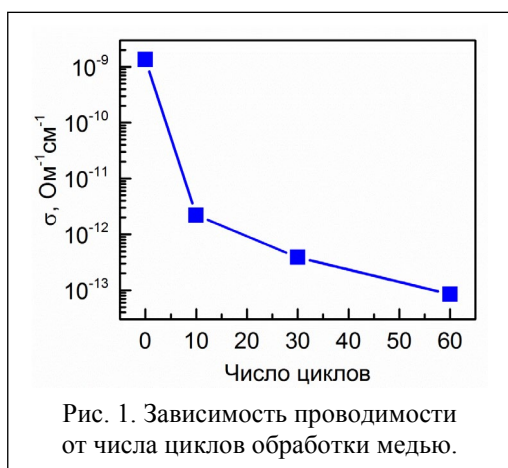


Рис. 1. Зависимость проводимости от числа циклов обработки медью.

На полученных спектрах КРС были обнаружены пики на 142 см^{-1} (E_{1g}), 394 см^{-1} (B_{1g}), 515 см^{-1} (A_{1g}/B_{1g}) и 635 см^{-1} (E_g), которые свидетельствуют о кристаллической структуре анатаза. Спектры образцов с нанесенными слоями оксида меди содержат те же линии, что и исходный образец, их интенсивность уменьшается с увеличением числа циклов нанесения меди. Исследование температурных зависимостей проводимости показало, что для всех образцов они имеют активационный характер. Энергия активации увеличивается от 0.31 эВ до 0.51 эВ с увеличением числа циклов нанесения меди. На рис. 1 показана зависимость проводимости, измеренной при комнатной температуре, от числа циклов нанесения меди.

Видно, что модификация медью приводит к значительному (до 4 порядков) уменьшению проводимости. Исследование спектров ЭПР показало, что модификация медью приводит к образованию частиц CuO на поверхности нанотрубок. Поэтому столь значительное уменьшение проводимости может объясняться формированием гетеропереходов TiO_2/CuO в массивах нанотрубок [2].

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 21-19-00494 (<https://rscf.ru/project/21-19-00494/>).

[1] S. Mohajernia et al., *ChemElectroChem*, **6**, 1244 (2019).

[2] M. Janczarek et al., *Catalysts*, **7**, 317 (2017).

Мемристоры на основе слоёв GeSi_xO_y с нанокластерами германия

Володин В.А.^{1,2}, Юшков И.Д.^{1,2}, Liping Yin², Камаев Г.Д.¹, Vergnat M.³

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

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

³Université de Lorraine, CNRS, IJL, F-54000 Нанси, Франция

Создание универсальной памяти будущего – одна из самых важных задач наноэлектроники. Считается, что мемристоры являются наиболее перспективными кандидатами для создания такой памяти. В последнее время появились исследования по влиянию света на резистивные переключения в мемристорах, такие светочувствительные мемристоры назвали фотомемристорами [1]. Возможность оптически стимулированного переключения мемристоров перспективна для создания оптических компьютеров, технического зрения и нейронных сетей.

Преимущества слоёв $\text{Si}_x\text{Ge}_y\text{O}_z$ заключаются в том, что способ их осаждения недорог и совместим с кремниевой технологией, а также в возможности наноразмерных флуктуаций потенциала. Различие в щели состояний SiO_2 (8–9 эВ) и GeO_2 (4–5 эВ) позволяет модулировать параметры относительно «мелких» ловушек заряда (включений оксидов германия в оксид кремния), а также «глубоких» ловушек (областей с избытком германия) и аморфных нанокластеров и нанокристаллов Ge.

Нестехиометрические оксидные плёнки GeSi_xO_y и многослойные структуры на их основе были получены высоковакуумным испарением порошков GeO_2 , SiO, SiO_2 либо Ge и напылением на холодные подложки Si(001) типов n^+ , n, p, и p^+ . Исходные и подвергнутые отжигам (до 500 °C) образцы исследовали методами ИК-спектроскопии, электронной микроскопии и спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС). В качестве верхнего электрода на слои GeSi_xO_y был нанесён прозрачный ITO-контакт, были изготовлены мемристорные МДП-структуры. Исследованы темновые и световые (подсветка галогеновой лампой) вольт-амперные характеристики (ВАХ), а также циклы резистивных переключений.

Из анализа спектров КРС установлено, что исходные слои $\text{GeO}[\text{SiO}_2]$ не содержали кластеров аморфного германия, а слои $\text{GeO}[\text{SiO}]$ содержали такие кластеры размером ~3 нм. По данным ИК-спектроскопии слои содержали Si-O, Ge-O и Si-O-Ge связи. После отжига 500 °C в обоих слоях были обнаружены кластеры аморфного германия.

Обратимые резистивные переключения (мемристорный эффект) наблюдались для p^+ -Si (или n^+ -Si) / $\text{GeO}[\text{SiO}_2]$ (или $\text{GeO}[\text{SiO}]$) / ITO и для p -Si / SiO_2 / a-Ge / $\text{GeO}_x[\text{SiO}_2]$ / ITO МДП-структур. В отожженной (500 °C) МДП-структуре n^+ -Si / $\text{GeO}[\text{SiO}]$ / ITO с нанокластерами Ge наблюдалась как отрицательная, так и положительная фотопроводимость. Был получен эффект влияния света на ВАХ МДП-структур и на резистивное переключение в ней. Наблюдалось заметное уменьшение напряжения резистивных переключений при освещении галогеновой лампой [2]. Наибольшие изменения в проводимости при освещении наблюдались при приложении отрицательных смещений. Однако было обнаружено, что при положительных напряжениях фотоэффект в МДП-структурах, содержащих германий, более чем на порядок выше, чем в МДП-структурах без кластеров германия. Механизм влияния света на переключения связывается как с изменением изгиба зон в области пространственного заряда кремния при освещении [3], так и с возможным поглощением света в нанокластерах германия.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, проект № FSUS-2020-0029.

[1] Wei Wang et al. // *Scientific Reports*, **6**, 31224 (2016).

[2] V.A. Volodin et al. // *Proc. SPIE*, **12157**, 12157 0A (2022).

[3] С.В. Тухов и др. // *Письма в ЖТФ*, **42**, 78 (2016).

Исследования адгезии тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ к гибкой подложке

Якубов А.О.¹, Терехов Д.Ю.¹, Пепеляев Д.В.¹, Савицкий А.И.^{1,2},
Мурашко Д.Т.¹, Ступин А.А.¹

¹НИУ МИЭТ, 124498, Зеленоград, пл. Шокина, 1

²НПК «Технологический центр», 124498, Зеленоград, пл. Шокина, 1, стр. 7

В настоящее время актуальным направлением развития современной электроники является создание гибких электронных устройств. В качестве коммерчески успешных устройств гибкой электроники можно выделить гибкие дисплеи, солнечные батареи, электронную бумагу, элементы носимых устройств. Однако, не смотря на развитие данного направления, в настоящее время актуальной проблемой является создание надежного гибкого элемента энергонезависимой памяти. Среди наиболее перспективных технологий запоминающих устройств является технология фазовой памяти, функциональным материалом которой являются халькогенидные соединения, в частности $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$. Несмотря на активные исследования материалов фазовой памяти, создание гибкого элемента памяти в настоящее время затруднительно. В частности, одним из важных критериев для создания гибкого запоминающего устройства является формирование используемых слоев с высоким уровнем адгезии как друг к другу, так и к гибкой подложке. Таким образом, целью данной работы является исследование адгезии тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ к соседним слоям и к гибкой подложке.

Для определения адгезии тонкопленочной структуры к подложке был выбран метод отрыва, поскольку данный метод является одним из наиболее точных, а также не требует дорогостоящего оборудования для проведения измерений. Для данных исследований использовался испытательный стенд PCE-FTS50.

Исследования проводились на тонкопленочных образцах, представляющих собой гибкую полиимидную или кремниевую подложки толщиной 200 и 470 мкм соответственно, на которые наносились 6 контактных областей. Данные области представляют собой окружности, сформированные при помощи метода фотолитографии, к которым затем крепился с помощью лака держатель испытательного стенда. В качестве материалов контактных областей использовались пленки $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, а также проводящие слои W, TiN, Ni толщиной 500 нм.

В качестве соединительного лака использовался двухкомпонентный эпоксидный клей без растворителя, поскольку клей, соединенный с растворителем, имеет адгезию выше, чем адгезия тонкопленочных структур к подложке. Данный вид клея не вносит видимых изменений в исследуемые покрытия [1].

В результате проведенных исследований было установлено, что слои $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, сформированные на различных подложках, обладают близким уровнем адгезии, равным 0.3 и 0.25 МПа для кремниевой и полиимидной подложек соответственно. Также наилучшей адгезией обладают слои $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$, нанесенные на слой TiN (0.5 МПа для обоих типов подложек).

Таким образом, полученные результаты исследований показали, что использование полиимидной подложки позволяет сформировать элемент гибкой памяти с уровнем адгезии, сопоставимым с устройством, полученным на негибкой кремниевой подложке.

[1] ГОСТ 32299-2013 (ISO 4624:2002): *Материалы лакокрасочные. Определение адгезии методом отрыва.*

Температурные зависимости электрофизических характеристик тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$

Якубов А.О.¹, Савицкий А.И.^{1,2}, Кузовков Д.О.¹, Лазаренко П.И.¹

¹НИУ МИЭТ, 124498, Зеленоград, пл. Шокина, 1

²НПК «Технологический центр», 124498, Зеленоград, пл. Шокина, 1, стр. 7

Электрическая фазовая память (Phase change memory, PCM), принцип работы которой основан на обратимых фазовых переходах между аморфным и кристаллическим состояниями, благодаря своим характеристикам является кандидатом не только в качестве замены флэш-памяти, но и для применения в высокоскоростных энергонезависимых устройствах хранения данных (Storage Class Memory). Однако, несмотря на активные исследования материалов, используемых в технологии фазовой памяти, в настоящее время остается ряд нерешенных вопросов, в частности касающихся механизмов переключения и переноса носителей заряда. В связи с этим целью данной работы является исследование температурных зависимостей электрофизических характеристик тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$.

Для изучения температурных зависимостей электрофизических характеристик были изготовлены образцы с планарным расположением контактных площадок. В качестве материала для электродов был использован вольфрам. Поверх электродов была сформирована тонкая пленка $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ (130 нм) методом магнетронного распыления.

Исследования температурных зависимостей удельного сопротивления проводились на разработанном аппаратно-программном комплексе на основе термостолка HFS600E-PB4 Linkam, источника питания Agilent E3647A, пикоамперметра Keithley 6485 и мультиметра Keithley 2700. Для предотвращения окисления образцов измерения проводились в атмосфере аргона. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) исследовались на полуавтоматической зондовой станции Cascade Summit 12000B, оснащенной тепловой системой Еспес ETC-200L, и с применением параметрического анализатора Keysight B1500A. Измерения проводились в диапазоне напряжений от -5 до 5 В при температурах от -20 до 100 °С с шагом 10 °С.

В результате проведенных исследований температурных зависимостей удельного сопротивления (рис. 1) было установлено, что в диапазоне температур от комнатной до 130 °С наблюдаются экспоненциальные зависимости удельного сопротивления от температуры, что характерно для области слабых полей халькогенидных полупроводников в аморфном состоянии. Энергия активации проводимости для данной области составляет 0.39 эВ.

В диапазоне температур от 155 до 170 °С происходит падение удельного сопротивления на 2 и более порядка, что обусловлено фазовым переходом из аморфного состояния в кристаллическое.

Результаты исследований ВАХ показали, что среднее значение энергии активации проводимости во всем диапазоне напряжений составляет 0.38 эВ.

Таким образом, в ходе данной работы были проведены исследования температурных зависимостей удельного сопротивления и ВАХ тонких пленок $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$ и определены величины энергии активации проводимости для аморфного состояния.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 20-07-01-01092).

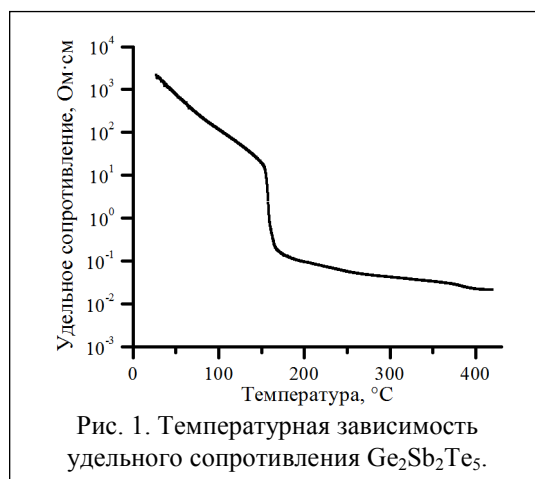


Рис. 1. Температурная зависимость удельного сопротивления $\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$.

Матричные ИК-фотоприемники на основе гетероструктур узкозонных полупроводников

Латышев А.В., Сидоров Г.Ю., Сидоров Ю.Г., Якушев М.В.

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

В настоящее время твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (кадмий-ртуть-теллур, КРТ) занимают лидирующее положение среди материалов, на основе которых разрабатываются инфракрасные фотоэлектрические детекторы излучения. Благодаря тому, что HgTe обладает инвертированной зонной структурой или, иначе, «отрицательной» шириной запрещенной зоны, в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ и настроить детектор на выбранное окно прозрачности атмосферы.

Использование подложек из CdZnTe позволяет выращивать эпитаксиальные структуры CdHgTe с низкой плотностью прорастающих дислокаций. Однако, несмотря на затраченные гигантские усилия и средства, подложки большой площади из CdZnTe остаются дорогим и эксклюзивным изделием с невоспроизводимыми характеристиками. В связи с этим повсеместно разрабатываются технологии создания гетероструктур CdHgTe на альтернативных подложках, таких как Si , GaAs , Ge . Использование подложек из кремния позволяет получать матричные фоточувствительные элементы, согласованные по коэффициенту термического расширения с кремниевой интегральной микросхемой считывания сигнала (мультиплексором).

Большое различие параметров кристаллических решеток, химическая и структурная несогласованность КРТ на Si делает задачу разработки и изготовления ИК ФП на основе гетероструктур КРТ/ Si , с параметрами, не уступающими параметрам ИК ФП на основе структур КРТ на согласованных подложках CdZnTe , чрезвычайно сложной.

В ИФП СО РАН разработано и изготовлено уникальное российское оборудование для выращивания КРТ методом МЛЭ. Проведены комплексные исследования всех этапов выращивания гетероэпитаксиальных структур CdTe и CdHgTe на подложках из арсенида галлия и кремния ориентацией (013), диаметром до 100 мм. Исследованы механизмы формирования гетеропереходов $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}/\text{GaAs}$ и $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}/\text{Si}$ и кинетика роста слоев CdZnTe и CdHgTe на высокоиндексных поверхностях. В результате разработана технология, позволяющая создавать на альтернативных подложках нелегированные и легированные In пленки CdHgTe с низкой плотностью морфологических и структурных дефектов.

Комбинация разработанных процессов мокрого и сухого типов позволяет создавать массивы фоточувствительных элементов на основе ГЭС КРТ практически любого формата с минимальным на данный момент размером пиксела 15×15 мкм. В зависимости от задачи диоды могут иметь разную полярность, а также изготавливаться по планарной или меза-технологии. В комбинации с гибкостью имеющейся технологии МЛЭ создается возможность создания практически любого типа фоточувствительных элементов на основе КРТ, включая высокотемпературные и двухцветные.

Одним из ключевых элементов фотоприемника является интегральная схема считывания сигнала (ИСС). В данный момент в ИФП сформирована группа специалистов по разработке ИСС, способная создавать современные схемы считывания, обладающие радиационной стойкостью, высокой кадровой частотой и соотношением сигнал/шум с шагом до 15 мкм. В докладе приводятся характеристики разработанных ИСС. На полученных структурах изготовлены матричные фотоприемники различного формата на диапазоны длин волн 1–3, 3–5 и 8–14 мкм, работающие как при 77 К, так и при повышенных температурах, с параметрами, не уступающими зарубежным аналогам. Впервые изготовлен фотоприемник формата 2000×2000 элементов для средневолнового спектрального диапазона.

Секция 12

НАНО- И ОПТОМЕХАНИКА

Теория оптомеханического разогрева и охлаждения фононов в поляритонных микрорезонаторах

Вяткин Е.С., Поддубный А.Н.

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

Оптомеханика микрорезонаторов – это быстроразвивающаяся область современной физики твердого тела, изучающая взаимодействие локализованных фотонов света с механическими колебаниями. Интерес исследователей стимулирован как перспективами использования сравнительно длинных времен когерентности фононов, так и открытыми фундаментальными вопросами в области нелинейных параметрических взаимодействий в твердом теле. Оптомеханические взаимодействия усиливаются в полупроводниковых микрорезонаторах с квантовыми ямами, в которых свет связывается с экситонами и образует смешанные состояния света и вещества – экситонные поляритоны [1]. Поскольку с фононами взаимодействуют и экситоны, и свет, общая оптомеханическая сила связи может быть сильно увеличена. Например, недавно был продемонстрирован фононный лазер на основе поляритонной системы [2].

Нами выполнено теоретическое исследование эффектов оптомеханического разогрева и охлаждения для фононной моды, взаимодействующей с экситонными поляритонами в квантовом микрорезонаторе (см. рис. 1, *a*). Расчет показал, что спектры разогрева и охлаждения сильно зависят от соотношения экситон-фононной и фотон-фононной констант связи (рис. 1, *b*). Было обнаружено, что интерференция между двумя механизмами взаимодействия делает возможной ситуацию, когда оптомеханическое усиление существует либо только для нижнего, либо только для верхнего поляритонного резонанса. Построена аналитическая теория, позволяющая описать результаты численного расчета.

Также была численно и аналитически исследована зависимость спектров от амплитуды колебаний в нелинейном режиме. Установлено, что спектральная асимметрия проявляется в форме аттракторов [3] для нелинейных связанных поляритон-фононных колебаний, результат представлен на рис. 1, *c*.

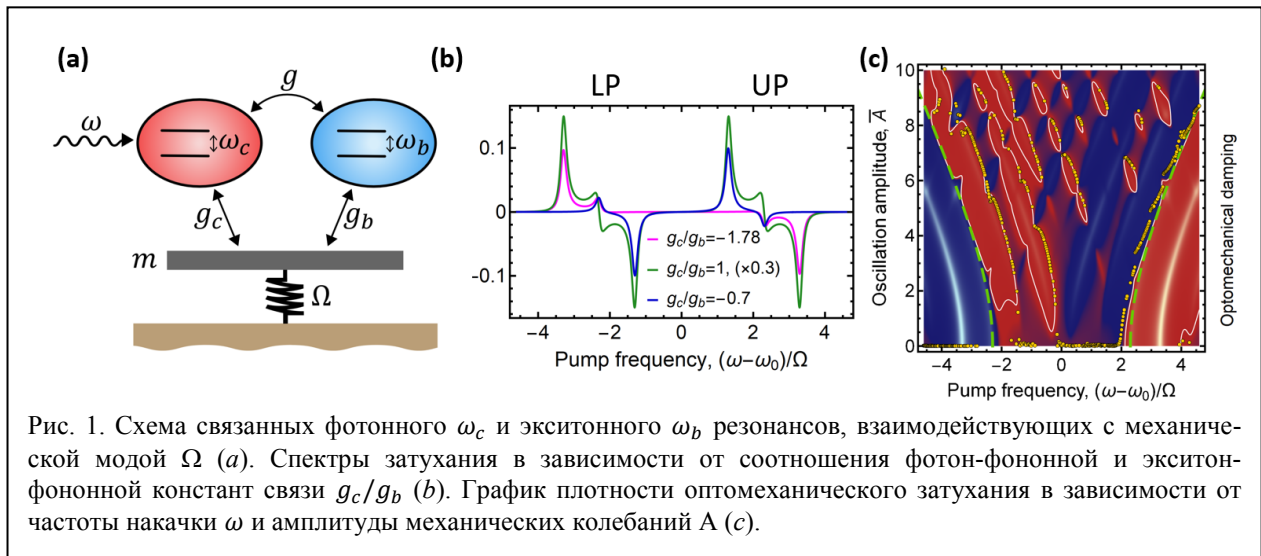


Рис. 1. Схема связанных фотонного ω_c и экситонного ω_b резонансов, взаимодействующих с механической модой Ω (*a*). Спектры затухания в зависимости от соотношения фотон-фононной и экситон-фононной констант связи g_c/g_b (*b*). График плотности оптомеханического затухания в зависимости от частоты накачки ω и амплитуды механических колебаний A (*c*).

[1] B. Jusserand, A. N. Poddubny, A. V. Poshakinskiy, A. Fainstein, and A. Lemaitre, *Polariton Resonances for Ultrastrong Coupling Cavity Optomechanics in GaAs/AlAs Multiple Quantum Wells*, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267402 (2015).

[2] D.L. Chafatinos et al., *Polariton-driven phonon laser*, *Nature Communications* **11**, 4552 (2020).

[3] H. Wu, G. Heinrich, and F. Marquardt, *The effect of Landau–Zener dynamics on phonon lasing*, *New J. Phys.* **15**, 123022 (2013).

Генерация тока при трении контакта металл-полупроводник

Дунаевский М.С., Алексеев П.А., Шаров В.А.

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

Создание миниатюрных устройств, позволяющих собирать механическую энергию из окружающей среды (ветер, волны и др.) и преобразовывать её в электричество, – актуальная задача. Одним из видов подобных устройств являются трибоэлектрические наногенераторы. Принцип работы таких устройств основан на трибоэлектрическом эффекте – генерации электрического тока при трении различных материалов. Природа и свойства таких материалов могут быть различными. Трибоэлектрическая генерация показана при трении контактов полимер – полимер, полярная жидкость – полимер, полупроводник – полупроводник, металл – полупроводник [1, 2]. Недавно было показано, что использование полупроводников для трибоэлектрической генерации позволяет существенно повысить плотность тока до значений, достигающих 10^5 А/м² [3]. При этом мощность генератора достигает 1000 Вт/м² [4].

Наиболее исследованным полупроводниковым материалом для трибоэлектрической генерации является кремний [2]. Показано, что плотность трибоэлектрического тока зависит от уровня и типа легирования, плотности поверхностных состояний, а также толщины естественного оксида. Полярность трибоэлектрического тока объясняется по-разному. Группа проф. Z. L. Wang объясняет знак трибоэлектрического тока с помощью так называемого трибовольтаического эффекта и указывает на то, что знак должен совпадать со знаком фототока [5]. Альтернативным подходом является предложение учитывать положение закрепления уровня Ферми на поверхностных состояниях, а также туннелирование электронов через поверхностный оксид [4, 6].

Целью данной работы было определить основные факторы, влияющие на величину и полярность трибоэлектрического тока при трении металла о полупроводник. Эксперимент выполнялся с применением сканирующего зондового микроскопа. Для определения величины тока производилось сканирование поверхности полупроводника металлизированным зондом в контактном режиме с различной силой воздействия на поверхность, при этом регистрировался ток короткого замыкания, протекающий в цепи во время сканирования. Напряжение холостого хода определялось путём подбора напряжения, подаваемого на зонд, при котором трибоэлектрический ток пропадал. В качестве полупроводников использовались Si, InP, InAs, GaAs с различными уровнями и типами легирования. Важно отметить, что полупроводники A₃B₅ имеют более высокую плотность поверхностных состояний, по сравнению с Si, что позволяет более точно определить влияние поверхностных состояний на величину и полярность трибоэлектрического тока.

Показано, что использование полупроводников A₃B₅ является перспективным в трибоэлектрических наногенераторах и вследствие высокой плотности поверхностных состояний позволяет увеличить плотность тока в 10–100 раз по сравнению с кремнием. Направление трибоэлектрического тока определяется соотношением работы выхода зонда и положением поверхностного закрепления уровня Ферми.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда № 22-22-20084 (совместно с регионом Санкт-Петербурга), <https://rscf.ru/project/22-22-20084/>.

[1] C. Wu et al., *Advanced Energy Materials*, **9** (1), 1802906. (2019).

[2] R. Yang et al., *Nano Energy*, 105849 (2021).

[3] V. A. Sharov et al., *ACS Applied Energy Materials*, **2** (6), 4395 (2019).

[4] S. Lin et al., *Advanced Science*, **6** (24), 1901925 (2019).

[5] M. Zheng et al., *Advanced Materials*, **32**, 2000928 (2020).

[6] J. Liu et al., *Advanced Electronic Materials*, **5**, 1900464 (2019).

Упругая блокада в одноэлектронном транзисторе

Качоровский В.Ю.¹, Евсеев С.С.², Бурмистров И.С.², Тихонов К.С.^{2,3}

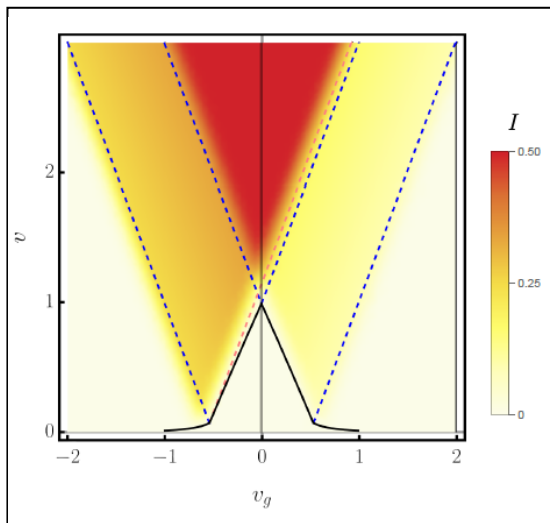
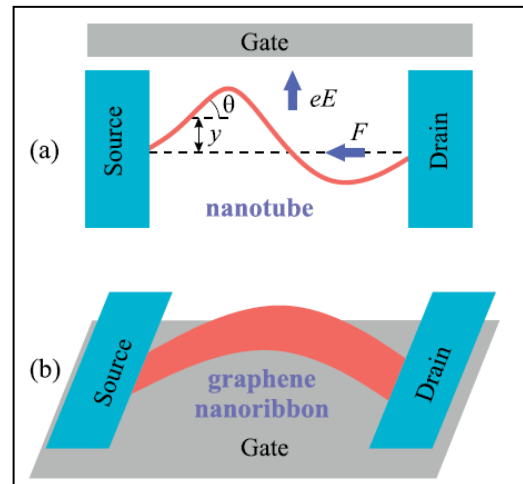
¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

²ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН, 142432, Черноголовка, пр. Ак. Семенова, д. 1А

³Сколтех, 121205, Москва, Большой бульвар, д. 30, стр. 1

Одноэлектронный транзистор на основе подвешенной углеродной нанотрубки или лепестка графена может демонстрировать эффекты, связанные с сильной корреляцией электронных и механических степеней свободы. Один из наиболее интересных режимов реализуется вблизи эйлеровской неустойчивости (ЭН), индуцированной продольной силой, сжимающей нанотрубку. В таком режиме даже малое изменение сжимающей силы резко меняет вольтамперные характеристики (ВАХ) транзистора. Одним из интересных свойств системы является существование щели: ток не течёт через транзистор при $V < \Delta_v$ и всех затворных напряжениях.

В этой работе мы исследуем поведение такой системы в присутствии беспорядка в упругих свойствах трубки. Естественно ожидать, что вблизи ЭН упругие свойства трубки оказываются особенно чувствительны к беспорядку. Мы развили простой метод расчета, позволяющий явно вычислить функцию распределения изгиба нанотрубки с учётом электронной и механической степеней свободы. На основе этого метода получено явное выражение для тока через одноэлектронный транзистор



в предположении малости изгиба нанотрубки. Показано, что беспорядок приводит к ряду ярких эффектов: в частности, к появлению плато на ВАХ, появлению минищелей в функции распределения изгиба нанотрубки, а также существенному увеличению области ненулевого тока в переменных V_g, V (здесь V – тянущее, а V_g – затворное напряжение). Таким образом, вопреки наивным ожиданиям, беспорядок может приводить к усилению тока через систему. Типичный график плотности тока на плоскости V_g, V показан на рисунке. Черная линия отделяет щель, т.е. область с нулевым током (ниже черной линии). Светло желтая область с ненулевым током возникла из-за беспорядка. Изменение внешней упругой силы позволяет сдвигать положение пунктирных линий на рисунке, т.е. появляется дополнительная возможность механического контроля прибора.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 20-52-12019 ННИО_a

Воздействие высокочастотных механических колебаний на транспортные свойства квазиодномерных проводников

Никитин М.В.¹, Покровский В.Я.¹, Зыбцев С.Г.¹, Колесов В.В.¹,
Кашин В.В.¹, Логинов Б.А.²

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

²НИУ МИЭТ, 124498, Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1

Необычные электромеханические свойства квазиодномерных проводников (КвОП) можно описать в терминах упругого взаимодействия кристаллической решётки и волны зарядовой плотности (ВЗП). В качестве примеров можно привести аномально большое снижение упругих модулей при движении ВЗП [1] и различные виды деформации образцов в электрическом поле [2].

Наиболее полно электромеханические свойства изучены на TaS₃, где наблюдалась огромная механическая деформация в электрическом поле, а также значительная модуляция тока ВЗП при одноосной и крутильной [2] деформации. Это позволило разработать методику «самодетектирования» резонансных колебаний подвешенных вискерев TaS₃ [3], выступающих при этом в роли актюаторов и сенсоров. Недавно данная методика была дополнена возможностями регулирования натяжения образцов, а также возбуждения в них колебаний с помощью пьезоактюаторов. Это позволило исследовать воздействие механических колебаний частотой до 60 МГц на транспортные свойства вискерев ряда КвОП: ромбического TaS₃, NbS₃ I и II фазы, а также (TaSe₄)₂I. Получены следующие результаты.

Достигнута синхронизация скольжения ВЗП механическими колебаниями, возбуждаемыми в вискерах TaS₃ [4]. При подаче на пьезоактюаторы ВЧ-напряжения в диапазоне частот 0.01– 5 МГц на ВАХ наблюдались особенности, аналогичные ступенькам Шапиро (СШ). Амплитуда этих «механических» СШ достигала максимума на частотах механических резонансов образца. По нашим оценкам, наблюдение «механических» СШ свидетельствует об аномально сильной модуляции тока ВЗП в режиме синхронизации (~100%).

Методом гетеродинамирования с ЧМ на вискерах NbS₃-II исследованы частотные зависимости тока смещения в диапазоне частот от 0.1 до 60 МГц. Обнаружен ряд особенностей, в том числе на частотах около 9 и 18 МГц. Показано, что модуляция проводимости на этих частотах вызвана возбуждением звуковых стоячих волн, ранее не наблюдавшихся в NbS₃.

Методом «самодетектирования» на образцах (TaSe₄)₂I измерены частотные характеристики тока смещения в диапазоне от 0.1–1 МГц при температуре 160 К. При подключении пьезоактюаторов наблюдалось увеличение амплитуды одного из резонансных пиков на два порядка. Результат открывает новые перспективы изучения электромеханических свойств данного материала.

На вискерах NbS₃-II получены первые результаты, показывающие возможность наблюдения механических СШ. Образцы монтировались на подложке из ниобата лития с нанесёнными встречно-штыревыми преобразователями, создающими на её поверхности акустическую волну.

Таким образом, воздействие на динамику ВЗП механических колебаний, источником которых может быть как сам образец, так и внешний привод, интересно и для изучения фундаментальных свойств КвОП, и с целью создания элементов НЭМС на основе этих материалов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 22-19-00783.

[1] J.W. Brill, *Handbook of Elastic Properties of Solids, Liquids, and Gases*, Academic Press (2001).

[2] В.Я. Покровский и др. УФН, 183, 33 (2013).

[3] V.Ya. Pokrovskii, M.V. Nikitin and S.G. Zybtev, *Physica*, B 460, 39-44 (2015).

[4] M.V. Nikitin, S.G. Zybtev, V.Ya. Pokrovskii and B.A. Loginov, *Appl. Phys. Lett.*, 118, 223105 (2021).

Оптические свойства нитевидных нанокристаллов GaP при механической деформации

Шаров В.А.^{1,2}, Алексеев П.А.¹, Можаров А.М.², Федоров В.В.², Мухин И.С.²

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

²Академический университет им. Ж.И. Алферова РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Хлопина, 8, к. 3

Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы (ННК, нанопровода) – это квазиодномерные наноструктуры длиной до десятков микрон и поперечным размером от десятков до сотен нанометров. Материалы A_3B_5 в геометрии ННК перспективны для расширения материальной базы оптоэлектроники и фотоники: их преимуществами над планарными аналогами являются возможность бездислокационного роста аксиальных и радиальных гетероструктур в сильно рассогласованных эпитаксиальных системах, а также возможность стабилизации вюрцитной кристаллической фазы.

Кроме того, ННК обладают чрезвычайной механической прочностью: они способны выдерживать механические напряжения до 12 ГПа – на порядок больше, чем планарные полупроводники [1]. Это открывает перспективы для стрейнтроники – направления наноэлектроники, идея которого заключается в управлении физическими свойствами кристалла через эффекты, наведенные механическими деформациями. Оптические и транспортные свойства сильно деформированных ННК активно изучаются в последние годы [2].

В настоящей работе исследовались ННК фосфида галлия (GaP) разного диаметра, лежащие на никелевой подложке. ННК были изогнуты с помощью атомно-силового микроскопа, максимальная величина изгибных деформаций составила 4.5%. Исследовались спектры комбинационного рассеяния света (КРС) от напряженных участков ННК в разных поляризациях. Наблюдалось расщепление ТО моды – двойное или тройное, в зависимости от диаметра ННК (рис. 1). Этот эффект ранее не наблюдался и не обсуждался в литературе. Для его объяснения было проведено численное моделирование модовой структуры ННК, пространственного распределения напряженности электрического поля при освещении лазером и последующий анализ спектров в рамках теории деформационного потенциала.

Было показано, что распределение поля определяется материалом подложки и диаметром нанопровода, и при определенных параметрах поле оказывается сконцентрированным около его боковых граней. Сигнал КРС от этих областей смещен из-за упругой деформации, что и приводит к наблюдаемому расщеплению спектра. Такой характер распределения поля может быть использован для увеличения эффективности оптоэлектронных структур на основе ННК с радиальными гетеропереходами, а также в приборах стрейнтроники.

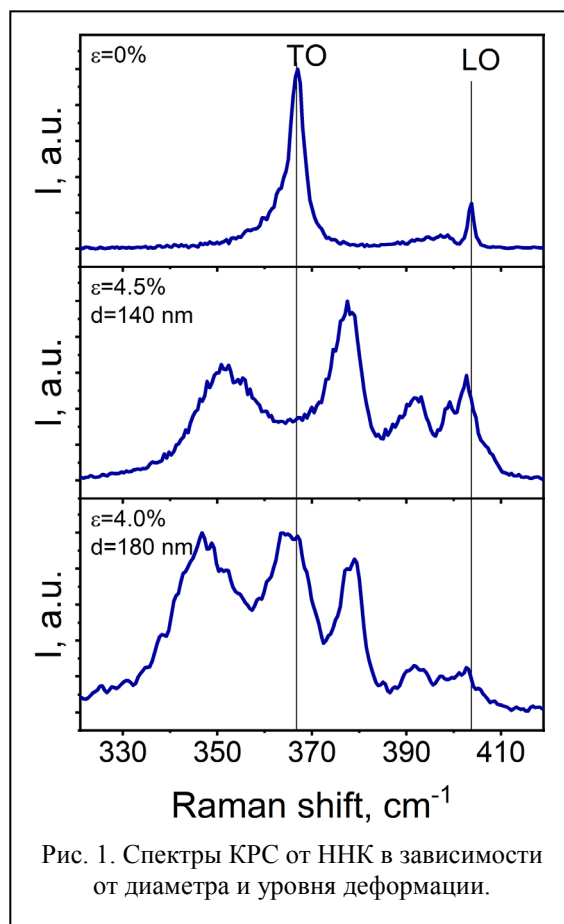


Рис. 1. Спектры КРС от ННК в зависимости от диаметра и уровня деформации.

[1] S. Hoffmann et al., *Nano lett.*, **6**, 622 (2006).

[2] P. Alekseev et al., *Nano lett.*, **19**, 4463 (2019).

Секция 13

**ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ
И БЕСЩЕЛЕВЫЕ МАТЕРИАЛЫ**

Двумерный топологический андерсоновский изолятор в квантовых ямах на основе HgTe

Квон З.Д.^{1,2}, Худайбердиев Д.А.², Михайлов Н.Н.^{1,2}

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²НГУ, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

В данной работе сообщается об экспериментальной реализации в HgTe квантовых ямах с инверсным спектром принципиально нового вида двумерных топологических изоляторов (ДТИ) – двумерных топологических андерсоновских изоляторов (ДТАИ). В таких изоляторах объемная проводимость отсутствует не благодаря наличию щели, как в обычных ДТИ, а вследствие андерсоновской локализации, возникающей из-за наличия сильного беспорядка. Экспериментальные образцы представляли собой HgTe квантовые ямы толщиной 14 нм. Как показано в работе [1], энергетический спектр этих ям представляет собой перекрывающиеся валентную зону и зону проводимости с величиной перекрытия около 5 мэВ, то есть они представляют собой типичный двумерный полуметалл. В недавней работе [2], посвященной исследованию их транспортных свойств, было обнаружено наличие андерсоновской локализации двумерных (2D) электронов и дырок в объеме КЯ с экспоненциально сильным ростом сопротивления при понижении температуры до 0.3 К. В данной работе показано, что при дальнейшем снижении температуры зависимость сопротивления от нее начинает ослабевать и при $T < 0.2$ К она выходит на насыщение. Одновременно с этим возникает сигнал нелокального сопротивления, и при $T < 0.1$ К транспорт полностью определяется переносом заряда вдоль краевых состояний. Такое поведение транспортного отклика системы говорит о том, что в исследуемой системе существует андерсоновская локализация двумерных электронов и дырок в объеме КЯ с экспоненциально сильным ростом сопротивления при понижении температуры, в то время как для одномерных краевых токовых состояний наблюдается ее практическое отсутствие, свидетельствующее о том, что перенос по ним идет по делокализованным состояниям. Это позволяет сделать вывод о том, что в квантовых ямах с инверсионным спектром нет топологической защиты от локализации для электронов и дырок в объеме КЯ, в то время как одномерные краевые токовые состояния топологически защищены от нее.

Таким образом, в HgTe квантовых ямах с инверсным спектром обнаружена принципиально новая разновидность двумерных топологических изоляторов – двумерные топологические андерсоновские изоляторы. Также в исследуемой системе наблюдались два квантовых фазовых перехода, индуцированных магнитным полем: 1) из состояния обычного андерсоновского изолятора в квантовую холловскую жидкость и 2) из двумерного топологического андерсоновского изолятора в топологическое квантовое холловское состояние. Особенно интересен второй переход, обнаруженный впервые. Фактически происходит квантовый фазовый переход из состояния ДТИ, характеризуемого переносом вдоль одномерных геликоидальных краевых состояний, между которыми идет интенсивное обратное рассеяние, в состояние ДТИ, в котором перенос заряда осуществляется уже киральными токовыми состояниями.

Полученные в работе результаты ставят новые принципиальные и глубокие вопросы перед физикой как топологических изоляторов, так и квантовых фазовых переходов.

[1] Jan Gospodari, Alexey Shuvaev, Nikolai N. Mikhailov, Z.D. Kvon, Elena G. Novik, and Andrei Pimenov, *Phys. Rev. B*, **104**, 115307 (2021).

[2] З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, М.А. Дрофа, Н.Н. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ*, **114**, 377 (2021).

Проявление гибридизации майорановских мод в эффекте Ааронова – Бома

Аксенов С.В.

ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок, 50/38

Одно из ключевых предсказанных теоретически свойств майорановского состояния, чье обнаружение в полупроводниковых проволоках с сильной спин-орбитальной связью является предметом интенсивных исследований до настоящего времени, заключается в возрастании осцилляций его энергии при увеличении магнитного поля или химического потенциала за счет сопутствующего усиления гибридизации волновых функций майорановских мод. Однако имеющиеся экспериментальные данные указывают либо на отсутствие влияния указанных факторов на энергию майорановского возбуждения, либо на прямо противоположный эффект [1].

В данной работе предлагается новый метод исследования перекрытия майорановских мод на примере П-образной гибридной структуры, содержащей сверхпроводящий сегмент (S-сегмент, выделен цветом на рис. 1а) между нормальными проволоками (плечами 1 и 2) и изображенной на рисунке 1а [2]. В частности, исследуются особенности эффекта Ааронова – Бома в режиме линейного отклика, когда нормальный контакт (N) туннельно связан с обоими плечами. Предполагается, что магнитное поле \mathbf{B} приложено локально к сверхпроводящей проволоке и направлено параллельно ей.

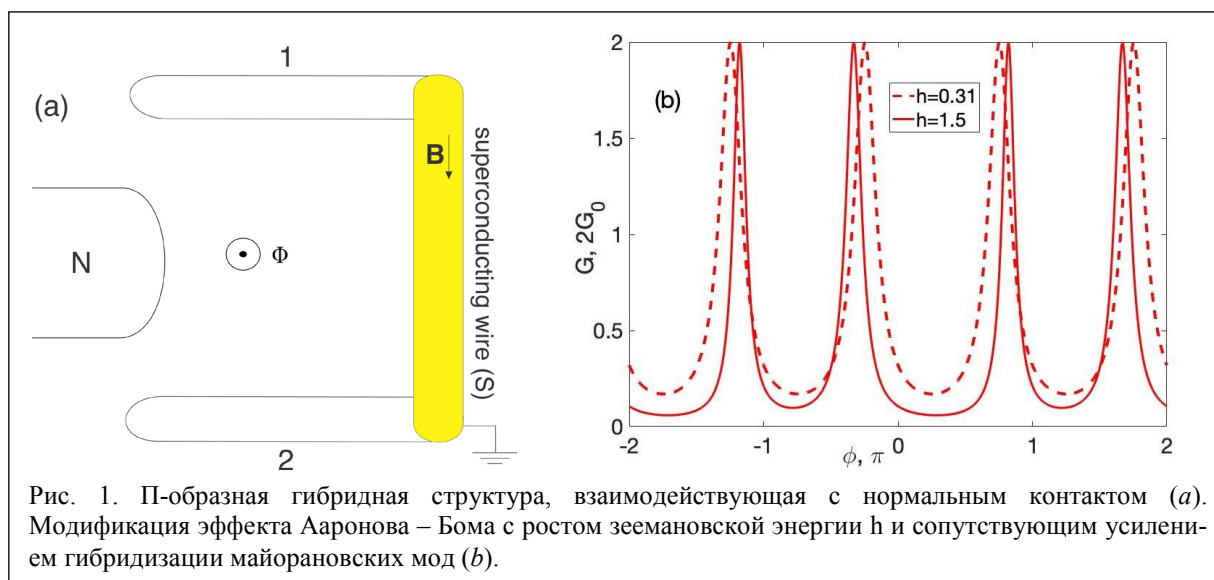


Рис. 1. П-образная гибридная структура, взаимодействующая с нормальным контактом (а). Модификация эффекта Ааронова – Бома с ростом зеемановской энергии \hbar и сопутствующим усилением гибридизации майорановских мод (б).

Обнаружено, что осцилляции кондактанса как функции магнитного потока (Φ) возникают, когда зеемановская энергия \hbar , связанная с магнитным полем в плоскости, превышает критическое значение, а S-сегмент переходит в топологически нетривиальную фазу (см. штриховую кривую на рис. 1b). В дальнейшем рост \hbar сопровождается сдвигом максимумов кондактанса и удвоением периода осцилляций Ааронова – Бома (см. сплошную кривую). Этот эффект возникает из-за того, что каждая из перекрывающихся майорановских мод взаимодействует с контактом сразу через оба плеча, что подтверждается численными расчетами для исходной спиновой модели и аналитическим анализом для бесспиновой системы, включающей цепочку Китаева и квантовые точки.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 20-02-00015), Правительства Красноярского края и Краевого фонда науки (проект № 20-42-243005).

[1] S.M. Albrecht et al., *Nature* **531**, 206 (2016).

[2] S.V. Aksenov, *J. Phys.: Cond. Matt.*, accepted (2022).

Рамановское рассеяние в соединениях $\text{MnBi}_2\text{Te}_4 \cdot n(\text{Bi}_2\text{Te}_3)$

Алигулиева Х.В.^{1,2}, Абдуллаев Н.А.^{1,3}, Алиев З.С.¹, Амирасланов И.Р.^{1,3},
Джахангирли З.А.^{1,3}, Мамедов Н.Т.¹, Чулков Е.В.^{4,5}

¹Институт физики НАН Азербайджана, AZ1141, Баку, пр. Г. Джавида, 131

²Сумгаитский государственный университет, AZ5008, Сумгаит, квартал 43

³Бакинский государственный университет, AZ1148, Баку, ул. З. Халилова, 33

⁴Санкт-Петербургский государственный университет, 198504, Петергоф, ул. Ульяновская, 3

⁵Dpto. de Polímeros y Materiales Avanzados: Física, Química y Tecnología, Facultad de Ciencias Químicas, Aptdo. 1072, 20018, Donostia-San Sebastián, Basque Country, Spain

Получен новый ряд магнитных топологических изоляторов серии $\text{MnBi}_2\text{Te}_4 \cdot n(\text{Bi}_2\text{Te}_3)$: MnBi_2Te_4 , MnBi_4Te_7 , $\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$, $\text{MnBi}_8\text{Te}_{13}$, $\text{MnBi}_{10}\text{Te}_{16}$, $\text{MnBi}_{12}\text{Te}_{19}$, $\text{MnBi}_{14}\text{Te}_{22}$ и др. Это слоистые кристаллы с пространственной группой симметрии R-3m или P-3m1. В случае первого члена серии – соединения MnBi_2Te_4 ($n = 0$) каждый слой содержит семь моноатомных плоскостей с последовательностью атомов Te-Bi-Te-Mn-Te-Bi-Te (7). Каждый следующий член этой серии отличается от предыдущего добавлением пакета с формульной единицей Bi_2Te_3 , в котором, как известно, атомы внутри одного слоя располагаются в последовательности Te-Bi-Te-Bi-Te (5). Поэтому можно условно обозначить кристаллы серии следующим образом: MnBi_2Te_4 (-7-7-7-7-7-7-7), MnBi_4Te_7 (-7-5-7-5-7-5-7-5-), $\text{MnBi}_6\text{Te}_{10}$ (-7-5-5-7-5-5-7-5-5-), $\text{MnBi}_8\text{Te}_{13}$ (-7-5-5-5-7-5-5-5-), $\text{MnBi}_{10}\text{Te}_{16}$ (-7-5-5-5-5-7-5-5-), $\text{MnBi}_{12}\text{Te}_{19}$ (-7-5-5-5-5-5-7-5-), $\text{MnBi}_{14}\text{Te}_{22}$ (-7-5-5-5-5-5-5-7-). Таким образом, с увеличением номера n члена серии увеличивается число пакетов Bi_2Te_3 и естественно предположить, что с увеличением номера n и спектры рамановского рассеяния соединения $\text{MnBi}_2\text{Te}_4 \cdot n(\text{Bi}_2\text{Te}_3)$ будут похожи с Bi_2Te_3 . Действительно, как видно из рис. 1, в спектрах рамановского рассеяния кристаллов Bi_2Te_3 (рис. 1a) и $\text{MnBi}_{14}\text{Te}_{22}$ (рис. 1d) частоты КР-активных фононов практически схожи.

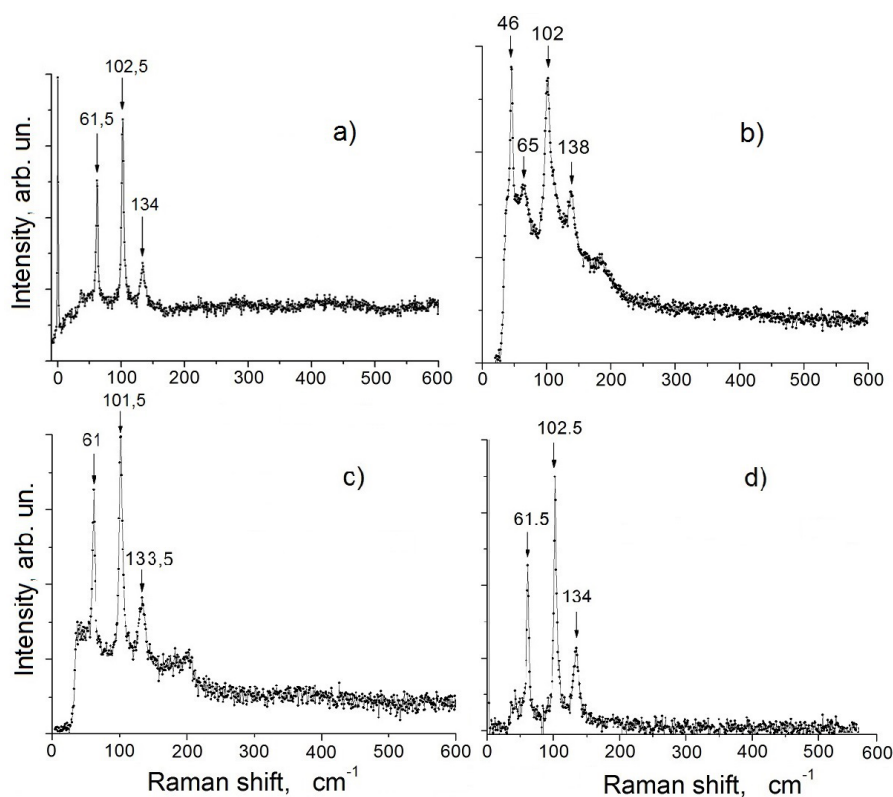


Рис. 1. Спектры рамановского рассеяния монокристаллов:
a – Bi_2Te_3 , b – MnBi_2Te_4 , c – $\text{MnBi}_{12}\text{Te}_{19}$, d – $\text{MnBi}_{14}\text{Te}_{22}$

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке Фонда развития науки при Президенте Азербайджанской Республики (гранты № EIF-BGM-4-RFTF-1/2017-21/04/1-M-02) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 18-52-06009).

Линейное магнетосопротивление в поликристаллах дираковского полуметалла $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$

Овешников Л.Н.¹, Давыдов А.Б.¹, Мехия А.Б.¹, Риль А.И.²,
Маренкин С.Ф.², Аронзон Б.А.¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

²Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова, 119991, Москва, Ленинский пр., 31

Из соображений симметрии следует, что магнетосопротивление системы, являясь четной функцией магнитного поля, в простейшем случае должно иметь форму $\sim B^2$. Однако уже в небольших магнитных полях ряд систем демонстрирует ярко выраженную линейную зависимость сопротивления $R_{xx}(B)$. Одна из первых работ в этой области была опубликована Капицей [1], в ней предполагалось, что линейное магнетосопротивление (ЛМС) может являться следствием открытой поверхности Ферми в рассматриваемых системах. С другой стороны, в работах Абрикосова [2] предполагается, что ЛМС появляется в ультраквантовом пределе, когда занят только один уровень Ландау, ввиду рассеяния на экранированных кулоновских примесях. В рамках классической теории была построена модель Париша – Литлвуда [3], в которой предполагается, что ЛМС возникает из-за примешивания холловского сигнала, вызванного неоднородностью системы. В последние годы, ввиду активных исследований топологических систем [4], было отмечено, что ЛМС в данных системах может иметь свои особенности. В частности, из-за бесщелевого характера спектра таких систем беспорядок может вызывать образование электронных и дырочных луж, которые могут выступать как области низкой подвижности в модели Париша – Литлвуда. Также предполагается, что

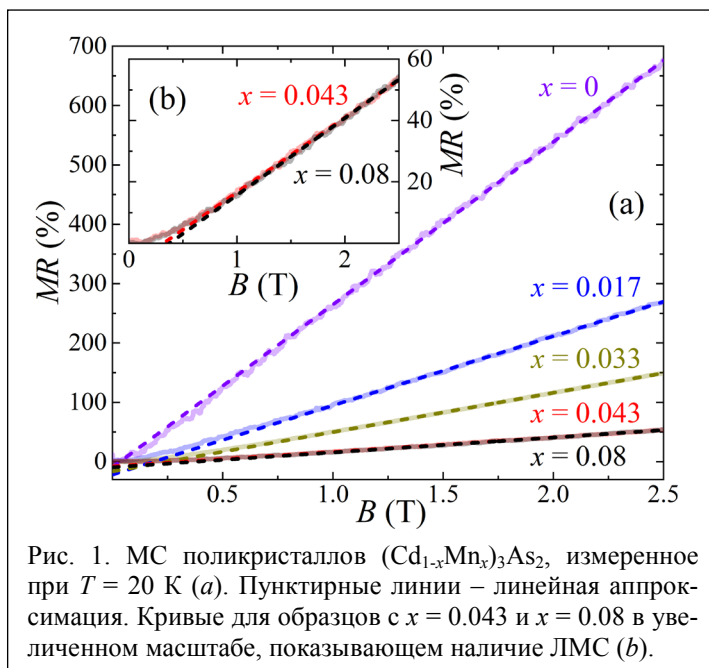


Рис. 1. МС поликристаллов $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$, измеренное при $T = 20$ К (а). Пунктирные линии – линейная аппроксимация. Кривые для образцов с $x = 0.043$ и $x = 0.08$ в увеличенном масштабе, показывающем наличие ЛМС (б).

ЛМС считается одним из проявлений дираковского спектра, полученные данные указывают на то, что добавление магнитной примеси не приводит к разрушению состояния дираковского полуметалла, а уменьшение амплитуды ЛМС при легировании марганцем происходит из роста интегрального беспорядка в системе.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 21-12-00254 (<https://rscf.ru/project/21-12-00254/>).

[1] P.L. Kapitza, *Proc. R. Soc. London A*, **123**, 342 (1929).

[2] M.M. Parish and P.B. Littlewood, *Nature*, **426**, 162 (2003).

[3] A.A. Abrikosov, *Phys. Rev. B*, **60**, 4231 (1999).

[4] A.T. Lonchakov and S.B. Bobin, *Applied Physics Letters*, **118**, 062106 (2021).

Электронный транспорт в бесщелевом кристалле HgCdTe

Васильев Ю.Б.¹, Усикова А.А.¹, Грешнов А.А.¹, Михайлов Н.Н.²

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

²ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

Специфические электронные свойства топологических материалов связаны с инверсией валентной зоны и зоны проводимости, которая обычно возникает из-за сильного спин-орбитального взаимодействия, как, например, в трехмерных топологических материалах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. В таких материалах ширина запрещенной зоны уменьшается с уменьшением концентрации Cd. Существует некоторая критическая концентрация $x_c \approx 0.16$, при которой происходит фазовый переход из полупроводниковой в полуметаллическую фазу, сопровождающийся инверсией зон. В докладе сообщается об исследованиях магнетосопротивления (МС) трехмерного кристалла $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x \approx 0.15$ в широком диапазоне температур и магнитных полей. Исследовались пленки (013) HgCdTe толщиной 5 мкм, выращенные на специально подготовленных подложках GaAs методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Из этих пластин были изготовлены холловые мостики размером 1000×200 мкм. Исследовалось сопротивление образца в магнитных полях до 12 Тл в диапазоне температур от 1.5 до 300 К. Измерения проводились четырехзондовым методом.

Наш образец демонстрирует интригующую температурную зависимость удельного сопротивления в нулевом поле с минимумом при $T^* \approx 75$ К и экспоненциальный рост сопротивления с понижением температуры в диапазоне от 75 К до 2 К (линейная зависимость в логарифмическом масштабе представлена на рис. 1). Столь необычную температурную зависимость удельного сопротивления мы связываем с температурным переходом от нормальной к инвертированной зонной структуре [1], как схематично показано на вставке к рис. 1.

Именно при $T = T^*$ ширина запрещенной зоны структуры равна нулю, что приводит к линейным ветвям дисперсии (центральная схема на рис. 1, вставка) и формированию безмассовых фермионов Кейна. Для таких носителей эффекты рассеяния и локализации сильно подавлены из-за явления, известного как парадокс Клейна, который приводит к очень низкому удельному сопротивлению вблизи $T = T^*$. Вдали от $T = T^*$ носители приобретают конечную массу либо в полупроводниковой ($T > T^*$), либо в полуметаллической ($T < T^*$) зонной схеме. В системах $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ беспорядок в основном связан с неизбежными флуктуациями состава таких материалов. В условиях фазового перехода потенциальный ландшафт беспорядка состоит из чередующихся областей (доменов) с инвертированной (полуметаллической) и нормальной (полупроводниковой) фазами, разделенными бесщелевой топологической фазой. Из-за высокой проводимости в топологических областях протекание тока происходит вдоль границы, разделяющей домены. В такой сильно неупорядоченной системе низкая энергия Ферми может способствовать локализации носителей в минимумах потенциала беспорядка. Эффект локализации возрастает с отклонением от критической температуры T^* , что соответствует экспоненциальной температурной зависимости удельного сопротивления на рис. 1. Ширина запрещенной зоны, массы и обратная подвижность быстро растут при отклонении температуры от T^* , что приводит к экспериментально наблюдаемым особенностям $R_{xx}(T)$.

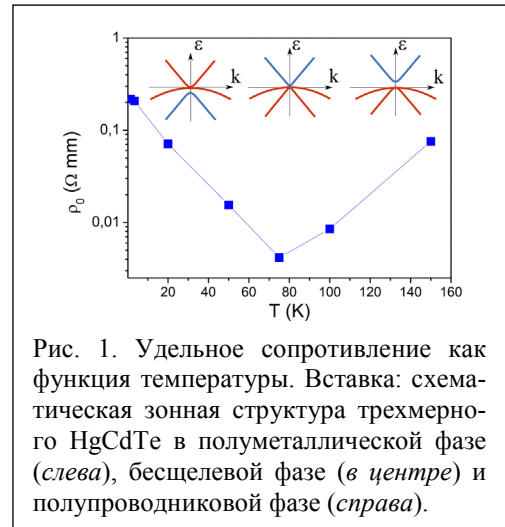


Рис. 1. Удельное сопротивление как функция температуры. Вставка: схематическая зонная структура трехмерного HgCdTe в полуметаллической фазе (слева), бесщелевой фазе (в центре) и полупроводниковой фазе (справа).

[1] G.Yu. Vasileva et al., *Europhys. Lett.*, **128**, 47001 (2019).

Металлическая и активационная проводимость в полупроводниковом твердом растворе $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$

Денисов Д.В., Михайлин Н.Ю., Рудоминский А.Е., Шамшур Д.В., Парфеньев Р.В.

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

Полупроводниковые твердые растворы $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})\text{Te}$ представляют собой непрерывный ряд твердых растворов замещения. При добавлении индия соединение $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ при $x > 0.02$ в зависимости от z может переходить в сверхпроводящее (СП) состояние, при этом критические температура T_c и магнитное поле H_{c2} достигают величин $T_c < 4.7$ К и $H_{c2}(0) < 40$ кЭ [1, 2], на порядок превышающих температуры СП-перехода для известных полупроводниковых материалов [1], что связано с энергетическими характеристиками примесной полосы квазилокальных состояний In на фоне сплошного спектра валентной зоны соединения. При низких температурах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{1-x}\text{In}_x\text{Te}$ проявляет свойства топологического кристаллического изолятора – в нем наблюдается проводимость по металлическим поверхностным состояниям [2].

В работе исследованы температурные ($T = 300\text{--}1.5$ К) и магнитополевые ($H < 140$ кЭ) зависимости удельного сопротивления поликристаллических образцов $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ с содержанием свинца $0.1 \leq z \leq 0.9$. На зависимостях $\rho(T)$ в твердых растворах с содержанием свинца $z \leq 0.4$ при понижении температуры наблюдалась металлическая зависимость удельного сопротивления и переход в сверхпроводящее состояние при гелиевых температурах, при этом T_c возрастает с увеличением количества свинца. На зависимостях $\rho(H)$ также наблюдался СП-переход и рост H_{c2} с ростом z . В $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ с $z \geq 0.6$ при $T < 150$ К наблюдается экспоненциальный рост удельного сопротивления с понижением температуры $\rho = \rho_0 \exp(\frac{E_a}{kT})$ из-за возникновения энергетического барьера

между состояниями валентной зоны и примесной полосы квазилокальных состояний индия. Величина барьера возрастает с увеличением количества свинца в соединении $0.5 \leq z \leq 0.8$ и достигает величины $E_a \sim 10$ мэВ ($z = 0.8$). В области температур $T < 4$ К в образцах с $z \geq 0.6$ наблюдается падение ρ , которое может быть связано с переходом к проводимости по поверхностным состояниям [2]. Магнетосопротивление $\rho(H)$ в этих образцах также имеет вид, характерный для поверхностной проводимости [2]. При этом объемная сверхпроводимость в изученном диапазоне температур для составов с $z \geq 0.6$ не проявляется. Образец $(\text{Pb}_{0.5}\text{Sn}_{0.5})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ демонстрирует переход в СП-состояние с максимальными в данной серии критическими параметрами $T_c = 4.1$ К и $H_{c2}(0) \approx 40$ кЭ. При $T < 150$ К металлический ход удельного сопротивления сменяется экспоненциальным ростом с уменьшением T при малой энергии активации $E_a = 0.7$ мэВ.

Предполагается, что переход от СП-состояния $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ к активационной зависимости удельного сопротивления при понижении температуры связан с выходом пика плотности состояний примесной полосы индия из разрешенных состояний валентной Σ -зоны тяжелых дырок и последующим смещением ее в запрещенную зону и, возможно, зону проводимости твердого раствора. При этом СП-состояние материала сохраняется, когда энергия активации меньше энергии СП-щели. Показано, что уменьшение удельного сопротивления в образцах $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ с $z \geq 0.6$ при понижении $T < 4$ К может быть связано с шунтированием зонной проводимости проводимостью по поверхностным состояниям, характерным для топологических изоляторов [2]. Таким образом, в $(\text{Pb}_z\text{Sn}_{1-z})_{0.8}\text{In}_{0.2}\text{Te}$ для различных z установлены области проявления СП и экспоненциального хода зависимости $\rho(T)$, связанные с зонно-примесной проводимостью.

[1] R.V. Parfeniev et al., *Phys. Solid State*, **43**, 1772 (2001).

[2] R. Zhong et al., *Crystals*, **7**, 55 (2017).

Вклад состояний на интерфейсах в терагерцовую фотопроводимость в структурах на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсным спектром

Казаков А.С.¹, Галеева А.В.¹, Артамкин А.И.¹, Иконников А.В.¹, Чмырь С.Н.¹,
Дворецкий С.А.², Михайлов Н.Н.², Банников М.И.³, Данилов С.Н.⁴,
Рябова Л.И.⁵, Хохлов Д.Р.^{1,3}

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

²ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

⁴Университет Регенсбурга, Регенсбург, D-93053, Германия

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

Топологические фазы на основе твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x < 0.16$) отличаются от большинства 3D топологических изоляторов сравнительно низкими концентрациями свободных носителей заряда в объеме. Это способствует выявлению вклада нетривиальных поверхностных состояний в электронный транспорт в условиях фотовозбуждения. Ранее мы обнаружили асимметричную в магнитном поле фотопроводимость в структурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ и обсуждали влияние неравновесных процессов в области гетерограниц на фотоотклик [1–3]. В настоящей работе представлены результаты изучения терагерцовой фотопроводимости в эпитаксиальных слоях $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ варьируемой толщины.

Исследованные структуры $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.145$) синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии. На полуизолирующую подложку GaAs [013] наносились последовательно буферные слои CdTe и ZnTe, варизонный и активные слои $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, а также покровный слой CdTe. Образцы характеризуются n -типом проводимости. Значения концентрации свободных электронов в объеме составляют $\approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $T = 4.2 \text{ К}$. Удаление широкозонного покровного слоя и варьирование толщины активного слоя осуществлялось с помощью методов химического травления. Исследование фотопроводимости проведено в условиях возбуждения импульсным лазерным излучением в диапазоне частот 1.07–3.3 ТГц в магнитных полях до 2 Тл при $T = 4.2 \text{ К}$.

Фотопроводимость наблюдается во всех исследованных структурах. В магнитном поле в фотопроводимости обнаружена асимметричная по полю компонента отклика. Установлено, что травление покровного слоя структуры приводит к резкому возрастанию амплитуды асимметричного фотоотклика. При последующем уменьшении толщины активного слоя амплитуда фотоотклика падает. Особенности кинетики фотопроводимости могут быть описаны суперпозицией нескольких вкладов, включающих фотовозбуждение в объеме активного слоя и неравновесные процессы в области его границ. Анализ экспериментальных результатов указывает на определяющую роль интерфейса топологическая фаза / тривиальный буфер в проявлении асимметричной терагерцовой фотопроводимости в магнитном поле [2, 3].

[1] A.V. Galeeva, A.I. Artamkin, A.S. Kazakov et al. *Beilstein J. Nanotechnol.* **9**, 1035 (2018).

[2] A.V. Galeeva, A.S. Kazakov, A.I. Artamkin et al. *Sci. Rep.* **10**, 2377 (2020).

[3] A.S. Kazakov, A.V. Galeeva, A.I. Artamkin et al. *Sci. Rep.* **11**, 1587 (2021).

Высокотемпературные осцилляции магнетосопротивления в слоистых кристаллах Bi_2Te_3 , легированных Cu или Ni

Кахраманов К.Ш.¹, Кахраманов С.Ш.¹, Абдуллаев Н.А.^{1,2}, Абдуллаев Ю.А.¹, Алигулиева Х.В.¹, Кахраманов А.Ш.²

¹Институт физики НАН Азербайджана, AZ1143, Баку, пр. Г. Джавида, 131

²Бакинский государственный университет, AZ1148, Баку, ул. З. Халилова, 23

Электроника, оперирующая электрическим зарядом, столкнулась с физическими ограничениями. Спинтроника обходит эти ограничения, поскольку операции со спином характеризуются низким потреблением и диссипацией энергии. Разработка новых материалов для эффективного преобразования и передачи энергии также связана с бездиссипационным переносом носителей заряда. К известным состояниям веществ с низкой диссипацией при переносе заряда в сверхпроводниках, низкоразмерных системах, при особых химически связывающих состояниях прибавились топологические поверхностные состояния. Они отличаются спиралевидными состояниями электронов на поверхности и приповерхностной области и имеют жесткую корреляцию направления спина и импульса, которые образуются из-за сильного СОВ (спин-орбитального взаимодействия) в объеме кристалла. Это обусловлено и зависит от состояния связи между атомами тяжелого металла и халькогена, которое и определяет возможность бездиссипативного прохождения электронов по траектории полуорбит. Для практических приложений вклад этих состояний иногда недостаточен и ограничен температурным режимом, поскольку они существуют только на внешней и обратной поверхности материала при низких температурах и оптимальном соотношении величин СОВ и энергетического барьера, необходимого для появления этих состояний. Лучшее понимание взаимодействия природы химической связи этих состояний со свойствами коллективных возбуждений может помочь в создании материала с большим количеством рабочих поверхностей с возможностью их практического применения при комнатных температурах.

В трехмерном кристалле, состоящем из двумерных слоев, в зависимости от величины межслоевого взаимодействия могут реализовываться различные трехмерные топологические фазы, характеризующиеся двумя зеркальными числами Черна, заданными на неэквивалентных зеркально-инвариантных плоскостях в обратном пространстве зоны Бриллюэна [1]. Ширина запрещенной зоны не должна сильно возрастать с увеличением расстояния между слоями квинтетных пакетов. Известно, что чем больше квинтетных пакетов Bi_2Te_3 находится в соединении, тем меньше ширина запрещенной зоны, а с уменьшением толщины материала наблюдается увеличение ширины запрещенной зоны. Получение многослойных материалов с малой диссипацией более доступно при использовании эффекта самоорганизации наноструктур, и различными примесями возможен тюнинг как внутрислоевых, так и межслоевых состояний.

Мы наблюдали осцилляции магнетосопротивления в монокристаллах Bi_2Te_3 с квазидвумерными слоями, разделенными межслоевыми элементами при 249 К и 273 К. Период осцилляции предположительно связан с наличием двух близких по частоте осцилляций Шубникова – де Гааза с энергетическим сдвигом порядка 0,15 мэВ.

[1] Y. Kim et al., *Phys. Rev. Lett.* 115, 086802 (2015); doi: 10.1103/PhysRevLett.115.086802.

Нелинейное оптическое поглощение и фототок на поверхностных состояниях топологических изоляторов

Леппенен Н.В., Голуб Л.Е.

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

Фотогальванический эффект является важным инструментом для изучения состояний, возникающих на поверхности трехмерного топологического изолятора, поскольку позволяет отделить отклик поверхностных состояний от отклика объема образца. Теоретическое описание фотогальванического эффекта в таких системах позволяет сделать предположения о свойствах топологических состояний, которые могут быть проверены в современных экспериментах.

В нашей работе мы рассчитываем фототок при прямых оптических переходах между поверхностными состояниями, возникающий из-за тригональной гофрировки спектра. Механизмом его генерации является линейный фотогальванический эффект. Микроскопический расчет проведен с учетом как сдвигового, так и баллистического вклада. В первом порядке по интенсивности света величина фототока не зависит ни от частоты возбуждающего света, ни от темпа релаксации носителей. Эта ситуация меняется в режиме когерентного насыщения оптического перехода, который возникает, когда темп оптической генерации становится сравнимым с обратным временем релаксации носителей. В этом случае ток насыщается к значению пропорциональному произведению темпа ухода носителей из области генерации и амплитуды электрического поля световой волны.

Информацию о временах релаксации носителей можно получить также и из измерения оптического поглощения при больших интенсивностях возбуждающего света. С помощью кинетического уравнения, которое учитывает как неупругую, так и упругую релаксацию носителей, получены выражения для поглощения в режиме когерентного насыщения оптического перехода [1]. Расчет показывает (рис. 1), что поглощение спадает обратно пропорционально амплитуде поля при больших интенсивностях, при этом такое просветление поглощения сильно подавляется упругим рассеянием. Это связано с тем, что эффективное упругое рассеяние симметризует импульсное распределение возбужденных линейно-поляризованным светом носителей, что препятствует насыщению оптического перехода.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 20-12-00147.

[1] N.V. Leppenen and L.E. Golub, *Phys. Rev. B* **105**, 115306 (2022).

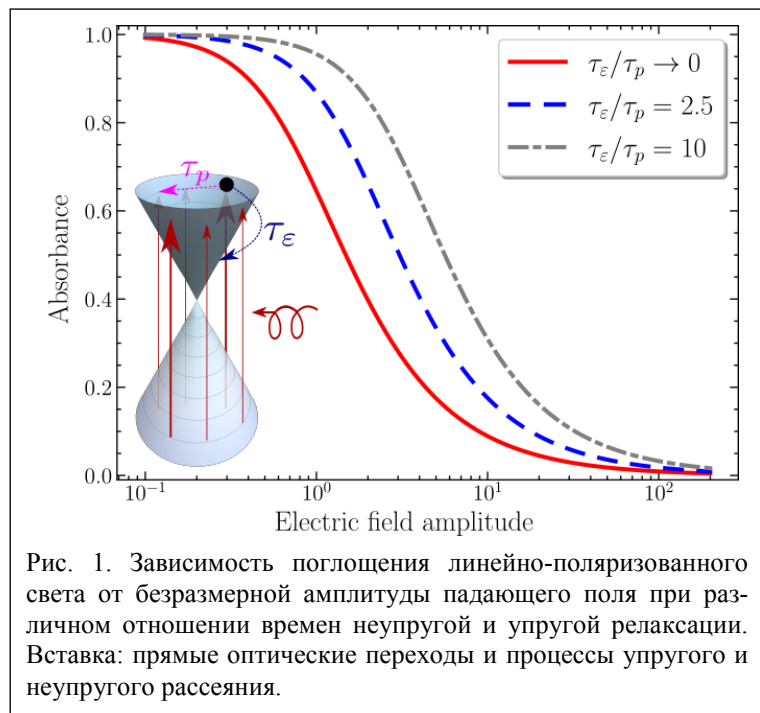


Рис. 1. Зависимость поглощения линейно-поляризованного света от безразмерной амплитуды падающего поля при различном отношении времен неупругой и упругой релаксации. Вставка: прямые оптические переходы и процессы упругого и неупругого рассеяния.

Влияние одноосного растяжения на проводимость топологически нетривиального квазиодномерного проводника TaSe₃

Минакова В.Е.¹, Кон И.А.¹, Лукманова Р.М.^{1,2}, Зайцев-Зотов С.В.^{1,2}

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

²НИУ ВШЭ, 101000, Москва, ул. Мясницкая, 20

Отличие TaSe₃ от других квазиодномерных проводников класса трихалькогенидов переходных металлов состоит в том, что вместо пайерлсовского перехода при понижении температуры T в нем происходит сверхпроводящий переход при $T_c \approx 2$ К [1]. Из-за обнаруженной недавно топологически нетривиальной зонной структуры TaSe₃ исследование его свойств стало намного интенсивнее, чем ранее. Известно, что свойства TaSe₃ сильно меняются при одноосной деформации [2]. Так, при растяжении $> 1\%$ в TaSe₃ с помощью фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением наблюдали переход от топологического сверхпроводника к топологически тривиальному

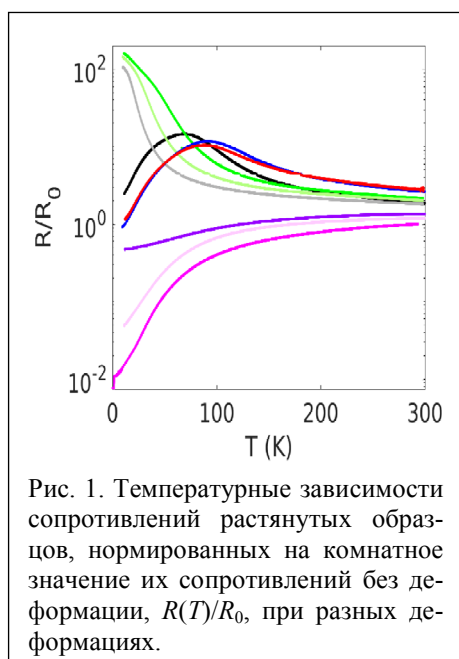


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивлений растянутых образцов, нормированных на комнатное значение их сопротивлений без деформации, $R(T)/R_0$, при разных деформациях.

изолятору [3]. В данной работе исследовано влияние растяжения на характер проводимости высококачественных кристаллов TaSe₃ ($R_{300}/R_{4.2} \approx 100$).

Величину деформации ε мы оценивали по относительному изменению сопротивления образца при комнатной температуре $\Delta R_{300}/R_0$, где $\Delta R = R(T, \varepsilon) - R_0$ – изменение сопротивления образца при растяжении ε , а R_0 – сопротивление образца при $T = 300$ К и $\varepsilon = 0$. На рис. 1 представлены температурные зависимости $R(T)/R_0$ для разных образцов с разными $\Delta R_{300}/R_0$. Вид кривых кардинально изменяется с ростом ε . Нижняя кривая ($\varepsilon = 0$) демонстрирует металлический характер проводимости со сверхпроводящим переходом при $T_c = 1.6$ К. При деформациях с $\Delta R_{300}/R_0 \lesssim 0.7$ зависимости $R(T)/R_0$ остаются металлическими, но остаточное сопротивление растет. При $0.7 \lesssim \Delta R_{300}/R_0 \lesssim 1.1$ зависимости $R(T)$ имеют диэлектрический характер без максимумов вплоть до самых низких T , что качественно согласуется с кривыми из [3], измеренными при деформациях $\varepsilon \approx 1\%$. При больших деформациях на $R(T)$ появляется четкий пик, который с ростом ε уменьшается по амплитуде и сдвигается в область высоких температур (черная, синяя и красная кривые). Подобные немонотонные зависимости $R(T)$, но с двумя максимумами наблюдаются в NbSe₃ – ближайшем родственнике TaSe₃ по семейству трихалькогенидов переходных металлов [4]. При этом каждый резкий рост R при понижении T соответствует одному из двух пайерлсовских переходов, которые происходят без деформации. Отметим, что в чрезвычайно тонких ~ 300 нм мезопроволоках TaSe₃ наблюдали пайерлсовский переход при $T_p = 65$ К при измерениях $R(T)$ и изучении комбинационного рассеяния света и магнитной восприимчивости [5].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 21-72-20114).

[1] T. Sambongi, M. Yamamoto, K. Tsutsumi et al., *J. Phys. Soc. Japan* **42**, 1421 (1977).

[2] T.M. Tritt, E.P. Stillwell, and M.J. Skove, *Phys. Rev. B* **34**, 6799 (1986).

[3] Ch. Lin, M. Ochi, R. Noguchi et al., *Nature* **20**, 1093 (2021).

[4] J. Chaussy, P. Haen, J.C. Lasjaunias et al., *Solid State Commun.* **20**, 759 (1976).

[5] J. Yang, Y.Q. Wang, R.R. Zhang et al., *Appl. Phys. Lett.* **115**, 033102 (2019).

Дробовой шум в интерферометрах Ааронова – Бома

Ниязов Р.А.^{1,2}, Крайнов И.В.³, Аристов Д.Н.^{1,2,3}, Качоровский В.Ю.³

¹СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

²НИЦ КИ - ПИЯФ, 188300, Гатчина, Орлова роща, 1

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Дробовой шум является следствием дискретности заряда, а его изучение позволяет получить информацию, недоступную из измерений кондактанса. Ключевой характеристикой дробового шума является фактор Фано, \mathcal{F} , определяемый отношением шума к току. Для диффузионного проводника значение $\mathcal{F} = 1/3$ универсально – т.е. не зависит от формы, длины и кондактанса проводника.

Наше исследование направлено на теоретическое изучение влияния квантовой интерференции на фактор Фано. Построена теория фактора Фано для интерферометров Ааронова – Бома (АБИ) на основе одномерных систем. Рассмотрены два качественно разных случая АБИ, на основе обычных 1D-проводок и на основе краевых состояний двумерных топологических изоляторов (2D ТИ). В первом случае электрон может рассеиваться на контактах, подведенных к интерферометру, что приводит к появлению интерференции. В этом случае фактор Фано имеет пик при полуцелых значениях магнитного потока в единицах кванта потока при симметричных плечах интерферометра. При несимметричной геометрии интерферометра в зависимости фактора Фано от магнитного потока возникают два пика (рис. 1).

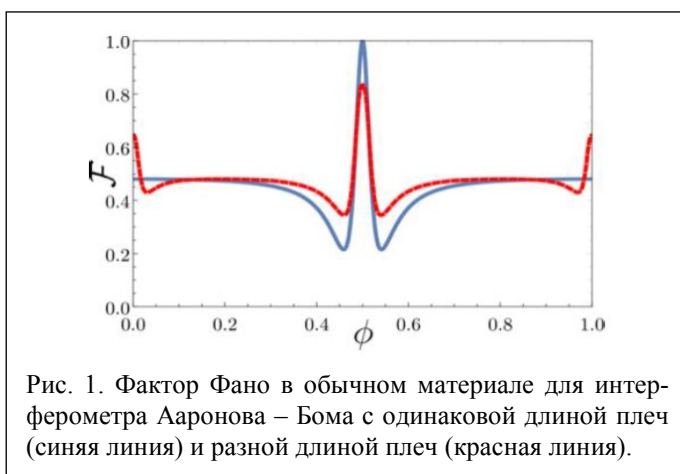


Рис. 1. Фактор Фано в обычном материале для интерферометра Ааронова – Бома с одинаковой длиной плеч (синяя линия) и разной длиной плеч (красная линия).

Качественно отличное поведение возникает для АБИ на основе 2D ТИ. Краевые геликоидальные электронные состояния 2D ТИ естественным образом образуют квантовые интерферометры, если присоединить к ним металлические электроды. При этом рассеяние электронов в месте контакта с электродами отсутствует, и интерференция возникает только при наличии магнитного дефекта на краю образца. Экспериментальное измерение фактора Фано для краевых состояний 2D ТИ дает значение $\mathcal{F} = 0.29$ для нулевого магнитного поля, что пока не имеет достаточно хорошего объяснения [1]. Насколько нам известно, измерение зависимости фактора Фано от магнитного поля в таких системах, как и их теоретические оценки, не проводились. Наше исследование частично исправляет эту ситуацию: вычислен дробовой шум в 2D ТИ, проведен анализ полученного выражения и его зависимости от магнитного потока, пронизывающего образец (рис. 2). Найдено, что относительная длина плеч не влияет на интерференцию, а при полуцелых значениях потока возникают антирезонансы.

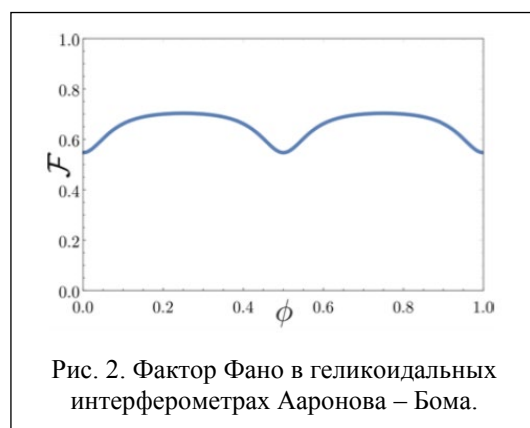


Рис. 2. Фактор Фано в геликоидальных интерферометрах Ааронова – Бома.

Исследование выполнено при поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых – кандидатов наук (проект № МК-2918.2022.1.2) (Н.Р.А.) и при финансовой поддержке РФФИ, грант № 20-12-00147 (А.Д.Н., К.В.Ю.).

[1] S.U. Piatrusha et al., *JETP Letters*, **108**, 71 (2018).

Управляемые магнитным полем геликоидальные кристаллы

Ниязов Р.А.^{1,2}, Аристов Д.Н.^{1,2,3}, Качоровский В.Ю.³

¹СПбГУ, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

²НИЦ КИ - ПИЯФ, 188300, Гатчина, Орлова роща, 1

³ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

Изучен транспорт в системе туннельно связанных краевых состояний, возникающих в массиве упорядоченных антиточек в двумерном топологическом изоляторе. Такие системы уже активно изучаются экспериментально (рис. 1). В периодическом массиве антиточек их краевые состояния образуют геликоидальный кристалл.

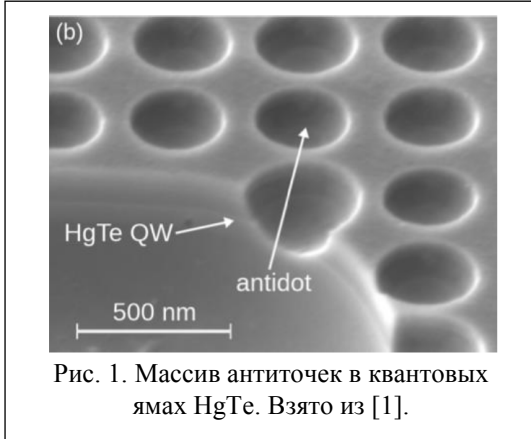


Рис. 1. Массив антиточек в квантовых ямах HgTe. Взято из [1].

Показано, что энергетические уровни отдельного краевого состояния уширяются в меру туннельной связи между антиточками и возникает зонная структура $\varepsilon_n^\pm(q)$, где n нумерует разные зоны, а " \pm " обозначает киральность. Показано, что в простейшем случае одномерного геликоидального кристалла зоны периодически по n , $\varepsilon_{n+2}^\pm(q) = \varepsilon_n^\pm(q) + 4\pi$, и обладают свойством $\varepsilon_{n+1}^\pm(q + \pi) = \varepsilon_n^\pm(q) + 2\pi$ (рис. 2).

Главный результат работы – возможность управлять зонной структурой с помощью внешнего магнитного поля. В частности, при магнитном потоке через одну антиточку, равным целому или полуцелому значению кванта магнитного потока, в спектре возникают дираковские точки. При малых отклонениях магнитного потока от этих значений открывается щель, т.е. генерируется конечная масса.

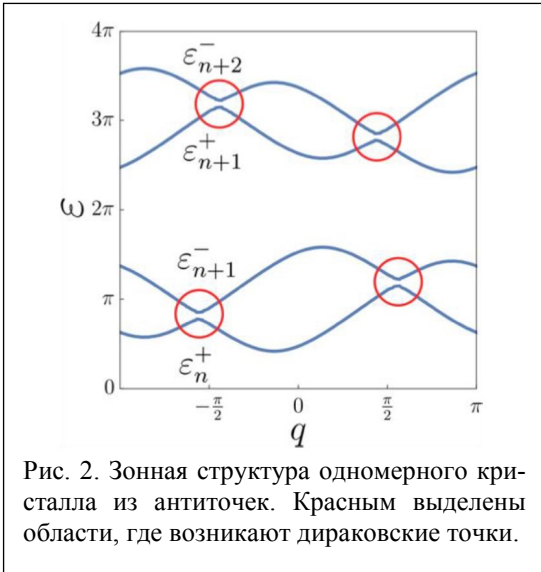


Рис. 2. Зонная структура одномерного кристалла из антиточек. Красным выделены области, где возникают дираковские точки.

При больших отклонениях возникает ряд новых интересных явлений, например слияние дираковских точек, а также закрытие и открытие запрещенных зон.

Исследованы дефекты в таком кристалле. В частности, на границе между областью колец с большим радиусом и колец с малым радиусом возникает набор локализованных топологически защищенных состояний. Изучена возможность управлять этими состояниями путем изменения магнитного поля.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-60077 (Н.Р.А.) и РНФ, грант № 20-12-00147 (А.Д.Н., К.В.Ю.).

[1] J. Ziegler, *Quantum transport in HgTe topological insulator nanostructures*, PhD, Universität Regensburg (2019).

Магнетотранспорт в сверхпроводящих пленках Cd_3As_2

Овешников Л.Н.¹, Давыдов А.Б.¹, Моргун Л.А.¹, Суслов А.В.², Риль А.И.³,
Захвалинский В.С.⁴, Кочура А.В.⁵, Пудалов В.М.¹, Аронзон Б.А.¹

¹Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

²National High Magnetic Field Laboratory, FL 32310, Tallahassee, USA

³Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова, 119991, Москва, Ленинский пр., 31

⁴Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
308015, Белгород, ул. Победы, 85

⁵Юго-Западный государственный университет, 305040, Курск, ул. 50 лет Октября, 94

На протяжении последнего десятилетия активно ведутся поиски материалов и систем, в которых реализуется топологическая сверхпроводимость. Особенность данного состояния заключается в нетривиальной симметрии спаривающего потенциала. Теоретически предсказано, что в топологическом сверхпроводнике можно индуцировать возникновение майорановских мод, которые представляют существенный интерес для реализации квантового компьютера. Одним из направлений таких поисковых исследований является попытка реализовать сверхпроводящее состояние в системе с нетривиальным электронным спектром, например в дираковском полуметалле (ДПМ). К классу ДПМ, в частности, относится арсенид кадмия (Cd_3As_2). Ранее сверхпроводящее состояние в Cd_3As_2 было реализовано только при приложении гидростатического или локального давления, что приводило к существенному изменению свойств нормального состояния данного материала. В предыдущих исследованиях нами было обнаружено сверхпроводящее состояние в тонких пленках Cd_3As_2 , полученных методом магнетронного распыления, без приложения внешних воздействий [1]. Далее аналогичное состояние наблюдалось на пленках, полученных резистивным испарением [2], что подтвердило универсальность данного состояния для поликристаллических пленок.

В настоящей работе мы сфокусировались на характеристике свойств нормального состояния пленок Cd_3As_2 . Предварительный анализ данных показал качественное отличие температурной зависимости сопротивления пленок, имеющей немонотонный характер, от металлического хода, свойственного объемным кристаллам. Кроме того, характерные кривые магнетосопротивления пленок имеют малую амплитуду и содержат минимум два вклада разного знака, что существенно контрастирует с типичным поведением кристаллов Cd_3As_2 , в которых обычно доминирует положительный вклад линейного магнетосопротивления [3]. В сильных полях отчетливо проявляются осцилляции Шубникова – де Гааза (ШдГ). При этом для пленок толщиной порядка 100 нм осцилляции оказываются изотропными по магнитному полю, а их фурье-спектр подтверждает наличие единственной частоты (порядка 70 Тл), сопоставимой с характерными значениями для объемных поликристаллов Cd_3As_2 . В тонких пленках (~ 50 нм) фурье-спектр осцилляций имеет более сложный вид, указывающий на наличие нескольких частот (≥ 100 Тл), т.е. предполагается некоторая неоднородность распределения электронной плотности в пленке. Кроме того, в данных пленках осцилляции практически пропадают в планарном магнитном поле, что предполагает переход к двумерному спектру носителей заряда. Аналогичный переход к двумерному спектру наблюдался ранее для эпитаксиальных пленок Cd_3As_2 близкой толщины. При этом о различной размерности двух серий пленок свидетельствует также заметное изменение анизотропии критического поля, что предполагает, что сверхпроводящее состояние и осцилляции ШдГ связаны с одной и той же электронной подсистемой.

Работа выполнена при поддержке РФФ, грант № 21-12-00254 (<https://rscf.ru/project/21-12-00254/>).

[1] A.V. Suslov et al., *Phys. Rev. B* **99**, 094512 (2019).

[2] L.N. Oveshnikov et al., *Scientific Reports* **10**, 4601 (2020).

[3] L.N. Oveshnikov et al., *European Physical Journal Plus* **137**, 374 (2022).

Краевой и объемный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdHgTe

Рыжков М.С.^{1,2}, Худайбердиев Д.А.^{1,2}, Козлов Д.А.¹, Квон З.Д.¹, Михайлов Н.Н.¹, Дворецкий С.А.¹

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13
²Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

Несмотря на прогресс, достигнутый в изучении и понимании двумерных топологических изоляторов (2Д ТИ), до сих пор существует ряд нерешенных теоретических вопросов и проблем с реализацией некоторых экспериментов. В частности, до сих пор не только не удалось реализовать баллистические краевые каналы в 2Д ТИ длиной более чем несколько мкм, но и прийти к однозначному ответу относительно основного механизма рассеяния электронов в них. Таким образом, несмотря на теоретические предсказания [1], в реальных образцах мы имеем дело с нарушением баллистичности краевых каналов. На данный момент наиболее реалистичной идеей является взаимодействие двумерных объемных неоднородностей (так называемые электронные и дырочные капли) и краевых электронов с соответствующим переворотом спина [2], однако эта проблема недостаточно подробно изучена экспериментально [3].

Работа посвящена экспериментальному изучению транспортного отклика квантовой ямы (КЯ) CdHgTe толщиной 11.5 нм. Получены зависимости локального и нелокального сопротивления

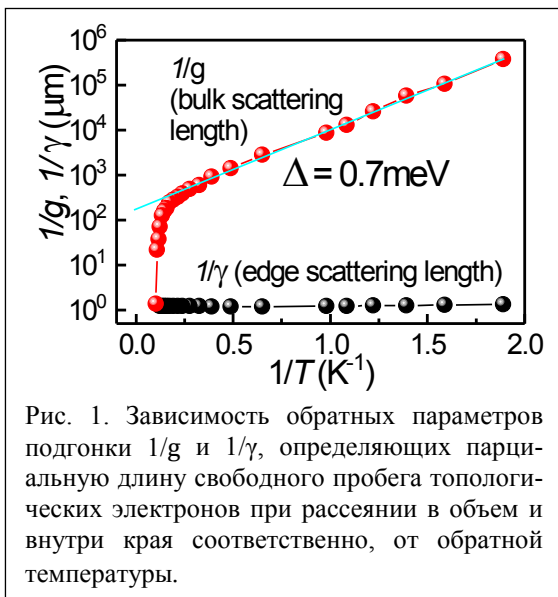


Рис. 1. Зависимость обратных параметров подгонки $1/g$ и $1/\gamma$, определяющих парциальную длину свободного пробега топологических электронов при рассеянии в объем и внутри края соответственно, от обратной температуры.

в диапазоне температур от 0.1 до 20 К. Показано, что исследуемая система является 2Д ТИ. По сравнению с традиционными 2Д ТИ на основе HgTe КЯ толщиной 8 нм исследуемая КЯ характеризуется одновременно значительно меньшей величиной энергетической щели и большей подвижностью носителей. Благодаря малой величине энергетической щели изменение температуры приводит за счет температурной активации носителей к переходу от преимущественно краевого к объемному типу проводимости, при этом влиянием температуры на электронный спектр можно пренебречь. Анализ полученных данных проведен с использованием компьютерного моделирования, учитывающего реальную геометрию образца, а также рассеяние между краевыми и объемными носителями. Показано, что вероятность рассеяния назад топологических электронов внутри края практически не зависит от температуры. Напротив, вероятность рассеяния из края в объем экспоненциально зависит от температуры, а подгонка этой зависимости активационной формулой является наиболее точным способом определения щели подвижности Δ исследуемой системы. При этом даже при самой высокой температуре вероятность рассеяния край-край на порядок превышает вероятность рассеяния в объем, что делает этот механизм доминирующим и определяющим длину пробега краевых электронов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Правительства Новосибирской области в рамках проекта № 20-42-543014.

- [1] Qi X.-L., Zhang S.-C., *Rev. Mod. Phys.*, **83**(4), 1057 (2007).
[2] Glazman L. et al., *Phys. Rev. Lett.*, **110**, 216402 (2013).
[3] Rahim A. et al., *2D Mater.*, **2**, 044015 (2015).

Резонансы примесных состояний и резонансное рассеяние в 2D топологических материалах с дисперсией мексиканской шляпы

Сабликов В.А., Суханов А.А.

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 141190, Фрязино, пл. Ак. Б.А. Введенского, 1

В докладе изучаются специфические резонансы примесных состояний и связанные с ними резонансы спин-зависимого рассеяния, возникающие благодаря особенностям зонной дисперсии, имеющего вид мексиканской шляпы, и топологии зонных состояний. Такого вида дисперсия реализуется во многих двумерных материалах [1–3]. Наибольшее внимание уделяется обычно имеющейся здесь сингулярности Ван Хофа плотности состояний. Мы обратили внимание, что важную роль играет и другая до сих пор не изученная особенность, которая состоит в том, что в области пространства импульсов вблизи центрального экстремума зонная эффективная масса имеет знак противоположный знаку массы основных носителей заряда. По этой причине дефект, отталкивающий основные носители, создает вокруг себя квазисвязанные состояния и специфические резонансы локальной плотности состояний, которые приводят к значительным эффектам в рассеянии зонных электронов. Природа таких квазисвязанных состояний аналогична топологическим.

Мы изучили условия образования и спектр квазисвязанных состояний для 2D топологического изолятора, когда дисперсия мексиканской шляпы образуется вследствие гибридизации атомных орбиталей электронного и дырочного типов. Резонанс оказывается неожиданно узким вследствие того, что квазисвязанные состояния в зоне проводимости формируются в значительной мере дырочными орбиталями, а состояния континуума – электронными. Ширина резонанса изменяется, грубо говоря, как квадрат параметра гибридизации электронной и дырочной подзон. Интересно, что ширина резонанса зависит и от профиля потенциала дефекта, а при определенных условиях она обращается в ноль. В этом случае возникает связанное состояние в континууме зонных состояний.

Наличие квазисвязанных состояний приводит к сильному эффекту в рассеянии зонных электронов. Эта проблема детально изучена для короткодействующего потенциала дефекта. Найдено сечение (точнее, длина) рассеяния, которое в этом случае имеет резкий пик в зависимости от энергии электронов. Его угловая зависимость характеризуется сильным возрастанием рассеяния на большие углы в области резонанса и зависящей от спина асимметрией рассеяния. Интересно, что угол асимметрии сильно изменяется с энергией в области резонанса, вплоть до $\pm\pi$. В таких условиях можно ожидать появления сильных особенностей спинового эффекта Холла.

При рассеянии на потенциале конечного радиуса (на квантовых антиточках) возникает более сложная картина спектра квазисвязанных состояний и амплитуды рассеяния в зависимости от энергии, обусловленная интерференцией электронных волн в области локализации квазисвязанного состояния. Помимо резонансов рассеяния появляются антирезонансы подобные эффекту Фано.

Работа выполнена в рамках госзадания при поддержке РФФИ, проект 02-20-00126а.

[1] O.V. Yazyev et al., *Phys. Rev. B* 85, 161101 (2012).

[2] E. McCann et al., *Eur. Phys. J. Spec. Top.* 148, 91 (2007).

[3] S. Demirci et al., *Phys. Rev. B* 95, 115409 (2017).

Структурные и магнетотранспортные свойства пленок топологических изоляторов на основе халькогенидов висмута

Степина Н.П.¹, Голяшов В.А.¹, Баженов А.О.¹, Ненашев А.В.¹, Терещенко О.Е.¹,
Кох К.А.², Голдырева Е.С.², Ищенко Д.В.¹, Тарасов А.С.¹,
Антонова И.В.¹, Коптев Е.С.¹, Рыбин М.Г.³

¹ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

²Институт геологии и минералогии СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Коптюга, 3

³ИОФ им. А.М. Прохорова РАН, 119991, Москва, ул. Вавилова, 38

Исследованы магнетотранспортные свойства пленок трехмерных (3D) топологических изоляторов (ТИ) на основе халькогенидов висмута и сурьмы, выращенных на кремнии, слюде, CVD-графене, перенесенном на подложку Si/SiO₂. Пленки ТИ выращивались методом физического осаждения из газовой фазы и молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Использование графена позволяет ожидать формирования структурно совершенной гетерограницы ТИ/графен, а также возможное изменение магнетотранспортных свойств структур из-за эффекта близости ТИ и графена.

Показано, что в пленках Bi₂Se₃, выращенных на графене, в проводимости доминирует вклад

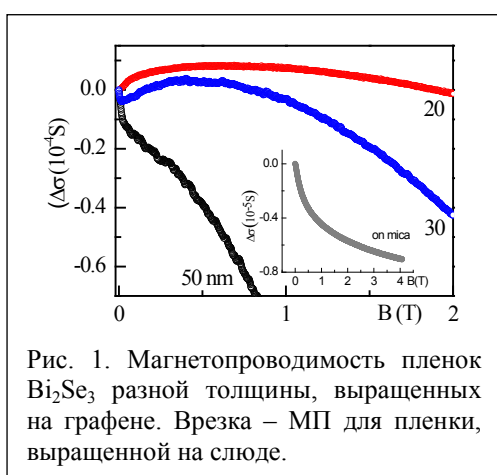


Рис. 1. Магнетопроводимость пленок Bi₂Se₃ разной толщины, выращенных на графене. Врезка – МП для пленки, выращенной на слюде.

объема, в то время как магнетосопротивление определяется как объемными, так и поверхностными состояниями [1]. Вклад топологических поверхностных состояний структуры Si/SiO₂/графен/ТИ проявляется в эффекте слабой антилокализации (САЛ). При уменьшении толщины пленки от 50 до 20 нм происходит переход от эффекта САЛ, типичной для транспорта через поверхностные состояния трехмерного ТИ, к эффекту слабой локализации (СЛ) (рис. 1). Анализ данных магнетопроводимости (МП) свидетельствует о том, что в пленке толщиной 50 нм эффект САЛ определяют 2 канала проводимости, тогда как САЛ для пленки с толщиной 30 нм определяется одним каналом. Для объяснения экспериментальных данных

предложена модель, основанная на зависимости вклада САЛ от разных поверхностей при разной толщине пленки от изгиба зон на границах графен/ТИ и ТИ/воздух.

Сравнение свойств пленок четырехкомпонентных соединений, выращенных на кремнии, слюде и графене, показало, что в пленках, выращенных на кремнии и слюде, магнетотранспортные данные указывают на неоднородность материала и наличие нескольких групп носителей заряда. В пленках, выращенных на графене, в МП выделяется вклад САЛ от топологически защищенных поверхностных состояний на обеих границах раздела.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда и правительства Новосибирской области № 22-22-20074 (<https://rscf.ru/project/22-22-20074/>).

[1] N.P. Stepina et al., *Physica E* 135 (2022) 114969.

Исследование фототоков в квантовых ямах α -Sn/Ge посредством регистрации терагерцового излучения

Трухин В.Н.¹, Мустафин И.А.¹, Алексеев П.А.¹, Kusmartsev F.V.^{2,3}, Kusmartseva A.², Liu Y.³, Zhang B.³, Luo Y.³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, 19021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26

²Department of Physics, Loughborough University, UK

³Nano-fabrication laboratory, MTRC, China

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования фототоков в наноструктурах на основе квантовых ям α -Sn/Ge при их возбуждении фемтосекундными оптическими импульсами путем регистрации терагерцового излучения, индуцированного этими фототоками. Данная структура представляет интерес с точки зрения получения нового топологического материала [1]. Исследуемые образцы представляли собой нанометровые слои Ge и α -Sn, синтезированные методом электронно-лучевого осаждения на поверхность подложки кремния с верхним слоем SiO₂. Число квантовых ям α -Sn/Ge в исследованных наноструктурах было 10, ширина ям составляла 4 нм, 6 нм, 8.5 нм и 10 нм соответственно.

Наличие α -фазы Sn при комнатной температуре было показано с помощью спектроскопии комбинационного рассеяния света и исследования зависимости удельного сопротивления от температуры. Волновая форма ТГц-импульса регистрировалась посредством метода терагерцовой времяразрешенной спектроскопии. При исследовании образцов, содержащих квантовые ямы α -Sn/Ge с шириной 10 нм и 8.5 нм, было обнаружено, что при изменении поляризации возбуждающего света от ТМ к ТЕ амплитуда ТГц-импульса изменяет свой знак и зависимость амплитуды ТГц-импульса от угла поворота вектора поляризации имеет синусоидальный характер (рис. 1). Причем знак ТГц-импульса при возбуждении светом с ТМ-поляризацией соответствует движению фотоэлектронов в направлении распространения света. В образцах с шириной квантовых ям 4 нм и 6 нм знак ТГц-импульса не изменяется при смене поляризации от ТМ к ТЕ. При возбуждении светом с ТЕ-поляризацией амплитуда ТГц-импульса меньше, чем при возбуждении наноструктуры светом с ТМ-поляризацией. Амплитуда ТГц-импульса пропорциональна интенсивности возбуждающего света. Наблюдаемые изменения поляризационных зависимостей амплитуды ТГц-импульса, генерируемого в наноструктурах α -Sn/Ge при изменении ширины квантовых ям от 6 нм до 8.5 нм, по-видимому, связаны с отличием электронных систем, а именно: наноструктуры с шириной квантовых ям α -Sn/Ge 4 нм и 6 нм имеют нормальную зонную структуру узкозонных полупроводников, а наноструктуры с шириной квантовых ям α -Sn/Ge 8.5 нм и 10 нм являются двумерными топологическими изоляторами. Пример такого фазового перехода предсказывается при увеличении ширины квантовых ям α -Sn/CdTe вблизи 8 нм [2].

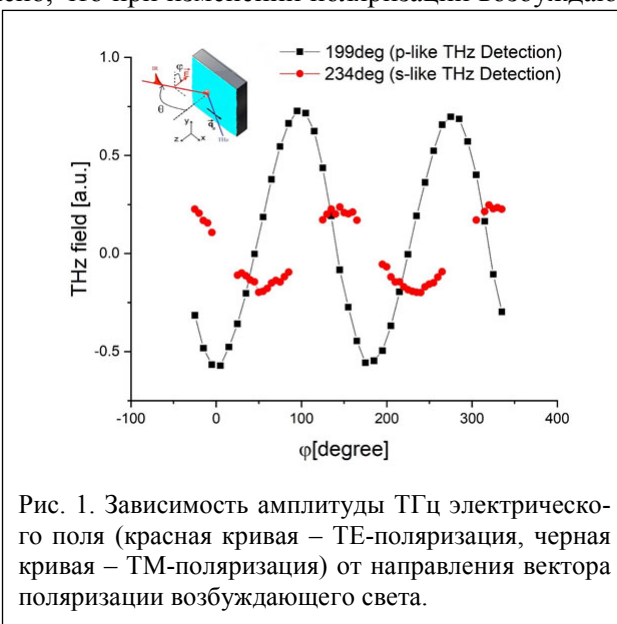


Рис. 1. Зависимость амплитуды ТГц электрического поля (красная кривая – ТЕ-поляризация, черная кривая – ТМ-поляризация) от направления вектора поляризации возбуждающего света.

[1] N.P. Armitage et al., *Rev. Mod. Phys.*, 90, 015001 (2018).

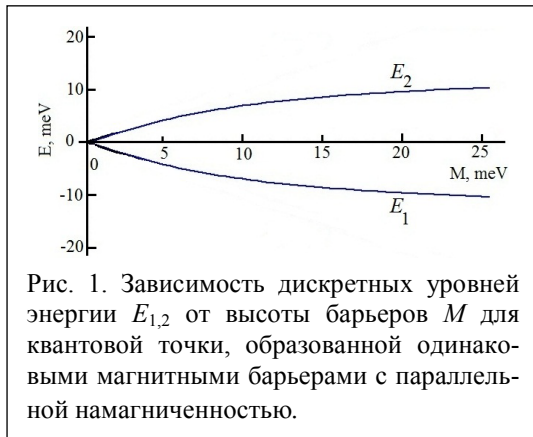
[2] S. Kűfne, *Electronic and topological properties of low-dimensional α -Sn and HgTe structures*, Dissertation, 1987.

Микроскопическая модель локализованных состояний на крае двумерного топологического изолятора в присутствии магнитных барьеров

Хомицкий Д.В., Лаврухина Е.А., Конаков А.А.

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

Топологические изоляторы (ТИ) интенсивно исследуются на протяжении двух последних десятилетий [1, 2]. В таких структурах уровень Ферми находится в запрещенной зоне объемного образца, в то время как на его границе существуют делокализованные состояния, защищенные требованиями симметрии от рассеивания на немагнитных примесях. Осуществить локализацию таких состояний можно, вводя в систему магнитные барьеры, поскольку электростатический потенциал



не может обеспечить локализацию из-за клейновского туннелирования. Ранние модели локализованных состояний на одномерном крае двумерного ТИ на базе квантовой ямы (КЯ) HgTe/CdTe [3] включали предположения о бесконечной высоте барьеров и не имели подробного обоснования.

В данном докладе мы представляем микроскопическую модель, описывающую формирование локализованных состояний, стартуя с известной модели гамильтониана взаимодействия с одиночной магнитной примесью на крае ТИ [4]. Мы строим модель взаимодействия с макроскопическими магнитными

барьерами конечной высоты, обобщая данную модель в рамках взаимодействия с ансамблем примесей, и получаем гамильтониан краевых состояний в присутствии барьеров в форме

$$\begin{aligned}
 H = & Ak_y \sigma_z - M_1 S(-y) (\sigma_x \cos \theta_1 + \sigma_y \sin \theta_1) - \\
 & - M_2 S(y - L) (\sigma_x \cos \theta_2 + \sigma_y \sin \theta_2),
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

которая была введена ранее нами феноменологически в работах [5, 6]. В (1) первое слагаемое отвечает одномерным краевым состояниям в ТИ на базе КЯ HgTe/CdTe [1], остальные слагаемые описывают магнитные барьеры высотой $M_{1,2}$ с ориентацией намагниченности $\theta_{1,2}$ в плоскости (xy) ТИ, расположенные на расстоянии L друг от друга, $S(y)$ есть ступенчатая функция. Между барьерами формируются локализованные состояния. Для произвольной высоты барьеров с параллельной намагниченностью формируются минимум два дискретных уровня, как это видно на рис. 1 для $L = 40$ нм. Разработанная модель может быть полезной при создании новых структур вида квантовых точек на базе ТИ.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания 079-2020-0058, гранта Президента РФ для молодых ученых МК-3046-2022.1.2 и гранта Н-420-99_2022-2023 «Новые материалы и низкоразмерные системы для квантовых технологий».

[1] X.-L. Qi and S.-C. Zhang, *Rev. Mod. Phys.*, **83**, 1057 (2011).

[2] B.A. Bernevig, *Topological Insulators and Topological Superconductors*, Princeton, Princeton University Press (2013).

[3] C. Timm, *Phys. Rev. B*, **86**, 155456 (2012).

[4] P.D. Kurilovich, V.D. Kurilovich, I.S. Burmistrov, M. Goldstein, *Phys. Rev. B*, **94**, 155408 (2016).

[5] D.V. Khomitsky, A.A. Chubakov, A.A. Konaikov, *ЖЭТФ*, **150**, 6(12), 1200 (2016).

[6] Д.В. Хомицкий, К.С. Кабаев, Е.А. Лаврухина, *ЖЭТФ*, **158**, 5(11), 929 (2020).

Киральная нелокальная фотопроводимость в гетероструктурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

Казаков А.С.¹, Галеева А.В.¹, Артамкин А.И.¹, Долженко Д.Е.¹, Иконников А.В.¹,
Рябова Л.И.², Банников М.А.³, Михайлов Н.Н.⁴, Дворецкий С.А.⁴,
Данилов С.Н.⁵, Хохлов Д.Р.^{1,3}

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

²Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, 1, стр. 3

³Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский пр., 53

⁴ИФП им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090, Новосибирск, пр. Ак. Лаврентьева, 13

⁵Faculty of Physics, University of Regensburg, D-93053 Regensburg, Germany

В работе исследована терагерцовая фотопроводимость в пленках на основе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с инверсной (топологическая фаза) и прямой (тривиальная фаза) структурой зонного спектра при приложении магнитного поля в фарадеевской геометрии. Показано, что в структурах на основе топологической фазы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ сигнал фотопроводимости асимметричен по магнитному полю, что можно рассматривать как нарушение Т-симметрии. Кроме того, фотопроводимость оказывается несимметричной для двух зеркально расположенных пар потенциальных контактов холловского мостика, что можно трактовать как нарушение Р-симметрии. В то же время фотоотклик не изменяется при одновременной инверсии магнитного поля и замене пары потенциальных контактов на зеркально расположенную, демонстрируя РТ-инвариантность. Важно отметить, что в равновесных условиях Р- и Т-симметрии сохраняются. Эффект наблюдается только для пленок, находящихся в топологической фазе.

В работе показано, что наблюдение РТ-симметричной терагерцовой фотопроводимости для холловской геометрии эксперимента обусловлено сосуществованием фотопроводимости по объему пленки и краевого фотоотклика. Прямо продемонстрировано существование нелокальной компоненты терагерцового фотоответа в магнитном поле. Знак нелокального фотоответа зависит от положения потенциального зонда и направления магнитного поля, что указывает на киральность индуцированного неравновесного транспорта (рис. 1).

Наблюдаемые нетривиальные особенности фототранспорта можно интерпретировать как проявление образования

концевого кирального краевого проводящего канала в топологической фазе сплавов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$. Мы обсуждаем результаты в терминах качественной модели, которая учитывает сосуществование объемного транспортно и граничного проводящих каналов.

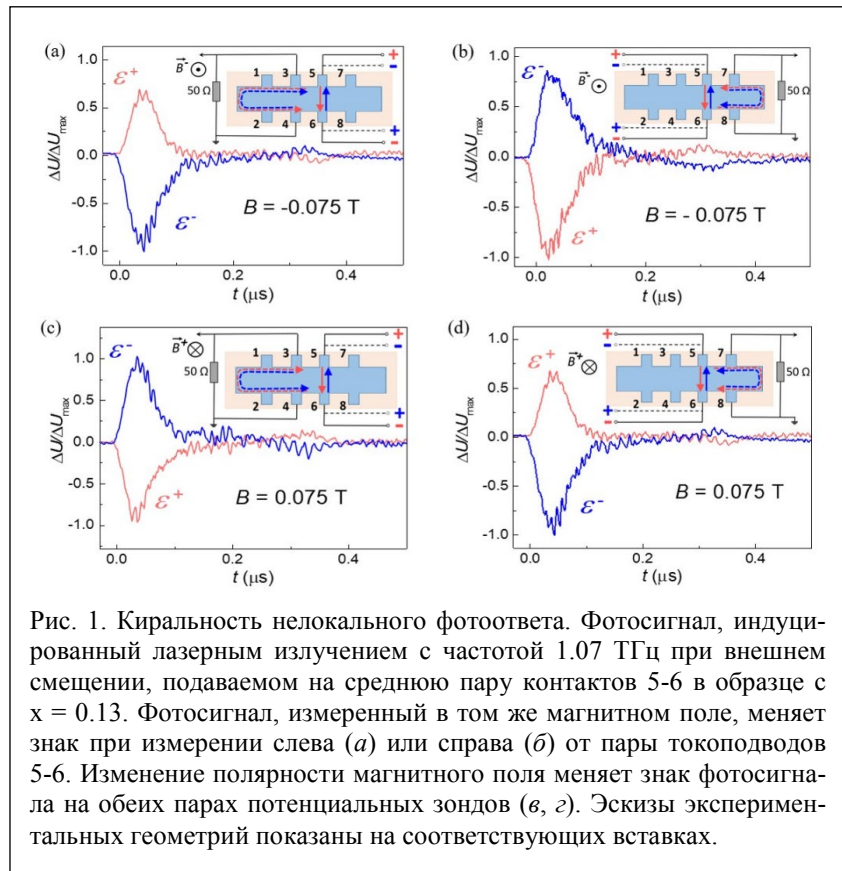


Рис. 1. Киральность нелокального фотоответа. Фотосигнал, индуцированный лазерным излучением с частотой 1.07 ТГц при внешнем смещении, подаваемом на среднюю пару контактов 5-6 в образце с $x = 0.13$. Фотосигнал, измеренный в том же магнитном поле, меняет знак при измерении слева (а) или справа (б) от пары токоподводов 5-6. Изменение полярности магнитного поля меняет знак фотосигнала на обеих парах потенциальных зондов (в, г). Эскизы экспериментальных геометрий показаны на соответствующих вставках.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

A		M		Алешин А.Н.	365
Alakbarov A.I.	249	Malyshkin V.M.	342	Алешкин В.Я.	99, 111, 115, 119, 126, 144, 151, 156, 166, 364
Aleshin A.N.	342	Mammadova G.M.	249	Алигулиева Х.В.	405, 410
Aleshin P.A.	342	Milekhin I.A.	180	Алиев З.С.	405
Asafov D.	132	Militsyn B.L.	386	Ализаде Е.Х.	7
Aubert T.	173	Monch E.	286	Ализаде Э.Г.	31
B		N		Алмаев А.В.	94
Balanta M.A.G.	201	Noakes T.C.Q.	386	Алтухов И.В.	19, 105
Baldwin K.W.	140	P		Алтынбаев Л.А.	279
Bayer M.B.	173, 187, 204, 218, 221	Park H.-G.	327	Альмов Г.В.	160
Beck A.	135	Pavlov S.	23	Альперович В.Л.	51, 93, 174
Belorus A.O.	342	Petrov V.N.	342	Алябина Н.А.	124
Berencén Y.	238	Pfeiffer L.N.	140	Аминев Д.Ф.	245
Besombes L.	307	S		Амирасланов И.Р.	405
Bimberg D.	339	Savvidis P.G.	306, 307	Ан П.	308
Blundell S.	181	Scherbakov I.P.	342	Андреев А.Ю.	347
Boudjemila L.	342	Shang Z.	238	Андреев Б.А.	21, 27, 29
C		Shvartsman L.D.	51	Андреев И.В.	158, 251, 252, 265
Choi J.-H.	327	T		Андронов Е.В.	119
Chusnutdinow S.	204	Teissier R.	105	Аникин Е.В.	302
D		Terukov E.I.	342	Аникин К.	180
Deßmann N.	232, 246	Tian S.C.	339	Анисимов А.Н.	191, 197, 207, 238, 242
G		Tikhonov K.	132	Анкудинов А.В.	207
Goldstein M.	135	V		Аношкин С.С.	337
Gornyi I.	132	Vergnat M.	389	Антонов В.А.	114
Greilich A.	221	W		Антонов В.Н.	301
H		West K.W.	140	Антонова И.В.	282, 418
Han S.Y.	339	Wojtowicz T.	204	Аплеснин С.С.	33, 40, 192
Hasanov E.R.	249	Z		Арапкина Л.В.	52, 53
Hens Z.	173	Zahn D.R.T.	180	Арапов Ю.Г.	154
Hogan B.T.	279	Zhang B.	419	Аристов Д.Н.	413, 414
Hollenbach M.	238	Zhang G.	132	Аронзон Б.А.	406, 415
Hubers H.-W.	23	A		Аргамкин А.И.	409, 421
I		Абдельбаки Х.	192	Архипова Е.А.	271
Iikawa F.	201	Абдуллаев Н.А.	7, 31, 405, 410	Асрян Л.В.	376
J		Абдуллаев Ю.А.	410	Астахов Г.В.	238
Jones L.B.	386	Абилов Ч.И.	9	Астраханцева А.С.	103, 299
K		Абрамкин Д.С.	80, 169	Астров Ю.А.	246
Kachorovskii V.	132	Авдеев И.Д.	170	Афанасьев А.Н.	131
Karczewski G.	204	Аверкиев Н.С.	16, 175, 210, 225, 230, 234, 240	Афоненко А.А.	125, 253, 349, 384
Khalilova Sh.G.	249	Агекян В.Ф.	117	Ахмадуллин Р.Р.	206
Kirstein E.	221	Азаров И.А.	96	Ахундов И.О.	67, 90
Kompan M.E.	342	Айзенштат Г.И.	370	Б	
Kusmartsev F.V.	419	Акимов И.А.	204	Бабичев А.В.	339, 361, 377
Kusmartseva A.	419	Аксенов М.С.	48, 49	Бабунц Р.А.	238
L		Аксенов С.В.	404	Багаев Т.А.	352, 384
Langer L.	204	Александров И.А.	108, 226	Бадалова З.И.	7
Li H.	339	Алексеев П.А.	50, 56, 295, 396, 399, 419		
Linder K.	286	Алексеев П.С.	131, 193, 250		
Liping Yin	389	Алексеева А.П.	250		
Liu Y.	419				
Luo Y.	419				

Баженов А.О.	418	Большаков А.Д.	20	Г	
Баженов Н.Л.	118	Большаков А.П.	19	Гавико В.С.	10
Байдак С.Т.	208	Бондаренко Л.В.	88	Гавриленко В.И.	24, 99, 115, 119, 125, 144, 253, 324, 364, 384
Байдакова М.В.	104	Бородин Б.Р.	50, 272, 273, 279, 295, 331	Гаврилин И.М.	387
Байдакова Н.А.	332	Бреев И.Д.	191, 207, 238	Гаврилов С.А.	387
Байдусь Н.В.	104, 127, 385	Бричкин А.С.	291	Гаврилова Т.А.	79, 83, 226
Бакаров А.К.	155, 266, 338, 379	Бронников О.А.	341	Гавришук Е.М.	233
Бакин В.В.	54, 86	Брылевский В.И.	357	Гагис Г.С.	58, 100
Бакшеев Д.Г.	161	Буга С.Г.	37	Галеева А.В.	409, 421
Балдычева А.	279	Бугров В.Е.	13, 14	Галиев Р.Р.	253, 384
Бандурин Д.А.	286	Будкин Г.В.	117, 195	Галимов А.И.	173, 314, 318, 331
Банников М.А.	421	Буравлёв А.Д.	101	Галкин А.С.	239
Банников М.И.	112, 409	Бурдов В.А.	172	Гальперин Ю.М.	140
Баранов А.Н.	105	Буренина Д.С.	290	Ганичев С.Д.	254, 264, 286
Баранов П.Г.	238	Бурмистров И.С.	135, 397	Гасанова М.Ш.	9
Барышников К.А.	193, 227	Бушуйкин П.А.	232, 246	Гензе И.Ю.	48
Барышникова К.В.	296, 319, 320	В		Герасимов В.В.	232
Басалаева Л.С.	84, 171	Вайнштейн И.А.	12	Герчиков Л.Г.	101
Батаев М.Н.	177	Ваньков А.Б.	136	Гиппиус Н.А.	299, 301, 302, 313, 317, 322, 326
Бахвалов К.В.	121, 369	Варавин В.С.	102	Гисматулин А.А.	78, 346
Башкатов Д.Д.	55, 75	Васев А.В.	63, 80, 83	Гладилин А.А.	233
Бекин Н.А.	246	Василенко А.П.	63	Гладышев А.Г.	377, 339, 361
Белов А.И.	32, 38, 71	Васильев В.И.	58	Глазов М.М.	218, 198, 194, 221, 274, 287, 292
Белов Д.А.	144, 253	Васильев Р.Б.	171, 180, 184	Говоркова Т.Е.	10
Белов П.А.	228	Васильев Ю.Б.	407	Голдырева Е.С.	418
Белосевич В.	163	Васильевский И.С.	68, 105, 125, 384	Голиков А.	308
Белых В.В.	194, 221	Вдовин В.И.	55, 108	Голиков О.Л.	367
Бельков В.В.	254	Ведь М.В.	15, 28, 124, 196, 201	Головатенко А.А.	173, 199
Бенимецкий Ф.А.	295	Вейшторг И.П.	197, 242	Головин В.С.	368, 375
Бер Б.Я.	58	Велиев Р.Г.	7	Голуб Л.Е.	198, 254, 275, 411
Берковиц В.Л.	47, 56	Вербин С.Ю.	177	Гольшков Г.М.	291
Берт Н.А.	104, 325	Вербус В.А.	312, 320	Гольцман Г.Н.	298, 308
Бессолов В.Н.	70	Верхогляд А.Г.	102	Голяшов В.А.	16, 64, 67, 90, 215, 418
Бисти В.Е.	133	Веселов Д.А.	121, 368, 373, 374	Горай Л.И.	101
Бланк В.Д.	37, 239	Виниченко А.Н.	68, 105, 384	Горбацевич А.А.	330
Блохин С.А.	339	Витлина Р.З.	149	Горбенко И.В.	254
Блошкин А.А.	297	Вихарев А.Л.	271	Горбунов А.В.	138
Бобин С.Б.	8, 30	Вихрова О.В.	61, 229, 359	Гордеева А.Б.	100
Бобров А.И.	127	Власов А.С.	181	Горлова И.Г.	11
Бобров М.А.	339	Вознюк Г.В.	361	Горн Д.И.	343
Богданов А.А.	295, 296	Войцеховский А.В.	73, 343	Горный И.В.	175
Богданов С.А.	271, 338	Волков В.А.	137	Горшков А.П.	127
Боголюбский А.С.	154	Волкова Л.С.	57, 60, 81, 110	Горшков Д.В.	49, 59, 67, 72
Богомоллов Д.Б.	169	Волкова Я.Ю.	39	Горячев А.В.	81, 110
Богословский Н.А.	210	Володин В.А.	65, 66, 389	Гостищев П.А.	341, 345, 363, 380
Богущ И.Ю.	340	Воробьев А.А.	344		
Бодров С.Б.	288	Воронин А.В.	15, 28, 351		
Боев М.В.	134, 255, 258	Воропаев К.О.	339		
Бойко А.М.	94	Вохминцев А.С.	12		
Бойко М.Е.	94	Вяткин Е.С.	395		
Болдин М.С.	15				
Болдырев К.Н.	239				

Графова В.П.	171	Дижур С.Е.	105	Жидяев К.С.	385
Грешнов А.А.	131, 407	Дикарева Н.В.	15	Жмерик В.Н.	290
Григорьев П.Д.	159	Димитриев Г.С.	173, 187, 204	Жолудев М.С.	23, 24, 126, 231, 364
Гриценко В.А.	78, 346	Дирко В.В.	73	Жукавин Р.Х.	232, 246
Гришин Т.С.	57, 60, 81, 110	Дмитриев А.П.	175	Жуков Е.А.	221
Громыко Д.А.	299	Дмитриев Д.В.	48, 62, 69, 226, 370	Жуков С.С.	160, 372
Груздев Н.Б.	12	Дмитриев И.А.	264, 286	Жукова М.О.	279
Грузнев Д.В.	88	Дмитриева О.А.	322	Журавлёв К.С.	55, 62, 69, 74, 75, 182, 226, 237, 338, 370, 379, 108, 283
Гудина С.В.	139, 154	Днепровский В.С.	184	З	
Гудков В.В.	230, 240	Долженко Д.Е.	421	Забавичев И.Ю.	367
Гультиков Н.В.	347, 352	Дорохин М.В.	15, 28, 196, 201, 203, 351	Заболотных А.А.	137, 141, 158, 303
Гупалов С.В.	170	Дричко И.Л.	140	Заварин Е.Е.	304, 329
Гусев Н.С.	214	Дроздов К.А.	176	Завражнов А.Ю.	28, 351
Гусев С.А.	214, 366	Дроздов М.Н.	38, 61, 271	Загороднев И.В.	303, 315
Гусева Ю.А.	290	Дронов А.А.	387	Задиранов Ю.М.	290, 314
Гусейнова Н.Т.	9	Дубинов А.А.	99, 126, 349	Зайцев А.В.	104
Гусихин П.А.	103, 142, 251	Дубков В.П.	52, 53	Зайцев В.Б.	387
Гутаковский А.К.	48, 80	Дуда Т.С.	171	Зайцев-Зотов С.В.	17, 412
Гуткин А.А.	225	Дудин А.А.	53	Закиров Е.Р.	59, 64
Д		Дудин Ю.А.	196, 203	Залялов Т.М.	353
Дубинов А.А.	364	Дулесто А.И.	277	Заморянская М.В.	13, 14
Давыдов А.Б.	406, 415	Дунаевский М.С.	13, 396	Запасский В.С.	202
Давыдов В.Ю.	47, 177, 295	Дурнев М.В.	256	Зарезин А.М.	142
Давыдовская К.С.	236	Дьяков С.А.	299, 302, 312, 313, 317, 319, 320, 321, 326, 332	Зарубанов А.А.	182
Данилов С.Н.	409, 421	Дьяконов И.В.	314	Захвалинский В.С.	219, 415
Данилов Ю.А.	61, 203, 229, 359	Дюделев В.В.	361, 377	Зверев В.Н.	159
Дашков А.С.	101	Е		Звонков Б.Н.	120, 201, 359
Дворецкая Л.Н.	348	Евлашин С.А.	360	Здоровейцев А.В.	28, 124, 196, 203, 351, 359
Дворецкий С.А.	22, 24, 102, 111, 115, 119, 126, 139, 144, 151, 166, 324, 343, 364, 409, 416, 421	Европейцев Е.А.	290	Здоровейцев Д.А.	15, 196, 229
Двуреченский А.В.	65, 66, 87, 297, 300	Евсеев С.С.	397	Зиновьев В.А.	65, 87, 319, 321
Деева А.А.	284	Евтихийев В.П.	361	Зиновьева А.Ф.	65
Деменев А.А.	301	Егоров А.Ю.	377, 339, 361	Золотарев В.В.	354, 355, 369
Дементьев П.А.	13, 14, 47	Екимов Е.А.	284	Зорина М.В.	18
Дементьева Е.В.	13, 14	Елесин А.Г.	102	Зотов А.В.	88
Демин А.Ю.	215	Елисеев И.А.	177, 295, 331	Зыбцев С.Г.	11, 113, 398
Дёмина П.Б.	15, 28, 196, 201, 203, 351	Емельченко Г.А.	12	И	
Денисов В.Н.	239	Емельянов Е.А.	63, 79, 80, 83, 169	Иванов А.А.	153, 304, 329
Денисов Д.В.	408	Еналдиев В.В.	137, 276	Иванов А.М.	356
Денисов К.С.	193, 200, 213	Еремеев С.В.	215	Иванов А.С.	367
Денисов Н.В.	88	Еремина Р.М.	219	Иванов М.С.	143, 263, 357
Денисов С.А.	124	Ерманова И.О.	350	Иванов С.В.	290
Джахангирли З.А.	7, 31, 405	Ерофеева И.В.	28, 351	Иванов Ю.П.	88
Джикирба К.Р.	103	Ершов А.В.	104	Ивченко Е.Л.	212, 275
Дзядух С.М.	343	Есин М.Ю.	169	Игнатъев И.В.	177
Ди Джакомо Ф.	350	Ж		Игошин В.Д.	305
Ди Карло А.	345, 350, 362, 363, 371, 380	Жданов Е.Ю.	155	Иконников А.В.	23, 24, 112, 144, 253, 409, 421
Диденко С.И.	345, 362, 363, 371	Жевстовских И.В.	16, 230, 240, 285	Ильинская Н.Д.	105
		Желнин А.И.	352		

Иорш И.В.	255, 280	Климов А.Э.	67	Коханенко А.П.	73
Исаев В.А.	271	Клоков А.Ю.	245, 277, 360	Кочаев А.И.	289
Исламов Д.Р.	353	Клочков А.В.	356	Кочерешко В.П.	279, 307
Иштеев А.Р.	358	Клочков А.Н.	68, 384	Кочура А.В.	415
Ищенко Д.В.	67, 90, 418	Князев Б.А.	232	Кравцов В.А.	280
К		Князев Ю.В.	208	Краев С.А.	271
Кабаев К.С.	201	Ковалёв В.М.	134, 255, 258, 278	Крайнов И.В.	175, 227, 413
Кавокин А.В.	306	Ковалевский К.А.	232, 246	Красильник З.Ф.	21, 27, 29, 312
Каган М.С.	19, 105	Коваль О.Ю.	106	Краснова И.А.	72
Кадинская С.А.	20	Ковальский В.А.	61	Кремлева А.В.	13, 14
Казаков А.С.	112, 409, 421	Ковалюк В.	308	Кретинин В.	192
Казакова А.Е.	354, 355, 369	Ковчавцев А.П.	49	Кривобок В.С.	107, 245, 277, 284
Казанов Д.Р.	331	Кожухов А.С.	90, 108	Кривоногова А.Ю.	281
Казанцев Д.М.	51, 93, 174	Козлов Д.А.	22, 416	Кричевский В.В.	352
Казанцев Д.Ю.	58	Козлов Д.В.	23, 24	Крупин А.Ю.	65
Каламейцев А.В.	278	Козлов И.И.	205	Крылов И.В.	176
Калевич В.К.	306	Козлова М.В.	184	Крюков Р.Н.	38, 61, 71
Калентьева И.Л.	203, 229, 359	Козловский В.В.	236	Кудрин А.В.	38, 229, 359
Калинников М.А.	21, 27, 29	Козырев Н.В.	187, 205, 206, 211	Кудрич С.В.	95
Калинушкин В.П.	36, 233	Козюхин С.	308	Кудрявцев К.Е.	21, 27, 29, 115, 119, 126, 324, 364
Калитуха И.В.	173, 187, 204	Кокурин И.А.	234	Кузнецов А.	20
Камаев Г.Д.	389	Колесов В.В.	398	Кузнецов И.И.	18
Камаев Г.Н.	66	Колобкова Е.В.	177, 194, 221	Кузнецов М.С.	37, 239
Камеш П.П.	79	Колодезный Е.С.	361	Кузнецов М.Ю.	351
Капаев В.В.	330	Колосветов А.А.	281	Кузнецов Ю.А.	148
Капитонов В.А.	369	Колосовский Д.А.	62, 69	Кузнецов Ю.М.	28
Капралов К.Н.	145, 286	Коляда Д.В.	123	Кузнецова М.С.	177, 194, 221
Карачинский Л.Я.	339, 361, 377	Комаричева Т.О.	362	Кузовков Д.О.	391
Касаткин И.А.	325	Комков О.С.	92, 123	Кузьмин М.Ю.	124
Касумова Э.К.	9	Кон И.А.	17, 412	Кузьмин Н.С.	266
Кахраманов А.Ш.	410	Конаков А.А.	32, 235, 420	Кузьмин Р.В.	236
<u>Кахраманов К.Ш.</u>	410	Кондратьев В.И.	280	Кукотенко В.В.	232
Кахраманов С.Ш.	410	Кондратьев В.М.	20	Кукушкин И.В.	103, 136, 142, 158, 164, 216, 251, 252, 260, 265, 299
Кацуба А.В.	66	Коненкова Е.В.	70	Кулагина М.М.	290, 314
Качоровский В.Ю.	254, 397, 413, 414	Константинова Е.А.	388	Кулаковский В.Д.	301
Кашин В.В.	398	Константинова К.М.	358	Кулебякина Е.В.	194
Кашенко М.А.	160	Коняев В.П.	352	Кулешова Т.Э.	148
Квон З.Д.	22, 174, 264, 266, 403, 416	Коптев Е.С.	418	Кулик Л.В.	147
Кен О.С.	187, 204	Коптева Н.Е.	221	Кулик С.П.	314
Керимова Т.Г.	31	Копьев П.С.	368, 373, 374	Кунцевич А.Ю.	277
Кеслер В.Г.	64	Коренев В.Л.	187, 204	Курнявко Ю.В.	352
Кибис О.В.	255, 257	Коробейников И.В.	25, 26	Курьсь Н.Н.	82, 84, 171, 180, 281, 282
Кившарь Ю.	327	Королев Д.С.	32, 38, 71	Кусраев Ю.Г.	187, 205, 206, 211
Киндюшов И.К.	20	Коростелин Ю.В.	240	Кустов Д.А.	215
Кириленко Д.А.	325	Корытин А.И.	288	Кучинская П.А.	319
Кицок Е.П.	241, 308	Кособукин В.А.	56	Кучинский В.И.	58
Клековкин А.В.	107	Косолобов С.Н.	54, 86, 386		
Клепикова А.С.	153, 154	Котов А.Н.	30		
Клименко А.А.	53	Котова Л.В.	279, 307		
Климко Г.В.	314	Котомина В.Е.	196		
		Кох К.А.	84, 90, 418		

Л		Мамедова И.А.	31	Можаров А.М.	259, 344, 348, 399
Лаврухина Е.А.	420	Мансуров В.Г.	75, 108, 283	Молостова О.С.	104
Ладугин М.А.	121, 347, 352, 384	Манцевич В.Н.	179, 184, 186	Монсо П.	159, 162
Лазаренко П.И.	308, 391	Маремьянин К.В.	384	Моргун Л.А.	415
Лапин В.Г.	338	Маренкин С.Ф.	406	Морозов М.Ю.	152
Лапушкин М.Н.	148	Марин Д.В.	59, 72, 96	Морозов С.В.	23, 24, 115, 119, 126, 231, 252, 324, 349, 364
Латышев А.В.	82, 84, 85, 180, 266, 282, 392	Маричев А.Е.	100	Морозова Е.Е.	27
Ле Тхай Шон	363	Марков Д.П.	313	Морозова Н.В.	25, 26
Лебедев А.А.	236	Мармалюк А.А.	121, 347, 352, 384	Морозюк А.М.	352
Лебедев Д.В.	181	Мартышов М.Н.	388	Москотин М.	163
Лебедев М.В.	47	Марченков В.В.	220	Мохов Е.Н.	238
Левин А.А.	104	Маслов А.Ю.	109	Муравьев В.М.	103, 142, 158, 251, 252, 260, 265
Левин Р.В.	100	Маслова Н.С.	179	Муратов Д.С.	371
Левинштейн М.Е.	236	Матецкий А.В.	88	Мурашко Д.Т.	390
Лепешов С.	295	Матюнина К.С.	71	Мустафин И.А.	267, 419
Леппенен Н.В.	178, 275, 411	Матюшкин Я.	163	Мухин И.С.	259, 344, 348, 399
Лесников В.П.	61, 229	Махмудиан М.М.	150, 165	Мыльников В.Ю.	377
Литвинов Д.А.	107	Махмудиан Мехрдад	165	Мыльников Д.А.	160, 310, 372
Лихачев А.И.	20	Машанов В.И.	123	Мынбаев К.Д.	118
Лихачев К.В.	207	Мелик-Гайказян Е.	327	Мяконьких А.В.	114
Лобаев М.А.	271	Менциков Р. В.	112	Н	
Лобанов Д.Н.	21, 27, 29	Меньшенин В.В.	12	Нагалюк С.С.	207, 238
Логинов Б.А.	398	Меньшиков Р.В.	343	Намозов Б.Р.	205, 206, 211
Лозовой К.А.	73	Мефтахутдинов Р.М.	289	Настовьяк А.Г.	76
Лончаков А.Т.	8, 30	Мехия А.Б.	406	Нахимович М.В.	58
Лопатина С.А.	216	Милахин Д.С.	55, 75, 108, 237, 283	Нащекин А.В.	20, 313
Лосев С.Н.	377	Милехин А.Г.	82, 84, 171, 180, 282, 281	Небогатикова Н.А.	282
Лошкарев И.Д.	63, 123, 108	Милехин И.А.	281, 282	Неверов В.Н.	139, 153, 154, 166
Лукашин В.М.	338	Минаев И.И.	107	Нежданов А.В.	61, 71, 104, 229
Лукманова Р.М.	412	Минакова В.Е.	412	Неизвестный И.Г.	95
Лукошкин В.А.	306	Минтаиров А.М.	181	Некоркин С.М.	120, 385
Лукоянов А.В.	208, 220	Миньков Г.М.	151	Некрасов С.В.	187, 211
Лундин В.В.	304, 329	Миронов А.В.	215	Ненашев А.В.	87, 418
Лупарев Н.В.	37	Миронов А.Ю.	67, 82	Ненашев Г.В.	365
Лучников Л.О.	341, 362, 380	Миронов С.А.	233	Несмелов С.Н.	343
Львова Т.В.	47	Митрофанов М.И.	361	Нестоклон М.О.	170, 290
Лютецкий А.В.	121, 361, 377	Михайленко М.С.	18	Неустроев Е.П.	77
Ляпилин И.И.	209	Михайлин Н.Ю.	408	Нечаев Д.В.	290
Ляшенко А.А.	261	Михайлов А.А.	32, 38,	Никитин М.В.	398
М		Михайлов А.Н.	71	Никитина А.Д.	305, 311
Маврин Б.Н.	239	Михайлов А.Н.	71	Никитинский О.С.	35, 192
Магарилл Л.И.	149	Михайлов Д.А.	377, 361	Никифоров А.И.	123
Майдэбура Я.Е.	74	Михайлов И.А.	57, 60, 81, 110	Николаев В.И.	94
Майзлах А.А.	17	Михайлов Н.Н.	22, 24, 102, 111, 112, 115, 119, 126, 139, 144, 151, 166, 324, 343, 364, 403, 407, 409, 416, 421	Николаев Г.А.	216
Макаров С.В.	328, 337, 102	Михайлова А.М.	235	Николаев Д.Н.	368, 373, 374
Максимов А.А.	309	Михалюк А.Н.	88	Николаев И.Д.	112, 144
Малеев Н.А.	339	Миядзима Н.	25		
Малехонова Н.В.	127				
Малин Т.В.	55, 74, 75, 108, 237, 283				
Мамедов Н.Т.	31, 405				

Николаев С.Н.	107, 217, 245, 277, 284	Петрушков М.О	63, 79, 80, 83, 169	Ризаев А.Э.	355
Николаева А.А.	311	Пидгайко Д.	295	Риль А.И.	406, 415
Николичев Д.Е.	38	Пилюк Е.А.	219	Рогило Д.И.	82, 84, 85
Никольская А.А.	32, 38, 71	Пименов А.	264	Родин П.Б.	263, 357
Никонов С.А.	11, 113	Питиримова Е.А.	38	Родин С.Н.	70
Ниязов Р.А.	413, 414	Пихтин Н.А.	121, 352, 354, 355, 361, 368, 369, 373, 374, 375, 376, 377	Родина А.В.	173, 187, 199, 212
Новиков А.В.	21, 27, 29, 300, 312, 319, 320, 321, 332, 333, 366	Плуготаренко Н.К.	340	Родионов Д.А.	303, 315
Новиков Д.В.	57, 60	Погосов А.Г.	155	Родионов Н.Б.	19
Новиков И.И.	339, 361, 377	Подгорных С.М.	139, 166	Родякина Е.Е.	180, 266, 282, 312, 319, 320, 321, 332
Новиков П.Л.	87	Поддубный А.Н.	395	Рожанский И.В.	200, 213
Новиков Ю.Н.	78	Подоскин А.А.	352, 368, 369, 373, 374	Рожков А.В.	263
Носухин С.А.	239	Покровский В.Я.	11, 113, 398	Рожков С.А.	54, 86
О		Полева М.А.	296	Ройзин Я.О.	78
Оболенская Е.С.	367	Поляков М.В.	57, 60, 81, 110	Романов А.Е.	13, 14
Оболенский С.В.	367	Пономарёв Д.С.	253, 384	Романова О.Б.	33, 40, 192
Овешников Л.Н.	406, 415	Пономарев С.А.	69, 82, 84, 85	Романович Д.Н.	369
Овсянников С.В.	25, 26	Попов В.В.	152	Рудаков А.О.	99, 156
Огнева М.С.	153	Попов В.П.	114	Руденко К.В.	114
Окулов В.И.	10	Попов М.Р.	139, 153, 166	Рудин С.А.	87
Онищенко Е.Е.	245	Поташин С.О.	254	Рудоминский А.Е.	408
Орлов А.П.	162	Потехин А.А.	367	Ружевич М.С.	118
Ормонт М.А.	261, 262	Похабов Д.А.	155	Румянцев В.В.	23, 24, 115, 119, 126, 232, 324, 364
Осинных И.В.	237	Пошакинский А.В.	238, 331	Румянцева М.Н.	176
Охапкин А.И.	271	Преображенский В.В.	63, 79, 80, 83, 169, 325	Рунов Р.В.	41
П		Приходько Д.Д.	37, 239	Русецкий В.С.	215
Павельев Д.Г.	367	Приходько К.Я.	176	Рут О.Э.	151
Павликов А.В.	387, 388	Прокопьев А.Р.	77	Рыбин М.В.	316
Павлов Д.А.	32, 38, 71	Протасов Д.Ю.	79, 108, 370	Рыбин М.Г.	163, 418
Павлов С.И.	313	Протопопов Д.Е.	93	Рыжков М.С.	416
Павский К.В.	87	Прошина О.В.	109	Рындя С.М.	68
Паль А.Ф.	19	Пугачев М.В.	277	Рыхлицкий С.В.	96
Панарин В.А.	347	Пудалов В.М.	415	Рябова Л.И.	176, 409, 421
Панов Д.Ю.	13, 14	Пузанов А.С.	367	Рябоштан Ю.Л.	121
Папроцкий С.К.	19, 105	Путято М.А.	63, 79, 80, 83, 169, 325	С	
Парафило А.В.	258	Пушкарев А.П.	337	Сабинина И.В.	59, 64, 72
Парафин А.Е.	229	Пушкарёв С.С.	253, 384	Сабликов В.А.	417
Парфеньев Р.В.	408	Пушный Б.В.	100	Савенко И.Г.	258
Пашкеев Д.А.	107	Р		Савин К.А.	107
Пашковский А.Б.	338, 370	Рагоза М.Д.	211	Савицкий А.И.	390, 391
Пацин Н.С.	67	Разова А.А.	24, 115, 364	Савченко М.Л.	22, 264
Певцов А.Б.	313	Ракицкий М.А.	213	Савченко С.С.	12
Пепеляев Д.В.	390	Ральченко В.Г.	19	Саиджонов Б.М.	184
Перетокин А.В.	312, 319, 321, 366	Рахлин М.В.	173, 314, 331	Салахова Н.С.	317
Пестов А.Е.	18	Ревин А.А.	235	Самарцев И.В.	104, 120, 385
Петросян Т.К.	39	Резник Р.Р.	116	Самолыга А.А.	68
Петров М.И.	296, 305, 320, 327, 333	Резницкий А.Н.	117	Сапега В.Ф.	173, 187, 204
Петров П.В.	210	Ремесник В.Г.	102, 111	Сапожников М.В.	214
Петров Ю.В.	214			Сапунов Г.А.	259, 344
				Саранин А.А.	88

Саранин Д.С.	341, 345, 350, 362, 363, 371, 380, 382	Смирнов И.Ю.	140	Темиряев А.Г.	214
Сарыпов Д.И.	155	Смирнова И.А.	357	Терентьев С.А.	37, 239
Сарычев М.Н.	16, 230, 240, 285	Смирнова М.О.	68	Терехов А.С.	54, 86, 386
Сафонов Д.А.	68	Смирнова О.О.	187	Терехов Д.Ю.	390
Сафонов И.В.	157	Снигирев Л.А.	325	Терещенко О.Е.	16, 64
Сахаров А.В.	304, 329	Соболева О.С.	369, 375	Терещенко О.Е.	67, 90, 215, 418
Светогоров В.Н.	121	Соболевский О.А.	17	Тетельбаум Д.И.	32, 38, 71
Свинцов Д.А.	145, 157, 160, 163, 286, 310, 372	Соколов В.И.	12	Тийс С.А.	283
Свит К.А.	182	Соколова З.Н.	376	Тимофеев А.А.	68
Седов Е.С.	306	Соколовский Г.С.	361, 377	Тимофеев В.А.	123
Селезнев В.А.	381	Соколовский Д.Н.	39	Тимофеев В.Б.	138
Селькин А.В.	183	Сокура Л.А.	104	Тимофеева Н.А.	233
Семакова А.А.	118	Солдатенков Ф.Ю.	56	Титова А.М.	124
Семенов Н.Д.	158, 251, 252, 265	Соловьёв В.А.	267	Титова Е.И.	160, 372
Семенова Л.Е.	34	Соловьев В.В.	299	Тиходеев С.Г.	299, 313, 322
Семенова О.И.	16, 285	Соломникова А.В.	70	Тихомирова Г.В.	39
Семина М.А.	131, 199, 287, 292	Спиридонов В.А.	13, 14	Тихоненко Ф.В.	114
Сёмкин В.А.	372	Спирина А.А.	89, 95	Тихонов К.С.	397
Семягин Б.Р.	63, 83, 325	Сресели О.М.	104	Ткаченко В.А.	161, 174, 266
Сергаева О.Н.	319	Сриянанда Р.А.С.А.	61	Ткаченко О.А.	161, 266
Сергеев Ю.А.	288	Ставровский Д.Б.	53	Токарев М.В.	58
Серов А.Ю.	117	Старостин А.А.	30	Толмачев К.А.	114
Серов Ю.М.	318, 331	Степанов А.Н.	288	Торопов А.А.	290, 314, 318
Сибатов Р.Т.	241, 289	Степанов Н.П.	143	Торопов А.И.	62, 69
Сидоренко К.В.	127	Степанова Е.А.	153	Тофтул И.Д.	305
Сидоров В.А.	284	Степина Н.П.	418	Трухин В.Н.	267, 419
Сидоров Г.Ю.	59, 64, 67, 72, 343, 392	Степихова М.В.	312, 319, 320, 321, 333	Трушин В.Н.	38
Сидоров Ю.Г.	392	Сторожевых М.С.	36, 52, 53	Трушин О.С.	243
Симаков В.А.	352	Страупе С.С.	314	Тумашев В.С.	381
Синченко А.А.	159, 162	Стрелец В.А.	121, 369	Тупчая А.Ю.	88
Ситников М.Н.	33, 35, 40, 41	Стрельчук А.М.	378	Туруткин К.В.	154
Ситников Р.А.	41	Студеникин М.И.	233	Тюхова М.П.	382
Ситников С.В.	85	Ступак М.Ф.	102	У	
Скалкин А.К.	314	Ступин А.А.	390	Уаман-Светикова Т.А.	24
Скворцов И.В.	123	Супрун С.П.	67	Уваров О.В.	36, 233
Скоморохов А.М.	197, 242	Суриков В.Т.	10, 240	Удод Л.В.	33, 40
Скориков М.Л.	194	Суслов А.В.	140, 415	Ужаков И.Н.	111, 343
Скорыходов Е.В.	21, 29, 312, 366	Суханов А.А.	239, 417	Уланов В.А.	42
Скрябин Н.Н.	314	Суханов М.А.	379	Улин В.П.	56
Слипченко С.О.	121, 352, 354, 355, 361, 368, 369, 373, 374, 375, 376, 377	Сушков А.А.	32, 71	Усикова А.А.	105, 407
Смагина Ж.В.	87, 319, 320, 321	Сушков О.П.	161	Усольцев А.С.	17
Смирнов А.М.	184	Сяни Фань	267	Устинов В.М.	383
Смирнов А.Н.	47, 50, 177, 295	Т		Уткин Д.Е.	323
Смирнов Д.С.	178, 185, 186, 290	Талбанова Н.Р.	362, 380	Уточкин В.В.	115, 126, 324, 364
		Тарасенко С.А.	122, 195, 238	Ушаков Д.В.	125, 253, 349, 384
		Тарасов А.С.	67, 90, 418	Ушанов В.И.	329
		Тарасова Е.А.	367	Ф	
		Тараторин К.В.	314	Фадеев М.А.	126, 324, 364
		Тарелкин С.А.	37, 239	Фазлижанов И.И.	42
		Тартаковский И.И.	309	Федина Л.И.	85
		Тебеньков А.В.	39	Федина С.В.	91, 106
		Телегин К.Ю.	347		

Федоров В.В.	91, 106, 259, 344, 399, 348	Чарикова Т.Б.	153	Шерченков А.	308
Федоров Г.	163	Чегнов В.П.	36	Шестак Л.И.	347
Федосенко Е.В.	67	Чегнова О.И.	36	Шестаков А.В.	42, 219
Федотова Ю.А.	7	Ченцов С.И.	245, 277	Ширяев А.А.	284
Федотова Я.В.	299	Черемных Н.А.	35	Шкляев А.А.	155, 323
Феоктистов Н.А.	313	Чермошенцев Д.А.	302	Шмидт Н.М.	100
Филатов Д.О.	124	Черненко А.В.	291	Шорникова Е.В.	173
Филатов Е.В.	309	Чернов Е.Д.	220	Шредер Е.И.	220
Философов Н.Г.	117	Чернов М.Ю.	267	Шубин Н.М.	330
Фирсов Д.Д.	92, 123	Чернопицкий М.А.	217, 277, 284	Шубина Т.В.	173, 290, 331
Фомин Е.	369	Чернышев А.К.	18	Шуваев А.	264
Фрадкин И.М.	301, 313, 317, 326	Черотченко Е.Д.	377	Шугуров К.Ю.	259, 344
Фраерман А.А.	214	Чеченин Ю.И.	120	Шульман А.Я.	43
Фризюк К.С.	296, 305, 311, 327	Чигинева А.Б.	120, 385	Шумилин А.В.	185
Фролов А.В.	159, 162	Чиж К.В.	52, 53	Шуплецов А.В.	277
Фролов Н.Ю.	277	Чистохин И.Б.	48, 79	Шушканов И.В.	368
Фурасова А.Д.	328	Чистяков Д.В.	377	Щ	
Х		Чмырь С.Н.	409	Щеглов Д.В.	82, 84, 85
Хабибуллин Р.А.	125, 144, 253, 349, 384	Чопорова Ю.Ю.	232	Щепетильников А.В.	164, 216
Хазанова С.В.	127, 367	Чулков Е.В.	405	Э	
Харьков А.М.	35, 41	Ш		Энтин М.В.	165, 150
Хахулин С.А.	92	Шабанов А.В.	163	Ю	
Хвальковский Н.А.	105	Шайблер Г.Э.	54, 86, 93, 386	Югова И.А.	221
Хвостиков В.П.	58	Шакирова А.А.	13	Юлдашев Н.Х.	183
Хисамеева А.Р.	164, 216	Шалеев М.В.	312, 321, 332, 333, 366	Юнин П.А.	21, 27, 29, 71
Хмельницкий Р.А.	19, 360	Шаман Ю.П.	241	Юрасов Д.В.	312, 320, 321, 332, 333, 366
Хомицкий Д.В.	201, 420	Шамирзаев Т.С.	185, 215, 218	Юрьев В.А.	36, 52, 53
Хорошилов В.С.	93	Шамшур Д.В.	408	Юшков И.Д.	389
Хохлов Д.Р.	112, 144, 253, 409, 421	Шангин В.В.	30	Ющенко А.Ю.	370
Хрыкин О.И.	271	Шарафутдинова А.М.	387, 388	Я	
Худайбердиев Д.А.	403, 416	Шарков А.И.	277, 360	Яблонский А.Н.	27, 312, 321, 332, 333
Ц		Шарков М.Д.	94	Яговкина М.А.	14, 325
Цацульников А.Ф.	304, 329	Шаров В.А.	50, 396, 399	Якимов А.И.	297, 300
Цимоха М.А.	305	Шастин В.Н.	232, 235, 244, 246	Яковлев Д.Р.	173, 185, 187, 194, 204, 218, 221
Цыпленков В.В.	232, 235, 244, 246	Шашкин И.С.	374	Яковлев З.А.	292
Цырлин Г.Э.	116	Шварц Н.Л.	76, 89, 95	Якубов А.О.	308, 390, 391
Ч		Швец В.А.	96, 111	Якунин М.В.	139, 154, 166
Чалдышев В.В.	304, 325, 329	Шелушинина Н.Г.	139, 154	Якушев М.В.	96, 343, 392
Чалков В.Ю.	124	Шенгуров В.Г.	124	Якушева А.С.	371
Чаплик А.В.	149	Шенгуров Д.В.	27, 320, 366	Ярошевич А.С.	266
		Шерман Е.Я.	292	Яцык И.В.	219
		Шерстобитов А.А.	151		
		Шерстякова В.Н.	67		

Список участников

Khalilova Shahla

Institute of Physics of ANAS,
AZ 1143 N. Javid ave, 131
shahlaganbarova@gmail.com

Абрамкин Демид Суад

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
dalamber.07@mail.ru

Авдеев Иван Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
ivan.avdeev@mail.ioffe.ru

Аверкиев Никита Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
averkiev@les.ioffe.ru

Аксенов Максим Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
m.se.aksenov@gmail.com

Аксенов Сергей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
asv86@iph.krasn.ru

Александров Иван Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
aleksandrov@isp.nsc.ru

Алексеев Павел Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
alekseev_p_s@mail.ru

Алексеев Прохор Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
proхер@gmail.com

Алешкин Владимир Яковлевич

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
aleshkin@ipmras.ru

Алигулиева Хаяла Вагиф

Сумгаитский государственный университет, Азербайджан, Сумгаит, 43-й квартал, AZ5008
hayala-firuza@mail.ru

Алтынбаев Линар Алмазович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
altynbaev.linar@yandex.ru

Альперович Виталий Львович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
alper_v@mail.ru

Андреев Иван Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
andreev@issp.ac.ru

Анисимов Андрей Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
aan0100@gmail.com

Аношкин Сергей Станиславович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики», пр. Кронверкский, 49, С.-Петербург, 197101, Россия
sergey.anoshkin@metallab.ifmo.ru

Аплеснин Сергей Степанович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский государственный аэрокосмический университет им. Ак. М. Ф. Решетнева», пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 31, Красноярск, 660014, Россия
apl@iph.krasn.ru

Аронзон Борис Аронович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
aronzon@mail.ru

Архипова Екатерина Александровна
Институт физики микроструктур РАН – филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»,
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
suroveginaka@ipmras.ru

Асафов Даниил Александрович
Национальный исследовательский университет
«Высшая школа экономики»,
123458, Москва, ул. Таллинская, д. 34
danter504@gmail.com

Багаев Тимур Анатольевич
Акционерное общество «Научно-исследовательский
институт «Полус» им. М. Ф. Стельмаха»,
ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия
bagaevtimur@mail.ru

Бадалова Зибханум Искендер гызы
Institute of Physics of ANAS,
AZ 1143 N. Javid ave, 131
zibchik@mail.ru

Бакаров Асхат Климович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия
bakafov@isp.nsc.ru

Бакин Василий Вениаминович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
bakin@ngs.ru

Барышников Кирилл Александрович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
barysh.1989@gmail.com

Барышникова Ксения Владимировна
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Санкт-Петербургский национальный
исследовательский университет информационных
технологий, механики и оптики»,
пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101,
Россия
k.baryshnikova@metalab.ifmo.ru

Басалаева Людмила Сергеевна
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия
basalaeva@isp.nsc.ru

Белов Дмитрий Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова»,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
dimsonbelov@yandex.ru

Белов Павел Алексеевич
Федеральное государственное бюджетное образова-
тельное учреждение высшего образования «Санкт-
Петербургский государственный университет»,
Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург,
199034, Россия
pavelbelov@gmail.com

Белых Василий Валерьевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт
им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
belykh@lebedev.ru

Бельков Василий Валентинович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
bel@epi.ioffe.ru

Берковиц Владимир Леонидович
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
vladimir.berkovits@mail.ioffe.ru

Бисти Вероника Евгеньевна
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики твердого тела
им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук,
ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская
обл., 142432, Россия
bisti@issp.ac.ru

Блохин Сергей Анатольевич
Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
blokh@mail.ioffe.ru

Блошкин Алексей Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржа-
нова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090,
Россия
bloshkin@isp.nsc.ru

Бобин Семен Борисович
Федеральное государственное бюджетное учрежде-
ние науки Институт физики металлов им. М.Н. Михе-
ева Уральского отделения Российской академии наук,
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
bobin@imp.uran.ru

Богуш Инна Юрьевна

Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения Южного федерального университета, ул. Шевченко, 2Е, Таганрог, 347922, Россия
inlys@sfedu.ru

Боев Максим Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
boevm@isp.nsc.ru

Бородин Богдан Романович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
brborodin@gmail.com

Бронников Олег Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия
broon_hg@mail.ru

Буджемила Линда

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого», ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия
lariessai21@gmail.com

Будкин Григорий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
gbudkin@gmail.com

Бурдов Владимир Анатольевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
burdov@phys.unn.ru

Бурмистров Игорь Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау Российской академии наук, пр. Ак. Семенова, 1а, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
burmi@itp.ac.ru

Ваньков Александр Борисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
vankov@issp.ac.ru

Васильев Юрий Борисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
yu.vasilyev@mail.ioffe.ru

Ведь Михаил Владиславович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
mikhail28ved@gmail.com

Вейшторт Игорь Павлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
igorveyshtort@gmail.com

Вихрова Ольга Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр. Гагарина 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
vikhrova@nifti.unn.ru

Войцеховский Александр Васильевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет», пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия
bonespirit@mail2000.ru

Волков Владимир Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
volkov.v.a@gmail.com

Волкова Лидия Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук, 119991, Москва, Ленинский пр., 32а
lidiya.volkova.96@mail.ru

Володин Владимир Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
volodin@isp.nsc.ru

Воробьев Александр Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж. И. Алферова Российской академии наук», ул. Хлопина, 8, к.3, лит.А, С.-Петербург, 194021, Россия
alex.spbau@mail.ru

Вяткин Егор Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
egor.vyatkin@bk.ru

Гавриленко Владимир Изяславович

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
gavr@ipmras.ru

Гагис Галина Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
8(812)2927334, galina-gagis@yandex.ru

Гасанова Мехрибан Ширин гызы

Азербайджанский технический университет, Əsas bina, 25 Hüseyn Cavid Prospekti, Bakı 1073, Азербайджан
mhsh28@mail.ru

Гисматулин Андрей Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
anjgis@yandex.ru

Глазов Михаил Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
glazov@coherent.ioffe.ru

Говоркова Татьяна Евгеньевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
govorkova@imp.uran.ru

Головатенко Александр Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
sasha.pti@mail.ioffe.ru

Голуб Леонид Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
golub@coherent.ioffe.ru

Гольцман Григорий Наумович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский педагогический государственный университет», ул. Малая Пироговская, 1, стр. 1, Москва, 119991, Россия
goltsman10@mail.ru

Горбунов Александр Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
gorbunov@issp.ac.ru

Гордеева Анастасия Борисовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
anastasiya.gordeeva@mail.ioffe.ru

Горлова Ирина Геннадиевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
gorl@cplire.ru

Горшков Дмитрий Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
GorshkovDV@isp.nsc.ru

Гостищев Павел Андреевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия
gostishev.pa@misis.ru

Гришин Тимофей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук, 119991, Москва, Ленинский пр., 32а
Grishints@gmail.com

Громько Дмитрий Алексеевич

Сколковский институт науки и технологий. Территория Инновационного центра “Сколково”, ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143026, Россия
Dmitrii.Gromyko@skoltech.ru

Груздев Никита Борисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
nbgruzdev@mail.ru

Гудина Светлана Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия svropova@imp.uran.ru

Гудков Владимир Васильевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина», ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия v.v.gudkov@urfu.ru

Гультиков Никита Владимирович

Акционерное общество «Научно-исследовательский институт “Полус” им. М. Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия nikita.gultickov@yandex.ru

Данилов Юрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия danilov@nifti.unn.ru

Дашков Александр Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж. И. Алферова Российской академии наук», ул. Хлопина, 8, к.3, лит.А, С.-Петербург, 194021, Россия Dashkov.Alexander.OM@gmail.com

Дворецкая Лилия Николаевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж. И. Алферова Российской академии наук» ул. Хлопина, 8, к. 3, лит.А, С.-Петербург, 194021, Россия Liliyabutler@gmail.com

Дворецкий Сергей Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия dvoretsky6@mail.ru

Двуреченский Анатолий Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия anatoly_dv@mail.ru

Деменев Андрей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия demenev@issp.ac.ru

Дементьев Петр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия demenp@yandex.ru

Дементьева Екатерина Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия ivanova@mail.ioffe.ru

Денисов Дмитрий Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия ddenisov10@mail.ru

Денисов Константин Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия denisokonstantin@gmail.com

Джикирба Кирилл Романович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия ki805rill@mail.ru

Дикарева Наталья Васильевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского» пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия dnat@ro.ru

Дорохин Михаил Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия dorokhin@nifti.unn.ru

Дричко Ирина Львовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия irina.l.drichko@mail.ioffe.ru

Дубинов Александр Алексеевич

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия sanya@ipmras.ru

Дунаевский Михаил Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
Mike.Dunaeffsky@mail.ioffe.ru

Дурнев Михаил Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
durnev@mail.ioffe.ru

Дьяков Сергей Александрович

Сколковский институт науки и технологий. Территория Инновационного центра “Сколково”, ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143026, Россия
s.dyakov@skoltech.ru

Емельянов Евгений Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
e2a@isp.nsc.ru

Еналдиев Владимир Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
vova.enaldiev@gmail.com

Ерманова Инга Олеговна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия
ermanova.io@misis.ru

Ерофеева Ирина Викторовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
irfeya@mail.ru

Ершов Алексей Валентинович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
ershov@phys.unn.ru

Жевстовских Ирина Владимировна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
zhevstovskikh@imp.uran.ru

Желнин Андрей Игоревич

Акционерное общество «Научно-исследовательский институт “Полус” им. М. Ф. Стельмаха», ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия
aizhelnin@yandex.ru

Жолудев Максим Сергеевич

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
zholudev@ipmras.ru

Жукавин Роман Хусейнович

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
zhur@ipmras.ru

Заболотных Андрей Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
zabolotnyh_andre@mail.ru

Загороднев Игорь Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
igor.zagorodnev@gmail.com

Зайцев-Зотов Сергей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
serzz@cplire.ru

Закиров Евгений Рашитович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
erzakirov@isp.nsc.ru

Залялов Тимур Маратович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
timz@isp.nsc.ru

Запасский Валерий Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет», Университетская наб., 7/9, С.-Петербург, 199034, Россия
vzap@rambler.ru

Зарезин Алексей Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
zarezin.am@phystech.edu

Здоровейцев Антон Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
zdorovei@gmail.com

Зиновьев Владимир Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
zinoviev19@mail.ru

Золотарев Василий Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
zolotarev.bazil@mail.ioffe.ru

Зорина Мария Владимировна

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»,
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
mzorina@forum.nn.ru

Иванов Александр Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
alexandr.ivanov@mail.ioffe.ru

Иванов Алексей Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого»,
ул. Политехническая, 29, Санкт-Петербург, 195251, Россия
aleksei98.ivanov@gmail.com

Иванов Максим Сергеевич

Забайкальский институт железнодорожного транспорта – филиал федерального государственного бюджетного образовательного учреждения «Иркутский государственный университет путей сообщения»,
Магистральная ул., 11, Чита, Забайкальский край, 672040, Россия
vanov.maks@mail.ru

Иванов Михаил Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
m.ivanov@mail.ioffe.ru

Игошин Владимир Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»,
пр. Кронверкский, 49, С.-Петербург, 197101, Россия
vladimir.igoshin@metalab.ifmo.ru

Иконников Антон Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
antikonn@physics.msu.ru

Иштеев Артур Рустэмович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,
Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия
arturishteev@misis.ru

Каган Мирон Соломонович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
kagan@cplire.ru

Кадинская Светлана Алексеевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж. И. Алферова Российской академии наук»,
ул. Хлопина, 8, к.3, лит.А, С.-Петербург, 194021, Россия
skadinskaya@bk.ru

Казаков Алексей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова», Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
askazakov@physics.msu.ru

Казанцев Дмитрий Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
dmkazantsev@isp.nsc.ru

Калевич Владимир Константинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
kalevich@solid.ioffe.ru

Калентьева Ирина Леонидовна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»,
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
istery@rambler.ru

Калинников Михаил Анатольевич

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»,
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
kalinnikov@ipmras.ru

Калитухо Инна Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
kalitukha@gmail.com

Камелин Дмитрий Александрович

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»,
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
kent@ipmras.ru

Капралов Кирилл Николаевич

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета),
141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
kapralov.kn@phystech.edu

Кахраманов Самир Шамил оглы

Institute of Physics of ANAS,
AZ, 1143, H. Javid ave, 131
samir.gahramanov@gmail.com

Кацюба Алексей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
kacyuba@isp.nsc.ru

Качоровский Валентин Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
kachor.valentin@gmail.com

Квон Зе Дон

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
kvon@isp.nsc.ru

Кибис Олег Васильевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский государственный технический университет»,
пр. К. Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия
oleg.kibis@nstu.ru

Климов Александр Эдуардович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
aek56@mail.ru

Клоков Андрей Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
klokov@sci.lebedev.ru

Клочков Алексей Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ»,
Каширское ш., 31, Москва, 115409, Россия
klochkov_alexey@mail.ru

Коваль Ольга Юрьевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж. И. Алферова Российской академии наук»
ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
o.yu.koval@gmail.com

Ковалёв Вадим Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
vmk111@yandex.ru

Козлов Дмитрий Андреевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
dimko@isp.nsc.ru

Козлов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»,
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
dvkoz@ipmras.ru

Козлов Иван Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
ivankozloff@bk.ru

Козырев Николай Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
kozyrev.nikolay@bk.ru

Кокурин Иван Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарёва», Большевикская, 68, Саранск, Республика Мордовия, 430005, Россия
kokurinia@mail.ru

Колодезный Евгений Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики», пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия
evgenii_kolodeznyi@itmo.ru

Колосовский Данил Антонович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
d.kolosovsky@isp.nsc.ru

Комаричева Татьяна Олеговна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия
t.komaricheva@misis.ru

Конаков Антон Алексеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
konakov_anton@mail.ru

Коненкова Елена Васильевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
lena@triat.ioffe.ru

Коробейников Игорь Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
i_korobeynikov@mail.ru

Королев Дмитрий Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
dmkorolev@phys.unn.ru

Котова Любовь Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
kotova@mail.ioffe.ru

Кочерешко Владимир Петрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
Vladimir.Kochereshko@mail.ioffe.ru

Кравцов Василий Андреевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики», пр. Кронверкский, 49, С.-Петербург, 197101, Россия
vasily.kravtsov@metalab.ifmo.ru

Крайнов Игорь Вадимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
igor.kraynov@mail.ru

Красильник Захарий Фишелевич

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
krasilnik@list.ru

Красников Геннадий Яковлевич

НИИ молекулярной электроники, Москва, Зеленоград, 1-й Западный проезд, д. 12/1
Irodionova@niime.ru

Краснова Ирина Андреевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет», ул. Пирогова, 2, Новосибирск-90, 630090, Россия
i.krasnova@g.nsu.ru

Кривоногова Анна Юрьевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
16112001anna@list.ru

Крылов Иван Владимирович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова», Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
iv.krylov@physics.msu.ru

Кудрявцев Константин Евгеньевич

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
konstantin@ipmras.ru

Кузнецов Юрий Михайлович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
yurakz94@list.ru

Кузнецова Мария Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет», Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
mashakuznecova@bk.ru

Кулик Леонид Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела имени Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
kulik@issp.ac.ru

Курусь Нина Николаевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
kurus@isp.nsc.ru

Лазаренко Петр Иванович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «Московский институт электронной техники», Москва, Зеленоград, пл. Шокина, 1
lpi@org.miet.ru

Лапушкин Михаил Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
lapushkin@ms.ioffe.ru

Ле Тхай Шон

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия
le.ts@misis.ru

Лебедев Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
Shura.lebe@mail.ioffe.ru

Лебедев Михаил Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
+79217917353, mleb@triat.ioffe.ru

Леппенен Никита Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
leppenen@mail.ioffe.ru

Литвинов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
litvinov.da@phystech.edu

Лихачев Кирилл Васильевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
kirill.likhachev@metalab.ifmo.ru

Лобанов Дмитрий Николаевич

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
dima@ipmras.ru

Лозовой Кирилл Александрович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Томский государственный университет», пр. Ленина, 36, Томск, 634050, Россия
lka@sibmail.com

Лончаков Александр Трофимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
lonchakov@imp.uran.ru

Лукоянов Алексей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
lukoyanov@imp.uran.ru

Ляпилин Игорь Иванович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М.Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
lyapilin@imp.uran.ru

Магарилл Лев Исаакович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
levm@isp.nsc.ru

Майдэбура Ян Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
hnxyr5@gmail.com

Максимов Андрей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
maksimov@issp.ac.ru

Малин Тимур Валерьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
mal-tv@isp.nsc.ru

Малофеев Роман Станиславович

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
malofeev@ipmras.ru

Мамедова Ирада Аюб

Institute of Physics of ANAS,
AZ, 1143, N. Javid ave, 131
irada_mamedova@yahoo.com

Мансуров Владимир Геннадьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
mansurov@isp.nsc.ru

Манцевич Владимир Николаевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова», Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
vmantsev@gmail.com

Маслов Александр Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
maslov.ton@mail.ioffe.ru

Махмудиан Махмуд Максуд

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
mahmood@isp.nsc.ru

Милахин Денис Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
dmilakhin@isp.nsc.ru

Милёхин Александр Германович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
milekhin@isp.nsc.ru

Минакова Валерия Евгеньевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
mina_cplire@mail.ru

Минтаиров Александр Миссавинович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
amintairov@gmail.com

Миньков Григорий Максимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
grigori.minkov@imp.uran.ru

Миронов Сергей Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук»,
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
Serge2016@yandex.ru

Михайлов Иван Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт нанотехнологий микроэлектроники Российской академии наук,
119991, Москва, Ленинский пр., 32а
i.mikhaylov1996@gmail.com

Михайлов Николай Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
mikhailov@isp.nsc.ru

Можаров Алексей Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алферова Российской академии наук»,
ул. Хлопина, 8, к.3, лит.А, С.-Петербург, 194021, Россия
mozharov@spbau.ru

Морозов Михаил Юрьевич
Саратовский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019, Россия
mikkyum@mail.ru

Морозов Сергей Вячеславович
Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»,
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
moge@ipmras.ru

Муравьев Вячеслав Михайлович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю.А. Осипяна Российской академии наук,
ул. ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
muravev_vm@mail.ru

Мыльников Дмитрий Александрович
Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета),
141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9, altsiona@yandex.ru

Настовьяк Алла Георгиевна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
alla@isp.nsc.ru

Неверов Владимир Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук,
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
neverov@imp.uran.ru

Ненашев Григорий Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
virison95@gmail.com

Неустроев Ефим Петрович
Северо-Восточный федеральный университет им. М. К. Аммосова,
Республика Саха (Якутия), г. Якутск,
ул. Кулаковского, 48
neustr@mail.ru

Никитин Максим Валерьевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук,
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
nikitin@cplire.ru

Никитина Анастасия Дмитриевна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики»,
пр. Кронверкский, 49, С.-Петербург, 197101, Россия
anastasia.nikitina@metlab.ifmo.ru

Николаев Илья Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова»,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
nikolaev.id16@physics.msu.ru

Николаев Сергей Николаевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
nikolaev-s@yandex.ru

Никольская Алена Андреевна
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»,
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
nikolskaya@nifti.unn.ru

Ниязов Рамиль Асхатович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет»,
Университетская наб., 7/9, С.-Петербург, 199034, Россия
r.niyazov@spbu.ru

Новиков Алексей Витальевич

Институт физики микроструктур РАН – филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»,
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
anov@ipmras.ru

Новиков Юрий Николаевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
nov@isp.nsc.ru

Оболенский Сергей Владимирович

Федеральное государственное автономное
образовательное учреждение высшего образования
«Национальный исследовательский Нижегородский
государственный университет им. Н.И. Лобачевского»,
пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
obolensk@rf.unn.ru

Овешников Леонид Николаевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физический институт
им. П. Н. Лебедева Российской академии наук,
Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
oveshln@gmail.com

Окулов Всеволод Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение
науки Институт физики металлов им. М. Н. Михеева
Уральского отделения Российской академии наук,
ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
okulov@imp.uran.ru

Ормонт Михаил Александрович

Федеральное государственное бюджетное образователь-
ное учреждение высшего образования «Московский
государственный университет им. М. В. Ломоносова»,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
ormont.73@mail.ru

Осинных Игорь Васильевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
igor-osinnykh@isp.nsc.ru

Павлов Сергей Игоревич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
pavlov_sergey@mail.ioffe.ru

Перетокин Артем Викторович

Институт физики микроструктур РАН – филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»,
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
Starosta177occ@mail.ru

Петров Павел Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
pavel.petrov@gmail.com

Подоскин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
podoskin@mail.ioffe.ru

Покровский Вадим Ярославович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт радиотехники
и электроники им. В. А. Котельникова Российской
академии наук,
ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
vadim.pokrovskiy@mail.ru

Поляков Максим Викторович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт нанотехнологий
микроэлектроники Российской академии наук,
119991, Москва, Ленинский пр., 32а
maxsim-polykov@mail.ru

Пономарев Сергей Артемьевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
sergei_pon971610@mail.ru

Попов Владимир Павлович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
porov@isp.nsc.ru

Похабов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
pokhabov@isp.nsc.ru

Пошакинский Александр Валерьевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
poshakinskiy@gmail.com

Приходько Дмитрий Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное научное
учреждение «Технологический институт
сверхтвердых и новых углеродных материалов»,
ул. Центральная, 7а, Троицк, Московская обл.,
142190, Россия
prikhodko.dd@phystech.edu

Протасов Дмитрий Юрьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
protasov@isp.nsc.ru

Рагоза Михаил Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
mikhail.ragoza@gmail.com

Разова Анна Александровна

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
+79107997544, ania.razova@yandex.ru

Рахлин Максим Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
maximrakhlin@mail.ru

Резник Родион Романович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет», Университетская наб., 7/9, С.-Петербург, 199034, Россия
moment92@mail.ru

Рогило Дмитрий Игоревич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
rogilo@isp.nsc.ru

Родин Павел Борисович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
rodin@mail.ioffe.ru

Родина Анна Валерьевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
anna.rodina@mail.ioffe.ru

Родионов Данил Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
denil_r@mail.ru

Рожанский Игорь Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
rozhansky@gmail.com

Рожков Станислав Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
rozhkovs@isp.nsc.ru

Романова Оксана Борисовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
rob@iph.krasn.ru

Рудаков Артур Олегович

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
rudakovartur@ipmras.ru

Ружевиц Максим Станиславович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики», пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия
max.ruzhevich@niuitmo.ru

Румянцев Владимир Владимирович

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
rumyantsev@ipmras.ru

Рыбин Михаил Валерьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
m.rybin@mail.ioffe.ru

Рыжков Максим Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
phys.rms@gmail.com

Саблик Владимир Алексеевич

Фрязинский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук,
пл. Введенского, 1, Фрязино, Московская обл.,
141190, Россия
sablukov@gmail.com

Савченко Максим Леонидович

Венский университет,
Universitätsring 1, 1010 Wien, Австрия
Savchenkomaximl@gmail.com

Салахова Наталья Сергеевна

Сколковский институт науки и технологий,
Территория инновационного центра “Сколково”,
ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143026, Россия
Natalia.Salakhova@skoltech.ru

Самарцев Илья Владимирович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»,
пр. Гагарина 23/3, Н. Новгород, 603950, Россия
woterbox@mail.ru

Сапожников Максим Викторович

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук»,
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
msap@ipmras.ru

Саранин Александр Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт автоматизации и процессов управления Дальневосточного отделения Российской академии наук,
ул. Радио, 5, Владивосток, 690041, Россия
asaranin@gmail.com

Саранин Данила Сергеевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,
Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия
saranin.ds@misis.ru

Сарычев Максим Николаевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина»,
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
m.n.sarychev@urfu.ru

Сафонов Илья Владиславович

Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета),
141701, Московская обл., г. Долгопрудный,
Институтский пер., 9
Pya_safonov.1997@mail.ru

Светогоров Владимир Николаевич

Акционерное общество «Научно-исследовательский институт «Полус» им. М. Ф. Стельмаха»,
ул. Введенского, 3, Москва, 117342, Россия
svetogorvlad@mail.ru

Свинцов Дмитрий Александрович

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»,
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
svintcov.da@mipt.ru

Свит Кирилл Аркадьевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
svit@nanotech.nsk.ru

Селькин Александр Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
alexander.selkin@mail.ioffe.ru

Семенов Николай Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук,
ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
nikolai.semenov@issp.ac.ru

Семенова Людмила Ефимовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Федеральный исследовательский центр «Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук»,
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
sl@kapella.gpi.ru

Семина Марина Александровна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
semina@mail.ioffe.ru

Сергеев Юрий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт прикладной физики Российской академии наук,
ул. Ульянова, 46, Нижний Новгород, 603950, Россия
yas@ufp.appl.sci-nnov.ru

Серов Юрий Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
serovjurij@mail.ru

Сибатов Ренат Тимергалиевич

Ульяновский государственный университет,
432970, Российская Федерация, г. Ульяновск,
ул. Льва Толстого, д. 42
ren_sib@bk.ru

Синченко Александр Андреевич

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова»,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
aasinch@mail.ru

Ситников Максим Николаевич

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Сибирский государственный аэрокосмический
университет имени академика М. Ф. Решетнева»,
пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 31,
Красноярск, 660014, Россия
kinegu@mail.ru

Скоморохов Артем Михайлович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
artomskom@gmail.com

Слипченко Сергей Олегович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
serghpl@mail.ioffe.ru

Смагина Жанна Викторовна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
smagina@isp.nsc.ru

Смирнов Александр Михайлович

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего образования
«Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова»,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
alsmir1988@mail.ru

Смирнов Дмитрий Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
smirnov@mail.ioffe.ru

Смирнова Ольга Олеговна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
smirnova.olga248@gmail.com

Соболева Ольга

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021,
Россия
soboleva@mail.ioffe.ru

Соколова Зинаида Николаевна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
zina.sokolova@mail.ioffe.ru

Соколовский Григорий Семенович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
gs@mail.ioffe.ru

Спирина Анна Александровна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
an.spirits@isp.nsc.ru

Степина Наталья Петровна

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Институт физики
полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского
отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
nstepina@mail.ru

Степихова Маргарита Владимировна

Институт физики микроструктур РАН – филиал
Федерального государственного бюджетного
учреждения науки «Федеральный исследовательский
центр Институт прикладной физики Российской
академии наук»,
ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
mst@ipmras.ru

Сторожевых Михаил Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Федеральный исследовательский
центр «Институт общей физики им. А. М. Прохорова
Российской академии наук»,
ул. Вавилова, 38, Москва, 119991, Россия
sapoeirista@yandex.ru

Стрельчук Анатолий Маркович

Федеральное государственное бюджетное
учреждение науки Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
anatoly.strelchuk@mail.ioffe.ru

Сёмкин Валентин Андреевич

Лаборатория оптоэлектроники двумерных
материалов Московского физико-технического
института (Государственного университета),
141701, Московская обл., г. Долгопрудный,
Институтский пер., 9
semkin.va@phystech.edu

Талбанова Нигина Рахматуллаевна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,
Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия
nigina.talbanova@gmail.com

Тарасенко Сергей Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
tarasenko@coherent.ioffe.ru

Тарасов Андрей Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
tarasov1916@yandex.ru

Тарелкин Сергей Александрович

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных материалов»,
ул. Центральная, 7а, Троицк, Московская обл., 142190, Россия
sergey.tarelkin@gmail.com

Терещенко Олег Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
teresh@isp.nsc.ru

Тетельбаум Давид Исаакович

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»,
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
tetelbaum@phys.unn.ru

Тимофеев Вячеслав Алексеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
Vyacheslav.t@isp.nsc.ru

Титова Анастасия Михайловна

Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»,
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
asya_titova95@mail.ru

Титова Елена Игоревна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)»,
ул. Керченская, 1а, корп. 1, Москва, 113303, Россия
titova@phystech.edu

Тиходеев Сергей Григорьевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова»,
Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
tikh@gpi.ru

Тихомирова Галина Владимировна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина»,
ул. Мира, 19, Екатеринбург, 620002, Россия
galina.tikhomirova@urfu.ru

Ткаченко Виталий Анатольевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
vtkach@isp.nsc.ru

Торопов Алексей Акимович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
toropov@beam.ioffe.ru

Трухин Валерий Николаевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
ул. Политехническая, 26, С.-Петербург, 194021, Россия
valera.truchin@mail.ioffe.ru

Трушин Олег Станиславович

Ярославский филиал федерального государственного бюджетного учреждения науки Физико-технологического института Российской академии наук,
ул. Университетская, 21, Ярославль, 150007, Россия
otrushin@gmail.com

Тумашев Виталий Сергеевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук,
пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
tumashev@isp.nsc.ru

Тюхова Мария Петровна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС»,
Ленинский пр., 4, Москва, 119991, Россия
m1700547@edu.misis.ru

Удод Любовь Викторовна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л. В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, Академгородок, 50, стр. 38, Красноярск, 660036, Россия
luba@iph.krasn.ru

Устинов Виктор Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
nata.komarova@mail.ioffe.ru

Уткин Дмитрий Евгеньевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
utkinde@isp.nsc.ru

Уточкин Владимир Васильевич

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
xenonum@bk.ru

Ушаков Дмитрий Владимирович

Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Республика Беларусь
ushakovdvu@gmail.com

Фадеев Михаил Александрович

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
fadeev@ipmras.ru

Федина Сергей Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж. И. Алфёрова Российской академии наук», ул. Хлопина, 8, к. 3, лит. А, Санкт-Петербург, 194021, Россия
fedina.serg@yandex.ru

Фрадкин Илья Маркович

Сколковский институт науки и технологий. Территория Инновационного центра “Сколково”, ул. Нобеля, д. 3, Москва, 143026, Россия
+79164220015, ilia.fradkin@skoltech.ru

Фризык Кристина Сергеевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования

«Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики», пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия
k.frizyuk@metalab.ifmo.ru

Фролов Алексей Владимирович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
fieskela@gmail.com

Фурасова Александра Дмитриевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики», пр. Кронверкский, 49, Санкт-Петербург, 197101, Россия
aleksandra.furasova@metalab.ifmo.ru

Хабибуллин Рустам Анварович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники Российской академии наук, Нагорный проезд, 7, корп. 8/0, Москва, 117105, Россия
khabibullin_r@mail.ru

Хазанова Софья Владиславовна

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
khazanova@phys.unn.ru

Харьков Антон Михайлович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Сибирский государственный аэрокосмический университет имени академика М. Ф. Решетнева», пр. им. газеты «Красноярский рабочий», 31, Красноярск, 660014, Россия
khark.anton@mail.ru

Хахулин Семён Андреевич

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» им. В. И. Ульянова (Ленина)», ул. Профессора Попова, 5, Санкт-Петербург, 197376, Россия
khsnmn@ya.ru

Хисамеева Алина Рамилевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
alina.khisameeva@gmail.com

Хомицкий Денис Владимирович
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского», пр. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950, Россия
khomitsky@phys.unn.ru

Хохлов Дмитрий Ремович
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова», Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
khokhlov@mig.phys.msu.ru

Цыпленков Вениамин Владимирович
Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
Tsyplenkov1@yandex.ru

Чалдышев Владимир Викторович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
chald.gvg@mail.ioffe.ru

Чаплик Александр Владимирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
chaplik@isp.nsc.ru

Ченцов Семён Игоревич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
semitch@gmail.com

Черненко Александр Васильевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
chernen@yandex.ru

Чернопицкий Максим Александрович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
chernopicskiy.ma@lebedev.ru

Чигинева Анна Борисовна
Научно-исследовательский физико-технический институт федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский

Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского»
пр. Гагарина, 23/3, Нижний Новгород, 603950, Россия
chigineva@nifti.unn.ru

Шабанов Александр Викторович
Лаборатория оптоэлектроники двумерных материалов Московского физико-технического института (Государственного университета), 141701, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
Shabanov.av@phystech.edu

Шайблер Генрих Эрнстович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия
scheibl@isp.nsc.ru

Шамирзаев Тимур Сезгирович
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
sha_tim@mail.ru

Шарафутдинова Альфия Масхутовна
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова», Ленинские горы, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
alfick2001@gmail.com

Шарков Михаил Дмитриевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
mischar@mail.ru

Шаров Владислав Андреевич
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
vl_sharov@mail.ru

Шастин Валерий Николаевич
Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
shastin@ipmras.ru

Шварц Наталия Львовна
Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
nataly.shwartz@gmail.com

Швец Василий Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
basil5353@mail.ru

Шестаков Алексей Валерьевич

Казанский физико-технический институт им. Е. К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр «Казанский научный центр Российской академии наук», ул. Сибирский тракт, д. 10/7, Казань, 420029, Россия
aleksey665@gmail.com

Шредер Елена Ивановна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
shreder@imp.uran.ru

Шубин Николай Михайлович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Ленинский пр., 53, ГСП-1, Москва, 119991, Россия
shubinnm@lebedev.ru

Шубина Татьяна Васильевна

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
shubina@beam.ioffe.ru

Шульман Александр Яковлевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, ул. Моховая, 11/7, Москва, 125009, Россия
ash@cplire.ru

Щепетильников Антон Вячеславович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела им. Ю. А. Осипяна Российской академии наук, ул. Ак. Осипяна, 2, Черноголовка, Московская обл., 142432, Россия
shchetilnikov@issp.ac.ru

Энтин Матвей Вульфович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
entin@isp.nsc.ru

Югова Ирина Анатольевна

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет», Университетская набережная, 7/9, Санкт-Петербург, 199034, Россия
+irina_yugova_05@mail.ru

Юрасов Дмитрий Владимирович

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
Inquisitor@ipmras.ru

Юшков Иван Дмитриевич

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Новосибирский национальный исследовательский государственный университет», ул. Пирогова, 2, Новосибирск-90, 630090, Россия
ivanjushkov@gmail.com

Яблонский Артем Николаевич

Институт физики микроструктур РАН – филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук», ГСП-105, Нижний Новгород, 603950, Россия
yablonsk@ipmras.ru

Яковлев Захар Александрович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук, ул. Политехническая, 26, Санкт-Петербург, 194021, Россия
iakovlev.zakhar@gmail.com

Якубов Алексей Олегович

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский университет «МИЭТ», проезд 4806, 5, Зеленоград, Москва, 124498, Россия
alexsey007@mail.ru

Якунин Михаил Викторович

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики металлов им. М. Н. Михеева Уральского отделения Российской академии наук, ул. С. Ковалевской, 18, Екатеринбург, 620990, Россия
yakunin@imp.uran.ru

Якушев Максим Витальевич

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук, пр. Ак. Лаврентьева, 13, Новосибирск, 630090, Россия
yakushev@isp.nsc.ru

СОДЕРЖАНИЕ

Секция 1. ОБЪЕМНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Электронные и фононные спектры магнитных полупроводниковых соединений TlFeS_2 и TlFeSe_2 . <i>Бадалова З.И., Велиев Р.Г., Джахангирли З.А., Ализаде Е.Х., Федотова Ю.А., Абдуллаев Н.А.</i>	7
Положительная продольная магнитопроводимость селенида ртути, вызванная киральным магнитным эффектом. <i>Бобин С.Б., Лончаков А.Т.</i>	8
Некоторые оптические свойства тонкопленочных структур на основе $(\text{In}_2\text{Te}_3)_{0.99}(\text{MnTe}_2)_{0.01}$. <i>Абилов Ч.И., Гасанова М.Ш., Касумова Э.К., Гусейнова Н.Т.</i>	9
Ферромагнетизм при комнатной температуре кристаллического полупроводникового соединения $\text{Hg}_{1-x}\text{Fe}_x\text{Se}$ с предельно низким содержанием примесных атомов железа ($x \leq 0.13$ ат. %). <i>Говоркова Т.Е., Окулов В.И., Гавико В.С., Суриков В.Т.</i>	10
Фотопроводимость слоистого квазиодномерного полупроводника TiS_3 . <i>Горлова И.Г., Никонов С.А., Зыбцев С.Г., Покровский В.Я.</i>	11
Влияние температуры на линии локальных экситонов в оксиде цинка, легированном марганцем. <i>Груздев Н.Б., Соколов В.И., Меньшенин В.В., Савченко С.С., Вохминцев А.С., Вайнштейн И.А., Емельченко Г.А.</i>	12
Эволюция электрофизических свойств объемных кристаллов $\beta\text{-(Ga}_x\text{Al}_{1-x})_2\text{O}_3$. <i>Дементьев П.А., Дементьева Е.В., Дунаевский М.С., Шакирова А.А., Кремлева А.В., Панов Д.Ю., Спиридонов В.А., Романов А.Е., Бугров В.Е., Заморянская М.В.</i>	13
Особенности люминесценции объемных кристаллов $\beta\text{-(Ga}_x\text{Al}_{1-x})_2\text{O}_3$. <i>Дементьева Е.В., Дементьев П.А., Яговкина М.А., Кремлева А.В., Панов Д.Ю., Спиридонов В.А., Романов А.Е., Бугров В.Е., Заморянская М.В.</i>	14
Люминесценция наноструктурированного кремния. <i>Дорохин М.В., Ведь М.В., Дикарева Н.В., Демина П.Б., Здоровейцев Д.А., Болдин М.С., Воронин А.В.</i>	15
Фазовый переход в гибридном металл-органическом перовските: упругие и оптические свойства. <i>Жевстовских И.В., Аверкиев Н.С., Сарычев М.Н., Семенова О.И., Голяшов В.А., Терещенко О.Е.</i>	16
Магнетосопротивление при движении волны зарядовой плотности в квазиодномерных проводниках $o\text{-TaS}_3$ и вейлевском полуметалле $(\text{TaSe}_4)_2\text{I}$. <i>Кон И.А., Майзлах А.А., Соболевский О.А., Усольцев А.С., Зайцев-Зотов С.В.</i>	17
Черный кремний, полученный методом ионно-пучкового травления. <i>Зорина М.В., Михайленко М.С., Пестов А.Е., Чернышев А.К., Кузнецов И.И.</i>	18
Проводимость пленок монокристаллического алмаза, слабо легированного бором. <i>Папроцкий С.К., Алтухов И.В., Каган М.С., Родионов Н.Б., Паль А.Ф., Большаков А.П., Ральченко В.Г., Хмельницкий Р.А.</i>	19
Исследование фотоэлектрических свойств гидротермальных наноструктур оксида цинка. <i>Кадинская С.А., Кондратьев В.М., Киндюшов И.К., Кузнецов А., Лихачев А.И., Нацкекин А.В., Большаков А.Д.</i>	20
Формирование эпитаксиальных слоев InGaN для источников видимого красного и ИК-диапазонов методом ПА МПЭ. <i>Калинников М.А., Лобанов Д.Н., Андреев Б.А., Кудрявцев К.Е., Юнин П.А., Скороходов Е.В., Новиков А.В., Красильник З.Ф.</i>	21
Квантовый эффект Холла в трехмерной пленке HgTe . <i>Козлов Д.А., Савченко М.Л., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.</i>	22
Температурная зависимость уровня Ферми в узкозонных объемных пленках HgCdTe при различной концентрации вакансий ртути. <i>Козлов Д.В., Жолудев М.С., Румянцев В.В., Иконников А.В., Pavlov S., Hubers H.-W., Морозов С.В.</i>	23
Фототермическая ионизационная спектроскопия вакансий ртути в эпитаксиальных слоях HgCdTe . <i>Козлов Д.В., Иконников А.В., Румянцев В.В., Уаман-Светикова Т.А., Разова А.А., Жолудев М.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В.</i>	24
Повышение термоэлектрического фактора мощности в кристаллах $p\text{-SnSe}$ при высоком давлении. <i>Коробейников И.В., Морозова Н.В., Миядзима Н., Овсянников С.В.</i>	25
Термоэлектрические свойства орторомбической фазы высокого давления теллурида олова. <i>Коробейников И.В., Морозова Н.В., Овсянников С.В.</i>	26
Эпитаксиальные слои InGaN для лазеров ИК-диапазона: анализ фотолюминесценции и оптического усиления. <i>Кудрявцев К.Е., Лобанов Д.Н., Калинников М.А., Шенгуров Д.В., Морозова Е.Е., Яблонский А.Н., Юнин П.А., Андреев Б.А., Новиков А.В., Красильник З.Ф.</i>	27
Термоэлектрические свойства $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, легированного из источника фосфида кремния. <i>Кузнецов Ю.М., Дорохин М.В., Демина П.Б., Ерофеева И.В., Здоровейцев А.В., Завражнов А.Ю., Ведь М.В., Воронин А.В.</i>	28
Стимулированное излучение ИК-диапазона в слоях InGaN , полученных методом МПЭ ПА. <i>Андреев Б.А., Кудрявцев К.Е., Калинников М.А., Лобанов Д.Н., Новиков А.В., Скороходов Е.В., Юнин П.А., Красильник З.Ф.</i>	29

Исследование приповерхностной области монокристаллических образцов HgSe комбинированным методом терморекфлектотрии и интерферометра Фабри – Перо. <i>Лончаков А.Т., Старостин А.А., Шангин В.В., Бобин С.Б., Котов А.Н.</i>	30
Расчёты из первопринципов и экспериментальное исследование методом спектральной эллипсометрии электронных свойств монокристаллов CdGa ₂ Se ₄ . <i>Мамедова И.А., Джахангирли З.А., Ализаде Э.Г., Керимова Т.Г., Мамедов Н.Т., Абдуллаев Н.А.</i>	31
Ионно-лучевой синтез гексагонального кремния фазы 9R-Si на подложках Si с разной ориентацией. <i>Никольская А.А., Королев Д.С., Михайлов А.А., Белов А.И., Конаков А.А., Сушков А.А., Павлов Д.А., Тетьбаум Д.И.</i>	32
Электронный фазовый переход в системе Ho _x Mn _{1-x} S. <i>Романова О.Б., Аплеснин С.С., Ситников М.Н., Удод Л.В.</i>	33
Резонансное рассеяние света на ТО-фононах при двухфотонном возбуждении в кристалле CdS. <i>Семенова Л.Е.</i>	34
Релаксационные эффекты и ток в Lu _x Mn _{1-x} S, индуцируемый ультразвуком. <i>Ситников М.Н., Харьков А.М., Никитинский О.С., Черемных Н.А.</i>	35
Временные зависимости фотопроводимости в кристаллах ZnSe:Te, легированных железом. <i>Сторожевых М.С., Калинушкин В.П., Уваров О.В., Чегнов В.П., Чегнова О.И., Юрьев В.А.</i>	36
Транспортные свойства синтетических монокристаллов алмаза, легированных азотом в диапазоне T = 450–1000 К. <i>Буга С.Г., Тарелкин С.А., Кузнецов М.С., Лупарев Н.В., Приходько Д.Д., Терентьев С.А., Бланк В.Д.</i>	37
Свойства слоев монокристаллов β-Ga ₂ O ₃ , подвергнутых имплантации ионов кремния. <i>Никольская А.А., Королев Д.С., Белов А.И., Михайлов А.А., Трушин В.Н., Павлов Д.А., Путиримова Е.А., Кудрин А.В., Дроздов М.Н., Николитев Д.Е., Крюков Р.Н., Тетьбаум Д.И.</i>	38
Фазовые переходы в углеродных материалах при высоких давлениях. <i>Тихомирова Г.В., Петросян Т.К., Волкова Я.Ю., Тебеньков А.В., Соколовский Д.Н.</i>	39
Влияние замещения ионами железа на фазовые переходы в пиростаннате висмута методом ИК-спектроскопии. <i>Удод Л.В., Аплеснин С.С., Ситников М.Н., Романова О.Б.</i>	40
Магнитоимпеданс в полупроводниках Ho _x Mn _{1-x} S. <i>Харьков А.М., Ситников М.Н., Рунов Р.В., Ситников Р.А.</i>	41
Зависимость формы линий спектров ЭПР узкозонных полупроводников Pb _{1-x} Gd _x Te (x = 0.001) от микроволновой мощности. <i>Шестаков А.В., Фазлижанов И.И., Уланов В.А.</i>	42
О релаксации неравновесных носителей в биполярном полупроводнике с ловушками. <i>Шульман А.Я.</i>	43

Секция 2. ПОВЕРХНОСТЬ, ПЛЕНКИ, СЛОИ

Модификация пространственного распределения приповерхностных потенциалов зон InP(001) и GaP(001). <i>Лебедев М.В., Львова Т.В., Дементьев П.А., Берковиц В.Л., Смирнов А.Н., Давыдов В.Ю.</i>	47
Влияние отжига на электрофизические и физико-химические свойства Ti/InAlAs и Pt/InAlAs контактов Шоттки. <i>Аксенов М.С., Гензе И.Ю., Чистохин И.Б., Дмитриев Д.В., Гутаковский А.К.</i>	48
Влияние фтора на электронные свойства границ раздела диэлектрик(оксид)/InGaAs. <i>Аксенов М.С., Ковчацев А.П., Гориков Д.В.</i>	49
Закрепление уровня Ферми на окисленной поверхности A ^{III} B ^V наноструктур. <i>Алексеев П.А., Бородин Б.Р., Шаров В.А., Смирнов А.Н.</i>	50
Угловые распределения электронов, эмитированных из полупроводников с отрицательным и положительным электронным сродством: влияние скачка массы. <i>Альперович В.Л., Казанцев Д.М., Shvartsman L.D.</i>	51
Влияние рельефа поверхности Si/Si (001) на структуру смачивающих слоев Ge. <i>Арапкина Л.В., Чиж К.В., Сторожевых М.С., Дубков В.П., Юрьев В.А.</i>	52
Диффузия атомов водорода в слоях Si и Ge, выращенных на диэлектрических подложках. <i>Арапкина Л.В., Чиж К.В., Ставровский Д.Б., Дубков В.П., Сторожевых М.С., Клименко А.А., Дудин А.А., Юрьев В.А.</i>	53
Преломление электронов на интерфейсе p-GaAs(Cs,O) – вакуум. <i>Бакин В.В., Косолобов С.Н., Рожков С.А., Шайблер Г.Э., Терехов А.С.</i>	54
Подготовка поверхности кремния Si(111) к эпитаксиальному росту структур A ₃ -нитридов методом МЛЭ. <i>Башикатов Д.Д., Милахин Д.С., Малин Т.В., Вдовин В.И., Журавлев К.С.</i>	55
Многообразие анизотропных плазмонных нанокластеров, образующихся на поверхности кубических полупроводников. <i>Берковиц В.Л., Кособукин В.А., Улин В.П., Алексеев П.А., Солдатенков Ф.Ю.</i>	56
Получение и исследование свойств плазмонных слоев на основе наноструктур TiO _x . <i>Волкова Л.С., Гришин Т.С., Поляков М.В., Михайлов И.А., Новиков Д.В.</i>	57
Получение наноразмерных слоёв твёрдых растворов в пластинах GaSb, GaAs, InAs за счёт твердофазных реакций замещения. <i>Васильев В.И., Газис Г.С., Бер Б.Я., Казанцев Д.Ю., Токарев М.В., Кучинский В.И., Нахимович М.В., Хвостиков В.П.</i>	58

Исследование границы раздела между CdHgTe и HfO ₂ , выращенным методом плазменно-индуцированного атомно-слоевого осаждения. Горшков Д.В., Закиров Е.Р., Сидоров Г.Ю., Сабина И.В., Марин Д.В.	59
Исследование формирования наночастиц серебра на поверхности SiO ₂ , полученных вакуумными методами напыления. Гришин Т.С., Волкова Л.С., Михайлов И.А., Поляков М.В., Новиков Д.В.	60
Свойства слоев углерода, полученных импульсным лазерным методом. Данилов Ю.А., Вихрова О.В., Дроздов М.Н., Лесников В.П., Крюков Р.Н., Нежданов А.В., Ковальский В.А., Сриянанда Р.А.С.А.	61
Трансформация поверхности InP(001) при удалении оксида в потоке мышьяка. Дмитриев Д.В., Колосовский Д.А., Торопов А.И., Журавлев К.С.	62
Молекулярно-лучевая эпитаксия твердого раствора GaP _x As _{1-x} на вицинальной поверхности (001): кинетическая модель формирования состава в анионной подрешетке. Емельянов Е.А., Пулято М.А., Петрушков М.О., Преображенский В.В., Семягин Б.Р., Васев А.В., Лошкарев И.Д., Василенко А.П.	63
Предварительная химическая очистка CdHgTe от естественного оксида в растворах соляной кислоты и аммиака. Закиров Е.Р., Кеслер В.Г., Сидоров Г.Ю., Сабина И.В., Голяшов В.А., Терещенко О.Е.	64
Двумерные слои Si, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках CaF ₂ /Si(111). Зиновьев В.А., Зиновьева А.Ф., Крупин А.Ю., Володин В.А., Двуреченский А.В.	65
Радиационное зарождение и рост кристаллов CaSi ₂ в процессе эпитаксиального роста CaF ₂ и после формирования пленки CaF ₂ . Кацюба А.В., Двуреченский А.В., Камаев Г.Н., Володин В.А.	66
Эффект поля в пленочных МДП-структурах на основе PbSnTe:In. Климов А.Э., Миронов А.Ю., Ахундов И.О., Голяшов В.А., Горшков Д.В., Иценко Д.В., Пащин Н.С., Сидоров Г.Ю., Супрун С.П., Тарасов А.С., Федосенко Е.В., Шерстякова В.Н., Терещенко О.Е.	67
Эпитаксиальный рост пленок n-InAs на подложках из сапфира. Клочков А.Н., Виниченко А.Н., Самолыга А.А., Сафонов Д.А., Смирнова М.О., Рындя С.М., Тимофеев А.А., Васильевский И.С.	68
Формирование InAs-островков в процессе отжига подложки InP(001) в потоке мышьяка. Колосовский Д.А., Дмитриев Д.В., Пономарев С.А., Торопов А.И., Журавлев К.С.	69
Эпитаксия полуполярных слоев GaN на наноструктурированных Si-подложках. Бессолов В.Н., Коненкова Е.В., Родин С.Н., Соломникова А.В.	70
Исследование процессов ионно-лучевого формирования нановключений оксида галлия в диэлектрических матрицах. Королев Д.С., Никольская А.А., Матюнина К.С., Михайлов А.Н., Белов А.И., Нежданов А.В., Крюков Р.Н., Сушков А.А., Павлов Д.А., Юнин П.А., Тетельбаум Д.И.	71
Исследование пассивирующих свойств собственного оксида CdHgTe для поверхности, подвергнутой жидкостному травлению. Краснова И.А., Горшков Д.В., Сидоров Г.Ю., Сабина И.В., Марин Д.В.	72
Анализ сверхструктурных переходов при низкотемпературном росте наноструктур в системе Ge/Si. Лозовой К.А., Дирко В.В., Коханенко А.П., Войцеховский А.В.	73
Преобразование морфологии и поверхностной энергии монослоев GaN, выращенных на поверхности AlN, при циклировании потока аммиака. Майдэбура Я.Е., Малин Т.В., Журавлев К.С.	74
Начальная стадия эпитаксии нитрида алюминия на поверхности Si(111) с разной степенью нитридации. Милахин Д.С., Малин Т.В., Мансуров В.Г., Башкатов Д.Д., Журавлев К.С.	75
Моделирование капельной эпитаксии нанокластеров GaN. Настовьяк А.Г., Шварц Н.Л.	76
Исследование свойств углеродных пленок, сформированных методом осаждения в низкотемпературной плазме метана и лазерного облучения. Прокопьев А.Р., Неустров Е.П.	77
Транспорт заряда в пленках аморфного оксида алюминия, изготовленных в промышленной ALD-установке, с учетом контактов с различными материалами. Новиков Ю.Н., Гисматулин А.А., Гриценко В.А., Ройзин Я.О.	78
Диффузия Zn в InP из планарного источника Zn ₃ P ₂ при быстром термическом отжиге. Петрушков М.О., Емельянов Е.А., Чистохин И.Б., Пулято М.А., Преображенский В.В., Гаврилова Т.А., Протасов Д.Ю., Камеш П.П.	79
Искусственные подложки GaAs/Si(001), выращенные методом МЛЭ с использованием слоев LT-GaAs. Петрушков М.О., Абрамкин Д.С., Пулято М.А., Емельянов Е.А., Васев А.В., Гутаковский А.К., Преображенский В.В.	80
Исследование термической стабильности наноструктурированного CoCrFeNiCu высокоэнтропийного сплава. Поляков М.В., Горячев А.В., Гришин Т.С., Михайлов И.А., Волкова Л.С.	81
Низкотемпературный гистерезис фазового перехода β↔β' в пленках In ₂ Se ₃ /Si(111). Пономарев С.А., Роголо Д.И., Миронов А.Ю., Курусь Н.Н., Милехин А.Г., Щеглов Д.В., Латышев А.В.	82
Влияние толщины маски на основе эпитаксиальных слоев Si/GaAs(001) на самокаталитический рост нитевидных нанокристаллов A ^{III} B ^V . Емельянов Е.А., Петрушков М.О., Гаврилова Т.А., Пулято М.А., Васев А.В., Семягин Б.Р., Преображенский В.В.	83
In situ отражательная электронная микроскопия для изучения процессов на поверхности Bi ₂ Se ₃ (0001). Пономарев С.А., Роголо Д.И., Курусь Н.Н., Басалаева Л.С., Кох К.А., Милехин А.Г., Щеглов Д.В., Латышев А.В.	84

Структурные и морфологические нестабильности Si(111)-7×7 в процессе роста кремния и травления кислородом и селеном. <i>Рогило Д.И., Ситников С.В., Пономарев С.А., Щеглов Д.В., Федина Л.И., Латышев А.В.</i>	85
Термодинамическая стабильность фотоэмиссионных свойств p-GaAs(Cs,O)-фотокатода. <i>Рожков С.А., Бакин В.В., Косолюбов С.Н., Шайблер Г.Э., Терехов А.С.</i>	86
Зарождение и рост квантовых точек Ge на структурированных подложках Si. <i>Рудин С.А., Зиновьев В.А., Смагина Ж.В., Новиков П.Л., Ненашев А.В., Павский К.В., Девуреченский А.В.</i>	87
Однослойный металлический NiSi ₂ , эпитаксиально встроенный в Si(111): электронные и транспортные свойства. <i>Саранин А.А., Грузнев Д.В., Бондаренко Л.В., Тупчая А.Ю., Матецкий А.В., Денисов Н.В., Михалюк А.Н., Иванов Ю.П., Зотов А.В.</i>	88
Влияние ориентации и морфологии подложек на направление роста GaAs-нанопроволок. <i>Спирина А.А., Шварц Н.Л.</i>	89
Универсальный метод приготовления атомарно-чистых и структурно-упорядоченных поверхностей топологических изоляторов A ^V B ^{VI} . <i>Тарасов А.С., Голяшов В.А., Ахундов И.О., Ищенко Д.В., Кожухов А.С., Кох К.А., Терещенко О.Е.</i>	90
Особенности процессов формирования эпитаксиальных массивов самокаталитических GaP ННК на Si (111). <i>Федина С.В., Федоров В.В.</i>	91
Реализация метода спектроскопии анизотропного отражения в среднем инфракрасном диапазоне. <i>Хахулин С.А., Фирсов Д.Д., Комков О.С.</i>	92
Особенности спектров квантового выхода фотоэмиссии из p-GaAs(Cs,O), обусловленные пленением излучения в эпитаксиальной структуре. <i>Хорошилов В.С., Протопопов Д.Е., Казанцев Д.М., Шайблер Г.Э., Альперович В.Л.</i>	93
Исследования доменной структуры β-Ga ₂ O ₃ рентгеновскими методами. <i>Шарков М.Д., Бойко М.Е., Бойко А.М., Алмаев А.В., Николаев В.И.</i>	94
Движение капель золота по вицинальной поверхности Si(111). <i>Шварц Н.Л., Кудрич С.В., Спирина А.А., Неизвестный И.Г.</i>	95
Эллипсометрическая термометрия в низкотемпературных процессах роста гетероструктур на основе кадмий-ртуть-теллура. <i>Швец В.А., Азаров И.А., Марин Д.В., Якушев М.В., Рыхлицкий С.В.</i>	96

Секция 3. ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ И СВЕРХРЕШЕТКИ

Плазмонные поляритоны в HgTe/CdHgTe-гетероструктурах с квантовыми ямами. <i>Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Рудаков А.О., Гавриленко В.И.</i>	99
Спектроскопия анизотропного отражения как метод диагностики напряжений в гетероструктурах. <i>Гордеева А.Б., Маричев А.Е., Левин Р.В., Пушный Б.В., Шмидт Н.М., Гагис Г.С.</i>	100
ТГц-источники излучения на сверхрешётках AlGaAs/GaAs. <i>Герчиков Л.Г., Дашков А.С., Горай Л.И., Буравлёв А.Д.</i>	101
Новые центры рекомбинации в слоях МЛЭ КРТ на подложках (013)GaAs. <i>Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Варавин В.С., Ремесник В.Г., Ступак М.Ф., Макаров С.Н., Елесин А.Г., Верхогляд А.Г.</i>	102
Высокодобротные моды сверхрезонатора Фабри – Перо. <i>Джигирба К.Р., Астраханцева А.С., Гусихин П.А., Кукушкин И.В., Муравьев В.М.</i>	103
Люминесцентные свойства отожженных многослойных нанопериодических структур Ge/Al ₂ O ₃ и Si/Ge/Si/Al ₂ O ₃ . <i>Зайцев А.В., Молостова О.С., Самарцев И.В., Нежданов А.В., Байдусь Н.В., Левин А.А., Байдакова М.В., Сокура Л.А., Берт Н.А., Сресели О.М., Ершов А.В.</i>	104
Электронный транспорт в сверхрешетках с электрическими доменами. <i>Каган М.С., Алтухов И.В., Дижур С.Е., Папроцкий С.К., Хвальковский Н.А., Ильинская Н.Д., Усикова А.А., Васильевский И.С., Виниченко А.Н., Баранов А.Н., Teissier R.</i>	105
Аксиально-гетероструктурированные нитевидные нанокристаллы GaPN/GaP: оптические свойства. <i>Коваль О.Ю., Федина С.В., Федоров В.В.</i>	106
Получение и ближнепольная микроскопия квантовых точек InSb/GaSb. <i>Литвинов Д.А., Кривобок В.С., Пашкеев Д.А., Клековкин А.В., Савин К.А., Минаев И.И., Николаев С.Н.</i>	107
Гетероструктуры AlGaN/GaN, выращенные методом аммиачной МЛЭ на отечественных и зарубежных подложках Si(111). <i>Малин Т.В., Милахин Д.С., Мансуров В.Г., Вдовин В.И., Кожухов А.С., Лошкарёв И.Д., Александров И.А., Протасов Д.Ю., Журавлёв К.С.</i>	108
Поляронные эффекты в тонкой пленке на ионных подложках. <i>Маслов А.Ю., Прошина О.В.</i>	109
Исследование химического состава наногетероструктур Al ₃ Ga ₁₋₃ As, полученных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. <i>Михайлов И.А., Горячев А.В., Гришин Т.С., Поляков М.В., Волкова Л.С.</i>	110
Энергетическое положение уровней размерного квантования в структурах с множественными Cd _x Hg _{1-x} Te квантовыми ямами. <i>Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Ремесник В.Г., Ужаков И.Н., Швец В.А., Алешкин В.Я.</i>	111

Обратимая смена типа проводимости в двойных квантовых ямах HgTe/CdHgTe с помощью оптического затвора. <i>Николаев И.Д., Казаков А.С., Банников М.И., Менщиков Р.В., Михайлов Н.Н., Хохлов Д.Р., Иконников А.В.</i>	112
Линейная и нелинейная фотопроводимость квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности. <i>Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Никонов С.А.</i>	113
Термостабильность HZO-сегнетоэлектриков в MFIS-структурах. <i>Попов В.П., Антонов В.А., Тихоненко Ф.В., Толмачев К.А., Мяконьких А.В., Руденко К.В.</i>	114
Температурное гашение стимулированного излучения гетероструктур с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в диапазоне длин волн 5–10 мкм. <i>Разова А.А., Кудрявцев К.Е., Румянцев В.В., Уточкин В.В., Алешкин В.Я., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В.</i>	115
InGaAs квантовые точки в AlGaAs нитевидных нанокристаллах на поверхности кремния. <i>Резник Р.Р., Цырлин Г.Э.</i>	116
Спектроскопическое проявление туннельной связи в асимметричной системе двойных квантовых ям CdTe/ZnTe. <i>Резницкий А.Н., Агекян В.Ф., Будкин Г.В., Серов А.Ю., Философов Н.Г.</i>	117
Оптические переходы в структурах на основе InAsSb. <i>Ружевич М.С., Семакова А.А., Баженов Н.Л., Мынбаев К.Д.</i>	118
Исследование безызлучательных механизмов рекомбинации в структурах с КЯ на основе HgCdTe. <i>Румянцев В.В., Алешкин В.Я., Кудрявцев К.Е., Андронов Е.В., Гавриленко В.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В.</i>	119
Метаморфные гетероструктуры для InP/GaAs СВЧ-диодов. <i>Самарцев И.В., Некоркин С.М., Звонков Б.Н., Чигинева А.Б., Чеченин Ю.И.</i>	120
Упругонапряженные гетероструктуры GaInAs/AlGaInAs/InP для мощных лазерных диодов спектрального диапазона 1.92–2.02 мкм. <i>Светогоров В.Н., Мармалюк А.А., Ладугин М.А., Рябоштан Ю.Л., Бахвалов К.В., Веселов Д.А., Лютецкий А.В., Стрелец В.А., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.</i>	121
Циркулярная поляризация фотолюминесценции закрученных ван-дер-ваальсовых гетероструктур. <i>Тарасенко С.А.</i>	122
Особенности формирования наноструктур GeSn и множественных квантовых ям GeSiSn/Si на наноструктурированной фасетированной поверхности (311). <i>Тимофеев В.А., Машанов В.И., Никифоров А.И., Скворцов И.В., Лошкарев И.Д., Коляда Д.В., Фирсов Д.Д., Комков О.С.</i>	123
Выращенные методом NW CVD гетероэпитаксиальные $n^+-Ge/p^+-Si(001)$ структуры для светоизлучающих диодов. <i>Титова А.М., Шенгуров В.Г., Филатов Д.О., Ведь М.В., Денисов С.А., Чалков В.Ю., Кузьмин М.Ю., Алябина Н.А., Здорвейцев А.В.</i>	124
Многофотонные дизайны лазерных переходов в квантово-каскадных структурах ТГц-диапазона. <i>Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Хабибуллин Р.А., Васильевский И.С., Гавриленко В.И.</i>	125
Вынужденное излучение в волноводных гетероструктурах с квантовыми ямами Hg(Cd)Te/CdHgTe в диапазоне 3–6 мкм. <i>Фадеев М.А., Кудрявцев К.Е., Румянцев В.В., Уточкин В.В., Алешкин В.Я., Дубинов А.А., Жолудев М.С., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Морозов С.В.</i>	126
Влияние электрического поля на вариацию показателя преломления InGaAs/AlGaAs/GaAs туннельно-связанных квантовых ям в модуляторе по схеме Маха – Цендера. <i>Хазанова С.В., Бобров А.И., Горшков А.П., Сидоренко К.В., Малехонова Н.В., Байдусь Н.В.</i>	127

Секция 4. ДВУМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ

Фазовый переход между баллистическим и гидродинамическим течениями двумерных электронов в магнитном поле. <i>Афанасьев А.Н., Алексеев П.С., Грешнов А.А., Семина М.А.</i>	131
Viscous flow through a finite-width slit, and the coexistence of no-slip and no-stress boundary conditions. <i>Asafov D., Gornyi I., Kachorovskii V., Tikhonov K., Zhang G.</i>	132
Двумерные электроны низкой плотности в магнитном поле. <i>Бисти В.Е.</i>	133
Квадратичный электродинамический отклик двумерных наноструктур на основе монослоев дихалькогенидов переходных металлов. <i>Боев М.В., Ковалёв В.М.</i>	134
Электромагнитный и гравитационный отклики в неупорядоченном двумерном электронном газе в магнитном поле. <i>Бурмистров И.С., Beck A., Goldstein M.</i>	135
Спиновые экситоны с аномальной дисперсией и макрозаполнением в квантово-холловском ферромагнетике. <i>Ваньков А.Б., Кукушкин И.В.</i>	136
Свойства двумерных экранированных магнитоплазмонов и магнитоплазмон-поляритонов. <i>Волков В.А., Заболотных А.А., Еналдиев В.В.</i>	137
Когерентность магнитоэкситонного конденсата в холловском диэлектрике. <i>Горбунов А.В., Тимофеев В.Б.</i>	138
Гигантское расщепление Рашбы в асимметричных квантовых ямах на основе HgCdTe. <i>Гудина С.В., Неверов В.Н., Попов М.Р., Подгорных С.М., Шелушинина Н.Г., Якунин М.В., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i>	139

Спин-орбитальное взаимодействие и коллективная локализация дырок в АС-магнетопроводимости в структуре p -GaAs/AlGaAs с высокой подвижностью. Дричко И.Л., Смирнов И.Ю., Суслов А.В., Baldwin K.W., Pfeiffer L.N., West K.W., Гальперин Ю.М.	140
Плазмонные солитоны в экранированной 2D электронной системе. Заболотных А.А.	141
Аномальное запаздывание релятивистских плазменных возбуждений в частично экранированных двумерных электронных системах. Зарезин А.М., Муравьев В.М., Гусихин П.А., Кукушкин И.В.	142
Исследование интенсивности электрон-плазмонного взаимодействия при сближении энергии плазмона и межзонного перехода в кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$. Иванов М.С., Степанов Н.П.	143
Циклотронный резонанс в двойных квантовых ямах HgTe/CdHgTe в умеренных магнитных полях. Николаев И.Д., Белов Д.А., Хабибуллин Р.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Алешкин В.Я., Гавриленко В.И., Хохлов Д.Р., Иконников А.В.	144
Баллистически-гидродинамический переход и коллективные моды в двумерных электронных системах в магнитном поле. Капралов К.Н., Свинцов Д.А.	145
Нейтральные возбуждения в лафлиновской жидкости. Кулик Л.В.	147
Формирование 2D-полупроводникового интерметаллида K_xAu_y . Лапушкин М.Н., Кузнецов Ю.А., Кулешиова Т.Э.	148
Магнитные краевые состояния 2D электронных систем. Витлина Р.З., Магарилл Л.И., Чаплик А.В.	149
Теория вигнеровской шестеренчатой передачи. Махмудиан М.М., Энтин М.В.	150
Транспортные явления в квантовых ямах HgTe с двумя (верхним и нижним) полевыми электродами. Миньков Г.М., Алешкин В.Я., Шерстобитов А.А., Рут О.Э., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	151
Усиление терагерцовых плазменных волн в желобковом металлическом волноводе с графеном. Морозов М.Ю., Попов В.В.	152
Анизотропия магнитной восприимчивости и сопротивления двумерной разупорядоченной системы $\text{Nd}_{2-x}\text{Ce}_x\text{CuO}_{4+\delta}$. Неверов В.Н., Клепикова А.С., Огнева М.С., Попов М.Р., Степанова Е.А., Иванов А.А., Чарикова Т.Б.	153
Механизмы сбоя фазы для одиночных и двойных гетеропереходов в квантовых фазовых переходах плато-плато КЭХ. Неверов В.Н., Гудина С.В., Шелушинина Н.Г., Арапов Ю.Г., Боголюбовский А.С., Клепикова А.С., Тургуткин К.В., Якунин М.В.	154
Спонтанная структуризация канала квантового точечного контакта, обусловленная межэлектронным взаимодействием. Похабов Д.А., Погосов А.Г., Сарыпов Д.И., Жданов Е.Ю., Бакаров А.К., Шкляев А.А.	155
Рекомбинация носителей заряда с испусканием плазмонов в многоямных гетероструктурах HgTe/CdHgTe. Рудаков А.О., Алешкин В.Я.	156
Проявление эффекта кулоновского увлечения в спектрах и затухании двумерных плазмонов. Сафонов И.В., Свинцов Д.А.	157
Магнитодисперсия двумерных плазмон-поляритонов. Семенов Н.Д., Муравьев В.М., Андреев И.В., Заболотных А.А., Кукушкин И.В.	158
Проявления магнитных квантовых осцилляций в эффекте Холла в квазидвумерных соединениях. Фролов А.В., Синченко А.А., Григорьев П.Д., Зверев В.Н., Монсо П.	159
ТГц-детектирование на р-п-переходе в двуслойном графене с открытой запрещенной зоной. Титова Е.И., Мильников Д.А., Кащенко М.А., Алымов Г.В., Жуков С.С., Свинцов Д.А.	160
Электронно-транспортные свойства мезоскопических систем с полупроводниковым искусственным графеном. Ткаченко О.А., Ткаченко В.А., Бакиев Д.Г., Сушков О.П.	161
Демонстрация коллективного движения волны зарядовой плотности под воздействием электрического поля Холла. Фролов А.В., Орлов А.П., Синченко А.А., Монсо П.	162
Оптимальная асимметрия в детекторах терагерцового излучения, основанных на транзисторах с двумерным каналом. Шабанов А.В., Москотин М., Белосевич В., Матюшкин Я., Рыбин М., Федоров Г., Свинцов Д.	163
Спин-орбитальное взаимодействие в GaN/AlGaN- и ZnO/MgZnO-гетеропереходах. Щепетильников А.В., Хисамеева А.Р., Кукушкин И.В.	164
Структура и динамические свойства двумерного вигнеровского кластера. Энтин М.В., Махмудиан М.М., Махмудиан Мехрдад.	165
Особенности магнитотранспорта в двойных квантовых ямах р-HgTe/CdHgTe. Якунин М.В., Алешкин В.Я., Подгорных С.М., Попов М.Р., Неверов В.Н., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	166

**Секция 5. НУЛЬМЕРНЫЕ СИСТЕМЫ
(КВАНТОВЫЕ ТОЧКИ, НАНОКРИСТАЛЛЫ, НАНОПЛАТЕЛЕТЫ)**

Новые GaSb/AlP квантовые точки – перспективный объект для создания универсальной памяти. Абрамкин Д.С., Петрушков М.О., Богомолов Д.Б., Емельянов Е.А., Есин М.Ю., Путьато М.А., Преображенский В.В.	169
---	-----

Перенормировка g-факторов в квантовых точках из халькогенида свинца. <i>Авдеев И.Д., Нестоклон М.О., Гупалов С.В.</i>	170
Исследование фононного спектра коллоидных двумерных наноструктур ZnSe. <i>Басалаева Л.С., Дуда Т.С., Курусь Н.Н., Графова В.П., Васильев Р.Б., Милёхин А.Г.</i>	171
Резонансный перенос экситонов в ансамблях нанокристаллов: универсальность фёрстеровского подхода. <i>Бурдов В.А.</i>	172
Влияние дисперсии формы нанокристаллов CdSe на наблюдаемую тонкую энергетическую структуру экситонов. <i>Головатенко А.А., Рахлин М.В., Галимов А.И., Калитуха И.В., Дмитриев Г.С., Сапега В.Ф., Шорникова Е.В., Aubert T., Hens Z., Яковлев Д.Р., Bayer M., Шубина Т.В., Родина А.В.</i>	173
Максимум в спектре фотоотклика квантового точечного контакта с плавным потенциальным барьером. <i>Казанцев Д.М., Альперович В.Л., Ткаченко В.А., Квон З.Д.</i>	174
Дробовый шум в резонансном туннелировании. Случай неупругого рассеяния. <i>Крайнов И.В., Дмитриев А.П., Горный И.В., Аверкиев Н.С.</i>	175
Структурные особенности и механизмы проводимости нанокристаллических оксидов $Ni_xCo_{3-x}O_4$. <i>Крылов И.В., Дроздов К.А., Приходько К.Я., Румянцева М.Н., Рябова Л.И.</i>	176
Антистоксова люминесценция перовскитных нанокристаллов в стеклянных матрицах. <i>Кузнецова М.С., Батаев М.Н., Вербин С.Ю., Игнатъев И.В., Давыдов В.Ю., Смирнов А.Н., Елисеев И.А., Колобкова Е.В.</i>	177
Квантовые эффекты Зенона при оптическом измерении спинов локализованных электронов. <i>Леппенен Н.В., Смирнов Д.С.</i>	178
Перепутанные состояния в коррелированных квантовых точках. <i>Манцевич В.Н., Маслова Н.С.</i>	179
Наноскопия полупроводниковых наноструктур. <i>Милёхин А., Курусь Н.Н., Аникин К., Родякина Е., Васильев Р.Б., Milekhin I.A., Zahn D.R.T., Латышев А.В.</i>	180
Энионные состояния в спектрах магнитофотолуминесценции самоорганизованных квантовых точек InP/GaInP ₂ . <i>Минтаилов А.М., Лебедев Д.В., Власов А.С., Blundell S.</i>	181
Энергетическая структура и оптические свойства квантовых точек CdS, синтезированных с помощью технологии Ленгмюра – Блоджетт. <i>Свит К.А., Зарубанов А.А., Журавлев К.С.</i>	182
Поверхностная квантово-размерная рекомбинация фотоносителей в микрокристаллах CdTe. <i>Селькин А.В., Юлдашев Н.Х.</i>	183
Нелинейно-оптический отклик коллоидного раствора нанопластинок CdSe различной концентрации. <i>Смирнов А.М., Козлова М.В., Манцевич В.Н., Саиджонов Б.М., Васильев Р.Б., Днепровский В.С.</i>	184
Динамическая спиновая и долинная поляризация локализованных электронов. <i>Смирнов Д.С., Шумилин А.В., Шамирзаев Т.С., Яковлев Д.Р.</i>	185
Ориентация током спина дырки в хиральном квазистационарном состоянии. <i>Манцевич В.Н., Смирнов Д.С.</i>	186
Оптическое выстраивание и оптическая ориентация экситонов в ансамбле коллоидных наноплателетов CdSe/CdS. <i>Смирнова О.О., Калитуха И.В., Родина А.В., Дмитриев Г.С., Сапега В.Ф., Кен О.С., Корнев В.Л., Козырев Н.В., Некрасов С.В., Кусраев Ю.Г., Яковлев Д.Р., Bayer M.</i>	187

Секция 6. СПИНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ, СПИНТРОНИКА, НАНОМАГНЕТИЗМ

Расщепление спинов вакансионных центров в гексагональном SiC от механического напряжения. <i>Анисимов А.Н., Бреев И.Д.</i>	191
Магнитосопротивление на постоянном и переменном токе в феррите висмута с кобальтом. <i>Аплеснин С.С., Кретинин В.В., Абдельбаки Х., Романова О.Б., Никитинский О.С.</i>	192
Метод обнаружения вязкой электронной жидкости по пространственному распределению спиновой поляризации. <i>Денисов К.С., Барышников К.А., Алексеев П.С.</i>	193
Субмиллисекундная спиновая релаксация в нанокристаллах перовскитов CsPb(Cl,Br) ₃ в стеклянной матрице. <i>Белых В.В., Скорилов М.Л., Кулебякина Е.В., Колобкова Е.В., Кузнецова М.С., Глазов М.М., Яковлев Д.Р.</i>	194
Новый тип спин-орбитального расщепления в низкосимметричных квантовых ямах. <i>Будкин Г.В., Тарасенко С.А.</i>	195
Спиновый светодиод с модуляцией интенсивности. <i>Ведь М.В., Дорохин М.В., Здоровейцев А.В., Дёмина П.Б., Здоровейцев Д.А., Дудин Ю.А., Котомина В.Е.</i>	196
ОДМР в изотопно-модифицированном карбиде кремния. <i>Вейшторт И.П., Скоморохов А.М., Анисимов А.Н.</i>	197
Спиновый эффект Холла в сверхчистых электронных каналах. <i>Глазов М.М., Голуб Л.Е.</i>	198
Фактор Ланде и ларморова прецессия дырки в полупроводниковых нанокристаллах. <i>Головатенко А.А., Семина М.А., Родина А.В.</i>	199
Резонансная генерация спина терагерцовым электрическим полем в двумерных материалах с магнитным затвором. <i>Денисов К.С., Рожанский И.В.</i>	200

Эффект спиновой памяти в наноструктурах InGaAs/GaAs, дельта-легированных Mn. <i>Дорохин М.В., Дёмина П.Б., Ведь М.В., Хомицкий Д.В., Кабаев К.С., Balanta М.А.Г., Iikawa F., Звонков Б.Н.</i>	201
Спектроскопия спиновых шумов: избранные сюжеты. <i>Запасский В.С.</i>	202
Управление характеристиками спиновых светоизлучающих диодов InGaAs/GaAs/Al ₂ O ₃ /CoPt ионным облучением. <i>Здоровейцев А.В., Дёмина П.Б., Дорохин М.В., Данилов Ю.А., Дудин Ю.А., Калентьева И.Л.</i>	203
Сосуществование короткодействующего и дальнедействующего ферромагнитных эффектов близости в гибридной структуре Fe/CdTe квантовая яма. <i>Калитуха И.В., Кен О.С., Корнев В.Л., Акимов И.А., Сапега В.Ф., Яковлев Д.Р., Димитриев Г.С., Langer L., Karczewski G., Chusnutdinow S., Wojtowicz T., Bayer M.</i>	204
Двойной резонанс в рамановском рассеянии света с испусканием оптического фонона в квантовых ямах (Cd,Mn)Te. <i>Козлов И.И., Козырев Н.В., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г.</i>	205
Энергетическая и спиновая релаксация экситонов и трионов в квантовых ямах (Cd,Mn)Te. <i>Козырев Н.В., Ахмадуллин Р.Р., Намозов Б.Р., Кусраев Ю.Г.</i>	206
Изготовление и исследование квантовых сенсоров, совмещенных с атомно-силовым микроскопом, на основе вакансионных центров наночастиц 6H-SiC. <i>Лихачев К.В., Бреев И.Д., Нагалюк С.С., Анкудинов А.В., Анисимов А.Н.</i>	207
Зонная структура и топологические особенности соединений Gd(Ni)Sb. <i>Лукоянов А.В., Байдак С.Т., Князев Ю.В.</i>	208
Новый метод генерации спинового тока в гибридных структурах. <i>Ляпилин И.И.</i>	209
Неупорядоченная модель Изинга: от численного моделирования к аналитическому решению. <i>Богословский Н.А., Петров П.В., Аверкиев Н.С.</i>	210
Эффект магнитосопротивления при поляризованной подсветке в эпитаксиальных пленках GaAs n-типа. <i>Рагоза М.Д., Козырев Н.В., Намозов Б.Р., Некрасов С.В., Кусраев Ю.Г.</i>	211
Теория неупругого рассеяния света с многократным переворотом спинов локализованных носителей заряда. <i>Родина А.В., Ивченко Е.Л.</i>	212
Особенности асимметричного рассеяния электронов и дырок в полупроводниках. <i>Рожанский И.В., Денисов К.С., Ракицкий М.А.</i>	213
Топологический эффект Холла в наноструктурированных магнитных пленках. <i>Сапожников М.В., Гусев Н.С., Гусев С.А., Фраерман А.А., Петров Ю.В., Темиряев А.Г.</i>	214
Новый полупроводниковый источник спин-поляризованных электронов и спин-детектор с пространственным разрешением. <i>Русецкий В.С., Голяшов В.А., Кустов Д.А., Еремеев С.В., Шамирзаев Т.С., Миронов А.В., Демин А.Ю., Терещенко О.Е.</i>	215
Спиновые и псевдо-спиновые ферромагнитные фазовые переходы в режиме квантового эффекта Холла. <i>Хисамеева А.Р., Лопатина С.А., Николаев Г.А., Щепетильников А.В., Кукушкин И.В.</i>	216
Комбинационное рассеяние света с переворотом спина в объемных кристаллах GaSe. <i>Чернопицкий М.А., Николаев С.Н.</i>	217
Спиновая динамика носителей заряда в непрямозонных квантовых ямах. <i>Шамирзаев Т.С., Глазов М.М., Яковлев Д.Р., Bayer M.</i>	218
Особенности спектров ЭПР ZnMn ₂ As ₂ . <i>Шестаков А.В., Язык И.В., Еремина Р.М., Пилюк Е.А., Захвалинский В.С.</i>	219
Электронная структура и оптические свойства сплавов Гейслера Mn ₂ MeAl (Me = Ti, V, Cr) с высокой спиновой поляризацией. <i>Шредер Е.И., Чернов Е.Д., Лукоянов А.В., Марченков В.В.</i>	220
Синхронизация спиновой прецессии дырок в перовскитных нанокристаллах CsPb(Cl,Br) ₃ . <i>Kirstein E., Коптева Н.Е., Яковлев Д.Р., Жуков Е.А., Колобкова Е.В., Кузнецова М.С., Белых В.В., Югова И.А., Глазов М.М., Bayer M.В., Greilich A.</i>	221

Секция 7. ПРИМЕСИ И ДЕФЕКТЫ (ОБЪЕМНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ И КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫЕ СТРУКТУРЫ)

Микроскопическая модель комплекса V _{Ga} -Te _{As} в n-GaAs. <i>Аверкиев Н.С., Гуткин А.А.</i>	225
Процессы диффузии атомов As в InP. <i>Александров И.А., Дмитриев Д.В., Гаврилова Т.А., Журавлев К.С.</i>	226
Микроскопический расчет константы обменного взаимодействия дырки и d-оболочки примесного марганца в объемном GaAs. <i>Барышников К.А., Крайнов И.В.</i>	227
Ширины уровней и энергетические сдвиги резонансных примесных состояний электрона в квантовых ямах с бесконечными барьерами. <i>Белов П.А.</i>	228
Комбинированный лазерный метод получения магнитных полупроводников. <i>Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Здоровейцев Д.А., Калентьева И.Л., Кудрин А.В., Лесников В.П., Нежданов А.В., Парафин А.Е.</i>	229
Влияние пьезоэлектричества на эффект Яна – Теллера в легированных кристаллах. <i>Гудков В.В., Аверкиев Н.С., Жевстовских И.В., Сарычев М.Н.</i>	230

Расчёт локализованных и резонансных состояний акцепторов в твёрдом растворе CdHgTe. Жолудев М.С., Морозов С.В.	231
Осцилляции Рамсея в германии, легированном мышьяком. Жукавин Р.Х., Бушуйкин П.А., Кукотенко В.В., Чопорова Ю.Ю., Deftmann N., Ковалевский К.А., Румянцев В.В., Цыпленков В.В., Герасимов В.В., Князев Б.А., Шастин В.Н.	232
Влияние различных режимов легирования железом на состав и пространственное распределение примесно-дефектных центров в CVD-ZnSe. Гладилин А.А., Миронов С.А., Уваров О.В., Калинушкин В.П., Студеникин М.И., Гаврищук Е.М., Тимофеева Н.А.	233
Многоцентровые акцепторные комплексы и их влияние на люминесценцию в кубических полупроводниках. Кокурин И.А., Аверкиев Н.С.	234
Электронные состояния двухзарядных доноров в непрямозонных полупроводниках. Михайлова А.М., Ревин А.А., Конаков А.А., Цыпленков В.В., Шастин В.Н.	235
Влияние температуры облучения на процессы радиационного дефектообразования в SiC. Лебедев А.А., Козловский В.В., Давыдовская К.С., Левинштейн М.Е., Кузьмин Р.В.	236
Исследование кинетики и зависимости от мощности возбуждения фотолюминесценции, обусловленной дефектами, в сильнолегированных слоях AlN:Si. Осинных И.В., Малин Т.В., Милахин Д.С., Журавлев К.С.	237
Тонкая структура возбужденных уровней кремниевых вакансий в карбиде кремния. Пошакинский А.В., Бреев И.Д., Shang Z., Verencsén Y., Hollenbach M., Нагалюк С.С., Мохов Е.Н., Бабунц Р.А., Баранов П.Г., Тарасенко С.А., Астахов Г.В., Анисимов А.Н.	238
Электронные состояния донорного центра в алмазе, образованного атомом фосфора в позиции замещения. Приходько Д.Д., Болдырев К.Н., Денисов В.Н., Тарелкин С.А., Галкин А.С., Кузнецов М.С., Носухин С.А., Маврин Б.Н., Суханов А.А., Терентьев С.А., Бланк В.Д.	239
Ультразвуковые исследования ян-теллеровских комплексов в кристалле CdSe:Cr. Сарычев М.Н., Жевстовских И.В., Коростелин Ю.В., Суриков В.Т., Аверкиев Н.С., Гудков В.В.	240
Модель прыжкового транспорта в нанокompозитах «органический полупроводник – углеродные нанотрубки». Сибатов Р.Т., Кицюк Е.П., Шаман Ю.П.	241
Объединенное исследование алмазных пластин для определения концентраций NV-дефектов. Скоморохов А.М., Вейшторп И.П., Анисимов А.Н.	242
Альтернативные механизмы релаксации упругих напряжений в гетероэпитаксиальной структуре Ge/Si(001). Трушин О.С.	243
Фотонное эхо на внутрицентровых переходах мелких доноров в Ge. Цыпленков В.В., Шастин В.Н.	244
Лазерное воздействие на одиночные люминесцентные центры, сформированные ядрами частичных дислокаций в CdTe. Ченцов С.И., Кривобок В.С., Николаев С.Н., Аминев Д.Ф., Онищенко Е.Е., Клоков А.Ю.	245
Кинетика неравновесных состояний двойных доноров в кремнии. Шастин В.Н., Жукавин Р.Х., Бушуйкин П.А., Ковалевский К.А., Цыпленков В.В., Бекин Н.А., Deftmann N., Астров Ю.А.	246

Секция 8. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ (СВЧ И ТЕРАГЕРЦОВЫЙ ДИАПАЗОН)

The frequency of current fluctuations in two-valley semiconductors in an external electric and strong magnetic ($\mu H > c$) fields. Hasanov E.R., Khalilova Sh.G., Mammadova G.M., Alakbarov A.I.	249
Фотосопrotивление сильно вязкой электронной жидкости в магнитном поле: вязкоупругий резонанс и эффекты памяти. Алексеев П.С., Алексеева А.П.	250
Поперечные плазменные волны в двумерной электронной системе с задним затвором. Андреев И.В., Муравьев В.М., Семенов Н.Д., Гусихин П.А., Кукушкин И.В.	251
Релятивистская перенормировка спектра магнитоплазмонов в двумерных электронных системах с сильным экранированием. Андреев И.В., Муравьев В.М., Семенов Н.Д., Кукушкин И.В.	252
Температурные зависимости мощностных характеристик квантово-каскадных лазеров терагерцевого диапазона. Белов Д.А., Иконников А.В., Пушкарев С.С., Галиев Р.Р., Пономарев Д.С., Хохлов Д.Р., Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Хабибуллин Р.А.	253
Фототоки в графеновых латеральных сверхрешетках. Бельков В.В., Качоровский В.Ю., Голуб Л.Е., Поташин С.О., Горбенко И.В., Ганичев С.Д.	254
Флоке-инженерия экситонов в полупроводниковых наноструктурах. Боев М.В., Ковалев В.М., Иорш И.В., Кибис О.В.	255
Краевые токи в двумерных системах, индуцированные высокочастотным электрическим полем. Дурнев М.В.	256
Светоиндуцированное спаривание носителей заряда в квантовых ямах. Кибис О.В.	257
Линейный фотогальванический эффект в монослоях дихалькогенидов переходных металлов в полупроводниковом и сверхпроводящем режимах. Ковалев В.М., Боев М.В., Парафило А.В., Савенко И.Г.	258

Теоретическое и экспериментальное исследование работы диода Ганна на основе нитевидных нанокристаллов нитрида галлия. <i>Можаров А.М., Шугуров К.Ю., Сапунов Г.А., Федоров В.В., Мухин И.С.</i>	259
Плазмоника для систем терагерцовой электроники. <i>Муравьев В.М., Кукушкин И.В.</i>	260
Влияние кулоновских эффектов на частотную зависимость проводимости неупорядоченных полупроводников. <i>Ормонт М.А., Ляшенко А.А.</i>	261
Особенности использования степенной функции при анализе частотных зависимостей проводимости неупорядоченных полупроводников. <i>Ормонт М.А.</i>	262
Коллапсирующие домены Ганна и lock-on-эффект в высоковольтных лавинных GaAs-диодах. <i>Рожков А.В., Иванов М.С., Родин П.Б.</i>	263
Поляризационно-зависимые осцилляции магнитосопротивления, индуцированные микроволновым излучением. <i>Савченко М.Л., Шуваев А., Дмитриев И.А., Ганичев С.Д., Квон З.Д., Пименов А.</i>	264
Применение метода LC-контуров для проектирования плазмонного резонатора. <i>Семенов Н.Д., Муравьев В.М., Андреев И.В., Кукушкин И.В.</i>	265
СВЧ-фотоконтактанс структур с квантовым точечным контактом. <i>Ткаченко В.А., Ярошевич А.С., Кузьмин Н.С., Квон З.Д., Бакаров А.К., Ткаченко О.А., Родякина Е.Е., Латышев А.В.</i>	266
Терагерцовый эмиттер на основе эпитаксиального слоя InAs. <i>Трухин В.Н., Мустафин И.А., Соловьёв В.А., Чернов М.Ю., Сяни Фань.</i>	267

Секция 9. АТОМАРНО-ТОНКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ. ПЕРОВСКИТЫ, ОРГАНИЧЕСКИЕ ПОЛУПРОВОДНИКИ, МОЛЕКУЛЯРНЫЕ СИСТЕМЫ

Транспортные свойства дельта-слоев бора в CVD-алмазе. <i>Архипова Е.А., Дроздов М.Н., Охалкин А.И., Краев С.А., Хрыкин О.И., Богданов С.А., Вихарев А.Л., Исаев В.А., Лобаев М.А.</i>	271
Усиление фотолуминесценции в многослойных MoSe ₂ -наноструктурах, сформированных методом локального анодного окисления. <i>Бородин Б.Р.</i>	272
Фрикционная механическая зондовая литография дихалькогенидов переходных металлов. <i>Бородин Б.Р.</i>	273
Влияние деформации на тонкую структуру экситонных состояний в монослоях дихалькогенидов переходных металлов. <i>Глазов М.М.</i>	274
Кулоновские эффекты в поглощении света в дираковских материалах. <i>Голуб Л.Е., Леппенен Н.В., Ивченко Е.Л.</i>	275
Влияние релаксации решетки на электронные и оптоэлектронные свойства слабо разориентированных бислоев дихалькогенидов переходных металлов. <i>Еналдиев В.В.</i>	276
Гиперзвуковая микроскопия вандерваальсовых гетероструктур на основе hBN/WSe ₂ /hBN/Al ₂ O ₃ . <i>Клоков А.Ю., Фролов Н.Ю., Шарков А.И., Николаев С.Н., Ченцов С.И., Чернопицкий М.А., Пугачев М.В., Дулебо А.И., Шуплецов А.В., Кривобок В.С., Кунцевич А.Ю.</i>	277
Поперечный акустоэлектрический эффект в графене. <i>Каламейцев А.В., Ковалёв В.М.</i>	278
Анизотропия оптических свойств тонких пленок гексагонального нитрида бора. <i>Котова Л.В., Алтынбаев Л.А., Жукова М.О., Бородин Б.Р., Ноган В.Т., Балдычева А., Кочерешко В.П.</i>	279
Управление нелинейными экситон-поляритонами в резонаторах на основе атомарно тонких полупроводников. <i>Кравцов В.А., Кондратьев В.И., Иорш И.В.</i>	280
Оптические свойства двумерных островков дисульфида вольфрама (WS ₂). <i>Кривоногова А.Ю., Курусь Н.Н., Милёхин И.А., Колосветов А.А., Милёхин А.Г.</i>	281
НаноКРС графеном в режиме щелевого плазмона. <i>Курусь Н.Н., Милёхин И.А., Небогатикова Н.А., Антонова И.В., Родякина Е.Е., Милёхин А.Г., Латышев А.В.</i>	282
Фурье-анализ СТМ-изображений при формировании g-Si ₃ N ₃ на начальных этапах нитридации поверхности кремния Si(111). <i>Мансуров В.Г., Тийс С.А., Малин Т.В., Милахин Д.С., Журавлев К.С.</i>	283
Новая слоистая фаза EuS ₂ . <i>Николаев С.Н., Екимов Е.А., Сидоров В.А., Деева А.А., Ширяев А.А., Чернопицкий М.А., Кривобок В.С.</i>	284
Экситонные состояния в монокристаллах перовскита CH ₃ NH ₃ PbBr ₃ . <i>Сарычев М.Н., Жевстовских И.В., Семенова О.И.</i>	285
Аномальный циклотронный резонанс в графене. <i>Свищов Д.А., Капралов К.Н., Дмитриев И.А., Monch E., Linder K., Бандурин Д.А., Ганичев С.</i>	286
Трионы с отрицательной приведенной массой в двумерных полупроводниках. <i>Семина М.А., Глазов М.М.</i>	287
Нелинейное прохождение ТГц-излучения через графен. <i>Бодров С.Б., Корытин А.И., Сергеев Ю.А., Степанов А.Н.</i>	288
Асимметричные монослои ХМоSiN ₂ (X=S, Se, Te) и вертикальные гетероструктуры на их основе для применений в наноэлектронике. <i>Сибатов Р.Т., Мефтахутдинов Р.М., Кочаев А.И.</i>	289
2D-экситоны в одиночных монослоях GaN в AlN. <i>Торопов А.А., Европейцев Е.А., Нечаев Д.В., Нестоклон М.О., Смирнов Д.С., Буренина Д.С., Гусева Ю.А., Задиранов Ю.М., Кулагина М.М., Жмерик В.Н., Шубина Т.В., Иванов С.В.</i>	290

Зависимость ширины линий фотолуминесценции структур с монослоями дихалькогенидов переходных металлов от толщины инкапсулирующего слоя нитрида бора. <i>Бричкин А.С., Гольшиков Г.М., Черненко А.В.</i>	291
Межслоевой экситонный полярон в атомарно-тонких полупроводниках. <i>Яковлев З.А., Глазов М.М., Семина М.А., Шерман Е.Я.</i>	292

**Секция 10. ФОТОННЫЕ КРИСТАЛЛЫ, МИКРОРЕЗОНАТОРЫ И МЕТАМАТЕРИАЛЫ.
НАНОФОТОНИКА, КВАНТОВАЯ ОПТИКА**

Фотонные резонаторы на основе MoSe ₂ -наноструктур. <i>Алексеев П.А., Бородин Б.Р., Елисеев И.А., Смирнов А.Н., Бенимецкий Ф.А., Богданов А.А., Лепешов С., Пидгайко Д., Давыдов В.Ю.</i>	295
Мультипольный анализ оптического отклика бианизотропных наноструктур. <i>Полева М.А., Фризюк К.С., Барышникова К.В., Богданов А.А., Петров М.И.</i>	296
Усиление чувствительности Ge/Si-фотоприемников ближнего инфракрасного диапазона метаповерхностями. <i>Блошкин А.А., Якимов А.И., Двуреченский А.В.</i>	297
На пути к масштабируемым и полнофункциональным квантово-фотонным схемам на полупроводниковом кристалле <i>Гольцман Г.Н.</i>	298
Связь поверхностных плазмон-поляритонов через вертикальные моды Фабри – Перо и поверхностно-усиленное рамановское рассеяние света. <i>Громько Д.А., Дьяков С.А., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г., Астраханцева А.С., Федотова Я.В., Соловьев В.В., Кукушкин И.В.</i>	299
Метаматериалы в управлении функциональными характеристиками компонент нанофотоники на основе кремния с квантовыми точками. <i>Двуреченский А.В., Якимов А.И., Новиков А.В.</i>	300
Поляризационные свойства излучения InAs квантовых точек в GaAs волноводных метаструктурах с золотым фотонно-кристаллическим слоем. <i>Деменев А.А., Фрадкин И.М., Кулаковский В.Д., Антонов В.Н., Гиппиус Н.А.</i>	301
Поверхностные волны Дьяконова в ограниченных средах. <i>Дьяков С.А., Чермошенцев Д.А., Аникин Е.В., Гиппиус Н.А.</i>	302
Плазмон-поляритонные моды проводящего диска. <i>Загороднев И.В., Родионов Д.А., Заболотных А.А.</i>	303
Резонансная брэгговская структура GaN/AlGaN. <i>Иванов А.А., Чалдышев В.В., Заварин Е.Е., Сахаров А.В., Лундин В.В., Цацульников А.Ф.</i>	304
Механизм образования исключительных точек при нарушении симметрии резонатора. <i>Игошин В.Д., Никитина А.Д., Цимоха М.А., Тофтул И.Д., Петров М.И., Фризюк К.С.</i>	305
Незатухающие циркулярные токи в экситон-поляритонных конденсатах с целочисленными и дробными орбитальными угловыми моментами. <i>Калевич В.К., Лукошкин В.А., Седов Е.С., Savvidis P.G., Кавокин А.В.</i>	306
Экситонные поляритоны в микрорезонаторах. <i>Котова Л.В., Savvidis P.G., Besombes L., Кочерешко В.П.</i>	307
Интегральные активные устройства нанофотоники на основе функциональных материалов Ge-Sb-Te. <i>Лазаренко П., Ковалюк В., Ан П., Голиков А., Кицюк Е., Якубов А., Шерченков А., Козюхин С., Гольцман Г.</i>	308
Искусственно созданные компактные источники циркулярно-поляризованного света на основе хиральных полупроводниковых гетероструктур. <i>Максимов А.А., Филатов Е.В., Тартаковский И.И.</i>	309
О предельных возможностях двумерной плазмоники в приложениях фотодетектирования. <i>Мильников Д.А., Свинцов Д.А.</i>	310
Нелинейный циркулярный дихроизм в димерах и тримерах диэлектрических наночастиц. <i>Никитина А.Д., Николаева А.А., Фризюк К.С.</i>	311
Высокодобротные моды в диэлектрических микрорезонаторах на основе светоизлучающих гетероструктур SiGe. <i>Новиков А.В., Степихова М.В., Дьяков С.А., Юрасов Д.В., Шалеев М.В., Яблонский А.Н., Перетокин А.В., Вербус В.А., Скороходов Е.В., Родякина Е.Е., Красильник З.Ф.</i>	312
Резонансные оптические особенности 2D-периодических плазмон-волноводных структур с различной геометрией решеток. <i>Павлов С.И., Дьяков С.А., Марков Д.П., Феоктистов Н.А., Фрадкин И.М., Нащекин А.В., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г., Певцов А.Б.</i>	313
Источник одиночных фотонов с пространственно-временным демультимплексированием на основе квантовой точки в микрорезонаторе. <i>Рахлин М.В., Галимов А.И., Дьяконов И.В., Скрябин Н.Н., Климко Г.В., Кулагина М.М., Задиранов Ю.М., Тараторин К.В., Скалкин А.К., Страупе С.С., Кулик С.П., Торопов А.А.</i>	314
Плазменные резонансы в экранированной двумерной электронной системе в форме диска. <i>Родионов Д.А., Загороднев И.В.</i>	315
Связанные фотонные состояния в континууме и суперрезонансные моды в диэлектрических структурах. <i>Рыбин М.В.</i>	316
Расчет оптических свойств муаровых метаповерхностей при помощи фурье-модального метода. <i>Салахова Н.С., Фрадкин И.М., Дьяков С.А., Гиппиус Н.А.</i>	317
Кинетика излучения биекситонного каскада в одиночной квантовой точке InAs/GaAs в высокодобротном микрорезонаторе. <i>Серов Ю.М., Галимов А.И., Торопов А.А.</i>	318

Диэлектрические резонаторы со встроенными GeSi квантовыми точками. Смагина Ж.В., Зиновьев В.А., Степихова М.В., Перетокин А.В., Родякина Е.Е., Кучинская П.А., Барышникова К.В., Сергаева О.Н., Дьяков С.А., Новиков А.В.....	319
Резонансные явления и коллективные взаимодействия в спектрах фотолюминесценции одиночных цилиндрических резонаторов и их массивов, сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si). Степихова М.В., Вербус В.А., Барышникова К.В., Петров М.И., Дьяков С.А., Юрасов Д.В., Шенгуров Д.В., Смагина Ж.В., Родякина Е.Е., Новиков А.В.	320
Фотонные моды в люминесцентном отклике двумерных фотонных кристаллов, сформированных на кремниевых структурах с наноструктурами Ge(Si). Степихова М.В., Перетокин А.В., Дьяков С.А., Юрасов Д.В., Шалеев М.В., Яблонский А.Н., Смагина Ж.В., Родякина Е.Е., Зиновьев В.А., Новиков А.В.	321
Нелинейно-оптические свойства экситон-поляритонов в кирально-модулированном микрорезонаторе. Дмитриева О.А., Гиппиус Н.А., Тиходеев С.Г.	322
Особенности резонансного отражения для решёток Ge-дисков на подложках Si, обусловленные междисковым расстоянием. Уткин Д.Е., Шкляев А.А.	323
Стимулированное излучение на длинах волн 2.45 и 2.75 мкм в HgCdTe-структурах с КЯ при комнатной температуре. Уточкин В.В., Фадеев М.А., Румянцев В.В., Морозов С.В., Гавриленко В.И., Кудрявцев К.Е., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	324
Плазмонный резонанс в композитном метаматериале AsSb-Al _{0.6} Ga _{0.4} As _{0.97} Sb _{0.03} . Ушанов В.И., Иванов А.А., Берт Н.А., Снигирев Л.А., Кириленко Д.А., Ягвкина М.А., Чалдышев В.В., Преображенский В.В., Пулято М.А., Семягин Б.Р., Касаткин И.А.	325
Гомогенизация резонансных метаматериалов. Фрадкин И.М., Дьяков С.А., Гиппиус Н.А.	326
Нелинейный циркулярный дихроизм в димерах цилиндрических наночастиц из арсенида галлия. Фризюк К.С., Мелик-Гайказян Е., Choi J.-H., Park H.-G., Петров М.И., Кивиарь Ю.	327
Ми-резонансный транспортный слой для увеличения поглощения света и эффективности перовскитных солнечных элементов. Фурасова А.Д., Макаров С.В.	328
Критический беспорядок в резонансных брэгговских структурах InGaN/GaN. Иванов А.А., Чалдышев В.В., Ушанов В.И., Заварин Е.Е., Сахаров А.В., Лунодин В.В., Цацульников А.Ф.	329
Связанные состояния в непрерывном спектре и особые точки в многомодовых квантово-механических и оптических волноводах. Шубин Н.М., Капаев В.В., Горбацевич А.А.	330
Экситон-поляритоны в спиральных трубках MoS ₂ . Галимов А.И., Рахлин М.В., Елисеев И.А., Пошакинский А.В., Бородин Б.Р., Серов Ю.М., Казанов Д.Р., Шубина Т.В.	331
Усиление фотолюминесценции Ge/Si(001) слоев за счет взаимодействия с модами фотонных кристаллов. Юрасов Д.В., Байдакова Н.А., Яблонский А.Н., Шалеев М.В., Дьяков С.А., Родякина Е.Е., Новиков А.В.	332
Спектрокинетические характеристики люминесценции двумерных фотонных кристаллов и ми-резонаторов на основе SiGe-структур с Ge(Si) наноструктурами. Яблонский А.Н., Новиков А.В., Степихова М.В., Юрасов Д.В., Шалеев М.В., Петров М.И.	333

Секция 11. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ И УСТРОЙСТВА, СЕНСОРЫ

Разработка синих перовскит-кадмиевых светодиодов. Аношкин С.С., Пушкарев А.П., Макаров С.В.	337
DrНЕМТ миллиметрового диапазона с донорно-акцепторным легированием. Бакаров А.К., Журавлев К.С., Паиковский А.Б., Богданов С.А., Лапин В.Г., Лукашин В.М.	338
Высокоскоростные вертикально-излучающие лазеры спектрального диапазона 1300–1550 нм. Блохин С.А., Бабичев А.В., Гладышев А.Г., Бобров М.А., Карачинский Л.Я., Новиков И.И., Малеев Н.А., Воронаев К.О., Егоров А.Ю., Li H., Tian S.C., Han S.Y., Bimberg D.	339
Исследование характеристик электродов суперконденсаторов на основе кремний-углеродных структур. Богоуш И.Ю., Плуготаренко Н.К.	340
Нанокристаллический NiOx р-типа для перовскитной оптоэлектроники с применением лучевых технологий. Бронников О.А., Гостищев П.А., Лучников Л.О., Саранин Д.С.	341
Electrical characteristics of CsPbI ₃ and CsPbBr ₃ lead halide perovskite nanocrystal films deposited on Si-C solar cells for high-efficiency photovoltaics. Boudjemila L., Aleshin P.A., Malyshkin V.M., Scherbakov I.P., Petrov V.N., Belorus A.O., Kompan M.E., Terukov E.I., Aleshin A.N.	342
Электрофизические характеристики униполярных NBvN-структур на основе HgCdTe. Войцеховский А.В., Несмелов С.Н., Дзядух С.М., Горн Д.И., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Меньшиков Р.В., Сидоров Г.Ю., Ужаков И.Н., Якушев М.В.	343
Диод Шоттки СВЧ-диапазона на одиночных нитевидных нанокристаллах нитрида галлия. Воробьев А.А., Шугуров К.Ю., Можаров А.М., Сапунов Г.А., Федоров В.В., Мухин И.С.	344
Анионное легирование галогенидных перовскитов для повышенной стабильности работы солнечных модулей. Гостищев П.А., Саранин Д.С., Диденко С.И., Ди Карло А.	345
Мемристорная память на основе оксидов и нитридов кремния. Гриценко В.А., Гисматулин А.А.	346

Предельные мощностные характеристики линеек лазерных диодов ($\lambda = 808$ нм) на основе Al-содержащих и Al-free гетероструктур. <i>Гультиков Н.В., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Телегин К.Ю., Андреев А.Ю., Шестак Л.И., Панарин В.А.</i>	347
Селективная эпитаксия материалов A_3V_5 на кремнии. <i>Дворецкая Л.Н., Можаров А.М., Фёдоров В.В., Мухин И.С.</i>	348
Сверхкомпактный терагерцовый квантово-каскадный лазер на основе гетероструктуры HgCdTe. <i>Дубинов А.А., Ушаков Д.В., Афоненко А.А., Хабибуллин Р.А., Морозов С.В.</i>	349
Пассивация интерфейса «дырочно-транспортный слой – перовскит» полимером для стабилизации работы солнечного элемента. <i>Ерманова И.О., Ди Джиакомо Ф., Саранин Д.С., Ди Карло А.</i>	350
Формирование наноструктурного SiGe, легированного фосфором, с термоэлектрическими свойствами. <i>Ерофеева И.В., Дорохин М.В., Кузнецов М.Ю., Демина П.Б., Здоровейцев А.В., Завражнов А.Ю., Воронин А.В.</i>	351
Исследование излучательных характеристик гибридных и интегрированных импульсных лазеров-тиристоров. <i>Желнин А.И., Багаев Т.А., Гультиков Н.В., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Курнявко Ю.В., Кричевский В.В., Морозюк А.М., Коняев В.П., Симаков В.А., Слипченко С.О., Подоскин А.А., Пихтин Н.А.</i>	352
Влияние содержания примеси на сегнетоэлектрические свойства и концентрацию ловушек в $Hf_{0.5}Zr_{0.5}O_2-La$ при циклировании. <i>Залаялов Т.М., Исламов Д.Р.</i>	353
Разработка резонатора диодного лазера на основе двумерного фотонного кристалла с выводом излучения с поверхности чипа. <i>Золотарев В.В., Казакова А.Е., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.</i>	354
Увеличение апертуры излучения одномодовых полупроводниковых РБЗ-лазеров. <i>Золотарев В.В., Казакова А.Е., Ризаев А.Э., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.</i>	355
Исследование электрофизических и шумовых характеристик светодиодов на основе InGaN/GaN квантовых ям при температуре жидкого азота. <i>Иванов А.М., Клочков А.В.</i>	356
Пикосекундное лавинное переключение высоковольтных Si-диодов: эксперимент и численное моделирование. <i>Иванов М.С., Брылевский В.И., Смирнова И.А., Родин П.Б.</i>	357
Исследование радиационной стойкости монокристаллов $MAPbBr_3$ и диодной структуры на их основе. <i>Иштеев А.Р., Константинова К.М.</i>	358
Особенности технологии изготовления магнорезистивных диодов $p-(Ga,Mn)As/n-InGaAs/n^+-GaAs$. <i>Калентьева И.Л., Вихрова О.В., Данилов Ю.А., Звонков Б.Н., Здоровейцев А.В., Кудрин А.В.</i>	359
Исследование тепловых свойств восстановленного лазерным излучением оксида графена методом lock-in ИК-радиометрии. <i>Клоков А.Ю., Шарков А.И., Евлашин С.А., Хмельницкий Р.А.</i>	360
Поверхностно-излучающие квантово-каскадные лазеры с дифракционной решеткой, изготовленной методом травления сфокусированным ионным пучком. <i>Колодезный Е.С., Бабичев А.В., Михайлов Д.А., Гладышев А.Г., Вознюк Г.В., Митрофанов М.И., Слипченко С.О., Лютецкий А.В., Дюделев В.В., Евтихьев В.П., Карачинский Л.Я., Новиков И.И., Соколовский Г.С., Пихтин Н.А., Егоров А.Ю.</i>	361
Зависимость выходной мощности перовскитных фотопреобразователей от цветовой температуры искусственных источников освещения. <i>Комаричева Т.О., Талбанова Н.Р., Лучников Л.О., Саранин Д.С., Диденко С.И., Ди Карло А.</i>	362
Slot-die печатные перовскитные солнечные элементы и мини-модули. <i>Ле Тхай Шон, Гостищев П.А., Саранин Д.С., Диденко С.И., Ди Карло А.</i>	363
Лазеры на основе гетероструктур с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe для среднего и дальнего ИК-диапазонов. <i>Морозов С.В., Румянцев В.В., Алешкин В.Я., Фадеев М.А., Уточкин В.В., Разова А.А., Кудрявцев К.Е., Жолудев М.С., Дубинов А.А., Гавриленко В.И., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н.</i>	364
Влияние температуры на свойства двухтерминального металлоорганического перовскитного перезаписываемого мемристора для нейроморфных операций. <i>Ненашев Г.В., Алешин А.Н.</i>	365
Плазмохимическое травление Si и Ge на большую глубину с использованием маски из электронных резистов. <i>Шенгуров Д.В., Скороходов Е.В., Гусев С.А., Юрасов Д.В., Шалеев М.В., Перетокин А.В., Новиков А.В.</i>	366
Моделирование вольт-амперных характеристик и пробоя в сверхрешетках с малым числом периодов. <i>Оболенский С.В., Хазанова С.В., Голиков О.Л., Пузанов А.С., Тарасова Е.А., Забавичев И.Ю., Потехин А.А., Оболенская Е.С., Иванов А.С., Павельев Д.Г.</i>	367
Импульсные суб-нс источники лазерного излучения на основе GaAs/AlGaAs лазерных гетероструктур с объёмной активной областью. <i>Подоскин А.А., Головин В.С., Шушканов И.В., Веселов Д.А., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Копьев П.С., Слипченко С.О.</i>	368
Модовая селекция во внешнем резонаторе для линеек одномодовых лазеров на длину волны 1060 нм. <i>Подоскин А.А., Золотарев В.В., Слипченко С.О., Романович Д.Н., Соболева О.С., Стрелец В.А., Капитонов В.А., Бахвалов К.В., Казакова А.Е., Фомин Е., Пихтин Н.А.</i>	369
Оптимизация конструкции гетероструктур pHEMT для ключевых транзисторов СВЧ-диапазона. <i>Протасов Д.Ю., Дмитриев Д.В., Журавлев К.С., Айзеништат Г.И., Ющенко А.Ю., Паиковский А.Б.</i>	370

Максены $Ti_3C_2T_x$ для легирования и модификации поверхности стабилизированных перовскитных солнечных элементов. <i>Саранин Д.С., Якушева А.С., Муратов Д.С., Диденко С.И., Ди Карло А.</i>	371
Разрешение поляризации излучения на графен-металлическом переходе, калиброванным затворным напряжением. <i>Сёмкин В.А., Мыльников Д.А., Титова Е.И., Жуков С.С., Свинцов Д.А.</i>	372
Импульсные источники лазерного излучения кВт-уровня на основе линеек полупроводниковых лазеров. <i>Слипченко С.О., Подоскин А.А., Веселов Д.А., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Копьев П.С.</i>	373
Оптическая связь в линейках латеральных одномодовых волноводов и ее влияние на динамику модовой структуры лазерных источников (1060 нм) на их основе. <i>Слипченко С.О., Подоскин А.А., Шашкин И.С., Веселов Д.А., Николаев Д.Н., Пихтин Н.А., Копьев П.С.</i>	374
Сравнительный анализ излучательных характеристик мощных полупроводниковых лазеров (1060 нм) в рамках стационарных 1D- и 2D-моделей с учетом транспорта носителей. <i>Соболева О.С., Головин В.С., Слипченко С.О., Пихтин Н.А.</i>	375
Особенности генерации излучения в полупроводниковых лазерах на квантовых ямах. <i>Соколова З.Н., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Асрян Л.В.</i>	376
Мощные квантово-каскадные лазеры среднего инфракрасного диапазона. <i>Дюделев В.В., Михайлов Д.А., Черотченко Е.Д., Чистяков Д.В., Бабичев А.В., Мыльников В.Ю., Гладышев А.Г., Лосев С.Н., Новиков И.И., Лютецкий А.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Карачинский Л.Я., Егоров А.Ю., Соколовский Г.С.</i>	377
Характерные особенности токов в идеальных и неидеальных диодах на основе карбида кремния. <i>Стрельчук А.М.</i>	378
Молекулярно-лучевая эпитаксия и темновые токи InAlSb/InSb гетероструктур. <i>Суханов М.А., Бакаров А.К., Журавлев К.С.</i>	379
Полупрозрачные перовскитные солнечные элементы с верхним контактом, полученным ионно-лучевым напылением. <i>Талбанова Н., Саранин Д.С., Гостищев П.А., Лучников Л.О., Ди Карло А.</i>	380
Влияние геометрии Au-катализатора на формирование упорядоченных массивов наностолбиков при металл-стимулированном каталитическом травлении кремния. <i>Тумашев В.С., Селезнев В.А.</i>	381
Перовскитные солнечные элементы с инвертированной структурой на гибкой подложке. <i>Тюхова М.П., Саранин Д.С.</i>	382
Эпитаксиальные технологии гетероструктур для СВЧ-приборов и вертикально-излучающих лазеров. <i>Устинов В.М.</i>	383
Эффективные зонные дизайны квантово-каскадных лазеров терагерцового диапазона. <i>Хабидуллин Р.А., Афоненко А.А., Ушаков Д.В., Пушкарев С.С., Галиев Р.Р., Пономарев Д.С., Васильевский И.С., Клочков А.Н., Виниченко А.Н., Ладугин М.А., Багаев Т.А., Мармалюк А.А., Маремьянин К.В., Гавриленко В.И.</i>	384
Тиристорные A_3V_5 -структуры, выращенные методом ГФЭ МОС, и приборы на их основе. <i>Чигинева А.Б., Байдусь Н.В., Жидяев К.С., Некоркин С.М., Самарцев И.В.</i>	385
Немонотонное поведение средней поперечной энергии электронов, эмитированных p-GaAs(Cs,O) фотокатодом, в процессе его кислород-индуцированной деградации. <i>Шайблер Г.Э., Косолобов С.Н., Терехов А.С., Jones L.B., Militsyn B.L., Noakes T.C.Q.</i>	386
Влияние термической обработки на структурные и оптические свойства нанонитей Ge, полученных электрохимическим осаждением. <i>Павликов А.В., Шарафутдинова А.М., Гаврилин И.М., Зайцев В.Б., Дронов А.А., Гаврилов С.А.</i>	387
Электрофизические свойства нанотрубок диоксида титана, модифицированных медью. <i>Шарафутдинова А.М., Мартышов М.Н., Павликов А.В., Константинова Е.А.</i>	388
Мемристоры на основе слоёв $GeSi_xO_y$ с нанокластерами германия. <i>Володин В.А., Юшков И.Д., Liping Yin, Камаев Г.Д., Vergnat M.</i>	389
Исследования адгезии тонких пленок $Ge_2Sb_2Te_5$ к гибкой подложке. <i>Якубов А.О., Терехов Д.Ю., Пепеляев Д.В., Савицкий А.И., Мурашко Д.Т., Ступин А.А.</i>	390
Температурные зависимости электрофизических характеристик тонких пленок $Ge_2Sb_2Te_5$. <i>Якубов А.О., Савицкий А.И., Кузовков Д.О., Лазаренко П.И.</i>	391
Матричные ИК-фотоприемники на основе гетероструктур узкозонных полупроводников. <i>Латышев А.В., Сидоров Г.Ю., Сидоров Ю.Г., Якушев М.В.</i>	392

Секция 12. НАНО- И ОПТОМЕХАНИКА

Теория оптомеханического разогрева и охлаждения фононов в поляритонных микрорезонаторах. <i>Вяткин Е.С., Поддубный А.Н.</i>	395
Генерация тока при трении контакта металл-полупроводник. <i>Дунаевский М.С., Алексеев П.А., Шаров В.А.</i>	396
Упругая блокада в одноэлектронном транзисторе. <i>Качоровский В.Ю., Евсеев С.С., Бурмистров И.С., Тихонов К.С.</i>	397
Воздействие высокочастотных механических колебаний на транспортные свойства квазиодномерных проводников. <i>Никитин М.В., Покровский В.Я., Зыбцев С.Г., Колесов В.В., Кашин В.В., Логинов Б.А.</i>	398

Оптические свойства нитевидных нанокристаллов GaP при механической деформации. Шаров В.А., Алексеев П.А., Можаров А.М., Федоров В.В., Мухин И.С.....	399
--	-----

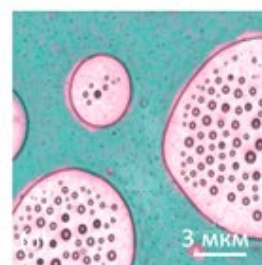
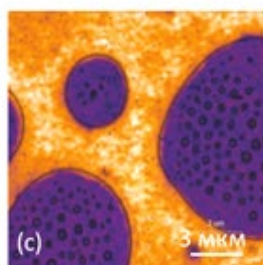
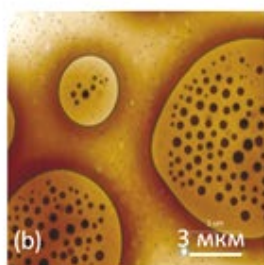
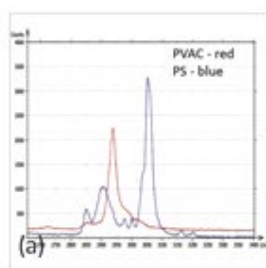
Секция 13. ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗОЛЯТОРЫ И БЕСЩЕЛЕВЫЕ МАТЕРИАЛЫ

Двумерный топологический андерсоновский изолятор в квантовых ямах на основе HgTe. Квон З.Д., Худайбердиев Д.А., Михайлов Н.Н.	403
Проявление гибридизации майорановских мод в эффекте Ааронова – Бома. Аксенов С.В.	404
Рамановское рассеяние в соединениях $MnBi_2Te_4 \cdot n(Bi_2Te_3)$. Алигулиева Х.В., Абдуллаев Н.А., Алиев З.С., Амирасланов И.Р., Джахангирли З.А., Мамедов Н.Т., Чулков Е.В.	405
Линейное магнетосопротивление в поликристаллах дираковского полуметалла $(Cd_{1-x}Mn_x)_3As_2$. Овешников Л.Н., Давыдов А.Б., Мехия А.Б., Риль А.И., Маренкин С.Ф., Аронзон Б.А.	406
Электронный транспорт в бесщелевом кристалле HgCdTe. Васильев Ю.Б., Усикова А.А., Грешнов А.А., Михайлов Н.Н.	407
Металлическая и активационная проводимость в полупроводниковом твердом растворе $(Pb_zSn_{1-z})_{0.8}In_{0.2}Te$. Денисов Д.В., Михайлин Н.Ю., Рудоминский А.Е., Шамиур Д.В., Парфеньев Р.В.	408
Вклад состояний на интерфейсах в терагерцовую фотопроводимость в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ с инверсным спектром. Казаков А.С., Галеева А.В., Артамкин А.И., Иконников А.В., Чмырь С.Н., Дворецкий С.А., Михайлов Н.Н., Банников М.И., Данилов С.Н., Рябова Л.И., Хохлов Д.Р.	409
Высокотемпературные осцилляции магнетосопротивления в слоистых кристаллах Bi_2Te_3 , легированных Cu или Ni. <u>Кахраманов К.Ш.</u> , Кахраманов С.Ш., Абдуллаев Н.А., Абдуллаев Ю.А., Алигулиева Х.В., Кахраманов А.Ш.	410
Нелинейное оптическое поглощение и фототок на поверхностных состояниях топологических изоляторов. Леппенен Н.В., Голуб Л.Е.	411
Влияние одноосного растяжения на проводимость топологически нетривиального квазиодномерного проводника TaSe ₃ . Минакова В.Е., Кон И.А., Лукманова Р.М., Зайцев-Зотов С.В.	412
Дробовой шум в интерферометрах Ааронова – Бома. Ниязов Р.А., Крайнов И.В., Аристов Д.Н., Качоровский В.Ю.	413
Управляемые магнитным полем геликоидальные кристаллы. Ниязов Р.А., Аристов Д.Н., Качоровский В.Ю.	414
Магнетотранспорт в сверхпроводящих пленках Cd_3As_2 . Овешников Л.Н., Давыдов А.Б., Моргун Л.А., Сулов А.В., Риль А.И., Захвалинский В.С., Кочура А.В., Пудалов В.М., Аронзон Б.А.	415
Краевой и объемный транспорт в двумерном топологическом изоляторе на основе квантовой ямы CdHgTe. Рыжков М.С., Худайбердиев Д.А., Козлов Д.А., Квон З.Д., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А.	416
Резонансы примесных состояний и резонансное рассеяние в 2D топологических материалах с дисперсией мексиканской шляпы. Сабликов В.А., Суханов А.А.	417
Структурные и магнетотранспортные свойства пленок топологических изоляторов на основе халькогенидов висмута. Степина Н.П., Голяшов В.А., Баженов А.О., Ненашев А.В., Терещенко О.Е., Кох К.А., Голдырева Е.С., Ищенко Д.В., Тарасов А.С., Антонова И.В., Коптев Е.С., Рыбин М.Г.	418
Исследование фототоков в квантовых ямах α -Sn/Ge посредством регистрации терагерцового излучения. Трухин В.Н., Мустафин И.А., Алексеев П.А., Kusmartsev F.V., Kusmartseva A., Liu Y., Zhang B., Luo Y.	419
Микроскопическая модель локализованных состояний на крае двумерного топологического изолятора в присутствии магнитных барьеров. Хомицкий Д.В., Лаврухина Е.А., Конаков А.А.	420
Киральная нелокальная фотопроводимость в гетероструктурах на основе топологической фазы $Hg_{1-x}Cd_xTe$. Казаков А.С., Галеева А.В., Артамкин А.И., Долженко Д.Е., Иконников А.В., Рябова Л.И., Банников М.А., Михайлов Н.Н., Дворецкий С.А., Данилов С.Н., Хохлов Д.Р.	421
Авторский указатель.....	422
Список участников.....	430

NTEGRA Spectra II

Автоматизированная АСМ-Раман система

- Оптический доступ сверху, сбоку и снизу оптимизирован для Рамана, TERS и SNOM
- Открытый дизайн обеспечивает широкие возможности в настройке системы
- Допускается использование до 5 различных автоматически подключаемых лазеров
- АСМ-Раман исследования на воздухе, в контролируемой атмосфере, жидкости, при переменной температуре
- Полная автоматизация системы упрощает рутинные операции

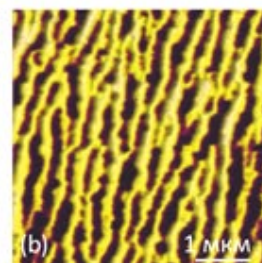
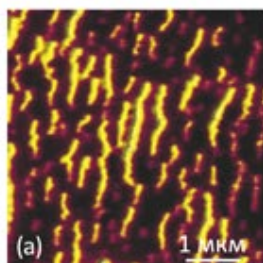
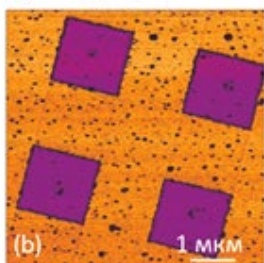
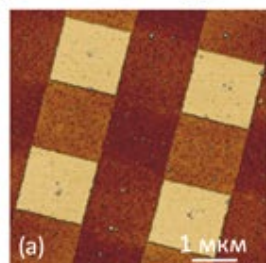


(a) Рамановские спектры поливинилацетата (PVAC) и полистирола (PS), (b) изображение рельефа пленки PS/PVAC. (c)-(d) Рамановские карты полос PVAC и PS

NTEGRA nano IR

Инфракрасная микроскопия и спектроскопия с нанометровым пространственным разрешением

- Рассеивающая ближнепольная оптическая микроскопия (s-SNOM) в видимом, инфракрасном (ИК) и ТГц диапазонах
- Низкий дрейф и высокая стабильность системы
- Универсальный исследовательский АСМ с полным набором самых современных методов исследования морфологии, наномеханических, электрических и магнитных свойств образца, включая методы прыжковой микроскопии (Hybrid Mode™)
- Интеллектуальная система ScanTronic™ обеспечивает оптимальную для получения s-SNOM контрастов настройку режима взаимодействия зонда и образца



Рельеф (a) и p-SNOM амплитуда (b) решетки Si/SiO₂

Наложенные на рельеф изображения отражения при 55 °C (a) и при 67 °C (b), λ= 10.6 мкм. Образец представлен prof. Liu (Stony Brook University, New York, USA)

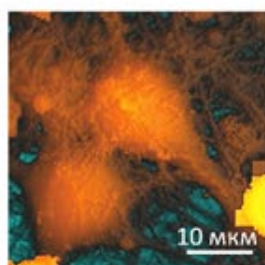
NTEGRA Marlin

Новейшая система АСМ-Раман-СМИП для биологических исследований

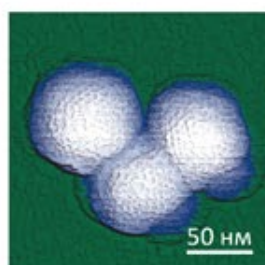
- Высокоскоростная сканирующая микроскопия ионной проводимости
- Бесконтактное исследование живых клеток в естественной физиологической среде
- Измерение механических свойств в широком диапазоне жесткостей
- Patch-clamp измерения с нанометровой локализацией
- Комбинация с оптическими методиками



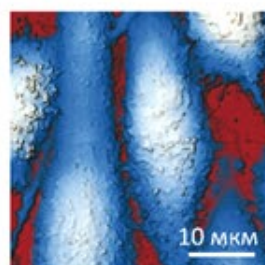
Проект реализуется при содействии Фонда содействия инновациям



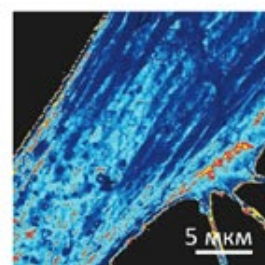
СМИП-изображение живого нейрона из гиппокампа мыши



АСМ-изображение частиц риновируса



СМИП-изображение клеток карциномы РС3 предстательной железы человека

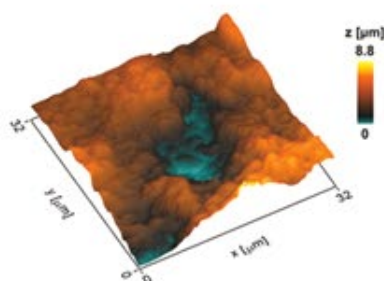


СМИП карта модуля упругости живого фибробласта. $E=2$ Pa..3,4 МПа

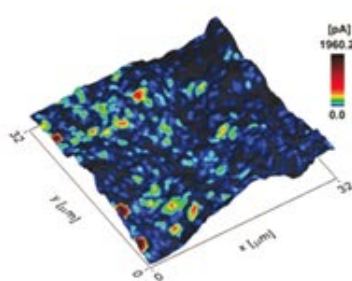
NTEGRA Helios

Интеграция наноИК-спектроскопии и электрохимической микроскопии

- Измерение электрохимической активности различных топливных элементов с наноразмерным разрешением путем создания локальной электрохимической ячейки
- Совмещенная система представляет собой капиллярный нанозонд, который заполняется катализатором, активирующим процесс зарядки-разрядки электрохимической ячейки



Топография поверхности образца CuHCF

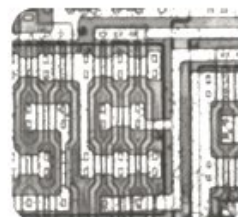
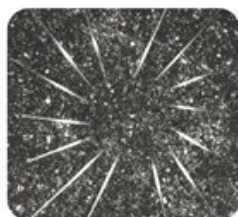
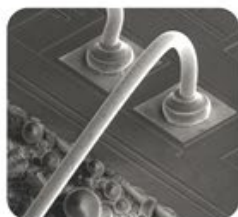


Карта электрохимической активности образца CuHCF



ИНТЕГРА Гелиос с измерительной головкой СЭХМ

УСТАНОВКИ ДЛЯ ДЕКАПСУЛЯЦИИ МИКРОСХЕМ



СИДМЭЛ SAME200A
системы для микроэлектроники

УСТАНОВКА МИКРОВОЛНОВОГО ПЛАЗМОХИМИЧЕСКОГО ТРАВЛЕНИЯ ДЛЯ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

На заказ производим и поставляем высоковакуумное оборудование для травления и осаждения тонких плёнок, исследовательское и измерительное оборудование



ООО «СЕРНИЯ ИНЖИНИРИНГ» —
дистрибьютор оборудования СИДМЭЛ

SERNIA инжиниринг
соединяя науку и технологии
+7 (495) 204-13-17 | www.sernia.ru | info@sernia.ru

Excellence in measurement!

*Bring to us your ideas
and we will show you
the possibilities!*



SOL instruments® is an innovation-focused Belarusian manufacturer of technologically advanced instruments for light measuring, elemental analysis and nanoscale microscopy.

RAMAN MICROSCOPY

Confotec® 3D scanning laser microscopes (spectrometers) providing rapid, high sensitivity analysis and convenience in use.

- Non-destructive method of analysis of physical and chemical properties of nanostructures.
- High sensitivity, high spatial and spectral resolution.
- Compatibility with other analytical methods: AFM and SEM, OEM and individual solutions.

SPECTROSCOPY

- Imaging Monochromators / Spectrographs
- Compact Spectrometers
- Spectrophotometers
- Multi-channel / Single-channel Detectors
- Customized Spectroscopy Systems

ELEMENTAL ANALYSIS

LEA-S500 is capable of performing unique measurements of elements from H to U in a sample.

- Express multi-element analysis of chemical composition.
- Easy sample preparation.
- No change of a sample aggregate state.
- Analysis of samples at specified points on a sample, analysis of inclusions, defects.
- Analysis of elements distribution on a sample with the step from 30 µm. Mapping of elements distribution over the surface, homogeneity control.
- Analysis of coatings, films, corrosion, and contamination.

SOL instruments Ltd.

58B-10, Nezavisimosti ave.
Minsk, 220005 Republic of Belarus

www.solinstruments.com

e-mail: sales@solinstruments.com

tel. + 375 17 390 93 50

Компания «АкадемВак» специализируется на инжиниринге и производстве вакуумного напылительного и испытательного оборудования

Компания разрабатывает, производит и модернизирует вакуумные установки для таких областей, как микроэлектроника, оптика, научные исследования.

Вакуумное напылительное оборудование предназначено для нанесения различных покрытий на изделия, с целью придания им новых свойств. Толщины наносимых покрытий варьируются от нескольких нанометров до десятков микрометров. Спектр материалов, которые возможно напылять, очень широк: металлы, диэлектрики, неорганические и органические соединения. Метод нанесения тонких плёнок может быть как физический (PVD), так и химический (CVD, ALD).

В зависимости от производительности установки можно разделить на три основные группы:

- компактные - удобны для работы с штучными изделиями или небольшими партиями. Хорошо подходят для проведения научных исследований, постановки технологии, процессов обучения. Являются оптимальным вариантом, когда заказчику нужна недорогая система для того, чтобы набраться опыта в вакуумном напылении, проверить или отладить техпроцесс.

- универсальные - позволяют работать над партиями изделий в мелкой серии или могут быть использованы для исследовательской деятельности, когда требуется большая вариативность подходов и аналитического инструментария. Могут быть укомплектованы практически всеми типами технологических источников, распространённых в мире, и применяемых для широкого спектра задач.

- высокопроизводительные - используются на производствах для изготовления больших партий изделий, когда технология отлажена. Установки такого типа обычно изготавливаются максимально оптимизированными под определённый технологический процесс.

Отдельный класс вакуумных установок - исследовательские. Специалисты компании имеют широкий кругозор и прекрасно понимают, что каждый эксперимент по-своему индивидуален. Установки всегда

разрабатываются с учётом специфики конкретного эксперимента. Помимо стандартных компонентов вакуумной установки, таких как вакуумная камера, вакуумные насосы, вакуумная арматура, в подобные установки входит широкий спектр специализированного оборудования, от средств перемещения образцов в вакууме, подачи электрических сигналов, систем нагрева и/или охлаждения, заканчивая различными аналитическими комплексами.

Установки могут поставляться как с полуавтоматической системой управления, так и полностью автоматизированные - с управлением от персонального компьютера, возможностью управления «по одной кнопке» с помощью заранее записанных карт технологического процесса.

Компания предлагает высокую степень «кастомизации» (изменения, учитывающие специфику конкретной задачи) оборудования под заказчика, создавая проекты с учётом индивидуальных требований клиента, предлагая технологическую поддержку в случае необходимости.

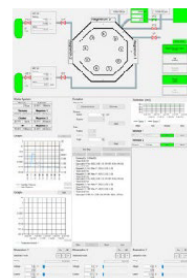
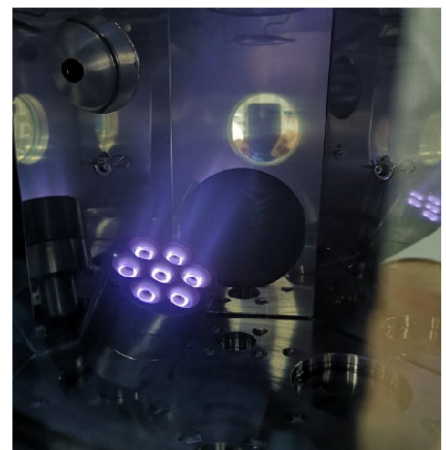
Планы и разработки

Компания принимала участие в крупнейшем российском корпоративном акселераторе GenerationS-2016, заняв в своём треке первое место. С момента основания, непрерывно повышается уровень компетенций в производстве напылительного и испытательного оборудования для микроэлектроники, оптики, R&D применений.

Компания видит большой потенциал в области импортозамещения по направлению вакуумного оборудования, покрытий изделий сложной геометрической формы, покрытий из драгоценных металлов, технологических процессов плазмохимического, ионного травления.

География

Произведены и поставлены по всей России десятки различных по производительности и уникальных (под технологический процесс клиента) установок. Среди заказчиков - предприятия Росатома, Ростеха, институты РАН и частные компании.




АкадемВак

Общество с ограниченной
ответственностью
«АкадемВак»

Адрес: 630090, г. Новосибирск,
ул. Инженерная, д. 20, офис 12
Тел.: +7 (383) 375 04 27
+7 (923) 144 16 79
www.academvac.ru
E-mail: info@academvac.ru



СОЗДАЕМ
РОССИЙСКУЮ ЭЛЕКТРОНИКУ

ГРУППА КОМПАНИЙ «ДИПОЛЬ»

ГК «Диполь» 30 лет работает на рынке радиоэлектронной промышленности и приборостроения РФ, являясь системным интегратором и поставщиком высокотехнологической продукции, знаний, решений и технологий.

Компания выполняет весь комплекс работ по созданию современного предприятия, проектирует и возводит производственные помещения с инженерной инфраструктурой под любые задачи заказчика. «Диполь» осуществляет оснащение предприятий инновационным технологическим, измерительным, испытательным оборудованием и поставляет технологические материалы.

«Диполь» выпускает свое отраслевое издание – журнал «Эксперт+».



Журнал предназначен для информирования специалистов электронной промышленности о современных тенденциях и технологиях отрасли, содержит обзоры новинок современного оборудования и сообщения об инновационных решениях, рассказывает о событиях в жизни компании.

Группа научно-производственных предприятий и учебный центр «ДИПОЛЬ» приглашают к сотрудничеству научно-исследовательские институты, учебные центры, образовательные учреждения, изобретателей и авторов, работающих в сфере технологических решений для производства и разработки электроники.

Предложения сотрудничества, научные статьи, публикации для журнала «Эксперт+», запросы на учебно-методические материалы и предложения совместных проектов, вы можете присылать на адрес электронной почты info@dipaul.ru (с пометкой «Для департамента маркетинга») или можете связаться с нами по телефону 8-800-2000-266

«Диполь» - поставщик знаний

Компания «Диполь» - ведущий поставщик технологических знаний для специалистов радиоэлектронной отрасли. В активе компании - огромный опыт работы с промышленными предприятиями, научно-исследовательскими институтами и образовательными учреждениями России.



Группой компаний «Диполь» разработан ряд образовательных программ, нацеленных на повышение и поддержание уровня знаний инженеров и технических специалистов. Сегодня мы проводим обучение по следующим программам: стандарты IPC, современные технологии сборки электроники, защита электронных устройств от электростатических явлений.

Лаборатория по поверке средств измерений

Компания «Диполь» имеет собственную метрологическую службу, в состав которой входит лаборатория по поверке средств измерений «Профигрупп».

Лаборатория аккредитована Федеральной службой по аккредитации на право поверки средств измерений. Метрологическая лаборатория оснащена современным поверочным оборудованием, а штат лаборатории составляют специалисты, имеющие богатый практический опыт.

Метрологическая служба «Диполь» выполняет полный комплекс метрологических услуг по поверке, калибровке и ремонту средств измерений на равных основаниях с государственными центрами стандартизации и метрологии.



197101, Санкт-Петербург
ул. Рентгена, 5Б
+7 (812) 702-12-66

127015, Москва,
ул. Бутырская, дом 62, БЦ Plaza, 7 этаж
+7 (495) 645-20-02

www.dipaul.ru
info@dipaul.ru