

На правах рукописи
УДК: 538.9

Микушев Сергей Владимирович

**МОДЕЛИРОВАНИЕ И ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА
АНИЗОТРОПНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУР**

Специальность 1.3.8 Физика конденсированного состояния
(физико-математические науки)

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург
2026

Работа выполнена на кафедре физики твердого тела Федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Санкт-Петербургский государственный университет» (СПбГУ)

**Официальные
оппоненты:** **ЕГОРОВ Антон Юрьевич**, доктор физико-математических наук, член-корреспондент РАН, технический директор ООО «Коннектор Оптикс»

ГУТКИН Михаил Юрьевич, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, заведующий лабораторией механики наноматериалов и теории дефектов Федерального государственного бюджетного учреждения науки Институт проблем машиноведения Российской академии наук

СВЕТУХИН Вячеслав Викторович, доктор физико-математических наук, профессор, директор федерального государственного бюджетного научного учреждения «Научно-производственный комплекс «Технологический центр»

**Ведущая
организация:** Федеральное государственное бюджетное учреждение науки «Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук»

Защита состоится «17» декабря 2026 г. в 15:00 на заседании совета по защите диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, на соискание ученой степени доктора наук 33.2.018.22 созданного на базе Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена по адресу: 191186, Санкт-Петербург, наб. р. Мойки, 48, корпус 11, ауд. 64.

С диссертацией можно ознакомиться в фундаментальной библиотеке Российского государственного педагогического университета им. А. И. Герцена (191186, Санкт-Петербург, наб. р. Мойки, 48, корп. 5) и на сайте университета по адресу: https://disser.herzen.spb.ru/Preview/Karta/karta_000001278.html

Автореферат разослан «22» сентября 2026 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета 33.2.018.22
кандидат физ.-мат. наук, доцент

Кононов Алексей
Андреевич

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы исследования

Развитие глобальных и региональных экологических, энергетических и коммуникационных ресурсов, а также улучшение качества жизни людей в значительной степени зависят от развития фотоники. К методам и технологиям фотоники относятся использование солнечной энергии — фотовольтаика, замена традиционных источников света экологически чистыми и энергетически эффективными светодиодами, использование лазеров в производстве для экономии материальных и энергетических ресурсов, обеспечение безопасности жизнедеятельности, квантовая информатика — создание экологически ориентированных систем передачи и хранения информации, способных генерировать и обрабатывать быстрорастущие информационные потоки и др. Особо следует отметить фотонные устройства и функциональные системы, интегрированные с кремниевой электронной платформой, что существенным образом затрагивает развитие всей промышленности микро- и оптоэлектроники и, в частности, колоссального рынка персональной электроники.

Важную роль в развитии фундаментальных и прикладных исследований и разработке принципиально новых типов фотонных приборов и устройств играют полупроводниковые нано-гетероструктуры на основе соединений III–V, оксидов, широкозонных полупроводников, перовскитов и их интеграция с кремниевой электронной платформой. Широко известно [1], что полупроводниковые наноструктуры, в частности квантовые точки, нитевидные нанокристаллы (ННК), наномембраны (НМ), нанопластины (НП) и их комбинации, имеют ряд преимуществ перед традиционными гетероструктурами на основе квантовых ям и даже квантовых точек (КТ). В частности, анизотропные полупроводниковые наноструктуры различного типа позволяют существенно расширить рабочий диапазон длин волн и повысить температурную стабильность оптоэлектронных устройств за счет квантово-размерного эффекта [1], комбинировать сильно рассогласованные по параметру решетки материалы без образования дислокаций несоответствия (за счет малой площади контакта [2]) и, таким образом, предоставляют практически неограниченные возможности по инновационному дизайну полупроводниковых материалов с необходимыми для приложений свойствами. Вместе с тем полупроводниковые и гибридные анизотропные наноструктуры на основе соединений III–V являются элементной базой для проведения фундаментальных исследований, в частности в области низкотемпературного квантового транспорта [3] и неклассических состояний света [4].

Изложенное выше определяет **актуальность темы диссертации**, посвященной моделированию процессов синтеза и исследованию оптических свойств полупроводниковых ННК и более сложных анизотропных нано-

гетероструктур различного типа в различных системах материалов III–V, Ge/AlGaAs, оксидов ZnO Cu₂O и перовскитов CsPbBr₃.

Степень разработанности темы исследования

Несмотря на активные исследования, ряд фундаментальных и прикладных вопросов в моделировании, методах диагностики и исследовании оптических свойств сильно анизотропных полупроводниковых нано-гетероструктур остается еще нерешенным. Углубленное понимание этих вопросов является необходимым условием для обеспечения устойчивого развития фундаментальных исследований, приборной функционализации наноструктур и их вывода на рынок научно-технической продукции.

Целью работы являлось построение и апробация теоретических моделей роста полупроводниковых ННК; разработка методик проведения оптической диагностики анизотропных полупроводниковых наноструктур различного типа методами фотолюминесценции, в том числе — с локальным и временным разрешением, спектроскопии комбинационного рассеяния света, рентгеновской дифрактометрии; применение разработанных методик для исследования различных объектов, процессов и явлений.

Объектами исследований являлись ансамбли анизотропных III–V ННК, гетероструктуры различного типа в ННК тройных соединений III–V, ансамбли ННК ZnO и Cu₂O, гибридные наноструктуры типа «квантовая точка в ННК», слои гексагонального Ge на боковой поверхности ННК AlGaAs, нанопластины (НП) перовскитов CsPbBr₃, легированные катионами Cd²⁺. Этот широкий спектр наноматериалов, синтезируемых различными способами, рассматривается в рамках единой методологии, которая включает моделирования процессов эпитаксиального синтеза, морфологии, состава и кристаллической фазы, элементных анализ, структурные и оптические исследования.

Исследуемые **процессы и явления** включали: коллективные эффекты, связанные с материальным обменом ансамбля ННК с подложкой, и их влияние на кинетику вертикального и радиального роста III–V ННК; рост ННК тройных соединений III–V по механизму «пар — жидкость — кристалл» (ПЖК) и контроль состава таких ННК; формирование осевых и радиальных гетероструктур в ННК In(GaAs)/AlGaAs и влияние условий роста на профили гетероинтерфейсов; однофотонное излучение из одиночных нано-гетероструктур на основе GaAs/AlGaAs; время затухания фотолюминесценции в нано-гетероструктурах на основе GaAs/AlGaAs; случайную лазерную генерацию в ННК ZnO, модификацию оптических свойств Cu₂O в форме анизотропных ННК; зависимость оптических свойств CsPbBr₃ НП от типа и уровня легирования Cd²⁺.

Для достижения указанной цели решался следующий комплекс взаимосвязанных **задач**:

1. Моделирование кинетики осевого и радиального роста ансамблей III–V ННК с учетом коллективных эффектов, расчет зависимостей длины и

радиуса ННК от условий осаждения в различных эпитаксиальных технологиях и расстояния между соседними ННК на всех стадиях роста. Сравнение теоретических результатов с экспериментальными данными, разработка методов управления морфологией ансамблей ННК за счет контролируемого изменения условий эпитаксиального осаждения и подготовки поверхности с каплями катализатора роста ПЖК или упорядоченными массивами отверстий заданной поверхностной плотности.

2. Моделирование процесса формирования полосков Ge в гексагональной кристаллической фазе на боковых поверхностях вюрцитных AlGaAs ННК и объяснение эффекта неполного заполнения боковой поверхности ННК слоем Ge, исследования методами спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) кристаллической структуры слоя Ge в верхней части ННК.

3. Моделирование состава ННК тройных соединений III–V и гетероструктур на их основе, расчет диаграмм состава «пар — кристалл» в ядре (сердцевине) и оболочке спонтанных радиальных гетероструктур в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ННК и профилей состава в двойных осевых гетероструктурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в ННК и их сравнение с экспериментальными данными.

4. Разработка методологии с использованием интерферометра Брауна — Твисса для исследования при температурах ниже 5 К стационарных и динамических характеристик тонких линий излучения в нано-гетероструктурах на основе материалов $(\text{In,Ga})\text{As}/(\text{Al,Ga})\text{As}$. Измерения характеристик излучения от массивов и одиночных ННК на основе AlGaAs как со встроенными $(\text{In,Ga})\text{As}$ КТ, так и без них. Измерения динамических характеристик излучения от одиночных GaAs КТ в AlGaAs ННК и диагностики однофотонного излучения.

5. Расчеты на основе 8-зонной $k\cdot p$ модели зонной диаграммы и спектров ФЛ от одиночных AlGaAs ННК с радиальными гетероструктурами типа «ядро — оболочка» с постоянным составом ядра и составом оболочки, увеличивающимся от вершины к основанию ННК. Объяснение и количественное описание двух экспериментально наблюдаемых пиков ФЛ и их положения в ННК различного состава.

6. Исследования методами рентгеновской спектроскопии, спектроскопии КРС и ФЛ элементного состава, структуры и оптических свойств анизотропных ННК и изотропных микрокристаллов ZnO, выращенных гидротермальным методом при различных условиях, в частности с использованием сурфактантов цитрата натрия и полиэтиленмина. Разработка метода управления излучением глубоких дефектных уровней, исследование эффектов случайной лазерной генерации (СЛГ) в неупорядоченных ансамблях ZnO ННК в зависимости от их геометрии.

7. Исследования методами спектроскопии КРС и ФЛ оптических свойств ансамблей Cu_2O ННК, полученных жидкостным способом с использованием метода

осаждения вещества в электрическом поле. Изучение особенностей спектров КРС и ФЛ, отличающих анизотропные ННК от объемных кристаллов Cu_2O .

8. Исследования методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии, спектроскопии КРС и ФЛ элементного состава и оптических свойств НП перовскитов CsPbBr_3 , легированных катионами Cd^{2+} с использованием различных прекурсоров кадмия. Разработка методики легирования, позволяющая контролируемым образом изменять длину волны излучения НП со сдвигом в синюю область спектра и увеличить интенсивность ФЛ при сохранении высокой стабильности легированного соединения

Основные методы исследования. Моделирование процессов формирования ансамблей III–V ННК и их морфологии проводилось на основе диффузионных транспортных уравнений для атомов группы III и теории нуклеации. Моделирование состава ННК тройных соединений III–V и профилей состава в гетероструктурах различного типа на основе таких ННК, выращиваемых по механизму ПЖК, проводилось с использованием стационарных и нестационарных моделей для распределений «пар — кристалл» и «жидкость — кристалл», связывающих состав твердого раствора в ННК с составом капли и газовой фазы. Моделирование морфологии слоев гексагонального Ge на боковых поверхностях вюрцитных AlGaAs ННК проводилось на основе равновесной энергетической модели. Расчеты спектров ФЛ AlGaAs ННК с неоднородным составом проводилось на основе 8-зонной $k \cdot p$ модели.

Синтез исследованных в работе III–V ННК и гетероструктур различного типа проводился методом МПЭ на подложках $\text{Si}(111)$ по механизму ПЖК с Au-катализатором. Синтез анизотропных ННК и изотропных микрокристаллов ZnO на подложках $\text{Si}(111)$ проводился гидротермальным методом либо без сурфактантов, либо с использованием сурфактантов цитрата натрия и полиэтиленмина. Cu_2O ННК были получены жидкостным способом с использованием метода осаждения вещества в электрическом поле. CsPbBr_3 НП были синтезированы сольвентным методом. Легирование катионами Cd^{2+} проводилось после синтеза НП с использованием прекурсоров кадмия CdBr_2 и $\text{Cd}(\text{OSOCN}_3)_2$.

Элементный анализ образцов с анизотропными полупроводниковыми наноструктурами различных материалов проводился методами рентгеновской спектроскопии. Морфологические свойства наноструктур исследовались методами атомно-силовой микроскопии (АСМ) и растровой электронной микроскопии (РЭМ). Для исследования кристаллической структуры образцов использовался метод просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), в том числе ПЭМ высокого разрешения с возможностью рентгеноструктурного анализа. Оптические свойства анизотропных полупроводниковых нано-гетероструктур на основе ННК и НП исследовались методами спектроскопии КРС, ФЛ и микро-ФЛ

с возможностью измерений автокорреляционной функции и времен жизни экситона.

Положения, выносимые на защиту:

1. Построенная кинетическая модель формирования ансамблей III–V нитевидных нанокристаллов и других анизотропных наноструктур количественно описывает все известные экспериментальные режимы роста: линейный и экспоненциальный рост длины со временем, ограниченный рост с насыщением длины, одновременный вертикальный и радиальный рост, при котором возрастание длины и радиуса медленнее линейного. Максимальная скорость вертикального роста пропорциональна скорости осаждения материала, квадрату расстояния между нитевидными нанокристаллами и обратно пропорциональна квадрату радиуса. Радиальный рост нитевидных нанокристаллов с каплей на вершине никогда не приведет к их слиянию в сплошной слой из-за наличия фокусирующего эффекта капли.

2. Слои полупроводников группы IV в гексагональной фазе на боковых гранях решеточно-согласованных вюрцитных III–V нитевидных нанокристаллов могут либо полностью покрывать эти грани, либо образовывать полосы в центре грани в зависимости от знака эффективной поверхностной энергии формирования гетероинтерфейса. Первый сценарий осуществляется в системе Ge/GaAs, а второй — в системе Ge/AlGaAs, где гексагональный Ge формируется в виде полосок шириной 17 нм в центре боковой грани шириной 25 нм.

3. Полученное аналитическое выражение для профиля состава в осевых гетероструктурах в нитевидных нанокристаллах, применимое для любых комбинаций материалов с малой константой бинарного взаимодействия, объясняет и количественно описывает размытие интерфейса в осевых гетероструктурах AlGaAs/GaAs/AlGaAs с характерной шириной 40 монослоев за счет эффекта резервуара в капле.

4. Расчеты зонной структуры и спектров фотолюминесценции вюрцитных нитевидных нанокристаллов AlGaAs с постоянным составом в ядре и неоднородным составом оболочки объясняют два пика люминесценции и их положение в зависимости от состава нитевидного нанокристалла. Низкоэнергетический пик соответствует оптической рекомбинации в ядре, а высокоэнергетический — рекомбинации в нижней части оболочки с большей шириной запрещенной зоны. Зависимость ширины запрещенной зоны вюрцитного $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от состава x линейно возрастает от 1,506 до 2,232 эВ. Смещение валентной зоны между AlAs и GaAs в вюрцитной симметрии равно –0,368 эВ.

5. Разработанная методика управления люминесценцией глубоких уровней ансамблей нитевидных нанокристаллов ZnO позволяет сдвигать длинноволновую полосу от 620 нм в кристаллах с избытком атомов Zn до 500 нм в кристаллах с избытком атомов O. При высоких мощностях возбуждения практически все точки

поверхности с анизотропными структурами ZnO, полученных гидротермальным методом, генерируют лазерное излучение. Лазерная генерация становится возможной при наличии в этих точках агломератов, играющих роль оптических резонаторов и представляющих собой замкнутый контур, генерирующий излучение с повторяющимися параметрами.

6. Оптические свойства ансамблей анизотропных нитевидных нанокристаллов Cu_2O сильно отличаются от объемных изотропных кристаллов того же материала. Наблюдается активация запрещенных правилами отбора мод в спектрах КРС, экранирование экситонных состояний при высокой плотности возбуждения и возникновение переходов «зона — зона». Наличие полосы 650 нм является отличительной особенностью нитевидных нанокристаллов Cu_2O , связанной с излучением поверхностного экситона, локализованного на акцепторном центре.

7. Фотолюминесцентные и нелинейно-оптические свойства сверхтонких нанопластин перовскитов CsPbBr_3 контролируемо меняются за счет изменения концентрации легирующих катионов Cd^{2+} : длина волны излучения сдвигается в синюю область спектра на величину до 117 мЭВ, интенсивность фотолюминесценции увеличивается более чем в два раза, нелинейное двухфотонное поглощение увеличивается более чем в 2,5 раза.

Научная новизна работы заключается в следующих положениях.

Впервые проведено моделирование кинетики вертикального и радиального роста ННК с учетом коллективных эффектов и построена полностью самосогласованная модель роста ансамблей ННК и НП, объясняющая весь набор известных экспериментальных данных по эволюции морфологии в ансамблях сильно анизотропных наноструктур полупроводниковых соединений III–V, а именно: экспоненциальный или ограниченный рост длины (высоты) ННК и НП, радиальный рост ННК, различный тип зависимости длины ННК от радиуса и насыщение скорости роста за счет теневого эффекта.

Впервые получено аналитическое выражение для профиля состава в двойных осевых гетероструктурах в ННК, которое объясняет и количественно описывает размытие интерфейса в осевых гетероструктурах $\text{AlGaAs/GaAs/AlGaAs}$ и применимо для широкого круга комбинаций материалов с малой константой бинарного взаимодействия.

Впервые построена энергетическая модель формирования слоев полупроводников группы IV в гексагональной фазе на боковых гранях решеточно-согласованных вюрцитных AlGaAs ННК различного состава, связывающая степень покрытия боковой грани ННК с поверхностными энергиями гетероинтерфейса. Впервые проведено моделирование и объяснен вид спектров ФЛ от вюрцитных AlGaAs ННК с неоднородным по длине составом.

Создан специализированный стенд и разработана методика диагностики стационарных и динамических характеристик тонких линий излучения в нано-

гетероструктурах на основе материалов (In,Ga)As/(Al,Ga)As, которая позволяет получать количественную информацию о корреляционных процессах в квантовых излучателях и измерять АКФ излучения от одиночных нанообъектов различного типа, включая квантовые точки в III–V ННК.

Исследованы эффекты СЛГ в ансамблях ZnO ННК различной геометрии, полученных гидротермальным методом. Впервые продемонстрировано сильное отличие оптических свойств Cu_2O ННК от объемных изотропных кристаллов того же материала, которое объяснено особенностями анизотропной геометрии ННК.

Таким образом, в результате проведенных исследований развито новое научное направление в Российской Федерации — *управление оптическими свойствами анизотропных полупроводниковых нано-гетероструктур*. Полученные результаты открывают новые перспективы для моделирования и инновационного дизайна полупроводниковых нано-гетероструктур в системах материалов III–V, ZnO, Cu_2O и перовскитов галогенида свинца с модифицированными и управляемыми оптическими свойствами и создания функциональных наноматериалов для оптоэлектронных приборов и устройств, включая светодиоды, лазеры и источники одиночных фотонов.

Теоретическая значимость работы заключается в создании модели эпитаксиального роста ННК полупроводниковых соединений III-V, гибридных наноструктур SiGe/III-V и методов расчета спектров ФЛ от III-V ННК сложной геометрии в кристаллической фазе WZ. Эти теоретические результаты могут применяться для расчетов и оптимизации ростовых процессов в различных полупроводниковых технологиях с целью получения наноматериалов с контролируемыми свойствами за счет изменения условий эпитаксиального синтеза.

Практическая значимость работы заключается в создании специализированного стенда и методики для диагностики стационарных и динамических характеристик тонких линий излучения в наногетероструктурах на основе материалов (In,Ga)As/(Al,Ga)As, которая позволяет получать количественную информацию о корреляционных процессах в квантовых излучателях и измерять автокорреляционную функцию излучения от одиночных нанообъектов различного типа, включая квантовые точки в III-V ННК. Разработаны методики измерения оптических свойств анизотропных полупроводниковых наноструктур в различных системах материалов, включая ННК III-V, оксидов и НП легированных перовскитов, которые могут быть использованы для широкого круга задач, связанных с созданием новых материалов для оптоэлектроники и квантовых коммуникаций, в том числе — совмещенных с кремниевой электронной платформой.

Достоверность научных результатов подтверждается их воспроизводимостью, использованием современных методов синтеза и измерительного оборудования, соответствием полученных экспериментальных

данных результатам теоретических расчетов и литературным данным, а также публикацией результатов исследований в ведущих рецензируемых журналах и апробацией на всероссийских и международных конференциях.

Внедрение результатов работы. Разработанный стенд для исследования корреляционных характеристик излучения и регистрации одиночных фотонов используется при исследовании нано-гетероструктур различного типа в режиме коллективного пользования в Междисциплинарном ресурсном центре Санкт-Петербургского государственного университета по направлению «Нанотехнологии». Результаты диссертационной работы используются при выполнении государственных заданий, грантов РНФ и хозяйственных договоров в Санкт-Петербургском государственном университете, Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербургском академическом университете им. Ж. И. Алферова РАН.

Апробация работы. Результаты, вошедшие в диссертационную работу, докладывались и обсуждались на российских и международных конференциях: International Conference on Laser Optics (ICLO; Санкт-Петербург, 2020, 2022, 2024), International Workshop and School “Nanostructures for Photonics” (Санкт-Петербург, 2021), International Nano-Optoelectronic Workshop (iNOW; Вюрцбург, 2023), Международная школа-конференция Saint Petersburg OPEN по оптоэлектронике, фотонике, нано- и нанобиотехнологиям (Санкт-Петербург, 2023), образовательный проект «Квантовая неделя в СПбГУ» (Санкт-Петербург, 2024), Third International Conference “Materials Science and Nanotechnology” (Екатеринбург, 2025), International Workshop “Nanowire Week” (Кембридж, 2025).

Личный вклад автора состоит в его непосредственном участии на всех этапах исследования, в том числе в определении и формулировке научной проблемы и основных задач исследования; определении теоретических предпосылок и выборе объектов исследования; разработке основного методологического аппарата и комплекса научных методов исследования; проведении моделирования процессов формирования анизотропных полупроводниковых наноструктур, расчетов морфологии и состава в конкретных системах; разработке планов экспериментальных исследований и их реализации; создании экспериментального стенда для исследования корреляционных характеристик излучения и регистрации одиночных фотонов; содержательной интерпретации полученных теоретических и экспериментальных данных; публикации результатов исследования в изданиях различного статуса и уровня; внедрении полученных научных результатов в практику; подготовке текста диссертации и автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка литературы и списка публикаций автора по теме диссертации. Объем диссертации составляет 251 страницу печатного текста

и содержит 90 рисунков, 91 формулу, пять таблиц и список литературы из 298 источников.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 17 публикациях, приведенных в конце диссертации, из которых 16 изданы в журналах из перечня ВАК или приравненных к ним, 12 — опубликованы в изданиях, индексируемых в Scopus и/или WoS.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении раскрывается актуальность работы диссертационного исследования, формулируется цель и задачи исследования, описываются исследуемые объекты и явления, основные методы исследования, сформулированы положения, выносимые на защиту, обоснованы научная новизна и практическая значимость работы.

Глава 1 имеет обзорный характер. Представлен обзор литературы по физике и технологии полупроводниковых ННК в различных системах материалов и гетероструктур различного типа на основе ННК. Отмечено, что ННК полупроводниковых соединений III–V и других полупроводниковых материалов, включая оксиды ZnO и Cu₂O, представляют огромный интерес для создания новых типов электронных и оптоэлектронных устройств, в том числе интегрированных с кремнием, а также для фундаментальных исследований [2–4]. Для синтеза III–V ННК и ННК других полупроводниковых соединений, включая оксиды и материалы II–VI, используют метод селективного роста на поверхностях с упорядоченными массивами отверстий [5], само-индуцированный рост на рассогласованных подложках (в основном при молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) ННК GaN на поверхностях Si(111) с подслоями SiN_x [6] или AlN [7]), и механизм роста «пар — жидкость — кристалл» (ПЖК) с металлическими каплями — катализаторами вертикального роста [8].

В § 1.1 отмечается, что метод ПЖК был предложен в 1964 г. Вагнером и Эллисом для роста вертикальных «вискеров» Si на поверхности Si(111) с использованием капель Au [8]. В начале 2000-х годов в работах Либера и соавторов [9], Янга и соавторов [10] Самуэльсона и соавторов [11], а несколько позже — и многих других исследовательских групп, включая российские (см. обзор [12] и монографию [13]), метод ПЖК был использован для синтеза ННК с радиусами в нанометровом диапазоне (в том числе - рекордно тонких ННК GaAs с радиусом 5 нм [14]). В методе ПЖК используется каталитический эффект жидкой капли на вершине ННК, которая определяет положение, латеральный размер (радиус) и направление роста ННК. Обычно ННК растут в направлении <111> перпендикулярно поверхности подложки кристаллографической ориентации (111). ННК в кубической фазе (ZB) для материалов III–V обычно имеют форму правильного шестиугольника в поперечном сечении, ограниченного

шестью эквивалентными боковыми фасетками (110) (или (211)) с поворотом на 30° .

Использование Au в качестве катализатора ПЖК-роста ННК, несмотря на многочисленные преимущества (простая эвтектика и низкие эвтектические температуры растворов с Si, Ge, Ga и In), не всегда желательно, особенно в случае вертикальной интеграции III–V фотоники с кремнием. Это связано с возможностью проникновения атомов Au, являющихся глубоким примесным центром, в ННК и в подложку за счет кинетических эффектов. Автокаталитический ПЖК-рост из капель металлов группы III, предложенный группой А. Фонткуберты-и-Моррал [15], полностью устраняет эту проблему. Одним из наиболее интересных свойств автокаталитического роста III–V ННК является тот факт, что капля металла группы III (Ga для автокаталитических GaAs ННК) является нестационарным резервуаром, объем которого может увеличиваться или уменьшаться в зависимости от соотношения потоков V/III. Поскольку радиус основания капли в данный момент времени определяет радиус самого ННК, изменение соотношения потоков As/Ga в процессе автокаталитического роста ПЖК позволяет модулировать радиус ННК [16].

В § 1.2 излагаются результаты по управлению морфологией и коллективными свойствами в ансамблях III–V ННК, в частности — эффект самофокусировки радиуса [17] и суб-Пуассоновского сужения функции распределения по длине [18] в ансамблях автокаталитических GaAs ННК.

В § 1.3 изложены достигнутые результаты по управлению кристаллической фазой III–V ННК, которая может быть либо кубической (ZB), либо гексагональной вюрцитной (WZ). Отмечено, что основным параметром, определяющим морфологию ростового интерфейса и связанную с ней кристаллическую фазу, является контактный угол β капли Ga или раствора Ga-Au на вершине ННК [19; 20]. Кубическая фаза ZB формируется при малых (менее 100°) и больших (более 125°) контактных углах, а гексагональная фаза WZ — при промежуточных значениях контактного угла. При малых $\beta < 100^\circ$ кубические ННК имеют усеченную форму, ограниченную наклонными боковыми фасетками, и планарный ростовой интерфейс под каплей. Вюрцитные ННК имеют вертикальные боковые поверхности и планарный ростовой интерфейс под каплей. Ростовый интерфейс кубических ННК при $\beta > 125^\circ$ — не планарный, а усеченный, при этом капля смачивает усеченную вершину ННК.

В § 1.4 приведен обзор результатов по релаксации упругих напряжений в ННК. Отмечено, что цилиндрическая геометрия вертикальных ННК, растущих анизотропно, приводит к огромным аспектным соотношениям длины к радиусу L/R , которое увеличивается по мере роста и достигает величины порядка 100. Известно [21; 22], что наноструктуры с большими аспектными соотношениями, развитой боковой поверхностью и малой площадью контакта с рассогласованной по параметру решетки подложкой (например, с Si) или в осевых гетероструктурах

на основе рассогласованных по параметру решетки материалов (InAs/GaAs, InP/GaP и т. д.) способны к эффективной релаксации упругих напряжений на боковой поверхности без образования дислокаций несоответствия. Представлены экспериментальные данные по критическим радиусам формирования дислокаций несоответствия в зависимости от параметра рассогласования ε_0 .

В § 1.5 изложены достигнутые результаты по управлению составом в ННК тройных соединений III–V и гетероструктурах на их основе. Контроль ширины запрещенной зоны тройных соединений III–V $A_xB_{1-x}C$ осуществляется за счет изменения состава x , что достигается варьированием процентного содержания атомов элемента A в газовой фазе (паре) z . Зависимость $x(z)$ называют диаграммой состава, или распределением «пар — кристалл» (“vapor-solid distribution”). Помимо этой зависимости, при росте ННК по механизму ПЖК рассматривается диаграмма состава «жидкость — кристалл» (“liquid-solid distribution”) $x(y)$, где y — относительный состав по элементу A в жидкой капле.

Экспериментально измеренные различными методами диаграммы состава тройных $III_xIII_{1-x}V$ ННК, выращиваемых по механизму ПЖК с различными катализаторами, позволяют сделать следующие выводы. Единственное на сегодняшний день измеренное распределение «жидкость — кристалл» $x(y)$, полученное для Au-каталитических $In_xGa_{1-x}As$ ННК, выращенных методом ГФЭМОС ($T = 380$ °C) при *in situ* мониторинге роста и состава внутри просвечивающего электронного микроскопа (ПЭМ) [23], очень близко к равновесному. Оно содержит широкую запрещенную область, соответствующую практически вертикальному в области составов от $x \cong 0,2$ до $x \cong 0,8$. Вместе с тем все без исключения измеренные распределения «пар — кристалл» $x(z)$ для Au-каталитических $In_xGa_{1-x}As$ ННК не содержат запрещенных областей, хотя эти ННК выращивались при температурах ниже критической [24]. Большинство распределений $x(z)$ для $In_xGa_{1-x}As$ ННК хорошо описываются однопараметрической формулой Ленгмюра-МакЛина (ЛМ) [25-27]:

$$z = \frac{x}{c + (1-c)x}, \quad (1)$$

где кинетический параметр c описывает различия в эффективности сбора атомов A (In) и B (Ga) в каплю. Данные результаты показывают, что при росте ННК тройных соединений III–V, основанных на смешении атомов группы III, возможно подавление запрещенных областей состава в сильно рассогласованных системах материалов InGaAs, InGaP и InGaN за счет быстрой кинетики ПЖК роста.

Осевые гетероструктуры в III–V ННК создаются за счет переключения газовых потоков соответствующих элементов [28]. При росте по механизму ПЖК, вне зависимости от типа катализатора, гетероинтерфейсы уширяются по сравнению с ростом при тех же условиях без капли [29]. Это объясняется эффектом резервуара, заключающемся в медленном опустошении атомов

отсутствующего в газовой фазе элемента из жидкой капли [29]. Считается, что эффект резервуара меньше в гетероструктурах, основанных на замене элементов группы V в связи с их гораздо меньшей концентрацией в капле [30]. Это подтверждается данными, представленными в работе [30], где интерфейсы двойной осевой гетероструктуры $\text{InAs}/\text{InP}_x\text{As}_{1-x}/\text{InAs}$ практически монослойные, а интерфейсы ННК $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ имеют ширину более 10 монослоев на прямом переходе и около 20 — на обратном переходе.

В § 1.6 дан обзор существующих теоретических моделей роста III–V ННК [28] и отмечена необходимость их развития, в частности — учета коллективных эффектов при росте ансамблей ННК. Отмечено, что большинство моделей роста (исключая расчеты функции распределения по длине ННК) относятся к одиночному ННК с каплей на вершине. Основными процессами, определяющими скорость вертикального роста ННК dL/dt , являются: поступление материала непосредственно из пара в каплю (с учетом десорбции, которая усиливается по мере уменьшения радиуса капли за счет размерного эффекта Гиббса — Томсона), поверхностная диффузия адатомов группы III с боковой поверхности и, возможно, с поверхности подложки, а также скорость нуклеации на верхней грани ННК, которая регулирует величину и даже направление диффузионного потока [31]. Скорость нуклеации зависит от структуры двумерного зародыша и его положения на верхней грани, определяемого минимумом поверхностной энергии при данном размере, а также соотношением потоков V/III.

Главной задачей является определение скоростей вертикального и радиального роста

$$\frac{dL}{dt} = F(L, R, P, v_3, V/III, \beta, \{\lambda\}), \quad \frac{dR}{dt} = G(L, R, P, v_3, V/III, \{\lambda\}). \quad (2)$$

Скорость вертикального роста dL/dt в общем случае является функцией длины ННК L , радиуса R , скорости осаждения атомов группы III из пара v_3 (с учетом направления потока α при МПЭ), скорости осаждения атомов группы V v_5 (или соотношения потоков V/III), контактного угла капли на вершине при росте ПЖК, а также совокупности параметров $\{\lambda\}$, зависящих от температуры (диффузионных длин адатомов группы III на различных поверхностях и т. д.).

В § 1.7 изложены основы гидротермального метода выращивания ZnO ННК [32], оптические свойства которых исследуются в диссертационной работе. Отмечено, что электронные свойства ZnO — широкая запрещенная зона (3,37 эВ при комнатной температуре) и большая энергия связи экситона (60 мэВ) — делают структуры на его основе очень привлекательными для использования в качестве эффективного лазерного материала, а также в оптоэлектронных приборах, работающих при комнатной температуре [33].

В § 1.8 представлен обзор экспериментальных результатов по синтезу гексагональных слоев полупроводников группы IV на боковых поверхностях III–V ННК. В работах группы Беккерса [34; 35] было показано, что слои

полупроводников группы IV наследуют гексагональную вюрцитную кристаллическую фазу ННК. Было продемонстрировано прямозонное излучение от гексагональных слоев Ge и SiGe на боковых поверхностях GaAs ННК [34]. Решеточно-согласованный с Si вюрцитный GaP является идеальным темплейтом для роста гексагональных слоев Si и $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ при невысоких составах по Ge, в то время как вюрцитный GaAs более предпочтителен для роста решеточно-согласованных слоев гексагонального Ge. В диссертационной работе рассматривается рост слоев Ge на боковых поверхностях вюрцитных ННК AlGaAs. AlGaAs также решеточно согласован с Ge, но имеет другую поверхностную энергию и межфазовую энергию на гетероинтерфейсе Ge/AlGaAs.

В **Главе 2** изложены результаты моделирования роста III–V ННК и радиальных гетероструктур Ge/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. [36–38]. Изложена модель и экспериментальные результаты по формированию и исследованию оптических и структурных свойств полосков Ge на боковых поверхностях AlGaAs [39] и GaAs [40] ННК.

В § 2.1 дано выражение для максимальной скорости вертикального роста ННК, которое имеет вид [36; 38]

$$\left(\frac{dL}{dH}\right)_{\max} = \frac{1}{N\pi R^2} = \frac{cP^2}{\pi R^2}. \quad (3)$$

Здесь $H = vt$ есть эффективная толщина двумерной (2D) пленки полупроводникового материала, осаждаемого со скоростью v , R — постоянный во времени радиус ННК, N — поверхностная плотность ансамбля ННК, P — среднее расстояние между ННК и c — геометрический коэффициент, определяемый геометрией решетки. Показано, что максимальная скорость вертикального роста ННК достигается в случае, когда ансамбль ННК адсорбирует все атомы группы III, приходящие из газовой фазы, и отсутствует радиальный рост.

Далее проведен анализ экспериментальных данных различных работ и установлены следующие причины замедления скорости вертикального роста в ансамблях ННК и других анизотропных наноструктур в сравнении с максимальной [36–38]:

1. Двумерный рост паразитного слоя на поверхности подложки.
2. Испарение, или ре-эмиссия атомов группы III с поверхности подложки, при которой часть испаренного потока атомов не попадает на боковые грани ННК.
3. Радиальный рост ННК, который обычно начинается при длине ННК, превосходящей лимитированную встраиванием диффузионную длину адатомов группы III на боковых гранях [28].
4. Обратный диффузионный поток адатомов группы III из капли на боковые поверхности ННК, с последующей диффузией в подложку или испарением [41].

В § 2.2 и 2.3 проведено исследование влияния паразитного роста на подложке со скоростью v_{2D} на длину ННК и проведена систематизация режимов вертикального роста ННК постоянного радиуса при наличии десорбции или диффузии атомов группы III на поверхность подложки. Выделено три принципиально различных стадии: (1) короткая инкубационная стадия с линейным возрастанием длины ННК со временем, (2) нелинейная стадия, на которой длина ННК экспоненциально зависит от времени, и (3) асимптотическая стадия с максимальной скоростью роста. Показано, что при диффузионном характере роста зависимость длины ННК от их радиуса при фиксированной толщине осаждения всегда убывающая, однако более сложная, чем полученные ранее зависимости $R^{-\delta}$ в линейных по времени моделях [13]. Экспоненциальный закон удлинения ННК приводит к обратной зависимости от радиуса под знаком экспоненты, что подтверждается экспериментальными данными по различным III–V ННК.

В частности, на стадии 2 справедлив экспоненциальный закон удлинения ННК:

$$L = \left(L_1 + \frac{\chi\pi R}{2\xi\sin\alpha} \right) \exp \left[\frac{2\xi\tan\alpha}{\pi R} (H - H_1) \right] - \frac{\chi\pi R}{2\xi\sin\alpha}. \quad (4)$$

Здесь ξ есть доля адатомов, поступающих с боковой поверхности ННК на его вершину, χ — зависящая от углов α и β геометрическая функция [28], α — угол наклона потока атомов группы III при МПЭ и L_1 — длина ННК по окончании инкубационной стадии 1 при толщине осаждения H_1 . Стадия 2 продолжается до тех пор, пока $v_{2D} > 0$. Прекращение 2D роста означает полную блокировку потока на поверхность растущими ННК за счет эффекта затенения. Отсюда находим критическую длину затенения L_1 :

$$L_1 = \frac{\cot\alpha}{2\xi NR} - \frac{\chi\pi R}{2\xi\sin\alpha} = \frac{cP^2\cot\alpha}{2\xi R} - \frac{\chi\pi R}{2\xi\sin\alpha}. \quad (5)$$

Согласно выражению (5), длина затенения, убывает, во-первых, при уменьшении расстояния между ННК P (или увеличении поверхностной плотности ННК N), во-вторых, при увеличении угла направления потока α и, в-третьих, при увеличении радиуса ННК R . Стадия 3 соответствует росту ННК с максимальной скоростью (3) начиная с длины L_1 и эффективной толщины осаждения H_1 :

$$L = L_1 + \frac{(H-H_1)}{N\pi R^2} = L_1 + \frac{cP^2(H-H_1)}{\pi R^2}, L > L_1. \quad (6)$$

Этот линейный по времени закон роста имеет универсальный характер и одинаков для адсорбирующих и отражающих подложек в связи с полной блокировкой поверхности подложки и нижней части ННК.

На Рисунке 1а даны зависимости L от H , рассчитанные при фиксированных $\alpha = 35^\circ$, $\beta = 125^\circ$, $\lambda_s = 25$ нм, $\varphi = \xi = 0,3$, $c = 1$, $P = 300$ нм для трех различных радиусов ННК $R = 15, 25$ и 50 нм. Зависимости $L(H)$ представляют собой две прямые линии при малых и больших H , соединенные экспоненциальной кривой

при промежуточных H . Рисунок 1b показывает, что длина ННК возрастает с увеличением φ и ξ . Рисунок 1c демонстрирует увеличение длины с ростом расстояния между ННК P , при этом экспоненциальный участок зависимости $L(H)$ увеличивается при больших P за счет увеличения длины затенения. Наконец, Рисунок 1d показывает, как длина ННК возрастает с увеличением λ_s .

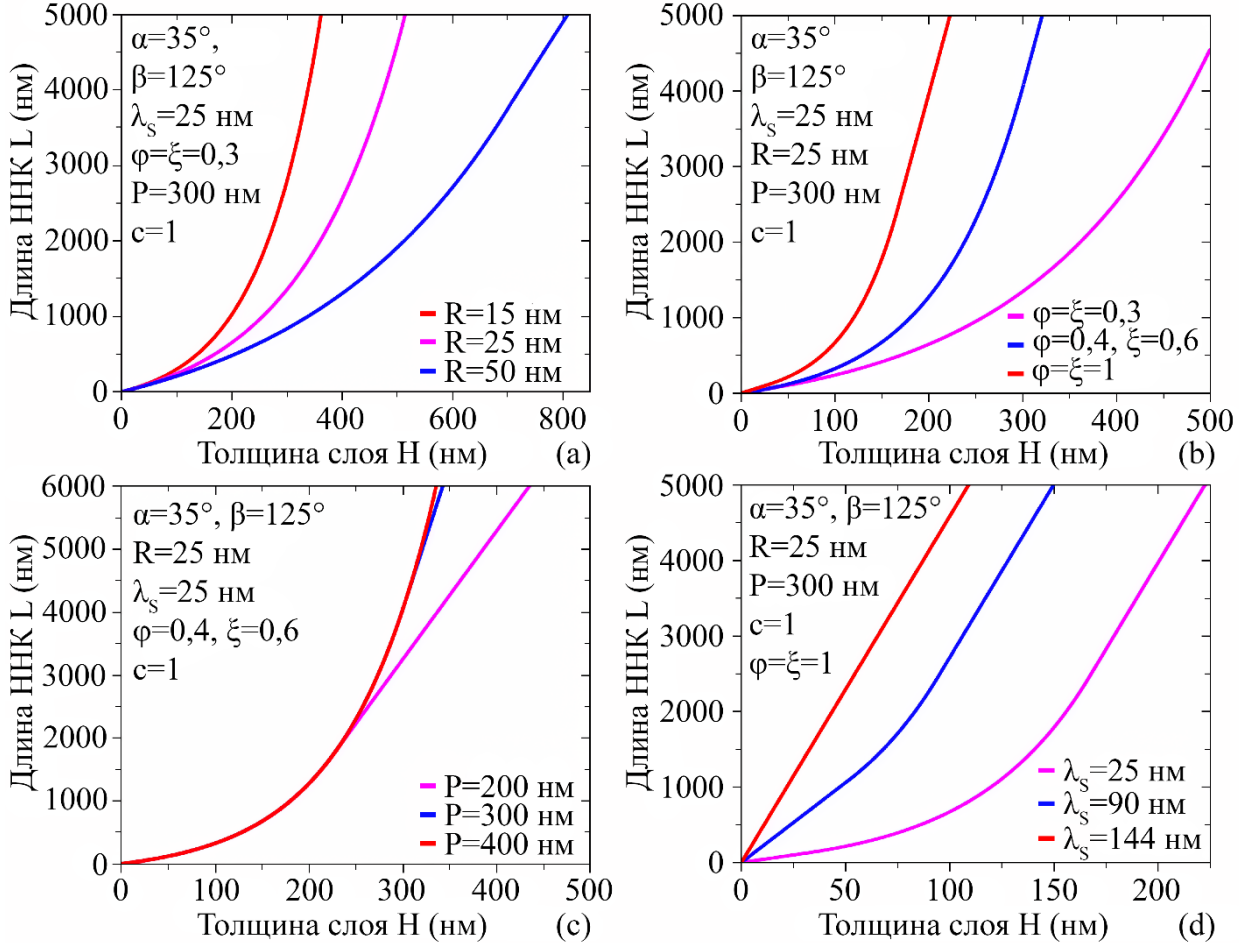


Рисунок 1 — Зависимости длины ННК L от эффективной толщины осаждения $H = vt$:

(a) расчет при фиксированных $\alpha=35^\circ, \beta=125^\circ, \lambda_s=25$ нм, $\varphi=\xi=0,3, c=1, P=300$ нм для трех различных радиусов ННК $R=15, 25$ и 50 нм; (b) расчет при фиксированном $R=25$ нм и различных комбинаций параметров φ и ξ , указанных в подписи; (c) расчет при фиксированном $R=25$ нм и трех различных $P=200, 300$ и 400 нм; (d) расчет при фиксированных $R=25$ нм, $P=300$ нм и трех различных диффузионных длинах $\lambda_s=25, 90$ и 144 нм

Из Рисунка 1 можно сделать следующие выводы. Во-первых, при данном H длина ННК возрастает при уменьшении его радиуса. Вид зависимости $L(R)$ при этом может быть различным на различных стадиях и определяется прочими параметрами процесса, в особенности — диффузионной длиной адатомов группы III на поверхности подложки λ_s . Во-вторых, если диффузионный сбор адатомов происходит лишь с части поверхности подложки, то зависимость длины ННК от

времени или толщины осаждения $H = vt$ обязательно содержит нелинейные экспоненциальные участки [13; 28]. В-третьих, экспоненциальная стадия не может продолжаться бесконечно из-за наличия длины затенения, после достижения которой ансамбль ННК потребляет все приходящие из пара атомы группы III. На асимптотической стадии роста при $L > L_1$ длина ННК растет линейно со временем и убывает обратно пропорционально квадрату радиуса и плотности ННК в соответствии с выражением (6).

В § 2.4 проведен учет нисходящей (отрицательной) диффузии с вершины ННК и наномембран (НМ), которая становится существенной при медленной нуклеации монослоев на вершине [31]. Показано, что отрицательная разность химических потенциалов адатомов группы III на вершине ННК и других анизотропных наноструктур на его боковых поверхностях приводит к смене направления диффузионного потока с восходящего на нисходящий. Это приводит к режиму ограниченного вертикального роста с насыщением длины ННК или высоты структуры на некотором критическом значении. Смена режима роста с экспоненциального для GaAs ННК на ограниченный для GaAs НМ, синтезируемых в одном процессе селективной эпитаксии (СЭ) методом ГФЭМОС в идентичных условиях, объясняется различиями в их геометрии, приводящим к более медленной нуклеации и большей концентрации адатомов Ga на вершинах НМ по сравнению с ННК [41].

В § 2.5 представлена модель одновременного вертикального и радиального роста III–V ННК при ГФЭМОС [37]. Получены точные решения для зависимостей длины и радиуса цилиндрических ННК от времени на асимптотической стадии. Показано, что радиальный рост ННК с каплей на вершине никогда не приведет к слиянию ННК в сплошной слой из-за наличия фокусирующего эффекта капли. Выявлены условия, при которых зависимость радиуса от длины ННК не зависит от диаметра отверстий и расстояния между ними. Эта универсальная нелинейная зависимость имеет вид [37]:

$$\frac{R}{R_1} = \left(\frac{\lambda_3^{inc}}{L} \right)^\alpha \exp \left[\alpha \left(\frac{L}{\lambda_3^{inc}} - 1 \right) \right], \alpha = 1/(2\chi_{nw}) \geq 1/2. \quad (7)$$

Здесь λ_3^{inc} — эффективная диффузионная длина адатомов группы III на боковых поверхностях ННК и R_1 — радиус ННК при $L = \lambda_3^{inc}$.

В § 2.6 приведены результаты сравнения разработанных теоретических моделей с экспериментальными данными по различным анизотропным наноструктурам III–V. Показано хорошее совпадение результатам расчетов по линейному, экспоненциальному и комбинированному режимам роста GaAs, InAs и InP ННК методом МПЭ, а также по смене режима роста с экспоненциального для GaAs ННК на ограниченный для GaAs НМ в методе селективной эпитаксии методом ГФЭМОС. Приведены убывающие зависимости длины от радиуса GaAs и InP ННК, и их аппроксимации в рамках теоретической модели.

Далее приведены результаты моделирования кинетики вертикального и радиального роста GaAs ННК [37]. На Рисунке 2 экспериментальные данные работы [42] представлены в виде зависимостей безразмерного радиуса ННК $r = R/R_0$, где R_0 есть радиус отверстий, от длины ННК при различном размере пор. Все экспериментальные зависимости хорошо укладываются на кривую, полученную из выражения (7) при $\alpha = 1/2$ и $\lambda_3^{inc} = 710$ нм. Универсальный вид кривой $r(L)$ объясняется тем, что начальный радиус ННК R_1 пропорционален размеру пор.

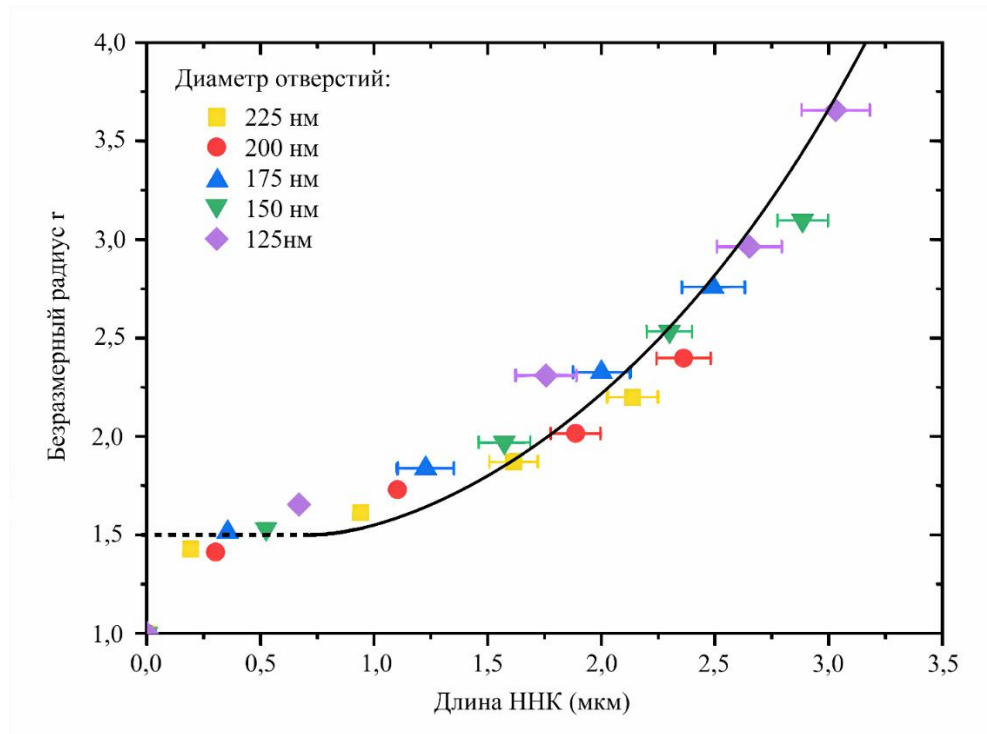


Рисунок 2 — Зависимости безразмерного радиуса GaAs ННК от их длины: символы — данные работы [42] при различном размере отверстий, масштабированные в терминах безразмерного радиуса $r = R/R_0$ в предположении $R_1 = 1,5R_0$ (штрихованная линия); сплошная линия — аппроксимация формулой (7) при $\alpha = 1/2$ и $\lambda_3^{inc} = 710$ нм

В § 2.7 изложены результаты исследований и моделирования процессов формирования слоев гексагонального Ge на боковых поверхностях AlGaAs ННК [39]. Результаты исследований образцов методом просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) даны на Рисунке 3. ПЭМ низкого разрешения на Рисунке 3а в направлении $[11\bar{2}0]$ показывает низкую плотность кристаллографических дефектов. Довольно неожиданным результатом является неоднородное распределение Ge по боковой поверхности AlGaAs ННК. Из ПЭМ изображений высокого разрешения и данных элементного анализа методом EDX (Рисунке 3б) хорошо видно, что Ge формируется в виде полосков, а не сплошного слоя, полностью покрывающего боковые поверхности ННК. Это наблюдение было подтверждено измерениями вдоль направления $[\bar{1}100]$, полученными при

вращении ННК вокруг оси роста (Рисунке 3с). На Рисунке 3d представлена иллюстрация геометрии AlGaAs ННК с полосками Ge на боковых поверхностях. Шесть эквивалентных полосков Ge с толщиной примерно 6 нм и шириной 17 нм декорируют боковые фasetки ННК по всей их длине. Исследования методом ПЭМ высокого разрешения подтвердили наследование гексагональной фазы Ge 2H, осажденного на боковых поверхностях AlGaAs ННК, от вюрцитной структуры последних.

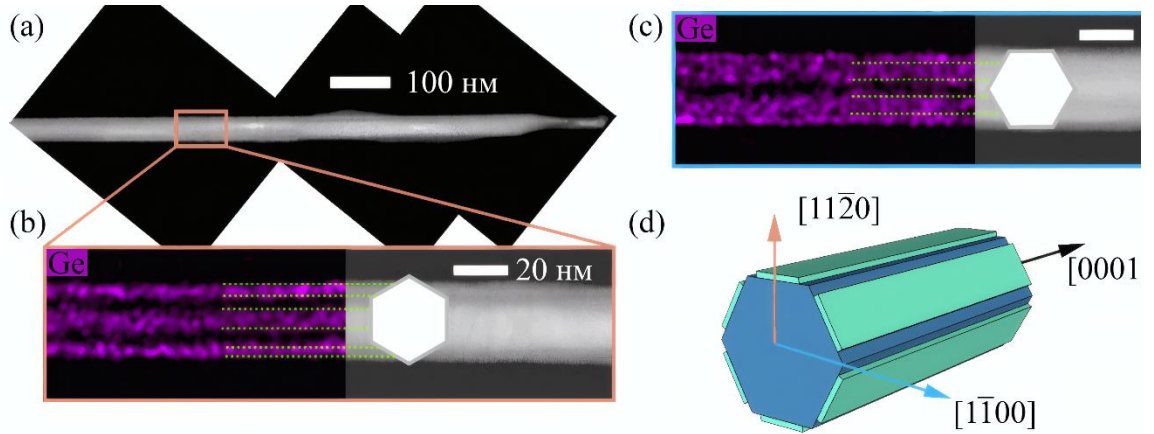


Рисунок 3 — Полоски гексагонального Ge на боковой поверхности AlGaAs ННК: (a) ПЭМ изображение AlGaAs-Ge ННК; (b–с) суперпозиция ПЭМ и EDX изображений того же Ge/AlGaAs ННК, полученных в направлениях $[11\bar{2}0]$ и $[\bar{1}100]$ соответственно; (d) иллюстрация геометрии полосков Ge на поверхности AlGaAs ННК. Полоски имеют поперечный размер $x = 17$ нм и высоту $y = 6$ нм, в то время как поперечный размер боковой фasetки ННК $R = 25$ нм

Предложенная в работе [39] энергетическая модель приводит к безразмерной свободной энергии образования полоска Ge вида

$$f = \frac{V}{x} + \alpha x. \quad (8)$$

Здесь $V = \chi y$ есть объем полоска на единицу длины ННК, и $\alpha = (\gamma_{Ge} + \gamma_{Ge-AlGaAs} - \gamma_{AlGaAs}) / (2\gamma_{Ge}^*)$ есть нормированная на поверхностную энергию $2\gamma_{Ge}^*$ разность между суммарной поверхностной энергией гексагонального Ge и интерфейса Ge/AlGaAs и поверхностной энергией вюрцитного AlGaAs (γ_{AlGaAs}) (см. Рисунок 4а). Если коэффициент α отрицателен, Ge смачивает боковую поверхность AlGaAs ННК, в противном случае Ge формирует полосок в центре грани. На Рисунке 4b показано, что функция f монотонно убывает в случае «смачивания» (при $\alpha < 0$), а значит, минимум энергии соответствует сплошному покрытию боковой грани ННК при любой ее ширине. В случае «несмачивания» при $\alpha > 0$, поверхностная энергия f имеет минимум при

$$x_{opt} = \sqrt{\frac{V}{\alpha}}, y_{opt} = \sqrt{\alpha V}, \frac{y_{opt}}{x_{opt}} = \alpha. \quad (9)$$

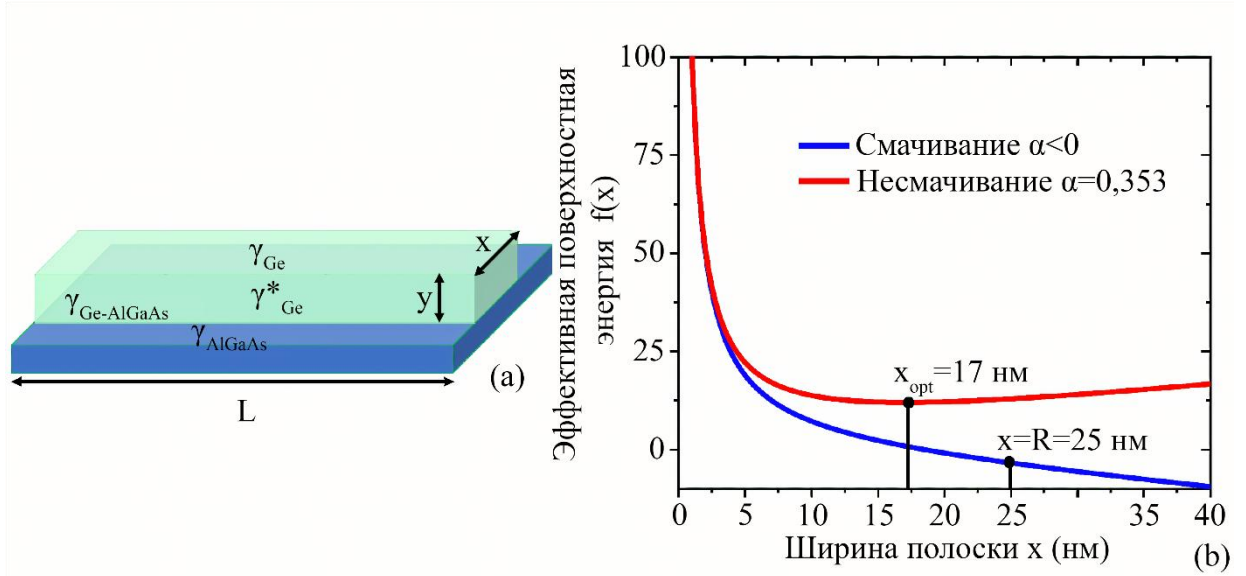


Рисунок 4 — Энергетическая модель, объясняющая формирование полоска Ge на боковой поверхности AlGaAs ННК: (а) геометрия системы с указанием поверхностных энергий различных границ раздела; (б) эффективная поверхностная энергия в случае несмачивания ($\alpha < 0$) и смачивания ($\alpha > 0$); последний случай соответствует результатам эксперимента при $\alpha = 0,353$

Следовательно, оптимальная морфология Ge на боковой поверхности ННК соответствует фиксированному аспектному соотношению α при любом V . Ge формируется в виде полоска в том случае, если $x_{opt} < R$. При $x_{opt} > R$ Ge будет покрывать всю грань ННК.

Построенная энергетическая модель объясняет формирование слоя Ge в виде полоска тем фактом, что Ge не смачивает боковую поверхность $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ННК данного состава. Очевидно, что управляющий параметр модели $\alpha = (\gamma_{Ge} + \gamma_{Ge-AlGaAs} - \gamma_{AlGaAs}) / (2\gamma_{Ge}^*)$ зависит от состава ННК и, очевидно, уменьшается и меняет знак с положительного на отрицательный при увеличении x . Это было подтверждено в работах [39; 40]. В частности, было показано, что Ge полностью покрывает боковые грани вюрцитных GaAs ННК того же размера и выращенных в тех же условиях, что и рассмотренные выше $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ ННК.

Глава 3 содержит изложение результатов оптических исследования наногетероструктур на основе III–V ННК [43–45].

В § 3.1 излагаются основы время-разрешенной люминесцентной спектроскопии полупроводниковых материалов. Отмечено, что для измерения АКФ используется интерферометрия БТ, иначе — интерферометрия интенсивности [46]. Данный метод основан на известном эффекте Брауна —

Твисса, проявляющемся в корреляции интенсивности, получаемой двумя детекторами [46]. Регистрируемый в интерферометрии БТ сигнал связан с флуктуациями интенсивности излучения и не зависит от интерференции или фазовых соотношений электромагнитных полей. Корреляционная функция второго порядка получается путем измерения и усреднения зависящей от времени интенсивности сигнала фотодетектора $I(t)$. Интенсивность $I(t)$ пропорциональна числу фотонов $n(t)$, испускаемых в данный момент времени, поэтому АКФ имеет вид

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle n(t)n(t+\tau) \rangle}{\langle n(t) \rangle^2}. \quad (10)$$

Значение АКФ при $t = 0$ определяет характер излучения. Когерентное классическое излучение соответствует $g^{(2)}(0) = 1$; при $g^{(2)}(0) > 1$ имеет место корреляция, а при $g^{(2)}(0) < 1$ — анти-корреляция испускания фотонов. Однофотонное излучение соответствует $g^{(2)}(0) \rightarrow 0$.

Параграф 3.2 посвящен методологии и описанию экспериментального стенда, используемого для диагностики однофотонных источников. Измерения производятся с использованием интерферометра БТ. Основным измерительным принципом являются разделение излучения исследуемого объекта на два луча и подсчет числа фотонов на двух детекторах. Время задержки регистрации фотонов на одном из детекторов записывается и сравнивается с результатами предыдущих измерений на другом детекторе. На основе полученных данных строится и математически обрабатывается гистограмма временных событий регистрации фотонов. Эта гистограмма дает АКФ второго порядка $g^{(2)}(\tau)$. Таким образом, в данном методе измеряется условная вероятность событий испускания фотона, устойчивая к экспериментальным погрешностям, связанным с механическими и оптическими нестабильностями. Оптический стенд включает в себя флюоресцентный микроскоп с лазерным возбуждением, где интерферометр БТ используется как один из детекторов. В настоящей работе стенд используется для измерений АКФ излучения одиночных (In)GaAs КТ в теле AlGaAs ННК [43–45]. Возможности измерительного оборудования корреляционной спектроскопии не ограничиваются регистрацией одиночных фотонов и их АКФ. Могут проводиться и более сложные динамические измерения, например, много-экситонной рекомбинации [47], а также корреляционные измерения фотонных источников в других системах в широкой области температур и мощностей возбуждения.

В § 3.4 дано описание гетероструктур GaAs/AlGaAs в ННК, исследуемых в дальнейшем. Образцы с GaAs КТ в AlGaAs в ННК выращивались на подложках Si(111) методом МПЭ по механизму ПЖК с Au катализатором [26; 45; 49]. AlGaAs ННК, выращиваемые методом МПЭ по Au-каталитическому механизму ПЖК в данных условиях, не являются однородными по составу. После роста цилиндрического ННК по механизму ПЖК с составом по AlAs x происходит формирование конической оболочки с более высоким составом по AlAs x_s [26].

Таким образом, происходит спонтанное формирование радиальной гетероструктуры «ядро — оболочка», в которой цилиндрическое ядро (сердцевина) имеет меньшее содержание Al по сравнению с конической оболочкой, образующей барьер для носителей заряда. Показано, что зависимость состава ядра от состава пара хорошо описывается формулой ЛМ (1), где параметр c в общем случае зависит от высоты вдоль оси роста ННК. При формировании GaAs КТ в теле таких ННК образуется гибридная гетероструктура GaAs/AlGaAs. Параметрами гетероструктуры являются: радиус R , высота h и составы ядра и оболочки x и x_s .

На Рисунке 5 представлены данные EDX измерений вдоль оси роста ННК на высоте, где была выращена КТ GaAs. Состав сердцевинки данного ННК по AlAs был равен 0,3. Для моделирования профиля гетероинтерфейса было получено аналитическое выражение, применимое для любых комбинаций материалов с малой константой бинарного взаимодействия:

$$\frac{\xi - \xi_0}{\Delta \xi} = \frac{1}{(1 - bx_s)^2} \ln \left[\frac{(x_s - x_0)(1 - bx)}{(x_s - x)(1 - bx_0)} \right] + \frac{b(x_0 - x)}{(1 - bx_s)(1 - bx_0)(1 - bx)}. \quad (11)$$

Здесь $x(\xi)$ — состав по AlAs в зависимости от вертикальной координаты ξ , выраженной в монослоях (высота монослоя = 0,326 нм), $b = (c_l - 1)/c_l$, $c_l = 7,8$ есть параметр афинности для жидкого раствора Au-Al-Ga при ростовой температуре, x_0 — состав на высоте ξ_0 , x_s — стационарный состав.

Характерное размытие интерфейса

$$\Delta \xi = F \frac{(\chi_A + \chi_B)}{c_l}, F = \frac{\Omega_S R f(\beta)}{3 \Omega_L h} \quad (12)$$

пропорционально полной концентрации атомов Ga и Al в капле $\chi_A + \chi_B$ и геометрическому фактору F , содержащему отношение элементарных объемов на пару III–V в ННК ($\Omega_S = 0,0452 \text{ нм}^3$) и в капле ($\Omega_L = 0,02 \text{ нм}^3$), высоту монослоя $h = 0,326 \text{ нм}$, радиус ННК R и геометрическую функцию контактного угла капли $f(\beta)$ [30]. Используя данные значения параметров, получаем: $b = 0,872$, $F = 340$ и $\Delta \xi = 20 \text{ МС}$. Расчет профиля состава вдоль оси двойной гетероструктуры по формуле (11) (линия на Рисунке 5) достаточно хорошо описывает экспериментальные данные с учетом разбросов, вызванных низким контрастом между атомами Al и Ga в ПЭМ изображениях.

В § 3.5 возможности измерительного стенда продемонстрированы на примере исследования излучения одиночной КТ GaAs в AlGaAs ННК. Значение $g^2(0)$, полученное в результате аппроксимации экспериментальных данных, составляет 0,01. Это позволяет утверждать, что излучение имеет ярко выраженный однофотонный характер, а разработанный измерительный стенд позволяет получать количественную информацию о динамике фотонных процессов в квантовых излучателях.

В § 3.6 представлены результаты исследования ФЛ вюрцитных AlGaAs ННК переменного состава [45] с использованием экспериментальных данных

работы [49] по ширине запрещенной зоны в сердцевинах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ННК с различными составами x , полученными из данных ФЛ.

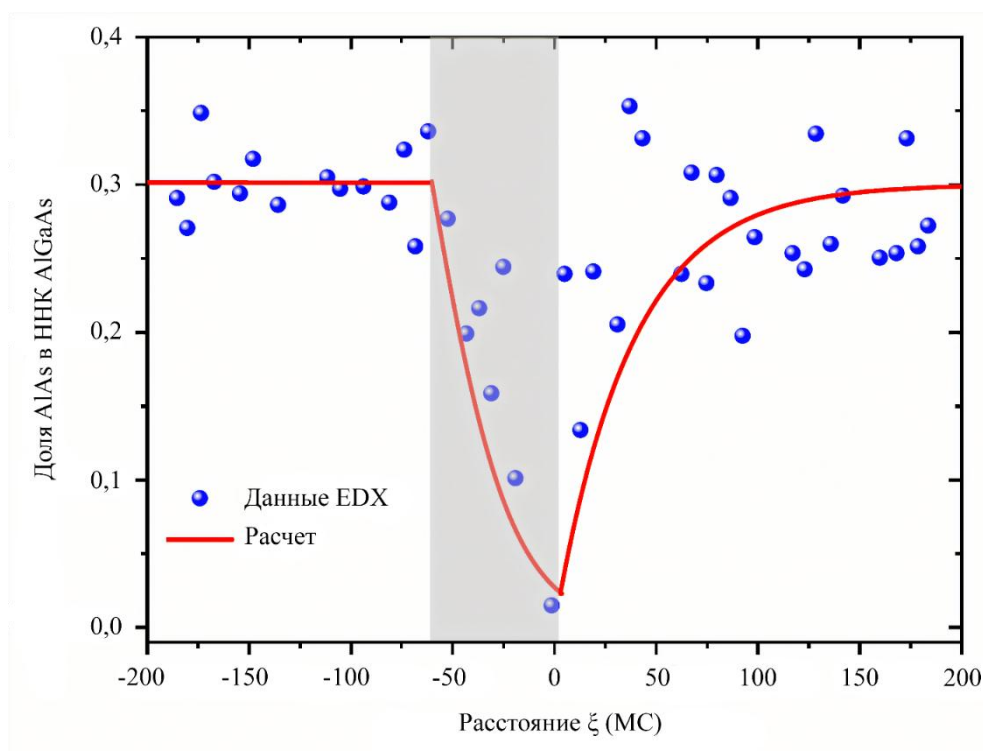


Рисунок 5 — Профиль состава вдоль оси двойной осевой гетероструктуры $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ в ННК

Символы — данные EDX измерений состава. Линия — расчет по формуле (11) с параметрами, указанными в основном тексте. Затемненная область соответствует выключенному источнику Al

Было показано, что экспериментальная зависимость ширины запрещенной зоны в вюрцитных $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ННК от состава x хорошо описывается выражением

$$E_g(x) = (1 - x)E_g^{\text{GaAs}} + xE_g^{\text{AlAs}} - Cx(1 - x). \quad (13)$$

Здесь $E_g^{\text{GaAs}} = E_g^{\text{GaAs}}(\text{WZ})$ и $E_g^{\text{AlAs}} = E_g^{\text{AlAs}}(\text{WZ})$ есть ширина запрещенной зоне в бинарных вюрцитных материалах GaAs и AlAs, соответственно, и C — константа связи; последний член в правой части описывает отклонение $E_g(x)$ от линейного закона Вегарда. Параметры уравнения (13), соответствующие наилучшему совпадению с экспериментальной кривой, равны: $E_g^{\text{GaAs}} = 1,506$ эВ, $E_g^{\text{AlAs}} = 2,232$ эВ и $C = -0,076$ эВ. Были выполнены расчеты ширины запрещенной зоны AlGaAs ННК в фазе WZ рамках 8-зонной $k \cdot p$ модели, предполагая, что вюрцитный AlAs обладает прямозонной структурой. Расчеты проводились с учетом взаимодействия электронов, тяжелых и легких дырок и спин-орбитального расщепления. Расчет для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ННК с однородным составом x по всему ННК и сопоставление результатов расчетов с экспериментальными данными [49] дает значение величины смещения валентной зоны между AlAs и GaAs в вюрцитной симметрии

$VBO(AlAs - GaAs) = -0,368$ эВ. При этом результаты расчета $E_g(x)$ в рамках 8-зонной $k \cdot r$ модели с указанными выше параметрами дают практически те же значения, что и формула (13). Все эти данные свидетельствуют о том, что вюрцитные ННК $Al_xGa_{1-x}As$ является прямозонными при любых составах x .

Было проведено моделирование низкотемпературных спектров ФЛ при 2 К от одиночного $Al_xGa_{1-x}As$ ННК с неоднородным составом по длине [45]. Стимулированное оптическое излучение рассчитывалось на основе золотого правила Ферми с вероятностями переходов, полученными в дипольном приближении. На Рисунке 6 представлены экспериментальные и расчетные спектры ФЛ при 2 К от четырех одиночных AlGaAs ННК различного состава.

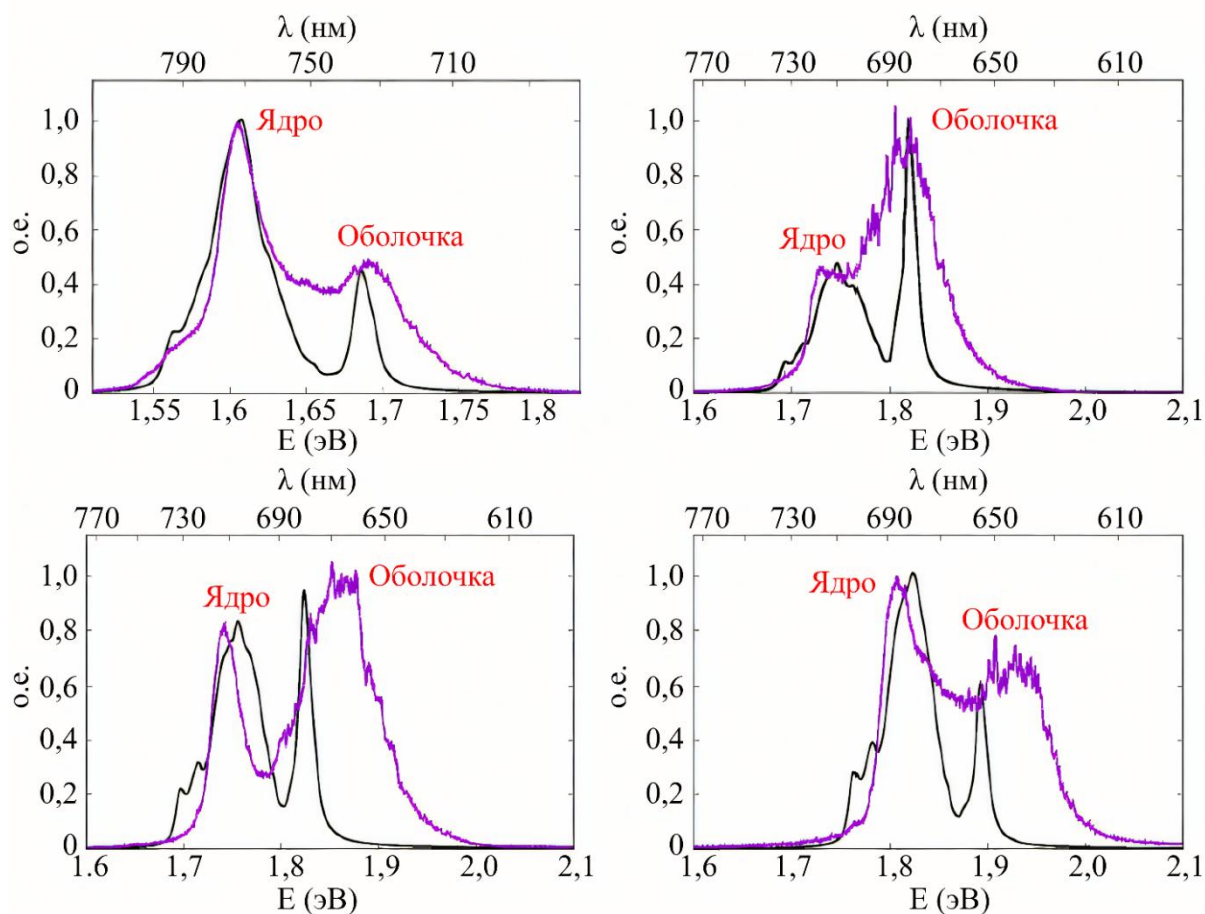


Рисунок 6 — Спектры ФЛ от одиночных AlGaAs ННК со структурой «ядро — оболочка» при 2 К. Верхние рисунки — экспериментальные (фиолетовые линии) и расчетные (черные линии) спектры ФЛ от ядра и оболочки AlGaAs ННК с процентным содержанием AlAs в ядре, равном 0,14 и меняющемся от 0,14 до 0,3 в оболочке при приближении к основанию ННК (слева). Справа — то же для процентного содержания AlAs в ядре, равного 0,21 и меняющегося от 0,21 до 0,4 в оболочке. Нижние рисунки — Слева: процентное содержание AlGaAs в ядре, равное 0,28, в оболочке — изменение от 0,28 до 0,5. Справа: процентное содержание AlGaAs в ядре, равное 0,37, в оболочке — изменение от 0,37 до 0,6

Моделирование спектров проводилось в предположении полного заполнения всех уровней, что соответствует высокой оптической мощности возбуждения. Приведенные на рисунках спектры ФЛ нормированы на одно и то же значение. Полное число состояний на 1 ННК очень велико. Вычисления проводились для 3300 состояний, расщепленных на два с учетом спина. Это объясняет меньшее размытие пиков расчетных спектров, где было учтено меньшее число состояний, чем в реальных ННК. Тем не менее положения расчетных и экспериментальных пиков и расстояние между ними близки для всех ННК.

В § 3.7 приведены результаты оптических исследований AlGaAs ННК с включениями InGaAs, которые позволили идентифицировать формирование двух типов объектов: InGaAs КТ вследствие вертикального роста по механизму ПЖК и InGaAs квантовых ям (КЯ) вследствие радиального роста. Исследования спектров микро-ФЛ от стоящих и лежащих ННК демонстрируют подавление коротковолнового излучения от AlGaAs ННК и InGaAs КЯ и выделение длинноволнового сигнала от InGaAs КТ в диапазоне 850–900 нм, что может быть использовано для геометрической селекции длинноволнового излучения.

В **Главе 4** представлены результаты исследований оптических свойств ННК ZnO, выращенных гидротермальным методом [50-54] Изложен метод управления оптическими свойствами ультратонких нанопластин перовскитов CsPbBr₃ за счет их легирования ионами Cd²⁺ с использованием различных прекурсоров [55].

В § 4.1 и 4.2 представлены результаты исследований химического состава, структурных и оптических свойств ZnO ННК, выращенных гидротермальным методом при различных условиях: без сурфактантов (образец 3 на Рисунке 7), с цитратом натрия (образец 4 на Рисунке 7) и полиэтиленгликолем (PEI) (образец 5 на Рисунке 7) [50]. Из рисунка видно, что образец 3 из серии А (без сурфактантов) содержит агрегаты ННК сложной морфологии. Образец 4 содержит изотропные кристаллы с латеральным размером ~7000 нм и высотой 2000–3000 нм. Образец 5 содержит вертикально ориентированные ННК со средним диаметром 100 нм и средней длиной 1000 нм. Исследования проводились методами рентгеновской спектроскопии, спектроскопии КРС и ФЛ. Показано, что в спектрах ФЛ всех образцов с ZnO ННК присутствуют коротковолновые линии от локализованных на нейтральных донорах экситонов. В образце с ZnO ННК, выращенных без сурфактантов, присутствует длинноволновая линия от глубоких дефектных уровней на длине волны 620 нм, объясняющаяся избытком атомов Zn. В образце с ZnO ННК, выращенных с сурфактантом цитрата натрия, эта линия смещается в зеленую область (500 нм), что связано, наоборот, с избытком атомов О. Использование сурфактанта PEI приводит к исчезновению люминесценции от дефектных состояний в ННК.

В § 4.3 изложены результаты исследований процессов СЛГ в ННК и микрокристаллах ZnO, полученных гидротермальным методом [51; 52]. Обнаружена зависимость процессов лазерной генерации от морфологии образцов. Показано, что лазерная генерация наблюдается в большинстве точек образцов с анизотропными ННК (образцы серии А на Рисунке 7). ННК в таких образцах либо располагаются на поверхности хаотично, либо с небольшим наклоном к поверхности подложки. В образцах, содержащих шестигранные микрокристаллы ZnO (образец 4 на Рисунке 7), лазерная генерация зависит от геометрии возбуждения и наблюдения. И в том и в другом случаях речь идет о СЛГ. Узкие линии на гладком контуре излучения соответствуют замкнутым петлям резонаторов, в которых возникают условия для лазерной генерации. Спектральное положение этих линий свидетельствует о том, что лазерная генерация, скорее всего, возникает в области полосы Р экситон-экситонного взаимодействия [56].

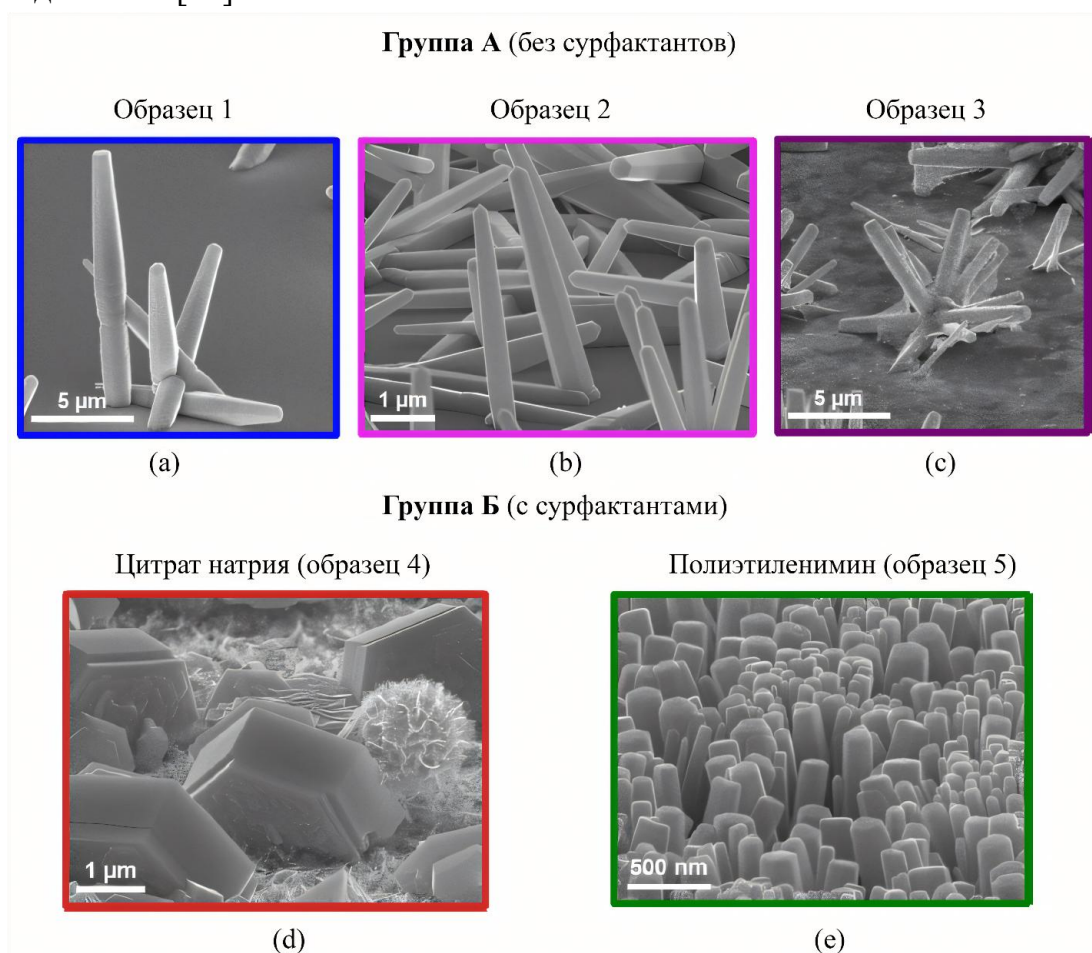


Рисунок 7 — РЭМ-изображения наноструктур ZnO, выращенных в различных условиях:

(a—c) рост без сурфактантов с различными концентрациями прекурсоров: 50 мМоль/л (a), 100 мМоль/л (b) и 300 мМоль/л (c); (d) рост с цитратом натрия, концентрация прекурсоров — 100 мМоль/л; (e) рост с сурфактантом PEI, концентрация прекурсоров — 100 мМоль/л

В § 4.4 представлены результаты исследований процессов СЛГ в образцах с ZnO ННК. Возбуждение ФЛ осуществлялось ультрафиолетовым твердотельным ($\lambda = 355$ нм). Плотность мощности излучения W варьировалась в интервале от 1 до 600 кВт/см². Хорошо развитая модовая структура спектров свидетельствует о возникновении в конкретных выделенных точках образца СЛГ с достаточно низким (~ 55 Вт/см²) порогом возбуждения. На Рисунке 8 показано излучение одной из таких точек ниже (кривая 1) и выше (кривые 2–5) порога генерации.

С ростом интенсивности возбуждения в спектре ФЛ ZnO возникает излучение экситонных молекул, полосы экситон-экситонного взаимодействия, а при максимальной интенсивности возникает излучение электронно-дырочной плазмы. Спектр ФЛ кардинально изменяется. Экситонное излучение исчезает из-за экранизации экситонов и в спектре ФЛ ZnO возникает полоса с максимумом около 374 нм. СЛГ связана с наличием в определенных точках образца агломератов, играющих роль оптических резонаторов и представляющих собой упорядоченную замкнутую структуру, генерирующую излучение с определенными повторяющимися параметрами.

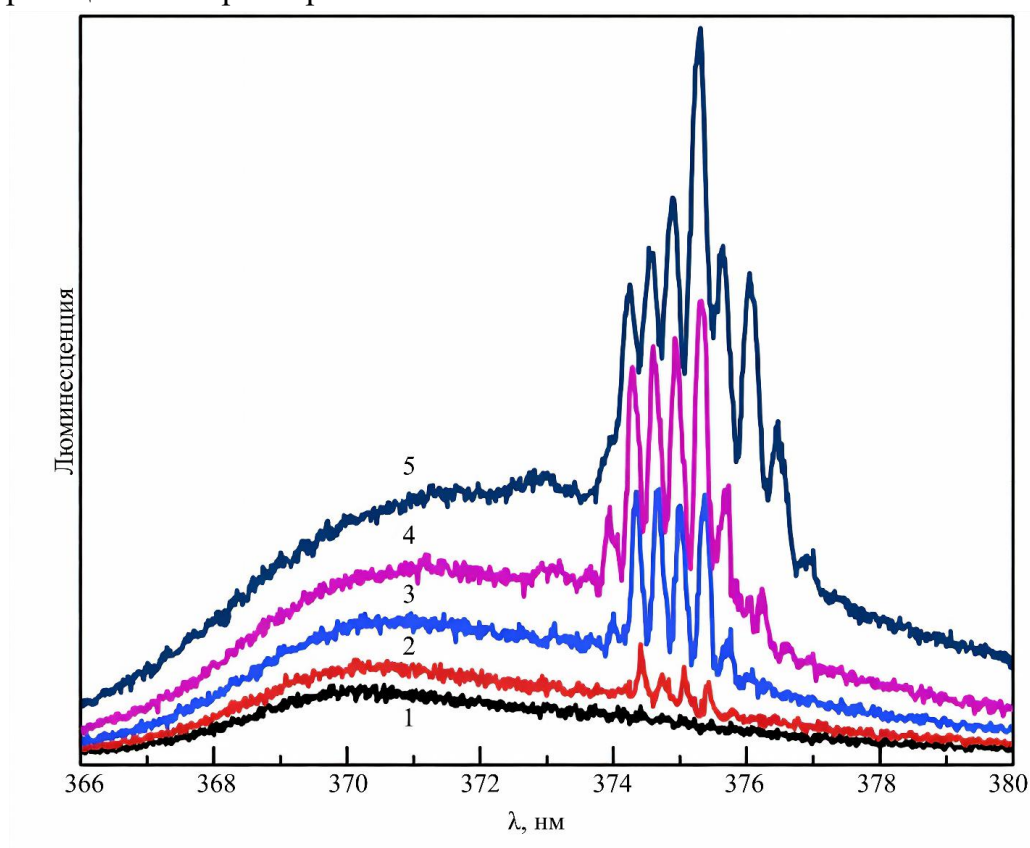


Рисунок 8 — Спектры ФЛ при $T = 5$ К выделенной области поверхности образца ZnO при разных плотностях мощности накачки W .

Кривая 1 — $W = 45,5$; 2 — 68; 3 — 93; 4 — 146; 5 — 311 кВт/см²

В § 4.5 описаны оптические свойства ансамблей Cu₂O ННК, установленные в работе [54]. Данные ННК были получены жидкостным способом с

использованием метода осаждения вещества в электрическом поле [57]. Образцы представляли собой ансамбли ННК со средней длиной 2 мкм и диаметром 180 нм, расположенные на медной подложке. ННК имели поликристаллическую структуру и сохраняли кубическую модификацию. Проведенные оптические исследования выявили важные особенности в спектрах КРС и ФЛ Cu_2O ННК, а именно: активация запрещенных правилами отбора мод в спектрах КРС, экранирование экситонных состояний при высокой плотности возбуждения, возникновение зона-зонных переходов и наблюдение в спектрах ФЛ полосы 650 нм.

Показано, что наличие полосы 650 нм (1,9 эВ) является отличительной особенностью изученных образцов с Cu_2O ННК. Исследование свойств этого излучения позволило сделать предположение о его связи с излучением поверхностного экситона, локализованного на акцепторном центре. Сделано заключение о природе полосы ФЛ на 572 нм (2,17 эВ) в области собственного поглощения Cu_2O ННК. Предположено, что она связана с переходами зона—зона. Обнаружено, что при низком уровне возбуждения наблюдается излучение свободного экситона желтой экситонной серии с одновременным излучением оптического фонона.

В § 4.6 изложены результаты исследования оптических свойств легированных НП перовскитов CsPbBr_3 , которые представляют большой интерес для оптоэлектроники [58]. В работе [55] использовалось легирование CsPbBr_3 НП катионами Cd^{2+} . При легировании с использованием прекурсора $\text{Cd}(\text{OCOCH}_3)_2$, увеличение концентрации добавленного прекурсора к монотонному смещению пика ФЛ в синюю область спектра, вызванную увеличением количества внедренных катионов Cd^{2+} (Рисунок 9а). Синий сдвиг ФЛ сопровождается увеличением относительной интенсивности, что демонстрируется на вставке к Рисунку 9а. Было установлено, что НП, легированные с использованием прекурсора $\text{Cd}(\text{OCOCH}_3)_2$, можно подвергнуть дополнительной обработке в CdBr_2 . На Рисунке 9б показаны спектры ФЛ от НП, легированных с использованием прекурсора $\text{Cd}(\text{OCOCH}_3)_2$ (с положением максимума ФЛ на длине волны 455 нм) после добавления различных количеств CdBr_2 . Видно, что обработка в CdBr_2 приводит к дальнейшему улучшению люминесцентных свойств НП за счет дополнительной пассивации поверхностных состояний. Этот вывод подтверждается результатами исследований кинетики ФЛ, представленными на Рисунке 9с. В то время как легирование с использованием $\text{Cd}(\text{OCOCH}_3)_2$ практически не влияет на время затухания ФЛ (увеличивающееся от 3,5 до 3,6 нс), обработка в CdBr_2 приводит к его существенному возрастанию до 4,6 нс. Следовательно, двухстадийное легирование CsPbBr_3 НП различными прекурсорами катионов Cd^{2+} позволяет одновременно увеличить энергию излучения и пассивировать поверхностные состояния.

Таким образом, слишком высокая скорость легирования CsPbBr_3 НП катионами Cd^{2+} , достигаемая при использовании прекурсора CdBr_2 в разбавленных растворах, отрицательно сказывается на стабильности НП. Использование концентрированных растворов НП позволяет понизить скорость легирования и тем самым улучшить стабильность и эффективно пассивировать поверхностные состояния. При этом, однако, происходит лишь малый сдвиг линии ФЛ в синюю область спектра. Использование прекурсора $\text{Cd}(\text{OCOCH}_3)_2$ дает более широкие возможности по управлению длиной волны излучения НП. Двухстадийный процесс легирования с использованием $\text{Cd}(\text{OCOCH}_3)_2$ и CdBr_2 позволяет провести дополнительную пассивацию поверхности, что позволяет одновременно достичь сильного синего сдвига ФЛ, стабильности и высокого квантового выхода.

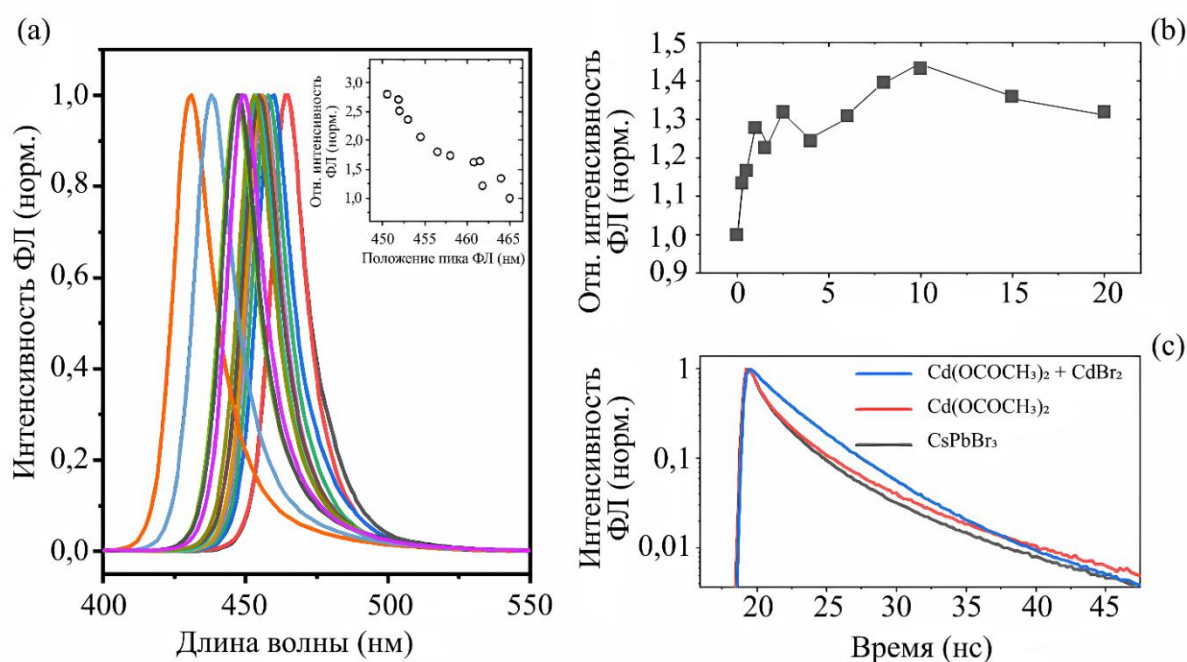


Рисунок 9 — Эволюция спектров ФЛ CsPbBr_3 НП при легировании катионами Cd^{2+} : (a) спектры ФЛ НП при добавлении различного количества прекурсора $\text{Cd}(\text{OCOCH}_3)_2$, на вставке показана зависимость относительной интенсивности ФЛ от положения максимума линии; (b) Относительная интенсивность ФЛ от НП, легированных с использованием прекурсора $\text{Cd}(\text{OCOCH}_3)_2$ (положение максимума ФЛ на длине волны 455 нм) после добавления различных количеств CdBr_2 ; (c) Кривые затухания ФЛ для нелегированных НП (черная линия), НП с легированием $\text{Cd}(\text{OCOCH}_3)_2$ (положение максимума ФЛ — 455 нм) (красная линия) и тех же НП с добавлением CdBr_2 (синяя линия)

В **заключении** перечислены основные выводы и научные результаты диссертационной работы.

1. Проведено моделирование кинетики осевого и радиального роста ансамблей III–V ННК с учетом коллективных эффектов. Выделены три

принципиально различных стадии роста ННК постоянного радиуса: (1) короткая инкубационная стадия с линейным возрастанием длины ННК со временем, (2) нелинейная стадия, на которой длина ННК экспоненциально зависит от времени, и (3) асимптотическая стадия с максимальной скоростью роста. Максимальная скорость вертикального роста ННК достигается в тот момент времени, когда ансамбль ННК начинает поглощать все атомы группы III, приходящие из газовой фазы. Максимальная скорость роста ННК не зависит от его длины, пропорциональна эквивалентной скорости осаждения, квадрату расстояния между ННК и обратно пропорциональна квадрату радиуса ННК. Показано, что при диффузионном характере роста зависимость длины ННК от их радиуса при фиксированной толщине осаждения всегда убывающая. Экспоненциальный закон удлинения ННК приводит к обратной зависимости от радиуса под знаком экспоненты, что подтверждается экспериментальными данными по различным III–V ННК.

2. Построена модель одновременного вертикального и радиального роста III–V ННК. Получены точные решения для зависимостей длины и радиуса цилиндрических ННК от времени на асимптотической стадии, позволяющие, в частности, объяснить двухстадийный характер роста Ga-каталитического GaAs ННК, наблюдаемый *in situ*. Показано, что радиальный рост ННК с каплей на вершине никогда не приведет к слиянию ННК в сплошной слой из-за наличия фокусирующего эффекта капли. Выявлены условия, при которых зависимость радиуса от длины ННК не содержит зависимости от диаметра отверстий и расстояния между ними при СЭ. Эта универсальная нелинейная зависимость подтверждена экспериментальными данными по кинетике роста GaAs ННК методом ГФЭМОС.

3. Показано, что отрицательная разность химических потенциалов адатомов группы III на вершине ННК и других анизотропных наноструктур на его боковых поверхностях приводит к смене направления диффузионного потока с восходящего на нисходящий. Это приводит к режиму ограниченного вертикального роста с насыщением длины ННК или высоты структуры на некотором критическом значении. Смена режима роста с экспоненциального для GaAs ННК на ограниченный для GaAs НМ, синтезируемых в одном процессе СЭ в идентичных условиях, объясняется различиями в их геометрии, приводящими к более медленной нуклеации и большей концентрации адатомов Ga на вершинах НМ по сравнению с ННК.

4. Построена энергетическая модель формирования слоев полупроводников группы IV на боковых гранях решеточно-согласованных вюрцитных III–V ННК, связывающая степень покрытия боковой грани ННК со знаком эффективной поверхностной энергии формирования гетероинтерфейса. Модель объясняет морфологическую особенность формирования гексагонального Ge в виде полосков шириной 17 нм в центре боковой грани ННК шириной 25 нм. Полоски

формируются за счет положительной энергии интерфейса Ge/AlGaAs (случай «несмачивания»), которая зависит от состава тройных ННК и определяет ширину полоска.

5. Методом комбинационного рассеяния света исследованы оптические свойства нанокристаллитов Ge на вершинах вюрцитных AlGaAs ННК и продемонстрировано наследование кристаллической фазы последних. Данные кристаллиты Ge содержат гексагональные поли типы 21R и, возможно, 6Н, которые отличны от чисто гексагональной фазы 2Н слоев Ge на боковых гранях ННК.

6. Возможности измерительного стенда для измерений динамических характеристик излучения продемонстрированы на примере исследования одиночной КТ GaAs в AlGaAs ННК. Проведенные исследования позволяют однозначно утверждать, что излучение от КТ имеет ярко выраженный однофотонный характер, а разработанный измерительный стенд позволяет получать количественную информацию о динамике фотонных процессов в квантовых излучателях на основе III–V ННК.

7. Проведено моделирование состава и профилей гетероинтерфейсов в гибридных наноструктурах, состоящих из КТ GaAs в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ННК с радиальными гетероструктурами типа «ядро — оболочка» с пониженным содержанием AlAs в ядре. Показано, что стационарный состав в спонтанных радиальных гетероструктурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в Au-каталитических ННК хорошо описывается формулой ЛМ как в ядре, так и в оболочке. Пониженное содержание AlAs в ядре объясняется меньшей диффузионной длиной адатомов Al в сравнении с Ga при росте ядра по механизму ПЖК. Получено аналитическое выражение для профиля состава в осевых гетероструктурах в ННК, применимое для любых комбинаций материалов с малой константой бинарного взаимодействия, хорошо описывающее размытие интерфейса в гетероструктурах $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с характерной шириной 40 МС за счет эффекта резервуара в капле.

8. Проведено моделирование зонной структуры и спектров ФЛ AlGaAs ННК с постоянным составом в ядре и составом оболочки, увеличивающимся от вершины к основанию ННК. Расчеты позволили объяснить и количественно описать два экспериментально наблюдаемых пика ФЛ и их положение в ННК различного состава. Низкоэнергетический пик соответствует оптической рекомбинации носителей в ядре и верхней части оболочки ННК, а высокоэнергетический — оптической рекомбинации в нижней части оболочки с большей шириной запрещенной зоны. Проведенные теоретические исследования подтвердили, что AlGaAs ННК являются прямозонными при любом составе. Зависимость ширины запрещенной зоны вюрцитного $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ от состава x практически линейно возрастает от 1,506 эВ для бинарного GaAs до 2,232 эВ для

бинарного AlAs. Смещение валентной зоны между AlAs и GaAs в вюрцитной симметрии равно $-0,368$ эВ.

9. Показано, что в спектрах ФЛ всех образцов с ZnO ННК, выращенных гидротермальным методом, присутствуют коротковолновые линии от локализованных на нейтральных донорах экситонов. В образце с ZnO ННК, выращенных без сурфактантов, присутствует длинноволновая линия от глубоких дефектных уровней на длине волны 620 нм, объясняющаяся избытком атомов Zn. В образце с ZnO ННК, выращенных с сурфактантом цитрата натрия, эта линия смещается в зеленую область (500 нм), что связано, наоборот, с избытком атомов O.

10. Проведены исследования СЛГ от ансамблей ZnO ННК, полученных гидротермальным методом, при повышении мощности лазерного возбуждения. Показано, что СЛГ наблюдается в большинстве точек образцов с анизотропными ННК. Эффект связан с наличием в этих точках агломератов, играющих роль оптических резонаторов и представляющих собой упорядоченную замкнутую структуру, генерирующую излучение с определенными повторяющимися параметрами.

11. Проведено исследование оптических свойств ансамблей Cu_2O ННК, полученных методом осаждения в электрическом поле. Установлены важные особенности в спектрах комбинационного рассеяния света и ФЛ, отличающие анизотропные ННК от объемных кристаллов Cu_2O , в частности активация запрещенных правилами отбора мод в спектрах КРС, экранирование экситонных состояний при высокой плотности возбуждения и возникновение межзонных переходов. Показано, что наличие полосы 650 нм является отличительной особенностью Cu_2O ННК, связанной с излучением поверхностного экситона, локализованного на акцепторном центре. Сделано заключение о природе полосы ФЛ на длине волны 572 нм в области собственного поглощения Cu_2O ННК. Обнаружено, что при низком уровне возбуждения наблюдается излучение свободного экситона желтой экситонной серии с одновременным излучением оптического фона.

12. Проведены исследования элементного состава и оптических свойств НП перовскитов CsPbBr_3 , легированных после роста катионами Cd^{2+} с использованием прекурсоров $\text{Cd}(\text{OCOCH}_3)_2$ и CdBr_2 . Установлено, что двухстадийная методика легирования позволяет контролируемым образом изменять длину волны излучения НП со сдвигом в синюю область спектра до 117 мэВ, и повышать более чем в два раза интенсивность ФЛ при сохранении высокой стабильности легированного соединения. Установлено, что внедрение 4–8 % катионов Cd^{2+} дает максимальное усиление нелинейного оптического отклика НП, соответствующего увеличению двухфотонного поглощения более чем в 2,5 раза по сравнению с нелегированными НП.

Список литературы

1. Ning C.-Z. Bandgap engineering in semiconductor alloy nanomaterials with widely tunable compositions / C.-Z. Ning, L. Dou, P. Yang // *Nature Reviews Materials*. – 2017. – Vol. 2. – P. 17070. – DOI:10.1038/natrevmats.2017.70.
2. McIntyre P. C. Semiconductor nanowires: to grow or not to grow? / P. C. McIntyre, A. Fontcuberta i Morral // *Materials Today Nano*. – 2020. – Vol. 9. – P. 100058. – DOI:10.1016/j.mtnano.2019.100058.
3. Signatures of Majorana fermions in hybrid superconductor-semiconductor nanowire devices / V. Mourik, K. Zuo, S. M. Frolov [et al.] // *Science*. – 2012. – Vol. 336, № 6084. – P. 1003-1007. – DOI:10.1126/science.1222360.
4. Dalacu D. Nanowire-based sources of non-classical light / D. Dalacu, P. J. Poole, R. L. Williams // *Nanotechnology*. – 2019. – Vol. 30. – P. 232001. – DOI:10.1088/1361-6528/ab0393.
5. Selective-area growth of III-V nanowires and their applications / K. Tomioka, I. Keitaro, T. Tanaka [et al.] // *Journal of Materials Research*. – 2011. – Vol. 26. – P. 2127-2141. – DOI:10.1557/jmr.2011.103.
6. Mechanism of molecular beam epitaxy growth of GaN nanowires on Si / R. K. Debnath, R. Meijers, T. Richter [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2007. – Vol. 90. – P. 123117. – DOI:10.1063/1.2715119.
7. Consonni V. Physical origin of the incubation time of self-induced GaN nanowires / V. Consonni, A. Trampert, L. Geelhaar // *Applied Physics Letters*. – 2011. – Vol. 99. – P. 033102. – DOI:10.1063/1.3610964.
8. Wagner R. S. Vapor-liquid-solid mechanism of single crystal growth / R. S. Wagner, W. C. Ellis // *Applied Physics Letters*. – 1964. – Vol. 4, № 5. – P. 89-90.
9. Zhang A. Nanowires: building blocks for nanoscience and nanotechnology / A. Zhang, G. Zheng, C. M. Lieber // Berlin, Heidelberg : Springer. – 2016. – 321 p.
10. Yang P. Semiconductor nanowires: What's next? / P. Yang, R. Yan, M. Fardy // *Nano Letters*. – 2010. – Vol. 10. – P. 1529-1536. – DOI:10.1021/nl100665r.
11. Growth of one-dimensional nanostructures in MOVPE / W. Seifert, M. Borgström, K. Deppert [et al.] // *Journal of Crystal Growth*. – 2004. – Vol. 272. – P. 211-220. – DOI:10.1016/j.jcrysgro.2004.09.023.
12. Дубровский В. Г. Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы: синтез, свойства, применения (Обзор) / В. Г. Дубровский, Г. Э. Цырлин, В. М. Устинов // *Физика и техника полупроводников*. – 2009. – Т. 43, № 12. – С. 1585-1629.
13. Dubrovskii V. G. Nucleation theory and growth of nanostructures / V. G. Dubrovskii. – Berlin, Heidelberg : Springer, 2014. – 601 p.
14. Record pure zincblende phase in GaAs nanowires down to 5 nm in radius / E. Gil, V. G. Dubrovskii, G. Avit [et al.] // *Nano Letters*. – 2014. – Vol. 14. – P. 3938-3944. – DOI: 10.1021/nl501239h.

15. Ga-assisted catalyst-free growth mechanism of GaAs nanowires by molecular beam epitaxy / C. Colombo, D. Spirkoska, M. Frimmer [et al.] // *Physical Review B*. – 2008. – Vol. 77. – P. 155326. – DOI:10.1103/PhysRevB.77.155326.
16. Bi-stability of contact angle and its role in achieving quantum-thin self-assisted GaAs nanowires / W. Kim, V. G. Dubrovskii, J. Vukajlovic-Plestina [et al.] // *Nano Letters*. – 2018. – Vol. 18. – P. 49-57. – DOI:10.1021/acs.nanolett.7b03126.
17. Self-equilibration of the diameter of Ga-catalyzed GaAs nanowires / V. G. Dubrovskii, T. Xu, A. Díaz Álvarez [et al.] // *Nano Letters*. – 2015. – Vol. 15, № 8. – P. 5580. – DOI:10.1021/acs.nanolett.5b02226.
18. Sub-Poissonian narrowing of length distributions realized in Ga-catalyzed GaAs nanowires / E. S. Koivusalo, T. V. Hakkarainen, M. D. Guina, V. G. Dubrovskii // *Nano Letters*. – 2017. – Vol. 17. – P. 5350-5355. – DOI:10.1021/acs.nanolett.7b01766.
19. Interface dynamics and crystal phase switching in GaAs nanowires / D. Jacobsson, F. Panciera, J. Tersoff [et al.] // *Nature*. – 2016. – Vol. 531. – P. 317-322. – DOI:10.1038/nature17148.
20. Phase selection in self-catalyzed GaAs nanowires / F. Panciera, Z. Baraissov, G. Patriarche [et al.] // *Nano Letters*. – 2020. – Vol. 20. – P. 1669-1675. – DOI:10.1021/acs.nanolett.9b04808.
21. Glas F. Critical dimensions for the plastic relaxation of strained axial heterostructures in free-standing nanowires / F. Glas // *Physical Review B*. – 2006. – Vol. 74. – P. 121302(R). – DOI:10.1103/PhysRevB.74.121302.
22. Critical diameters for III-V nanowires grown on lattice-mismatched substrates / L. C. Chuang, M. Moewe, C. Chase [et al.] // *Applied Physics Letters*. – 2007. – Vol. 90. – P. 043115. – DOI:10.1002/pssr.200903055.
23. Compositional correlation between the nanoparticle and the growing Au-assisted $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ nanowire / R. Sjökvist, D. Jacobsson, M. Tornberg [et al.] // *Journal of Physical Chemistry Letters*. – 2021. – Vol. 12, № 31. – P. 7590-7595. – DOI:10.1021/acs.jpclett.1c02121.
24. Dubrovskii V. G. Liquid-solid and vapor-solid distributions of vapor-liquid-solid III-V ternary nanowires / V. G. Dubrovskii // *Physical Review Materials*. – 2023. – Vol. 7. – P. 096001. – DOI:10.1103/PhysRevMaterials.7.096001.
25. McLean D. Grain boundaries in metals / D. McLean. – Oxford: Oxford University Press, 1957. – 346 p.
26. Origin of spontaneous core-shell AlGaAs nanowires grown by molecular beam epitaxy / V. G. Dubrovskii, I. V. Shtrom, R. R. Reznik [et al.] // *Crystal Growth & Design*. – 2016. – Vol. 16, № 12. – P. 7251-7255. – DOI:10.1021/acs.cgd.6b01412.
27. Dubrovskii V. G. Composition of III-V ternary materials under arbitrary material fluxes: The general approach unifying kinetics and thermodynamics / V. G. Dubrovskii, E. D. Leshchenko // *Physical Review Materials*. – 2023. – Vol. 7. – P. 074603. – DOI:10.1103/PhysRevMaterials.7.074603.

28. Dubrovskii V. G. Vapor–liquid–solid growth of semiconductor nanowires / V. G. Dubrovskii, F. Glas // *Fundamental Properties of Semiconductor Nanowires*. – Singapore: Springer, 2021. – P. 3-107. – DOI 10.1007/978-981-15-9050-4_1.
29. Leshchenko E. D. Recent advances in the growth and compositional modeling of III-V nanowire heterostructures / E. D. Leshchenko, N. V. Sibirev // *Nanomaterials*. – 2024. – Vol. 14. – P. 1816. – DOI:10.3390/nano14221816.
30. Dubrovskii V. G. Interfacial profiles in vapor-liquid-solid grown III-V axial nanowire heterostructures based on group V interchange / V. G. Dubrovskii // *Physical Review Materials*. – 2024. – Vol. 8. – P. 076003. – DOI:10.1103/PhysRevMaterials.8.076003.
31. Dubrovskii V. G. Nucleation-dependent surface diffusion in anisotropic growth of III-V nanostructures / V. G. Dubrovskii // *Crystal Growth & Design*. – 2024. – Vol. 24. – P. 6450-6462. – DOI:10.1021/acs.cgd.4c00723.
32. Hydrothermal synthesis of ZnO nanostructures with controllable morphology change / V. Gerbreder, M. Krasovska, E. Sledevskis [et al.] // *CrystEngComm*. – 2020. – Vol. 22. – P. 1346-1358. – DOI:10.1039/C9CE01556F.
33. The future of ZnO light emitters / D. C. Look, B. Claflin, Ya. I. Alivov, [et al.] // *Physica Status Solidi*. – 2004. – Vol. 201, № 10. – P. 2203–2212. – DOI:10.1002/pssa.200404803.
34. Direct-bandgap emission from hexagonal Ge and SiGe alloys / E. M. T. Fadaly, A. Dijkstra, J. R. Suckert [et al.] // *Nature*. – 2020. – Vol. 580. – P. 205-209. – DOI:10.1038/s41586-020-2150-y.
35. Hexagonal silicon realized / H. I. T. Hauge, M. A. Verheijen, S. Conesa-Boj [et al.] // *Nano Letters*. – 2015. – Vol. 15. – P. 5855-5860. – DOI:10.1021/acs.nanolett.5b01939.
36. Роль эффекта затенения в кинетике роста III-V нитевидных нанокристаллов методом молекулярно-пучковой эпитаксии / В. Г. Дубровский, М. В. Рылькова, А. С. Соколовский [и др.] // *Письма в Журнал технической физики*. – 2022. – Т. 48, № 11. – С. 12-15. – DOI 10.21883/PJTF.2022.11.52606.19202.
37. Дубровский В. Г. Кинетика радиального роста нитевидных нанокристаллов полупроводниковых соединений III-V при газофазной эпитаксии / В. Г. Дубровский, С. В. Микушев // *Письма в Журнал технической физики*. – 2022. – Т. 48, № 20. – С. 35-38. – DOI 10.21883/PJTF.2022.20.53694.19340.
38. Low temperature growth of Au-catalyzed InAs nanowires: Experiment and theory / V. G. Dubrovskii, R. R. Reznik, I. V. Ilkiv [et al.] // *Physica Status Solidi (RRL)*. – 2021. – Vol. 16, № 1. – P. 2100401. – DOI:10.1002/pssr.202100401.
39. Formation of hexagonal Ge stripes on the side facets of AlGaAs nanowires: Implications for near-infrared detectors / I. V. Ilkiv, K. P. Kotlyar, D. A. Kirilenko [et al.] // *ACS Applied Nano Materials*. – 2021. – Vol. 4, № 7. – P. 7289-7294. – DOI:10.1021/acsanm.1c01266.

40. Hexagonal Ge on the side facets of GaAs and AlGaAs nanowires / I. V. Ilkiv, K. P. Kotlyar, D. A. Kirilenko [et al.] // 20th international conference laser optics ICLO 2022: Technical program, Saint Petersburg, 20–24 июня 2022 года. Vol. 2022. – Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2022. – DOI:10.1109/ICLO54117.2022.9840142.
41. Nucleation-limited kinetics of GaAs nanostructures grown by selective area epitaxy: Implications for shape engineering in optoelectronic devices / M. Zendrini, V. Dubrovskii, A. Rudra [et al.] // ACS Applied Nano Materials. – 2024. – Vol. 7. – P. 19065-19074. – DOI:10.1021/acsanm.4c02765.
42. Bassett K. P. Evolution of GaAs nanowire geometry in selective area epitaxy / K. P. Bassett, P. K. Mohseni, X. Li // Applied Physics Letters. – 2015. – Vol. 106. – P. 133102. – DOI:10.1063/1.4916347.
43. Mikushev S. Methodological approach to the characterization of single-photon sources using a Hanbury-Brown Twiss interferometer in a laser-excited fluorescence microscope / S. Mikushev, A. Kalinichev // Quantum Beam Science. – 2025. – Vol. 9. – P. 30. – DOI:10.3390/qubs9040030.
44. Формирование InGaAs-квантовых точек в теле AlGaAs-нитевидных нанокристаллов при молекулярно-пучковой эпитаксии / Р. Р. Резник, В. О. Гридчин, К. П. Котляр [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2022. – Т. 56, № 7. – С. 689-692. – DOI:10.21883/FTP.2022.07.52761.16.
45. Direct band gap AlGaAs wurtzite nanowires / D. Baretin, I. V. Shtrom, R. R. Reznik [et al.] // Nano Letters. – 2023. – Vol. 23. – P. 895-901. – DOI:10.1021/acs.nanolett.2c04184.
46. Brown R. H. Correlation between photons in two coherent beams of light / R. H. Brown, R. Q. Twiss // Nature. – 1956. – Vol. 177, № 4497. – P. 27-29.
47. Photon correlation spectroscopy of a single quantum dot / A. Kiraz, S. Fälth, C. Becher [et al.] // Physical Review B. – 2002. – Vol. 65. – P. 161303. – DOI:10.1103/PhysRevB.65.161303.
48. Becker W. The TCSPC Handbook / W. Becker. – 8th ed. – Berlin: Becker & Hickl, 2019. – 478 p.
49. Wurtzite AlGaAs nanowires / L. Leandro, R. Reznik, J. D. Clement [et al.] // Scientific Reports. – 2020. – Vol. 10. – P. 735. – DOI:10.1038/s41598-020-57563-0.
50. Deep-level emission tailoring in ZnO nanostructures grown via hydrothermal synthesis / S. A. Kadinskaya, V. M. Kondratev, I. K. Kindyushov [et al.] // Nanomaterials. – 2023. – Vol. 13, № 1. – P. 58. – DOI:10.3390/nano13010058.
51. Неупорядоченная лазерная генерация в нанокристаллах ZnO, выращенных гидротермальным методом / М. Э. Лабзовская, Б. В. Новиков, А. Ю. Серов [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2024. – Т. 66, № 1. – С. 17-21. – DOI:10.61011/FTT.2024.01.56930.235.

52. Спонтанная генерация в гидротермальных структурах ZnO / С. А. Кадинская, В. М. Кондратьев, А. В. Николаева [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2024. – Т. 17, № 3.2. – С. 36-41. – DOI:10.18721/JPM.173.206.
53. Проявление упорядоченной генерации в разупорядоченной среде вискеро-в ZnO / М. Э. Лабзовская, Б. В. Новиков, А. Ю. Серов [и др.] // Физика твердого тела. – 2024. – Т. 66, № 7. – С. 1180-1184. – DOI:10.61011/FTT.2024.07.58391.136.
54. Оптические свойства нановискеро-в Cu₂O / М. Э. Лабзовская, Б. В. Новиков, А. Ю. Серов [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2022. – Т. 56, № 11. – С. 1075-1081. – DOI:10.21883/FTP.2022.11.54258.4272.
55. Engineering the optical properties of CsPbBr₃ nanoplatelets through Cd²⁺ doping / I. D. Skurlov, A. V. Sokolova, D. A. Tatarinov [et al.] // Materials. – 2022. – Vol. 15. – P. 7676. – DOI:10.3390/ma15217676.
56. 65 years of ZnO research - old and very recent results / C. Klingshirn, J. Fallert, H. Zhou [et al.] // Physica Status Solidi (B). – 2010. – Vol. 247, № 6. – P. 1424-1447. – DOI:10.1002/pssb.200983195.
57. Tuning the size and shape of nanoMOFs via templated electrodeposition and subsequent electrochemical oxidation / F. Caddeo, R. Vogt, D. Weil [et al.] // ACS Applied Materials & Interfaces. – 2019. – Vol. 11. – P. 25378-25387. – DOI:10.1021/acsami.9b04449.
58. Colloidal metal-halide perovskite nanoplatelets: Thickness-controlled synthesis, properties, and application in light-emitting diodes / C. Otero-Martínez, J. Ye, J. Sung [et al.] // Advanced Materials. – 2022. – Vol. 34. – P. 2107105. – DOI:10.1002/adma.202107105.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

Статьи в рецензируемых научных журналах ВАК и индексируемых в международных базах данных Scopus/Web of Science:

A1. **Mikushev, S. V.** Low temperature growth of Au-catalyzed InAs nanowires: Experiment and theory / V. G. Dubrovskii, R. R. Reznik, I. V. Ilkiv [et al.] // Physica Status Solidi (RRL). – 2021. – Vol. 16, № 1. – P. 2100401. – DOI:10.1002/pssr.202100401.

A2. **Микушев, С. В.** Кинетика радиального роста нитевидных нанокристаллов полупроводниковых соединений III-V при газофазной эпитаксии / В. Г. Дубровский, С. В. Микушев // Письма в Журнал технической физики. – 2022. – Т. 48, № 20. – С. 35-38. – DOI 10.21883/PJTF.2022.20.53694.19340.

A3. **Микушев, С. В.** Роль эффекта затенения в кинетике роста III-V нитевидных нанокристаллов методом молекулярно-пучковой эпитаксии / В. Г. Дуб-

ровский, М. В. Рылькова, А. С. Соколовский [и др.] // Письма в Журнал технической физики. – 2022. – Т. 48, № 11. – С. 12-15. – DOI 10.21883/PJTF.2022.11.52606.19202.

A4. **Mikushev, S. V.** Formation of hexagonal Ge stripes on the side facets of AlGaAs nanowires: Implications for near-infrared detectors / I. V. Ilkiv, K. P. Kotlyar, D. A. Kirilenko [et al.] // ACS Applied Nano Materials. – 2021. – Vol. 4. – P. 7289-7294. – DOI:10.1021/acsanm.1c01266.

A5. **Микушев, С. В.** Формирование InGaAs-квантовых точек в теле AlGaAs-нитевидных нанокристаллов при молекулярно-пучковой эпитаксии / Р. Р. Резник, В. О. Гридчин, К. П. Котляр [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2022. – Т. 56, № 7. – С. 689-692. – DOI:10.21883/FTP.2022.07.52761.16.

A6. **Mikushev, S. V.** Direct band gap AlGaAs wurtzite nanowires / D. Baretin, I. V. Shtrom, R. R. Reznik [et al.] // Nano Letters. – 2023. – Vol. 23. – P. 895-901. – DOI:10.1021/acs.nanolett.2c04184.

A7. **Mikushev, S. V.** Deep-level emission tailoring in ZnO nanostructures grown via hydrothermal synthesis / S. A. Kadinskaya, V. M. Kondratev, I. K. Kindyushov [et al.] // Nanomaterials. – 2023. – Vol. 13, № 1. – P. 58. – P. 58. – DOI:10.3390/nano13010058.

A8. **Mikushev, S. V.** Deep-level emission tailoring in ZnO nanostructures grown via hydrothermal synthesis / S. A. Kadinskaya, V. M. Kondratev, A. Kusnetsov [et al.] // St. Petersburg Polytechnic University Journal. Physics and Mathematics. – 2023. – Vol. 16, № 3.1. – P. 176-181. – DOI:10.18721/JPM.163.131.

A9. **Микушев, С. В.** Неупорядоченная лазерная генерация в нанокристаллах ZnO, выращенных гидротермальным методом / М. Э. Лабзовская, Б. В. Новиков, А. Ю. Серов [и др.] // Физика твердого тела. – 2024. – Т. 66, № 1. – С. 17-21. – DOI:10.61011/FTT.2024.01.56930.235.

A10. **Микушев, С. В.** Спонтанная генерация в гидротермальных структурах ZnO / С. А. Кадинская, В. М. Кондратьев, А. В. Николаева [и др.] // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. – 2024. – Т. 17, № 32. – С. 36-41. – DOI:10.18721/JPM.173.206.

A11. **Микушев, С. В.** Проявление упорядоченной генерации в разупорядоченной среде вискерев ZnO / М. Э. Лабзовская, Б. В. Новиков, А. Ю. Серов [и др.] // Физика твердого тела. – 2024. – Т. 66, № 7. – С. 1180-1184. – DOI:10.61011/FTT.2024.07.58391.136.

A12. **Микушев, С. В.** Оптические свойства нановискерев Cu₂O / М. Э. Лабзовская, Б. В. Новиков, А. Ю. Серов [и др.] // Физика и техника полупроводников. – 2022. – Т. 56, № 11. – С. 1075-1081. – DOI:10.21883/FTP.2022.11.54258.4272.

A13. **Mikushev, S. V.** On-chip light detection using integrated microdisk laser and photodetector bonded onto Si board / N. V. Kryzhanovskaya, F. I. Zubov, E. I. Moiseev [et al.] // Laser Physics Letter. – 2022. – Vol. 19. – P. 016201. – DOI:10.1088/1612-202X/ac3a0f.

A14. **Mikushev, S. V.** Engineering the optical properties of CsPbBr₃ nanoplatelets through Cd²⁺ doping / I. D. Skurlov, A. V. Sokolova, D. A. Tatarinov [et al.] // Materials. – 2022. – Vol. 15. – P.7676. – DOI:10.3390/ma15217676.

A15. **Mikushev S.** Methodological approach to the characterization of single-photon sources using a Hanbury-Brown Twiss interferometer in a laser-excited fluorescence microscope / S. Mikushev, A. Kalinichev // Quantum Beam Science. – 2025. – Vol. 9. – P. 30. – DOI:10.3390/qubs9040030.

A16. **Mikushev, S. V.** Emission sources based on hydrothermal ZnO nanostructures / S. A. Kadinskaya, V. M. Kondratev, A. V. Nikolaeva [et al.] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. – 2024. – Vol. 88, № 3. – P. 335–339. – DOI:10.1134/S1062873824709784.

Публикации в других изданиях, индексируемых в международных базах данных Scopus:

A17. **Mikushev, S. V.** Hexagonal Ge on the side facets of GaAs and AlGaAs nanowires / I. V. Ilkiv, K. P. Kotlyar, D. A. Kirilenko [et al.] // 20th international conference laser optics ICLO 2022: Technical program, Saint Petersburg, 20–24 июня 2022 года. Vol. 2022. – Institute of Electrical and Electronics Engineers Inc., 2022. – DOI:10.1109/ICLO54117.2022.9840142.