

Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж. И. Алфёрова Российской академии наук»



На правах рукописи

Соломонов Никита Александрович

**Исследование эмиссии фотонов из туннельного контакта с
оптическими наноантеннами или полупроводниковыми
волноводами при неупругом туннелировании электронов**

Специальность 1.3.8 —

«Физика конденсированного состояния»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук
Мухин Иван Сергеевич

Санкт-Петербург — 2026

Оглавление

Введение	5
ГЛАВА 1. Наноразмерные источники фотонов с электрическим возбуждением (литературный обзор)	18
1.1 Когерентные источники фотонов. Нанолазеры	18
1.1.1 Плазмонные нанолазеры. Спазеры	21
1.1.2 Поляритонные нанолазеры	23
1.1.3 Фазопеременная фотоника	26
1.2 Наноразмерные источники некогерентного излучения	27
1.2.1 Некогерентные экситон-поляритонные источники	28
1.2.2 Источники на основе неупругого туннелирования электронов	29
1.3 Заключение к главе	33
ГЛАВА 2. Экспериментальные методы и приборы	35
2.1 Исследование процессов излучения фотонов, индуцированного СТМ зондом (СТМ-Л)	36
2.2 Сканирующая туннельная спектроскопия с записью оптического сигнала (СТС-Л)	38
2.3 Схема мультиканальных СТМ-Л измерений	39
2.4 Автоматизация обработки мультиканальных измерений	43
2.5 Заключение к главе	45
ГЛАВА 3. Перестраиваемые источники оптического излучения в видимом и ИК диапазонах на основе массивов плазмонных наноструктур	46
3.1 Фемтосекундная лазерная печать плазмонных наноструктур	47
3.2 Печать экспериментального образца	48
3.3 Характеризация топографии наноантенн	50
3.4 Численное моделирование собственных мод наноантенн	53
3.5 Исследование спектров рассеяния	54

3.6	Исследование люминесценции из туннельного контакта (СТМ-Л)	57
3.6.1	Пространственные распределения оптического сигнала (СТМ-Л)	57
3.6.2	СТС туннельного контакта золото-вакуум-платина	61
3.6.3	Туннельная спектроскопия с регистрацией люминесценции (СТС-Л)	64
3.6.4	СТМ-Л при аномальном режиме источника золото-вакуум-вольфрам	67
3.7	Исследование мультиантенной геометрии источника	69
3.8	Заключение к главе	73

ГЛАВА 4. СТМ-Л источники излучения, интегрированные в оптический волновод на основе $A^{III}B^V$ нитевидных нанокристаллов	75
4.1 Особенности СТМ измерений полупроводниковых ННК	76
4.2 Экспериментальные образцы легированных ННК фосфида галлия	79
4.3 Оптимизация методик подготовки образцов	81
4.4Arteфакты при проведении СТМ-измерений GaP ННК	88
4.5 Оптимизация параметров СТМ измерений GaP ННК	90
4.6 Заключение по главе	94

ГЛАВА 5. Источники излучения с электрическим управлением, интегрированные в полупроводниковые оптические нановолноводы	96
5.1 Микроспектроскопия фотолюминесценции с временным разрешением	98
5.2 Численное моделирование волноводных свойств ННК	102
5.3 Морфология и кристаллическая структура легированных ННК GaP	106
5.4 Рентгеновская дифрактометрия GaP ННК	108
5.5 СТМ-Л измерения n-GaP:Si и p-GaP:Be ННК	111
5.6 Заключение к главе	114

Заключение	118
Список сокращений и условных обозначений	119
Список литературы	120

Введение

Актуальность темы. Стремительное развитие генеративных нейросетей, интернета вещей и инструментов «big data», по данным аналитического центра TD Cowen, привело к дефициту вычислительных мощностей центров обработки данных (ЦОД) и рекордному росту цен в 2023 году [1]. В стремлении за удовлетворением спроса разросшиеся сети энергоёмких ЦОД к 2025 году вызвали проблемы другого характера – информационный сектор начал перегружать энергетическую инфраструктуру стран, вынуждая подключать вычислительные сервера напрямую к электростанциям, вводить в эксплуатацию новые атомные энергоблоки и развивать технологию модульных ядерных реакторов только для обеспечения нужд ЦОД [2–5]. Несмотря на предпринимаемые меры, потребности в высокопроизводительных вычислениях и обработке колоссальных объемов данных продолжают расти быстрее, чем удаётся решать вопросы энергопотребления и тепловыделения [6].

Вместе с модернизацией энергосетей применяются и другие подходы к оптимизации вычислений, например введение интеллектуальных систем прогнозирования нагрузок с помощью нейросетей, размещение ЦОД в заполярных регионах и на дне океана и оптимизация энергопотребления на уровне оборудования и программного обеспечения [7–9]. Однако темпы роста производительности и энергоэффективности при следовании по одному из основных путей – разработке и внедрению новых поколений полупроводниковых интегральных схем (ИС) — продолжают замедляться с каждым годом [10].

С развитием промышленных полупроводниковых технологий до топологического уровня 3 нм (Samsung, 2022 г.) и прогнозируемым достижением техпроцесса с топологической нормой 2 нм и менее (TSMC, вторая половина 2025 года) актуальная в течение нескольких десятилетий стратегия развития электронных ИС, состоящая в оптимизации материалов и дизайна транзисторов с миниатюризацией и увеличением плотности компонентов на кристалле, вплотную приближается к технологическим и теоретическим пределам [11]. Причины в первую очередь связаны с возрастающей ролью квантовой неопределенности и эффектов короткого канала в нанометровых масштабах, приводящих к

росту ошибок и значительным токам утечки и, как следствие, к снижению надежности, повышенному тепловыделению и энергопотреблению транзисторов [12]. Кроме того, экспоненциально возрастающие затраты на разработку новых техпроцессов и переоборудование производственных линий делают дальнейшее уменьшение размеров транзисторов экономически нецелесообразным для большинства производителей [13].

В связи с этим актуальной задачей научного сообщества является поиск альтернативных путей развития вычислительной техники. Одним из перспективных решений является переход к размещению и согласованию электронных и оптических функциональных блоков на одном кристалле с разработкой интегральных фотонных схем (ФИС) [14]. ФИС обладают сочетанием уникальных преимуществ: переход к кодированию информации в виде светового пучка обеспечивает высокую скорость и меньшие задержки при передаче сигнала, а также значительно снижают тепловыделение при работе на высоких тактовых частотах, за счёт отсутствия проблем с динамическими потерями при передаче сигнала. Вместе с этим смена носителей с электронов на фотоны открыла доступ к мультиплексированию по длинам волн, значительно увеличивая пропускную способность систем и позволяя создавать широкополосные линии передачи данных как на поверхности кристалла с помощью волноводных магистралей, так и используя оптические межслойные волноводные соединения с высокой плотностью размещения [15–17]. Сочетание указанных преимуществ позволяет преодолеть ограничения традиционных электронных ИС и добиться разработки энергоэффективных вычислительных устройств новых поколений, потребляющих менее пикоджоуля на бит [18].

При построении ФИС одним из ключевых ограничений является необходимость размещения на поверхности чипа большого числа электрооптических преобразователей – модуляторов амплитуды, фазы и частоты, фильтров частот и оптических переключателей для управления параметрами светового пучка. Такие элементы для достижения необходимой эффективности могут занимать площади более 100 мкм^2 поверхности кристалла, значительно ограничивая предельную плотность упаковки. Помимо этого, гибридная интеграция сталки-

вается с проблемами рассогласования материальной и технологической базы между электронными и оптическими компонентами, что усугубляется «тепловым несоответствием» – нагрев электронных компонентов, размещенных рядом с волноводами, приводит к дополнительным потерям из-за термооптического эффекта [19, 20].

Дополнительным фактором, существенно ограничивающим предельную степень интеграции элементов на ФИС и итоговые габариты чипа, является необходимость размещения на кристалле интерфейсов ввода излучения в планарные волноводы от внешнего источника фотонов либо размещение электроуправляемого источника фотонов на кристалле непосредственно вблизи волноводов ФИС с эффективным согласованием излучения с волноводной модой [21, 22]. Традиционные интерфейсы, такие как решетки (grating couplers) или торцевые вводы (edge couplers) для обеспечения достаточно высокой эффективности ввода излучения ($>30\text{--}50\%$) занимают существенные площади в плоскости кристалла от 20 до 200 мкм² и часто требуют дополнительной области для элементов оптической подстройки и согласования внешнего излучения с волноводной модой [23]. В случае торцевых вводов требуются удлиненные сужающие переходы в виде конуса (adiabatic taper) для соединения внешнего оптоволокна (с типичным модовым диаметром 8–10 мкм) с субмикронным планарным волноводом, а для минимизации потерь типичная длина таких конусов 50–200 мкм [24, 25].

Как будет показано в главе 1 для традиционных источников фотонов на чипе также характерна проблема несоответствия габаритов: они занимают сотни микрон в плоскости кристалла и требуют зон для термостабилизации [26, 27]. Данный факт затрудняет совместную интеграцию с пассивными оптическими элементами и электронной логикой, что делает такие источники малоприспособленными для интегральных схем с высокой плотностью упаковки, особенно при интеграции с КМОП-совместимыми платформами (комплементарная структура металл-оксид-полупроводник). Поэтому при разработке энергоэффективных гибридных ФИС с высокой степенью упаковки одной из ключевых задач является поиск технологии энергоэффективных наноразмерных источников фотонов,

возбуждаемых и управляемых электрическим напряжением с полной совместимостью с материалами и промышленными процессами современных ИС.

Явление люминесценции при неупругом туннелировании электронов (НТЭ) через субнанометровый диэлектрический барьер в структурах металл-изолятор-металл (МИМ) и металл-изолятор-полупроводник (МИП) позволяет создавать ультракомпактные некогерентные источники оптического излучения, возбуждаемые электрическим током с предельной степенью пространственной миниатюризации, ограниченной физически допустимым расстоянием между электродами, формирующими туннельный зазор. НТЭ источники потенциально удовлетворяют всем требованиям для ФИС нового поколения: нанометровые размеры, сверхбыстрый отклик, возможность настройки спектральных параметров излучения с помощью электрического напряжения, однако при этом, в доступной для масштабирования архитектуре, источники обладают слишком низкой внешней квантовой эффективностью (ВКЭ) для практической реализации в ФИС (см. подробнее в разделе 1).

Несмотря на экспериментальную демонстрацию принципиальной возможности достижения высоких уровней ВКЭ в НТЭ источниках фотонов на уровне нескольких процентов, за счёт реализации каскадов резонансного туннелирования электронов и размещения структур низкой размерности, такие решения, как правило, характеризуются низкой воспроизводимостью, высокой технологической сложностью и несовместимостью с современными производственными процессами, поэтому далеки от интеграции в коммерческие устройства. В связи с этим особую актуальность приобретает исследование и разработка НТЭ источников с повышенной ВКЭ, сочетающих простоту архитектуры, технологическую совместимость с КМОП материалами и массовыми технологиями изготовления, и возможность инженерии и управления спектральными характеристиками излучения. Настоящая диссертационная работа направлена на решение данной задачи, предлагая исследовать в качестве НТЭ источников фотонов два типа структур с туннельным переходом: зонд сканирующего туннельного микроскопа (СТМ)-вакуум-золотые полусферические наноантенны (МИМ НТЭ источник), изготовленные технологией фемтосекундной лазерной печати (см. раздел 3), и

СТМ зонд-вакуум-полупроводниковый нановолновод (МИП НТЭ источник) на основе GaP нитевидных нанокристаллов (см. раздел 4-5).

Целью диссертационной работы является исследование процессов излучения фотонов при неупругом туннелировании электронов и создание наноразмерных источников фотонов видимого и инфракрасного (ИК) спектральных диапазонов из металлических и полупроводниковых материалов, работающих на основе НТЭ эффекта, с перестраиваемой длиной волны излучения или интегрированных в оптический волновод.

Задачи диссертационной работы. Для достижения данной цели в рамках диссертации были поставлены и решены следующие задачи:

1. Развить методику прямых мультиканальных измерений оптического сигнала из области туннельного контакта в СТМ в условиях сверхвысокого вакуума. Создать схему синхронизации сигнала детектора фотонов с СТМ измерениями и разработать специализированный программный пакет автоматизированной обработки мультиканальных данных.
2. Исследовать процессы неупругого туннелирования электронов и рождения фотонов видимого и ИК спектральных диапазонов, индуцированных в туннельном контакте с СТМ зондом, при сканировании массивов плазмонных наноплазмонных антенн. Создать перестраиваемые источники оптического излучения в видимом и ИК диапазонах на основе массивов плазмонных наноструктур, изготовленных методами фемтосекундной лазерной печати.
3. Выбрать сочетание проводящих СТМ-подложек и методик подготовки образцов, а также определить оптимальные режимы туннельного контакта, обеспечивающие стабильные воспроизводимые СТМ измерения и получение карт светимости туннельного контакта (СТМ-Л) от легированных нитевидных нанокристаллов (ННК) GaP.
4. На основе туннельного контакта с легированными ННК GaP создать и исследовать наноразмерные источники излучения, управляемые электрическими сигналами и интегрированные в оптические полупроводниковые волноводы.

Для успешного выполнения задач диссертационной работы экспериментальные измерения и анализ данных были выполнены с применением комплекса современных методик исследования морфологии, структурных и оптических свойств наноструктур, включающего:

- Растровую электронную микроскопию (РЭМ) и просвечивающую электронную микроскопию (ПЭМ), обеспечивших детальные изображения морфологии исследуемых образцов и позволивших провести анализ кристаллической структуры и фазового состава ННК с пространственным разрешением до нескольких нанометров.
- Оптическую спектроскопию рассеяния в темном поле и спектроскопию отражения с преобразованием Фурье (FTIR) для анализа собственных и коллективных оптических мод в исследуемых наноструктурах в широком диапазоне частот, охватывающем оптический и ближний ИК спектральные диапазоны, с целью сопоставления и комплексной интерпретации данных спектроскопических, СТМ-Л измерений и результатов численного моделирования.
- Спектроскопию микрофотолюминесценции (мФЛ) и спектроскопию с временным разрешением для исследования локальных спектральных и временных характеристик оптического отклика полупроводниковых GaP ННК. Методы позволили установить различия в механизмах излучательной рекомбинации между двумя типами легированных ННК GaP:Be и GaP:Si, а также оценить время жизни оптических состояний в исследуемых структурах, что позволило более детально интерпретировать данные СТМ-Л измерений.
- Прямые оптические измерения излучения, возникающего при неупругом туннелировании электронов, возбужденного СТМ зондом (СТМ-Л), синхронизированные с записью СТМ топографии, позволили проводить пространственное картирование распределения локальной плотности оптических состояний (ЛПОС) с субдифракционным пространственным

разрешением. Полученные данные СТМ-Л измерений позволили провести анализ корреляций между морфологическими особенностями исследуемых наноструктур и особенностями в пространственных распределениях ЛПОС.

- Для интерпретации экспериментальных данных применялись методы численного моделирования с использованием программного пакета COMSOL Multiphysics, а также программные пакеты для статистической обработки экспериментальных данных, включая Origin и зарегистрированный программный пакет для ЭВМ (РИД №2024689814). Разработанный программный пакет обеспечивает совместную обработку мультиканальных массивов синхронизированных СТМ измерений со встроенными алгоритмами математической фильтрации и адаптирован для решения задач, поставленных в рамках данной диссертационной работы.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Массив золотых параболических полых наноантенн (толщина стенки 30 нм, диаметр 520 нм, высота 265 нм, период массива 1250 нм) выступает в роли широкополосного перестраиваемого источника фотонов с электрическим возбуждением. В таких плазмонных структурах при неупругом туннелировании электронов возбуждается излучение как в диапазоне (550-850 нм) при напряжениях туннельного контакта 2,2-2,5 В за счет возбуждения локализованных плазмонных резонансов, так и в диапазоне (1650–1870 нм) при напряжениях 0,65-0,75 В за счет возбуждения решеточных резонансов в массиве.
2. Для воспроизводимых СТМ измерений легированных ННК GaP:Si и GaP:Be в условиях сверхвысокого вакуума при комнатной температуре необходимо использовать Ni подложки и метода переноса ННК, основанного на механическом контакте исходной ростовой подложки и подложки для СТМ, что обеспечивается формированием адгезивного слоя между

подложкой и ННК. Параметры туннельного контакта: напряжение смещения 7–10 В, туннельный ток не более 400 пА обеспечивает стабильную запись СТМ топографий для более чем 15 последовательных измерений.

3. Легированный ННК GaP:Be (диаметр 110 ± 5 нм, длина $4,5 \pm 0,5$ мкм) выступает в качестве нановолновода с монолитно интегрированным электроуправляемым источником фотонов, за счет того, что в GaP:Be ННК с сфалеритной фазой, обладающей непрямоzonной энергетической структурой, формируется прямоzonная вставка вюрцитной фазы, оптические переходы в которой могут быть возбуждены при неупругом туннелировании электронов с последующим излучением фотонов непосредственно в ННК.

Научная новизна диссертации отражена в следующих пунктах:

Впервые проведены оптические СТМ-Л измерения массивов полых золотых наноантенн, изготовленных методом фемтосекундной лазерной печати. Установлено, что такие плазмонные структуры при возбуждении с помощью неупругого туннелирования электронов выступают в роли широкополосных электрически возбуждаемых источников фотонов с возможностью перестройки спектра излучения посредством регулировки напряжения смещения туннельного контакта в диапазонах 0,6–0,7 В и 2,2–2,5 В, что обеспечивает излучение в ближнем ИК 1600–1870 нм и в 550–870 нм спектральных диапазонах, соответственно.

Впервые с помощью прямых оптических измерений СТМ-Л визуализировано пространственное изменение ЛПОС с 10-нанометровым разрешением в системе двух близкорасположенных золотых наноантенн: полый полусферы ($d=520$ нм, $h=265$ нм) и наночастицы со средним диаметром 120 нм. Показано, что ближнепольное взаимодействие двух плазмонных резонаторов приводит к повышению оптического сигнала на 10–15% относительно уровня единичной наноантенны и сопровождается заметными изменениями в картинах пространственного распределения ЛПОС. Впервые проведены воспроизводимые СТМ и СТМ-Л измерения GaP ННК при комнатной температуре в условиях сверхвысокого вакуума без применения методов подготовки, модифицирующих свойства

или морфологию поверхности нанокристаллов (высокотемпературных отжиг, химическое и физическое травление).

Впервые продемонстрировано, что легированные ННК GaP могут выступать в качестве нановолноводов с монолитно интегрированными электроуправляемыми источниками фотонов, в которых излучение возбуждается за счёт неупругого туннелирования электронов с возбуждением оптических состояний в полупроводниковой наноструктуре. Проведены сравнения механизмов возбуждения излучения для двух типов ННК GaP, легированных атомами Si (n-тип проводимости) и Be (p-тип проводимости), с использованием комплексного подхода: СТМ-Л, спектроскопия микроФЛ и спектроскопия с временным разрешением. Впервые установлена взаимосвязь между тонкими пространственными неоднородностями светимости на СТМ-Л картах с наличием псевдопрямозонных вставок вюрцитной фазы в GaP:Be, которые приводят к локальному повышению эффективности электрон-фотонного преобразования за счёт наличия дополнительных оптических состояний, ассоциированных с межзонными переходами.

Теоретическая и практическая значимость

Теоретическая значимость исследований, выполненных в рамках данной диссертационной работы, заключается в углублении представлений о механизмах возбуждения оптических состояний при неупругом туннелировании электронов в массивах плазмонных наноструктурах и полупроводниковых нитевидных нанокристаллах.

В диссертационной работе продемонстрирована возможность пространственного картирования ЛПОС образцов с субдифракционным разрешением путём прямой регистрации люминесценции, индуцированной неупругим туннелированием электронов в рамках методик СТМ-Л и светимости при сканирующей туннельной спектроскопии (СТС-Л). Пространственный анализ ЛПОС на наномасштабе, а также возможность устанавливать взаимосвязь между морфологическими особенностями наноструктур с пространственными распределениями ЛПОС позволяют исследовать электронно-фотонные преобразования в туннельном контакте и представляют собой универсальный инструмент для

высокоразрешающей диагностики и оптимизации оптических свойств при разработке наноразмерных источников фотонов для ФИС.

Практическая значимость диссертационной работы заключается в демонстрации возможности создания наноразмерных источников фотонов с электрическим типом возбуждения и управлением спектральными характеристиками излучения, реализуемых на основе неупругого туннелирования электронов и масштабируемых воспроизводимых технологий создания.

В работе экспериментально реализованы два типа источников оптического излучения, работающих за счет процессов неупругого туннелирования электронов (ЛНТЭ источников): (i) источник на основе массива полых полусферических наноантенн, изготовленных методом фемтосекундной лазерной печати на тонких металлических плёнках, и (ii) источник на основе GaP:Be ННК, в котором увеличение ЛПОС происходит за счёт псевдопрямозонных вставок вюрцитной кристаллической фазы, формирующихся в процессе роста кристалла.

Выбран материал подложек и оптимизированы методы переноса ННК на вспомогательные подложки для проведения воспроизводимых СТМ и СТМ-Л измерений полупроводниковых наноструктур.

Оба типа источников обладают потенциалом для интеграции в архитектуру ФИС и могут быть использованы при разработке оптоэлектронных компонентов нового поколения.

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием апробированных программных пакетов численного моделирования и проведением измерений с помощью современных экспериментальных методов на высокотехнологичном оборудовании. Надёжность сформулированных выводов подтверждается согласованностью данных, полученных с помощью различных независимых методов исследования: СТМ-Л, СТС-Л, просвечивающей электронной микроскопии, микрофотолюминесцентной (мФЛ) спектроскопии, а также спектроскопии с временным разрешением. Достоверность экспериментальных данных обеспечена статистической обработкой крупных серий многократно воспроизводимых измерений и сопоставлением с результатами численного моделирования. Интерпретация полученных результатов опирается на общепринятые

физические модели, а также не противоречит результатам, опубликованным в рецензируемых источниках по смежным направлениям.

Апробация результатов работы.

Основные положения и результаты исследований по теме диссертации докладывались и обсуждались на 10 всероссийских и международных конференциях:

1. 10th International School and Conference «Saint-Petersburg OPEN 2023», 23–26 мая 2023 г., Санкт-Петербург.
2. 11th International School and Conference «Saint-Petersburg OPEN 2024», 14–17 мая 2024 г., Санкт-Петербург.
3. 12th International School and Conference «Saint-Petersburg OPEN 2025», 20–23 мая 2025 г., Санкт-Петербург.
4. XXVII International Symposium «Nanophysics and Nanoelectronics», 13–16 марта 2023 г., Нижний Новгород.
5. XXVIII International Symposium «Nanophysics and Nanoelectronics», 13–16 марта 2024 г., Нижний Новгород.
6. XXIX International Symposium «Nanophysics and Nanoelectronics», 13–16 марта 2025 г., Нижний Новгород.
7. XXX International Symposium «Nanophysics and Nanoelectronics», 9–13 марта 2026 г., Нижний Новгород.
8. Международная конференция «Физика.СПб–2024», 21–25 октября 2024 г., Санкт-Петербург.
9. 4th Conference «Applications of Scanning Probe Microscopy out of Ambient Conditions», 30 мая – 1 июня 2023 г., Черноголовка.
10. 31st International Conference «Advanced Laser Technologies (ALT 2024)», 23–27 сентября 2024 г., Владивосток.

По результатам проведённых исследований был получен грант от Фонда содействия инновациям в рамках конкурса «УМНИК-Фотоника 2023» (12ГУ-ЭС18/90775 от 18.12.2023).

Личный вклад автора:

Личный вклад автора заключается в модификации экспериментальных установок для мультиканальных СТМ-Л измерений, а также в выборе и подготовке исследуемых образцов. Ключевые экспериментальные данные, положенные в основу диссертации, были получены лично автором или при его непосредственном участии. Автором выполнена обработка и интерпретация данных мультиканальных и спектроскопических измерений, включая разработку программного пакета для автоматизированной обработки СТМ-Л измерений. Автором и при его участии подготовлены основные публикации по результатам исследования, включая статьи в рецензируемых научных журналах и доклады на конференциях различного уровня.

Публикации. Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 научных публикациях. Из них 5 изданы в международных изданиях, индексируемых в базе цитирования Scopus или Web of Science:

1. Lebedev D. V., Solomonov N. A., et al. Femtosecond laser-printed gold nanoantennas for electrically driven and bias-tuned nanoscale light sources operating in visible and infrared spectral ranges // *The Journal of Physical Chemistry Letters*. 2023. Vol. 14, No. 22. P. 5134–5140. DOI: 10.1021/acs.jpcllett.3c00650.
2. Lebedev D. V., Solomonov N. A., et al. Electrically driven light source embedded in a GaP nanowaveguide for visible-range photonics on chip // *Advanced Optical Materials*. 2024. Vol. 12, No. 25. Article 2400581. DOI: 10.1002/adom.202400581.
3. Solomonov N. A., Lebedev D. V., et al. NW-based sample preparation for ultrahigh vacuum STM imaging // *Nanotechnology*. 2025. Vol. 36(19) DOI: 10.1088/1361-6528/adc698.

4. Solomonov N. A., et al. Luminescence enhancement in inelastic tunnelling of electrons by changing the geometry of the tunnelling contact // *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*. 2024. Vol. 17, No. 3.2. P. 236–240. DOI: 10.18721/JPM.173.247.
5. Solomonov N. A., et al. STM visualization of local density of optical states of gold nanoantennas with sub-diffraction resolution // *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*. 2025. Vol. 83, No. 3.2. P. 96–100. DOI: 10.18721/JPM.183.218 .

Структура и объем диссертации. Настоящая диссертационная работа состоит из введения, пяти основных глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы. Общий объем основного текста составляет 139 страниц. Работа включает 49 иллюстраций и 1 таблицу. Список литературы насчитывает 183 наименование.

ГЛАВА 1. Наноразмерные источники фотонов с электрическим возбуждением (литературный обзор)

Стремительное развитие технологий интегральной фотоники и переход к архитектурам гетерогенной интеграции электронных компонентов современной топологической нормы (наноразмерных транзисторов) совместно с пассивными и активными фотонными компонентами (источники и детекторы излучения, волноводные структуры) на единой кристаллической платформе поставили перед научным сообществом задачу создания технологии компактных, энергоэффективных источников фотонов, возбуждаемых и управляемых электрическим напряжением, а также совместимых с материалами и технологическими процессами современных интегральных схем [28, 29].

В рамках данного раздела представлен обзор современных концепций электроуправляемых наноразмерных источников когерентного и некогерентного излучения с акцентом на наиболее перспективные направления, имеющие потенциал интеграции в архитектуру ФИС следующих поколений.

1.1 Когерентные источники фотонов. Нанолазеры

Источники когерентного оптического излучения с электрическим возбуждением являются ключевыми функциональными элементами ФИС, обеспечивая их эффективность в широком спектре современных приложений, включая высокоскоростные системы передачи данных, интегральные схемы фотонной логики, квантовую криптографию и сверхчувствительные устройства нелинейной оптической сенсорики [30–32]. Высокая степень когерентности критически важна для точного управления амплитудой и фазой оптического излучения, а также для эффективного возбуждения нелинейных оптических эффектов в современных материалах и лежит в основе генерации ультракоротких пико- и фемтосекундных лазерных импульсов. Такие импульсы используются в передовых методах метрологии и литографии, включая неабляционное лазерное формирование наноструктур (фемтосекундная лазерная печать), спектроскопию с высоким временным разрешением, а также при исследованиях динамики быстропроте-

кающих физических и химических процессов на атомарном и молекулярном уровнях [33, 34].

Традиционные лазерные источники на кристалле, такие как компактные и быстрые VCSEL (Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser; диаметр активной области более 5 мкм, типичная выходная мощность ~ 100 мВт, размер чипа более 100 мкм^2), и мощные VECSEL (Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser; резонатор вынесен на отдельную платформу, обеспечивающую эффективный теплоотвод, что позволяет достигать высокой выходной мощности), представляют собой поверхностно-излучающие микролазеры с вертикальным оптическим резонатором [35, 36]. Такие микролазеры нашли широкое применение в оптических системах ЦОД, медицинской оптике, 3D-сканерах и лидарах, использующих массивы VCSEL как лазерный проектор точек (в том числе в системах носимой электроники в составе биометрических систем распознавания лиц, таких как ToF (Time-of-Flight) LiDAR в TrueDepth камерах и в системах дополненной реальности, см. рис. 1 а) [37–39]. Однако микролазеры имеют фундаментальные ограничения масштабирования, поскольку минимально допустимый размер оптической моды в диэлектрических резонаторах ограничен дифракционным пределом локализации электромагнитного поля [40].

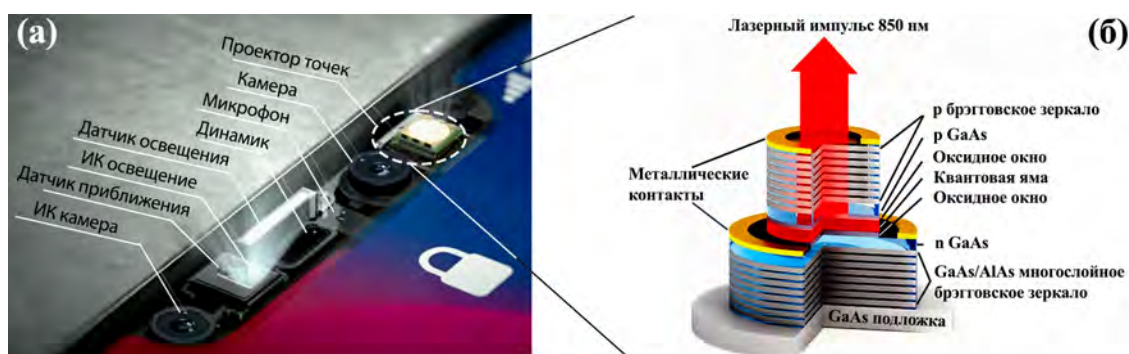


Рисунок 1 — VCSEL микролазеры: (а) матрица VCSEL микролазеров в подэкранном модуле смартфона [41]; (б) схема структуры микролазера [42]

Для формирования устойчивой моды в оптическом резонаторе необходимо реализовать условия когерентной интерференции волн, что требует, как минимум наличия полуволновых узлов и пучностей электромагнитного поля вдоль всех направлений резонатора (условие отсечки). Таким образом, минимальный объем, в котором возможно устойчивое распространение оптической моды составляет:

$$V_{\text{моды}} \sim \left(\frac{\lambda}{2n} \right)^3 \quad (1.1)$$

Соотношение (1.1) отражает фундаментальное ограничение минимального модового объёма классических оптических резонаторов. С точки зрения принципа неопределённости для фотонов ($\Delta x \cdot \Delta k \sim 1$, где x — координата, k — волновой вектор), уменьшение пространственной локализации волнового пакета Δx требует расширения спектра пространственных частот Δk , что в свою очередь приводит к увеличению потерь на рассеяние и поглощение, т.е. к снижению добротности резонатора. Данный эффект накладывает ограничение на предельную степень миниатюризации диэлектрических резонаторов, существенно ограничивая плотность интеграции активных и пассивных элементов ФИС.

С развитием нанофотоники появилась возможность принципиально изменить подход к локализации электромагнитного поля и формированию оптических мод, преодолевая дифракционный предел за счёт взаимодействия света с коллективными возбуждениями (квазичастицами) в материалах. В частности, за счёт взаимодействия с плазмонами (колебаниями свободных носителей заряда) и экситон-поляритонными состояниями, формирующимися в полупроводниковых наногетероструктурах, удалось существенно уменьшить модовый объём (вплоть до $(\lambda/10)^3$ и менее) с субдифракционной локализацией поля, формируя новое поколение когерентных наноразмерных источников фотонов и перспективы дальнейшей миниатюризации активных компонентов ФИС.

Сдвиг в сторону наноразмерных масштабов приводит к усилению степени взаимодействия между локализованным полем и активной средой, что выражается в увеличении β фактора — доли спонтанного излучения, связанной с лазерной модой. Для нанолазеров значения β могут стремиться к единице (в пределе $\beta = 1$ осуществляется беспороговая лазерная генерация), что приводит к существенному снижению порога генерации, повышению скорости модуляции и внешней квантовой эффективности наноразмерных когерентных источников фотонов по сравнению с габаритными аналогами [43]. В то же время настолько глубокая миниатюризация сопровождается существенным увеличением потерь в

металлических или металл-диэлектрических резонаторах и сложностью в проектировании электродов, требуя глубокой оптимизации материалов и разработки дизайна устройств для достижения оптимального баланса между локализацией поля и добротностью резонаторов [44, 45].

В зависимости от конфигураций резонатора и активной области, а также используемых материалов современные нанолазеры можно подразделить на несколько классов.

1.1.1 Плазмонные нанолазеры. Спазеры

Плазмонные нанолазеры, или спазеры (от англ. spaser — surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation) используют сильную локализацию поля за счёт возбуждения поверхностных плазмонных резонансов в металлических наноструктурах, что позволяет достичь крайне малого модового объема в масштабах порядка нескольких десятков нанометров [46]. Конструктивно современные спазеры, как правило, представляют собой сочетание металлических наносфер, металлических эпитаксиальных плёнок или наностержней с активной средой — органическими красителями, квантовыми точками, перовскитами, графеном и другими современными материалами, обеспечивающих высокий коэффициент усиления и возможность управления характером лазерной генерации [47–49].

За последние десятилетия в научной литературе было представлено значительное количество как теоретических исследований, так и практических демонстраций наноразмерных спазеров, генерирующих когерентное излучение при комнатной температуре. Ярким примером теоретических исследований является работа [50], в которой предложен новый класс когерентных источников — топологически защищенных спазеров на основе гексагональной решетки металлических наносфер «ядро-оболочка» с двумя подсетями разных резонаторов внутри структуры. Такой нанолазер может рассматриваться в качестве бистабильного элемента для биосенсорики и ультрабыстрой оптической памяти для ФИС. Известна серия работ, посвященная экспериментальным реализациям спазеров с лазерной генерацией при комнатной температуре с использованием

внешней оптической накачки. Среди таких работ можно выделить спазеры на перовскитных нанокристаллах [48], а также набор настраиваемых спазер-нанопроб для биовизуализации клеток на основе Au наночастиц «ядро-оболочка», покрытых оболочкой из органических красителей [51]. Однако, практически все из известных примеров спазеров требуют внешнюю оптическую накачку для генерации лазерного излучения, что ограничивает возможный диапазон применения ФИС на их основе.

В 2025 году было представлено первое экспериментальное подтверждение возможности реализации электрически возбуждаемых спазеров на основе гибридной структуры из микролент ZnO:Ga с распределенными золотыми наночастицами [52]. Конструкция данного источника представляет собой две перекрещенные полупроводниковые микроленты из ZnO , легированных Ga (ZnO:Ga), при этом в структуре одной из лент распределены золотые наночастицы (AuNPs@ZnO:Ga), формирующие локализованную плазмонную моду, вторая микролента ZnO:Ga выступает в качестве активной среды (см. рисунок 2 а). В зоне пересечения лент формируется нанометровый плазмонный резонатор, в котором при приложении напряжения выше порогового значения (от 8 до 22 В) достигается достаточная плотность горячих носителей для возбуждения плазмонного резонанса и необходимого усиления для генерации когерентного излучения в зеленой спектральной области (550 нм) (см. рисунок 2 б).

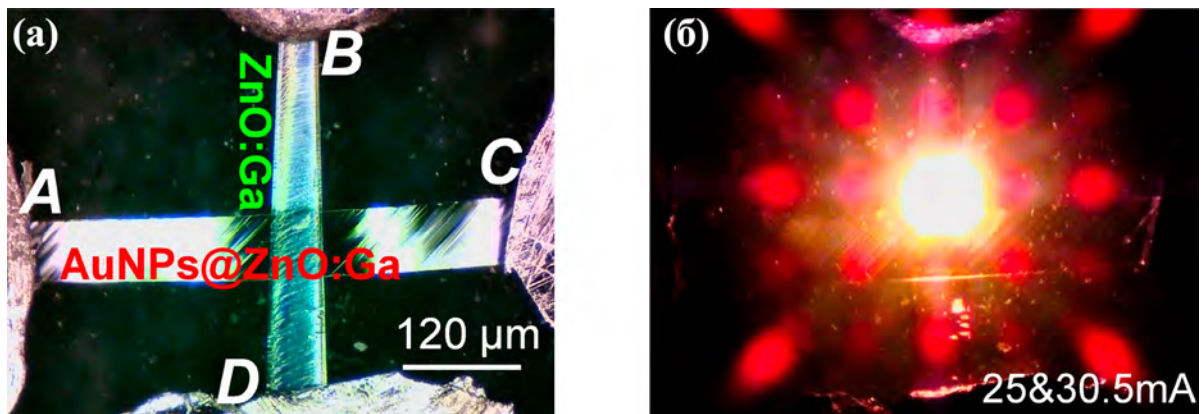


Рисунок 2 — Электроуправляемый спазер на основе микролент ZnO:Ga : (а) оптическая микрофотография скрещенных микролент; (б) оптическая микрофотография источника в режиме лазерной генерации при $V = 25$ В и токе накачки 30,5 мА [52]

Данная работа является первой экспериментальной демонстрацией спазеров с генерацией когерентного излучения при электрической накачке, без применения внешнего оптического возбуждения, что является важным шагом на пути интеграции электроуправляемых спазеров в архитектуру ФИС. В работе [53] было показано, что одного наноразмерного транзистора может быть достаточно для обеспечения требуемого уровня тока электрической накачки для наноразмерных спазеров, что открывает перспективы разработки спазеров как нового класса активных фотонных элементов для электрооптической связи между транзисторами традиционной электронной цифровой логики (концепция активных оптических межслойных волноводных соединений в ФИС).

1.1.2 Поляритонные нанолазеры

Особый интерес представляют источники когерентного излучения с электрической накачкой на основе экситон-поляритонов – квазичастиц, возникающих в результате сильной связи оптической моды резонатора с экситонными переходами в полупроводниковых гетероструктурах и обладающих очень малой эффективной массой. Благодаря высокой степени фотонной составляющей поляритонов в сочетании с возможностью конденсации Бозе-Эйнштейна при сравнительно высоких температурах (в современных материалах — вплоть до комнатной) поляритонные нанолазеры обеспечивают генерацию когерентного излучения без необходимости достижения полной инверсии населённости, что обеспечивает чрезвычайно низкий порог генерации по напряжению и плотности тока и потенциально высокую скорость модуляции [54, 55].

Первоначальные поляритонные лазеры с электрической накачкой были существенно ограничены в практическом применении, поскольку для поддержания стабильных экситонных состояний требовались криогенные температуры, так как энергия теплового возбуждения при комнатной температуре (~ 25 мэВ) превышала энергию связи экситонов ($\sim 4\text{--}5$ мэВ для GaAs) и приводила к термической ионизации и исчезновению экситонных эффектов, необходимых для формирования поляритонного конденсата [56, 57]. Более того, важным фактором, ограничивающим работу поляритонных лазеров с электрической накачкой, яв-

ляется эффект «бутылочного горлышка»: носители, инжектируемые в активную область лазера, не успевают эффективно релаксировать в нижнюю поляритонную ветвь, накапливаясь в высокоэнергетических состояниях, что препятствует формированию конденсата. Поэтому для преодоления ограничений поляритонных нанолазеров требовалось не только глубокое охлаждение активной области, но и приложение внешнего магнитного поля, которое, благодаря квантованию электронных и дырочных уровней, увеличивает плотность состояний вблизи дна энергетической зоны, тем самым ускоряя рассеяние носителей в состояние поляритонного конденсата, способствуя реализации режима лазерной генерации [55].

С развитием эпитаксиальных технологий и методов изготовления нанорезонаторов с высокой добротностью (многослойных распределенных брэгговских отражателей – РБО-зеркал) появилась возможность перейти к новым дизайнам наноструктур с использованием широкозонных полупроводниковых материалов, таких как нитрид галлия (GaN), обладающих значительно более высокой энергией связи экситона ($\sim 25\text{--}30$ мэВ), что позволило обеспечить стабильность экситонных состояний при комнатной температуре, устранив необходимость в криогенном охлаждении [58]. Использование GaN в сочетании с РБО-зеркалами обеспечило высокую локализацию поля вблизи активной области, что оказалось критически важным для обеспечения низкого порога поляритонной генерации без использования магнитного поля. Совокупность технологических достижений позволила перейти от лабораторных низкотемпературных прототипов к экспериментальной реализации электроуправляемых поляритонных нанолазеров, совместимых с ФИС.

Первые экспериментальные реализации поляритонных нанолазеров с электрической накачкой, работающих при комнатной температуре, были представлены в 2014 году [59]. Такие поляритонные лазеры (см. рисунок 3) демонстрировали пороговую плотность тока для реализации лазерной генерации менее 200 А/см^2 , что на два порядка ниже значений для традиционных полупроводниковых лазеров на основе GaN. При этом характер зависимости $L\text{--}I\text{--}V$ (интенсивность излучения – ток – напряжение) сохраняет линейный рост напряжения с увели-

чением тока, характерный для крупногабаритных диодных гетероструктур с активной областью на основе GaN/InGaN.

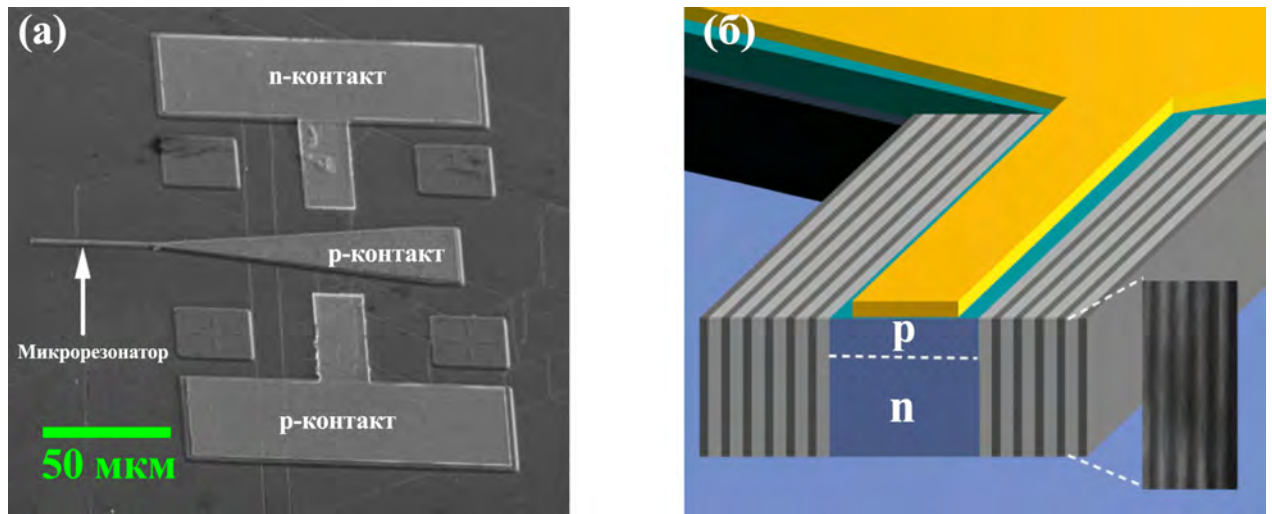


Рисунок 3 — Поляритонный GaN нанолазер с электрической накачкой: (а) РЭМ изображение изготовленного устройства; (б) схематическое изображение структуры, на вставке РЭМ изображение РБО-зеркала [59]

С момента первых успешных реализаций электроуправляемых поляритонных нанолазеров, не требующих криогенного охлаждения и внешнего магнитного поля, в научной литературе появилось множество теоретических и экспериментальных исследований, демонстрирующих новые типы активных элементов для ФИС на их основе. Особое внимание уделяется применению материалов с уникальными оптическими свойствами, таких как галогенидные перовскиты, метаповерхности и ван-дер-ваальсовы двухмерные материалы (например, WS_2 и MoS_2), обеспечивающие сильную экситонную связь и возможность управления поляритонными модами на наноуровне [60–62]. Однако, на сегодняшний день экспериментальные примеры таких поляритонных нанолазеров с использованием прогрессивных материалов находятся на промежуточном этапе развития технологий и реализованы в некогерентном режиме без преодоления порога поляритонной конденсации, подробнее см. в разделе 2.1. В то же время, в таких исследованиях авторам удаётся зафиксировать выраженное усиление спонтанной эмиссии за счёт экситонных эффектов и было заявлено о возможности достижения поляритонной конденсации при дальнейшей оптимизации конструкции

нано-LED, параметров электрической накачки, а также улучшения добротности РБО-зеркал.

Несмотря на достигнутый прогресс, многие перспективные направления развития поляритонных нанолазеров с достигнутой поляритонной конденсацией по-прежнему требуют поддержания криогенных температур, например, в топологически защищённом поляритонном нанолазере с электрической накачкой [63]. Однако, стремительное развитие нанофотоники, материаловедения и эпитаксиальных технологий открывают перспективы к преодолению указанных ограничений в ближайшем будущем, делая поляритонные нанолазеры одними из наиболее перспективных наноразмерных источников когерентного излучения для ФИС следующего поколения.

1.1.3 Фазопеременная фотоника

В последние несколько лет стремительное развитие технологий, науки о метаматериалах и углубление фундаментальных представлений о механизмах электрон-фотонных взаимодействий на атомарном уровне привели к появлению целого ряда принципиально новых подходов к лазерной генерации в наномасштабе с электрическим возбуждением. Такие подходы открывают уникальные возможности динамической настройки режимов генерации и параметров излучения за счёт применения современных метаматериалов и фазопеременных структур, интегрируемых в активные области или области резонатора нанолазеров.

Ярким примером таких источников являются фазопеременные нанолазеры, основанные на управлении фазовым состоянием метаматериала (PCM - phase-change materials) с возможностью динамической настройки характеристик излучения, включая изменение диаграммы направленности [64], перестройки спектральных характеристик [65], а также динамического переключения между режимами генерации источника [66]. Например, в работе [67] предложена концепция фазопеременного нанолазера на основе полупроводниковой наночастицы «ядро-оболочка», покрытой PCM материалом GST ($\text{Ge}_2\text{Sb}_2\text{Te}_5$), что позволяет с помощью термического контроля фазового состояния обратимо переключать

режимы излучения с лазерной генерации в телеком диапазоне 1550 нм в режим «оптической маскировки» с подавлением излучения и высокой оптической прозрачностью в том же рабочем спектральном диапазоне (см. рисунок 4).

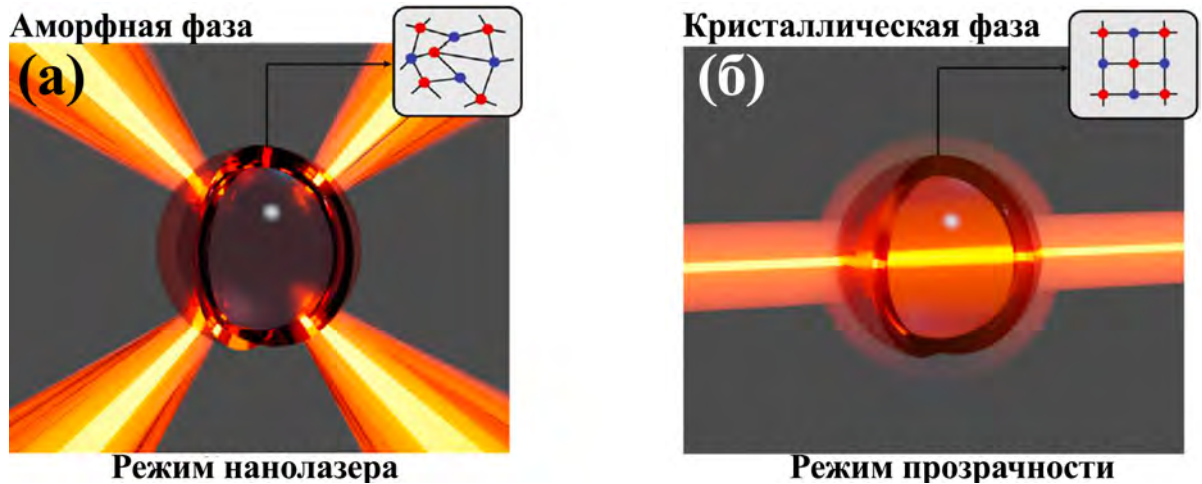


Рисунок 4 — Схематические иллюстрации режимов работы фазопеременного перестраиваемого нанолазера на основе наночастицы «ядро-оболочка»: (а) режим лазерной генерации; (б) режим прозрачности [67]

Возможность обратимого переключения фазопеременных нанолазеров между режимами лазерной генерации и оптической прозрачности в одном и том же спектральном диапазоне открывает путь к созданию универсальных программируемых ФИС с широким диапазоном практических применений.

1.2 Наноразмерные источники некогерентного излучения

В отличие от нанолазеров, конструктивно требующих высокодобротных резонаторов и наличия активной области с инверсной заселенностью носителей или материалов с сильной экситонной связью для обеспечения вынужденного излучения с узкой спектральной линией, некогерентные источники основаны на механизме спонтанной эмиссии фотонов при инжекции электронов и не требуют строгой модовой селекции, что существенно упрощает их конструкцию [68, 69]. Благодаря этому они позволяют реализовать крайне компактные, простые в изготовлении и перспективные с точки зрения масштабируемости технологических процессов источники фотонов, излучающих в широком спектральном диапазоне и поддерживающих эффективную интеграцию в архитектуру ФИС.

1.2.1 Некогерентные экситон-поляритонные источники

Одним из активно развивающихся направлений в области наноразмерных некогерентных источников фотонов с электрическим возбуждением является разработка экситон-поляритонных наносветодиодов (нано-LED), функционирующих в режиме усиленной спонтанной эмиссии за счёт сильной связи между экситонными состояниями активной среды и оптическими модами резонаторов. В отличие от поляритонных нанолазеров (см. раздел 1.1.2), требующих для достижения режима конденсации поляритонов РБО-зеркал с крайне высокой добротностью, которая зачастую оказывается недостижимой с уровнем развития современных эпитаксиальных технологий, нано-LED не предъявляют настолько строгих требований к качеству наногетероструктур и демонстрируют эффективную работу при комнатной температуре. В связи с этим поляритонные нано-LED часто рассматриваются как промежуточный технологический этап на пути к реализации поляритонных нанолазеров.

Среди экспериментальных реализаций некогерентных поляритонных источников излучения, известных в литературе, особый интерес представляет экситон-поляритонный нано-LED с атомарно тонкими монослоями WS_2 , интегрированных в РБО-резонатор [60]. Было продемонстрировано излучение источника в узкой спектральной линии на длине волны ~ 620 нм с внешней квантовой эффективностью (ВКЭ) $\sim 0,1\%$ при комнатной температуре. Принципиальная возможность электрического возбуждения экситон-поляритонных состояний в двумерных ван-дер-ваальсовых материалах, открывает перспективы интеграции новых двумерных материалов при разработке компонентной базы активных элементов ФИС.

Отдельно следует отметить новый класс активных поляритонных источников излучения — светоизлучающих перовскитных поляритонных мета-транзисторов (мета-LED) с монолитно интегрированной диэлектрической метаповерхностью, поддерживающей состояние, связанное с континуумом (BIC — bound state in the continuum) с возможностью динамического управления излучением с помощью электрического поля [70]. В таком источнике (см. рисунок 5) достигнута сильная связь между оптической модой и экситонным резонансом с наблюдаемым

расщеплением Раби ~ 200 мэВ, приводящая к усилению оптического сигнала в результате поляритонной электролюминесценции более чем в 50 раз.

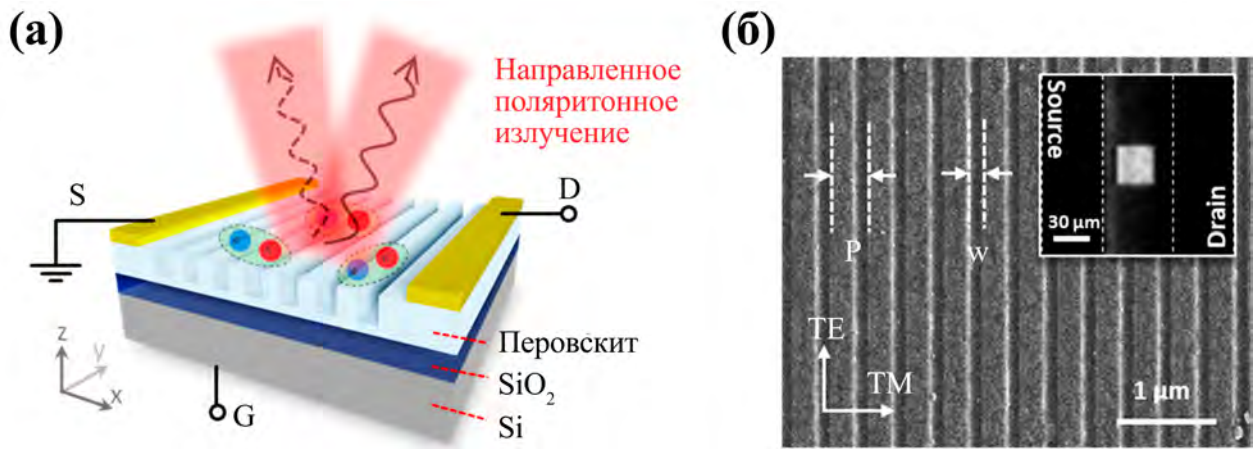


Рисунок 5 — Электроуправляемый поляритонный перовскитный мета-LED [70]

Благодаря высокой добротности моды метареzonатора и асимметричному распределению инжектированных носителей заряда в канале, при изменении напряжения исток-сток становится возможным контролировать угловое отклонение основного направления излучения, что было экспериментально зафиксировано методом фотолюминесценции с угловым разрешением. Возможность динамического управления направленностью излучения за счёт электрического напряжения представляет собой важный шаг к разработке эффективной архитектуры программируемых ФИС с высокой степенью упаковки, за счёт элементов динамической пространственной адресации оптического сигнала без необходимости использования габаритных оптических модуляторов.

1.2.2 Источники на основе неупругого туннелирования электронов

Явление люминесценции при неупругом туннелировании электронов (НТЭ) через субнанометровый диэлектрический барьер позволяет создавать ультракомпактные некогерентные источники оптического излучения, возбуждаемые электрическим током с предельной степенью пространственной миниатюризации – масштаб активной области НТЭ источников ограничен физически допустимым расстоянием между электродами, формирующими туннельный барьер ~ 1 нм.

Излучение фотонов в НТЭ-источниках, конструктивно представляющих собой, как правило, структуры металл изолятор-металл (МИМ) или металл-изолятор

полупроводник (МИП), возникает в результате квантового туннелирования электронов при подаче на туннельный барьер смещающего напряжения V_{bias} . При этом часть туннелирующих электронов может терять энергию на возбуждение оптических состояний — поверхностных плазмонов или локализованных резонансных и направленных (волноводных) мод вблизи границы раздела материалов, которые затем релаксируют с испусканием фотонов [71, 72]. В рамках квантовой теории возмущений такие процессы описываются гамильтонианом второго порядка, учитывающим два конкурирующих канала.

Упругое туннелирование: электрон проходит через потенциальный барьер без изменения энергии ($E_i = E_f$). Амплитуда квантового перехода задаётся матричным элементом (перекрытия волновых функций начального i и конечного f состояний):

$$M^{(1)} = \langle f | \hat{T} | i \rangle, \quad (1)$$

где $\hat{T}$ — оператор туннелирования между начальным и конечным состояниями.

Неупругое туннелирование с излучением фотона: электрон теряет часть энергии ($E_i \rightarrow E_f = E_i - \hbar\omega$) на возбуждение дополнительной подсистемы с последующим излучением фотона. Такой двухквантовый процесс невозможен напрямую и требует перехода через промежуточное (виртуальное) состояние $|n\rangle$. Амплитуда двухквантового процесса во втором порядке теории возмущений задаётся как сумма по виртуальным состояниям:

$$M^{(2)} = \sum_n \frac{\langle f | \hat{H}_{\text{int}} | n \rangle \langle n | \hat{T} | i \rangle}{E_i - E_n + i\eta}, \quad (2)$$

где $|n\rangle$ — виртуальное состояние, $\hat{H}_{\text{int}}$ — оператор взаимодействия с электромагнитным полем, а малая добавка η учитывает конечную ширину уровней оптических состояний.

Вероятность двухквантового процесса $\propto |M^{(2)}|^2$, ответственного за излучение фотонов, оказывается на несколько порядков ниже вероятности доминирующего канала упругого туннелирования электронов $\propto |M^{(1)}|^2$, что предопределяет крайне низкую внешнюю квантовую эффективность (ВКЭ) НТЭ процесса. Для

простых нерезонансных систем ВКЭ лежит на уровне 10^{-7} – 10^{-6} , а регистрируемая интенсивность оптического сигнала при рабочих значениях туннельного тока (ниже уровня электрического пробоя), как правило, лишь незначительно превышает темновой уровень шума детекторов фотонов.

Более того, интенсивность излучения, связанная с малой частью электронов, туннелирующих по неупругому каналу второго порядка взаимодействия, существенно зависит от локальной плотности оптических состояний $\rho_{\text{opt}}(\omega)$ (ЛПОС), доступных вблизи туннельного зазора $I_{\text{ph}} \propto |M^{(2)}|^2 \rho_{\text{opt}}(\omega)$. Чем выше доступная ρ_{opt} , при заданной энергии туннелирующих электронов (eV_{bias}), тем выше вероятность того, что потерянная энергия при туннелировании будет эффективно преобразована в излучение. Таким образом, спектральные характеристики НТЭ источников определяются свёрткой функции энергетического распределения туннелирующих электронов (функции Ферми для электронов с учётом сдвига химических потенциалов) с формой функции ЛПОС в энергетическом окне $\hbar\omega \leq eV_{\text{bias}}$. В результате в НТЭ источниках спектром излучения можно управлять за счёт дизайна геометрии и материалов диэлектрической и плазмонной среды при разработке источника, определяющих спектр доступных оптических состояний, так и за счёт напряжения смещения туннельного контакта в готовом устройстве, что определяет возможность динамической настройки спектра излучения за счёт напряжения питания V_{bias} .

Ещё одно полезное свойство НТЭ источников связано с фундаментальной квантовой природой процесса генерации фотонов: акт излучения происходит непосредственно в момент туннелирования электрона и не требует предварительного накопления носителей, релаксации возбуждённых метастабильных состояний или формирования инверсной заселённости носителей, как в классических светодиодах и нанолазерах. Таким образом, предельная скорость модуляции излучения НТЭ источников может достигать терагерцового диапазона (характерное время отклика системы $\tau \sim \frac{\hbar}{eV_{\text{bias}}} \approx 1 \dots 10$ фс при допустимых $V_{\text{bias}} \sim 0.1 \dots 10$ В), и ограничена в первую очередь RC-постоянными внешней цепи [73]. Сочетание указанных особенностей позволяет рассматривать НТЭ источники в качестве крайне перспективной платформы для разработки

сверхбыстрых, ультракомпактных и электроуправляемых источников фотонов с возможностью динамического управления параметрами излучения. Однако, для практического применения таких источников при разработке архитектур ФИС нового поколения необходимо решить ключевую проблему — чрезвычайно малые значения ВКЭ.

Благодаря развитию теоретических моделей электрон-фотонного взаимодействия на атомарном масштабе [74, 75] и прогрессу в технологиях литографии, в последние годы были разработаны и экспериментально реализованы различные стратегии повышения ВКЭ НТЭ источников [76]. Среди ключевых подходов стоит отметить – инженерии ЛПОС за счёт интеграции плазмонных наноантенн или наноструктур пониженной размерности в область туннельного зазора [77, 78]; практически полное подавление канала упругого туннелирования (внутренняя квантовая эффективность $\sim 100\%$, ВКЭ для генерации плазмонов $\sim 30\%$) за счёт реализации каскадов резонансного туннелирования через многослойные металлические квантовые ямы (МКЯ) [79, 80] или туннелирования через двухмерные ван-дер-ваальсовы гетероструктуры [81], общей оптимизацией геометрии интерфейсов и качества материалов [82–84], а также повышение эффективности вывода излучения за счёт интеграции туннельных структур с направленными антеннами, волноводами или дипольными решетками [85–87]. Реализованные технологические решения позволили существенно повысить ВКЭ, вплотную приблизив НТЭ источники к уровню характеристик практических приложений ФИС.

Несмотря на теоретическую [88] и экспериментальную демонстрацию принципиальной возможности достижения максимальной ВКЭ (по возбуждению плазмонных состояний) для НТЭ источников фотонов (вплоть до полного подавления упругого канала туннелирования) [80], такие решения, как правило, характеризуются низкой воспроизводимостью, высокой технологической сложностью и несовместимостью с современными производственными процессами и материалами, поэтому далеки от интеграции в коммерческие устройства. Это обусловлено, в частности, необходимостью ручного контролируемого переноса наноантенн методом «pick-and-place» в область туннельного контакта для

преобразования плазмонных мод в фотоны, дорогостоящих и слабо доступных, на данный момент, технологий прецизионной литографии с атомарным разрешением, а также применением нестандартных материалов, не адаптированных под существующую КМОП-архитектуру.

В связи с этим особую актуальность приобретает исследование и разработка дизайна НТЭ источников с повышенной ВКЭ, сочетающих простоту архитектуры, технологическую совместимость с КМОП материалами и массовыми технологиями изготовления, и возможность инженерии ЛПОС и спектральных характеристик излучения. Настоящая диссертационная работа направлена на решение данной задачи, предлагая исследовать в качестве НТЭ источников фотонов два типа структур с туннельным переходом: СТМ зонд-вакуум-золотые полусферические наноантенны (МИМ НТЭ источник), напечатанные технологией фемтосекундной лазерной печати (см. раздел 3), и СТМ зонд-вакуум-полупроводниковый нановолновод (МИП НТЭ источник) на основе GaP ННК (см. раздел 4-5).

1.3 Заключение к главе

Развитие вычислительно ёмких приложений вместе с приближением к фундаментальным ограничениям традиционной электронной логики стимулировали переход к гетерогенной интеграции пассивных и активных фотонных компонентов с логическими ядрами наноэлектроники современной топологической нормы. При этом активные элементы двух различных платформ – источники излучения и транзисторы, как правило, рассогласованы по габаритам, технологиям производства и материалам, поэтому ключевой задачей научного сообщества в последнее десятилетие является создание электроуправляемых наноразмерных источников фотонов, совместимых с КМОП технологиями и интегрируемых в архитектуру ФИС.

В данной главе представлен литературный обзор, отражающий существенный прогресс в миниатюризации электроуправляемых источников когерентного и некогерентного излучения на чипе, достигнутый в последние годы, включая плазмонные и поляритонные нанолазеры, а также источники, основанные

на неупругом туннелировании электронов. Однако, несмотря на достигнутый успех в отдельных направлениях, экспериментально реализованные решения характеризуются низкой воспроизводимостью, высокой технологической сложностью и ограниченной совместимостью с промышленными производственными процессами.

Таким образом, создание электроуправляемых наноразмерных источников фотонов с высокой технологической совместимостью с КМОП архитектурой и поддерживающих простую и масштабируемую интеграцию на чипы ФИС, остаётся одной из приоритетных задач, что определяет актуальность, научную новизну и практическую значимость настоящей диссертационной работы.

ГЛАВА 2. Экспериментальные методы и приборы

Разработка и оптимизации ВКЭ электрически возбуждаемых источников фотонов, основанных на неупругом туннелировании электронов, требует применения комплексного экспериментального подхода к исследованию оптических свойств наноструктур, лежащих в их основе. Для этого помимо традиционных спектральных измерений и численного моделирования необходимо провести анализ механизмов возбуждения оптических состояний в туннельном контакте и установить пространственную корреляцию между величиной ЛПОС и морфологическими особенностями структуры источника, что особенно важно при введении в туннельный контакт нанообъектов (например, плазмонных наноантенн или квантовых точек), способных существенно увеличить эффективность генерации фотонов [89].

Данный раздел посвящён описанию экспериментальных подходов, используемых для детального исследования неупругих туннельных процессов и распределений ЛПОС с высоким спектральным и пространственным разрешением. Здесь приводится описание экспериментальной измерительной установки на основе модификации сверхвысоковакуумного СТМ, позволяющей одновременно проводить мультиканальные измерения СТМ-топографии и вольтамперных характеристик туннельного контакта, синхронизированных с регистрацией оптического сигнала (СТМ-Л). Раздел содержит подробное описание режимов проведения СТМ-Л измерений, а также процесса обработки данных с использованием разработанного в рамках диссертации программного пакета для автоматизированной обработки мультиканальных измерений (РИД ЭВМ №2024689814) [90]. Рассмотренные методики измерения, в сочетании с традиционными спектроскопическими и время-разрешенными оптическими измерениями формируют полный набор инструментов для всесторонней детальной характеристики процессов генерации излучения в исследуемых НТЭ источниках фотонов.

2.1 Исследование процессов излучения фотонов, индуцированного СТМ зондом (СТМ-Л)

Сканирующая туннельная микроскопия с момента первых демонстраций измерений топографии золотой поверхности с разрешением отдельных атомов в 1982 году [91] зарекомендовала себя как одна из ключевых инструментальных платформ метрологии наноструктур, обеспечивающая доступ к измерениям с субнанометровым пространственным разрешением, уникальную возможность манипулирования отдельными атомами [92], а так же проведение локальных спектроскопических измерений электронной структуры поверхностей полупроводников и металлов [93].

При протекании туннельного тока между СТМ зондом и проводящим образцом часть энергии туннелирующих электронов может рассеиваться с возбуждением различных состояний в широком энергетическом диапазоне: электронно-дырочных пар, молекулярных переходов, локализованных плазмонных мод, распространяющихся плазмон-поляритонов, а также других квазичастиц в приповерхностной области образца (см. раздел 1.2.2). Некоторые из возбуждаемых состояний являются оптическими и могут релаксировать с испусканием фотонов, которые затем могут быть зарегистрированы оптической системой.

При приложении электрического напряжения V_{bias} между СТМ зондом и образцом энергия туннелирующих электронов определяется статистическим распределением Ферми–Дирака, что ограничивает возможность возбуждения только тех состояний, величина энергетических барьеров которых не превышает энергию электронов в туннельном токе. Таким образом, синхронизированная запись СТМ топографии и оптического сигнала из туннельного контакта (СТМ-Л измерения) позволяют проводить «пространственно-энергетическое сканирование» ЛПОС с субдифракционным пространственным разрешением в диапазоне энергий $\hbar\omega \leq eV_{\text{bias}}$. По мере увеличения напряжения смещения растёт число энергетически доступных оптических состояний, что приводит к росту интенсивности регистрируемого оптического сигнала, а при превышении определённого порога начинают преобладать безызлучательные каналы релаксации, в частно-

сти связанные с надбарьерным транспортом электронов, что приводит, наоборот, к снижению интенсивности излучения.

Поскольку вероятность неупругого туннелирования мала, при СТМ-Л картировании выбирают напряжения смещения, соответствующие характерным энергетическим особенностям исследуемой системы, например, резонансным оптическим модам наноплазмонных наноструктур вблизи туннельного контакта. Как правило, напряжения смещения при СТМ-Л измерениях лежат в диапазоне 1–5 В, при этом запись карт распределения оптического сигнала проводят при повышенных туннельных токах >1 нА с интеграцией оптического сигнала на временном интервале, согласованном со скоростью сканирования для получения уровня оптического сигнала, превышающего порог чувствительности используемых счётчиков фотонов. На рисунке 6 представлены результаты низкотемпературных СТМ-Л измерений поверхности золотой плёнки, выполненных при $V_{\text{bias}}=3,2$ В и туннельном токе 100 нА в работе [94], демонстрирующие возможность достижения атомарного пространственного разрешения в рамках СТМ-Л методик.

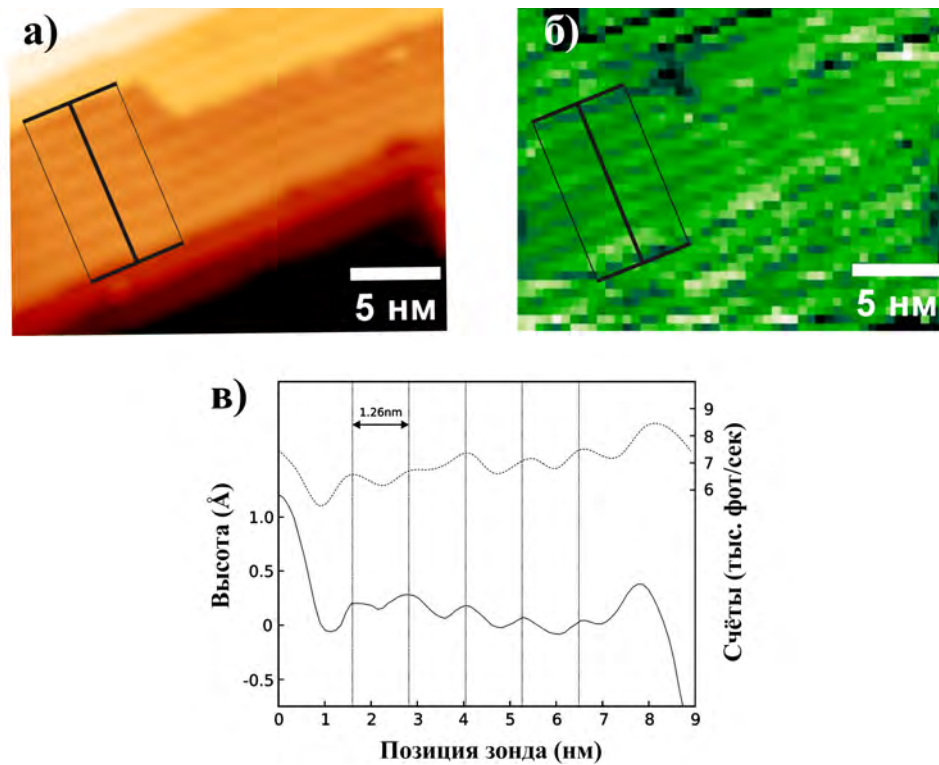


Рисунок 6 — СТМ-Л поверхности золотой плёнки Au(110) в области 24×18 нм² при $V_{\text{bias}} = 3,2$ В и $I = 100$ нА: а) СТМ топография; б) СТМ-Л; в) сечение по выделенной линии, период 1,26 нм соответствует реконструкции 1×3 [94]

2.2 Сканирующая туннельная спектроскопия с записью оптического сигнала (СТС-Л)

Сканирующая туннельная спектроскопия (СТС) является одним из наиболее информативных методов исследования электронных переходов и возбуждённых состояний в приповерхностных областях проводящих образцов. СТС заключается в регистрации вольтамперной кривой через туннельный зазор (дифференциальной проводимости dI/dV туннельного контакта), зависящей от плотности электронных состояний вблизи туннельного контакта. Любые неупругие туннельные процессы отражаются как характерные особенности на СТС спектрах в виде изломов или ступеней при определённых напряжениях смещения, соответствующих энергиям возбуждаемых состояний, проявление неупругих каналов особенно ярко выделяются на второй производной сигнала d^2I/dV^2 .

Анализ особенностей на СТС спектрах лежит в основе высокочувствительной спектрометрии неупругого туннелирования электронов (IETS - inelastic electron tunneling spectroscopy) и позволяет с высокой энергетической разрешающей способностью определять напряжения смещения (энергии возбуждения), при которых происходит эффективное возбуждение оптических и плазмонных состояний, фононных мод или вибрационных мод молекул в конкретных областях наноструктур [95]. На рисунке 7 приведены результаты IETS спектроскопии молекулы алкатиола C8 на золотой поверхности Au(111), полученной в работе [96]. На СТС спектрах и отложенных dI/dV и d^2I/dV^2 кривых отчётливо заметны перегибы, связанные с возбуждением различных вибрационных мод молекулы.

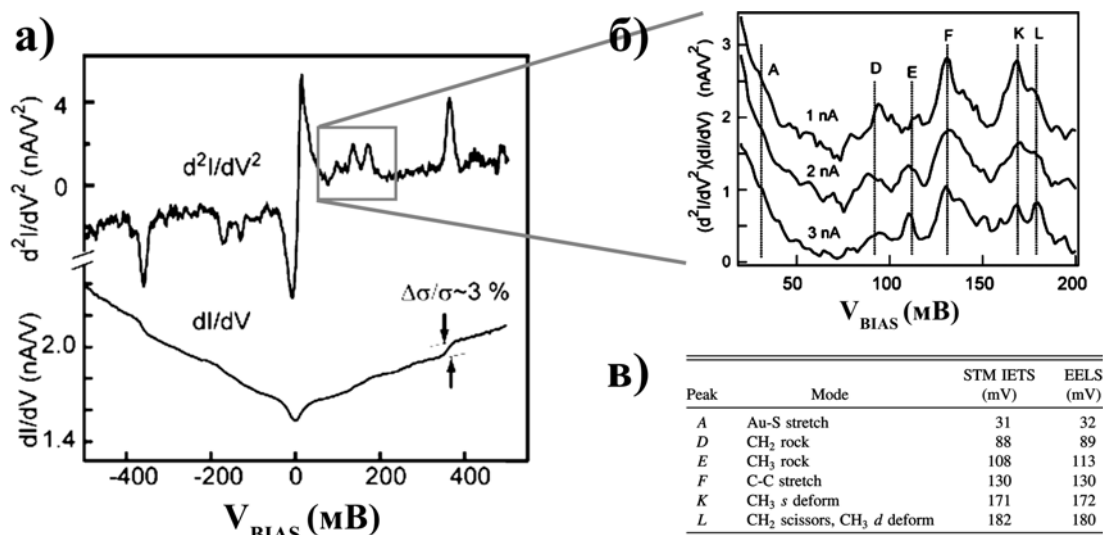


Рисунок 7 — СТС-спектроскопия неупругих процессов молекулы алкатиола C8 на золотой поверхности Au(111) при $T = 4.3$ K, $I = 1$ нА, $V_{bias} = 500$ мВ: а) кривые dI/dV и d^2I/dV^2 ; б) СТС-спектроскопия высокого разрешения, линиями отмечены особенности, соответствующие возбуждению вибрационных мод молекулы; в) сопоставление данных СТС-спектроскопии с данными спектроскопии потерь электронов [96].

При синхронизации СТС с системой регистрации оптического излучения из туннельного контакта (СТС-Л измерения), становится возможным выделить из всего множества каналов неупругого туннелирования энергетические положения конкретных неупругих процессов, приводящих к излучению фотонов. Сопоставление СТС-Л данных с оптической спектроскопией и численным моделированием позволяет однозначно сопоставлять наблюдаемые особенности на СТС спектрах с конкретными излучающими переходами в материалах [97, 98].

Кроме того, анализ СТС-Л кривых (зависимостей интенсивности регистрируемого излучения от напряжения смещения) позволяет определить оптимальные параметры туннельного контакта для проведения СТМ-Л измерений, что позволяет достичь высокое пространственное разрешение и контраста, отображая тонкие особенности в пространственных распределениях ЛПОС (подробнее см. в разделе 3.6) [99].

2.3 Схема мультиканальных СТМ-Л измерений

Для проведения СТМ-Л и СТС-Л измерений в рамках данной диссертации образцы с исследуемыми структурами закреплялись в специальном держателе,

оснащенном линзой диаметром 4 мм с фокусным расстоянием 6 мм, установленной под углом 30° к нормали плоскости образца (угол соответствует направлению к ближайшему фланцу вакуумной камеры СТМ с оптически прозрачным стеклом). Такая микролинза с численной апертурой $NA = 0,32$ осуществляет сбор оптического излучения в области СТМ зонда в телесном угле $0,1 \pi$ стерadian (соответствует 18°) и направляет в стеклянный фланец вакуумной камеры СТМ микроскопа (оптическая прозрачность стекла составляла 80% в спектральном диапазоне 400–2500 нм). На рисунке 8 представлена оптическая фотография модифицированного держателя образцов в двух проекциях.

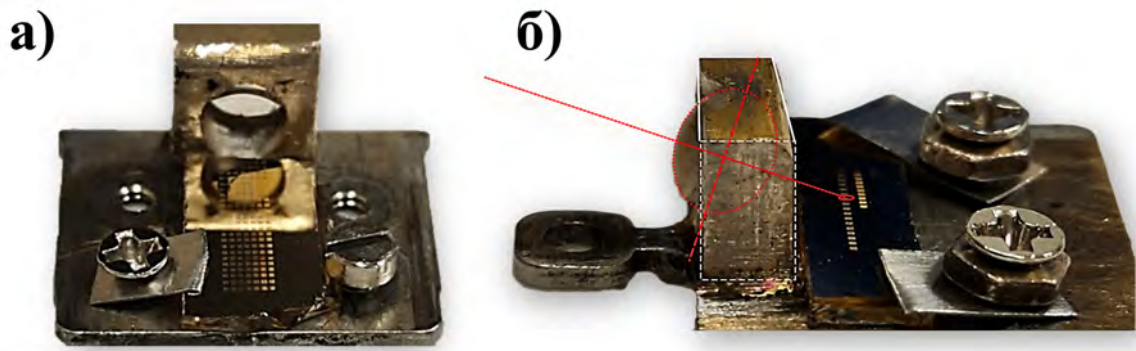


Рисунок 8 — Микрофотография держателя образцов с линзой $d = 4$ мм, $NA = 0,32$: а) фронтальная проекция; б) боковая проекция, штриховой линией отмечен наклон микролинзы под углом 30° .

Поскольку вероятность излучения фотонов в результате неупругого туннелирования электронов крайне мала все элементы внешней оптической схемы регистрации излучения вместе с остальными стёклами во фланцах микроскопа при измерениях изолируются от светового фона окружающей среды с помощью фольговых «термоодеял». При этом все ламповые вакуумметры, элементы подсветки и другие излучающие устройства как внутри, так и снаружи микроскопа отключаются на время измерений.

Внешняя оптическая схема состоит из системы диэлектрических зеркал, световых делителей и линз, смонтированных в двухосевых кинематических держателях Thorlabs. Оптическая схема настраивалась так, чтобы собирать излучение с фланца микроскопа и фокусировать в активную область лавинного фотодиода счетчика одиночных фотонов IDQuantique ID120 (площадь

входной апертуры 500 мкм^2) с чувствительностью в диапазоне длин волн $350\text{--}1000 \text{ нм}$ [100]. Для регистрации оптического сигнала в ближнем ИК спектральном диапазоне в оптической схеме ID120 заменяется на счетчик одиночных фотонов MPD MPD-IR ($800\text{--}1700 \text{ нм}$) [101]. Оптические фотографии внутренней и внешней схем измерений представлена на рисунке 9.



Рисунок 9 — Схема регистрации излучения из туннельного контакта: а) вакуумная камера СТМ и внешняя часть измерительной схемы; б) схема сбора оптического излучения внутри вакуумной камеры.

Для точного позиционирования СТМ зонда в область сбора оптического излучения при проведении измерений во внешней схеме был установлен лазерный диод (см. рисунок 10). Положения зеркал в схеме было настроено так, чтобы совместить оптический путь лазерного луча с оптическим путём счётчика фотонов, тем самым подсвечивая область сбора на поверхности образца. Для совмещения оптических путей использовался неполяризующий светоделительный куб 10:90 ($400\text{--}1650 \text{ нм}$) так, чтобы 90% собираемого излучения было направлено в область детектора фотонов. Контроль относительного положения области сбора (пятна лазерного целеуказателя) и СТМ зонда между СТМ-Л измерениями внутри вакуумной камеры обеспечивался за счёт оптической схемы слежения, состоящей из CMOS-матрицы Ximea и объектива, сфокусированного на поверхность образца через дополнительный фланец с оптическим стеклом, расположенный на противоположной стороне от микролинзы.

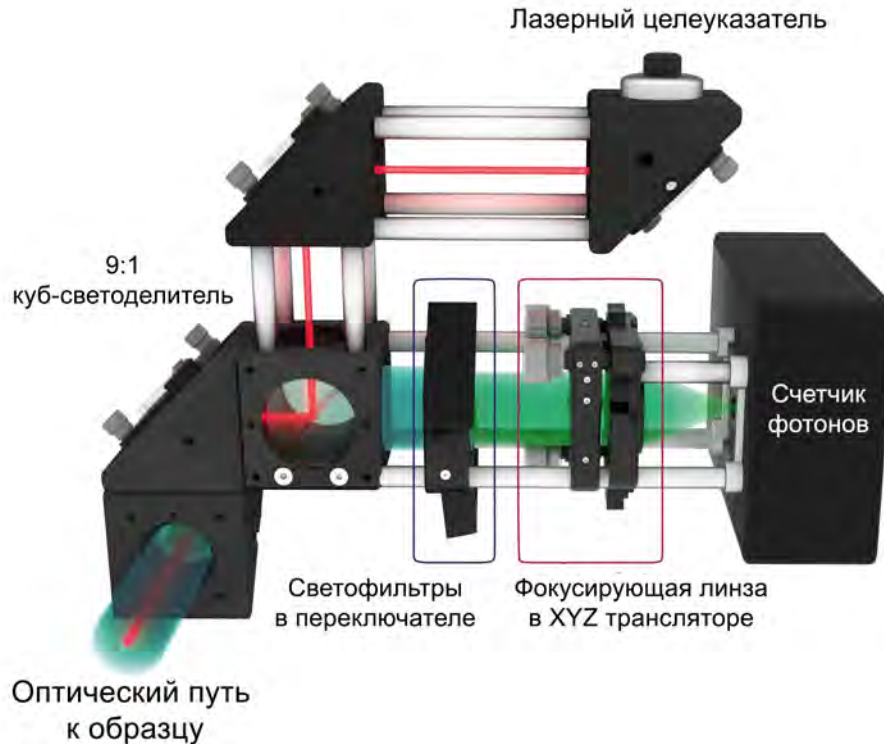


Рисунок 10 — Внешняя часть системы регистрации оптического сигнала со счётчиком фотонов IDQuantique ID120

Для СТМ-Л измерений необходимо синхронизировать регистрацию оптического сигнала из туннельного контакта с записью СТМ топографии в каждой точке измерения. Счётчик фотонов ID 120 предоставляет TTL Trigger-выход (TTL - транзисторно-транзисторная логика), в котором при регистрации каждого фотонного события формируются электрические импульсы с амплитудой 5 В и длительность порядка 10 нс, что обеспечивает высокую временную разрешающую способность. Для согласования цифрового TTL-канала с аналоговым входом СТМ микроскопа необходимо интегрировать TTL импульсы по времени с последующим преобразованием результата в аналоговый диапазон 0–5 В.

Конвертация TTL логических импульсов от счётчика фотонов в аналоговый диапазон 0-5 В проводилась с помощью микроконтроллера ESP8266 в сочетании с 12-битным цифро-аналоговым преобразователем MCP4725 (ЦАП). Микроконтроллер принимает TTL сигнал от счётчика фотонов и передаёт данные через I²S интерфейс на ЦАП MCP4725, преобразующий сигнал в аналоговый выход 0– V_{ref} с разрешением 4096 уровней. Время интегрирования сигнала и установка уровней интенсивности сигнала (в фотон/с), соответствующих диапазону

напряжений реализуется с помощью скрипта, написанного на языке Arduino. Передача инструкций микроконтроллеру осуществляется беспроводным путём через Wi-Fi модуль или через micro-USB интерфейс на плате (см. рисунок 11).

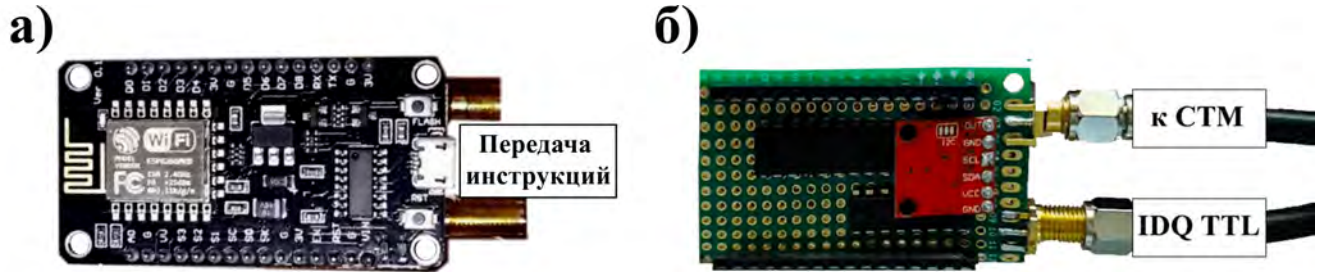


Рисунок 11 — Схема синхронизации СТМ микроскопа со счётчиком фотонов: а) микроконтроллер ESP8266 в сборке с ЦАП MCP4725; б) плата с отсоединённым микроконтроллером.

2.4 Автоматизация обработки мультиканальных измерений

В результате мультиканальных оптических измерений поступают объемные массивы данных, состоящие из трехмерных карт топографии, туннельных токов и оптического сигнала с метаданными микроскопа в специализированном матричном формате «mtrx». Дополнительно собираются и выводятся данные туннельных спектроскопических измерений и метаданные синхронизирующей схемы в текстовом формате «txt». Каждый сегмент данных требует совместной обработки с применением расширенных алгоритмов фильтрации, что является сложной задачей и значительно замедляет анализ результатов СТМ-Л измерений.

Для решения данной проблемы был разработан программный модуль, автоматизирующий обработку крупных массивов мультиканальных данных. Используемые в программе алгоритмы обработки включают автоматизированную морфологическую коррекцию данных и выделение объектов анализа (оптических нанополостей или нитевидных нанокристаллов) со сбором сравнительной статистики измерений.

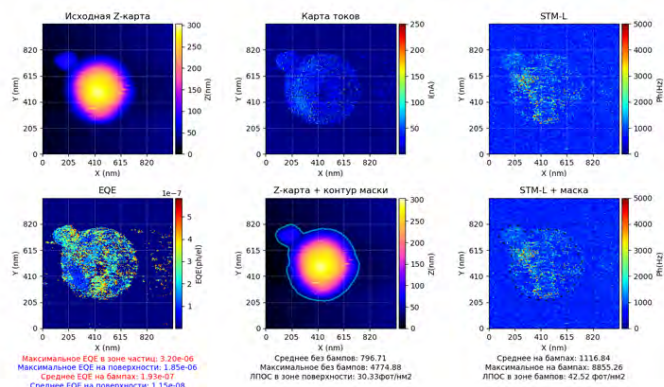
Вычислительный блок программы проводит необходимые операции для получения физически корректных интерпретаций экспериментальных данных. Одной из ключевых процедур является фильтрация артефактов, связанных с особенностями работы системы обратной связи СТМ. В частности, обработка СТМ-Л

карт заключается в нормировке пространственных распределений оптического сигнала (в фотонах в секунду) на значения карты токов обратной связи СТМ микроскопа (в электронах в секунду) с получением карт пространственного распределения ВКЭ с учётом потерь системы сбора излучения (значения пикселов в фотон/электрон). Такая обработка необходима для устранения артефактов, связанных с локальными всплесками туннельного тока в результате появления эффективных каналов проводимости в отдельных участках поверхности, а также с запаздыванием позиционирования зонда при огибании рельефных особенностей.

Для фильтрации некорректно высоких значений ВКЭ, возникающих при делении карты фотонов с темновым оптическим шумом (не связанным с генерацией фотонов из туннельного контакта) на малые токи, в расчетах вводится пороговое значение тока. В точках со значениями ниже порогового - при делении значения туннельных токов заменяются на условно большое число, исключая такие точки из расчётов. Такой подход позволяет исключить ложные значения пикселов, вызванные шумами или незначительными токами обратной связи, и корректно интерпретировать процесс излучения из туннельного контакта. Типичные результаты работы программного модуля и пользовательский интерфейс представлен на рисунке 12.

а)

Анализ 06-May-2024, NNN=45_20, 200x200, I-set=1000.0nA, Vgap=3.0B, Loop Gain I=7.0%, Скорость=20.0нс, Направление=forward/up



б)

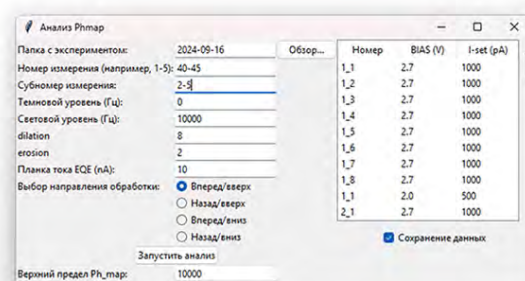


Рисунок 12 — Программа автоматизированной обработки мультиканальных СТМ-Л измерений: а) результат работы; б) интерфейс пользователя

2.5 Заключение к главе

Мультиканальные измерения оптического сигнала, возникающего в результате неупругого туннелирования электронов, синхронизированные с записью СТМ топографий (СТМ-Л) и СТС спектров (СТС-Л) в сочетании с методами оптической спектроскопии и время-разрешенными измерениями формируют полноценный набор инструментов для детального исследования взаимодействия туннелирующих электронов с оптическими состояниями, локализованными вблизи туннельного контакта с высоким пространственным и энергетическим разрешением, что особенно важно при разработке и оптимизации наноразмерных НТЭ источников фотонов для ФИС новых поколений.

Описанные в данном разделе экспериментальные подходы, система сбора оптического излучения из туннельного контакта, синхронизированная со сверх-высоковакуумным СТМ микроскопом и разработанный программный пакет автоматизированной обработки мультиканальных данных легли в основу исследований, приведённых в данной диссертационной работе.

ГЛАВА 3. Перестраиваемые источники оптического излучения в видимом и ИК диапазонах на основе массивов плазмонных наноструктур

Источники излучения, основанные на излучении фотонов (или люминесценции), возникающей при неупругом туннелировании электронов, обладают сочетанием ключевых параметров для использования в качестве наноразмерных электровозбуждаемых излучателей фотонов и поверхностных плазмонов на кристалле, однако характеризуются при этом относительно низкой ВКЭ для применения в ФИС.

Известно, что одним из методов повышения эффективности НТЭ-источников является введение в область туннельного контакта оптических наноантенн с выраженными плазмонными резонансами, что приводит к увеличению ЛПОС и ускорению спонтанной эмиссии квантовых излучателей при взаимодействии с сильно локализованным электромагнитным полем резонатора [72, 102]. Для успешной интеграции такого решения необходимо, чтобы технология изготовления наноантенн была воспроизводимой, масштабируемой, и поддерживала интеграцию в современные промышленные линии КМОП-технологий. Более того, размещение наноантенн в непосредственной близости от волноводов не должно приводить к разрушению или модификации волноводной среды.

В данной главе представлены результаты исследования распределений ЛПОС и особенностей неупругих туннельных процессов, связанных с излучением фотонов в ЛНТЭ источнике на основе массивов полых полусферических наноантенн, изготовленных техникой фемтосекундной лазерной печати из тонких пленок золота. Излучение источника возбуждалось при приложении разницы электрических потенциалов к туннельному зазору и протекании туннельного тока в сверхвысоковакуумном СТМ. СТМ-Л и СТС показали, что в таком туннельном контакте, в область которого введена полая металлическая наноантенна, с помощью неупругого туннелирования возможно возбудить оптические состояния, связанные как с собственными модами наноантенны с увеличенной интенсивностью излучения в видимом диапазоне, так и с коллективными состояниями массива наноантенн с излучением фотонов в ближнем ИК диапазоне.

Дополнительно исследована возможность увеличения ВКЭ за счёт перехода к мульти-антенной геометрии излучателя.

3.1 Фемтосекундная лазерная печать плазмонных наноструктур

Известно, что сфокусированные сверхкороткие (фемтосекундные, 10^{-15} с) лазерные импульсы могут обладать высокой пиковой мощностью, что приводит к нелинейным процессам взаимодействия оптического излучения с облучаемым материалом [103, 104]. В результате воздействия таких импульсов на твёрдое тело в точке облучения происходят локальные сверхбыстрые фазовые переходы с минимальным нагревом окружающих областей. Благодаря чему, при оптимально подобранных параметрах, технология фемтосекундной печати (ФЛП) обеспечивает высокую точность и скорость формирования наноструктур при отсутствии нежелательной тепловой модификации и «разбрызгивания» (абляции) материала, что делает ФЛП подходящей методикой для изготовления наноструктур на кристаллах ФИС [105].

С помощью ФЛП на тонких плёнках благородных металлов могут быть с высокой воспроизводимостью и скоростью печати [106] созданы массивы наноструктур, состоящие из полых наноантенн с заданными геометрическими параметрами [107]. Печать наноструктур реализуется с использованием последовательных лазерных импульсов с заданной траекторией перемещения сфокусированного пятна по поверхности плёнки с помощью привода двухосевого позиционирования. Полученные наноантенны отличаются гладкой поверхностью стенок в результате плавного гидродинамического перераспределения материала после локального расплавления фемтосекундным лазером без перехода в режим абляции (без образования выбросов «брызг» материала, характерных для абляционного процесса) с последующим быстрым застыванием расплава [108].

Геометрия наноантенн зависит от удельной мощности и параметров лазерного пятна, что позволяет варьировать форму от параболической и конусовидной до формы наноджета (игольчатой наноантенны) при приближении энергии импульса к абляционным уровням, или сквозных отверстий при энергиях, пре-

вышающих порог абляции $0,25 \text{ Дж/см}^2$ [109, 110]. РЭМ изображения массивов наноантенн, напечатанных методом ФЛП приведены на рисунке 13 [107].

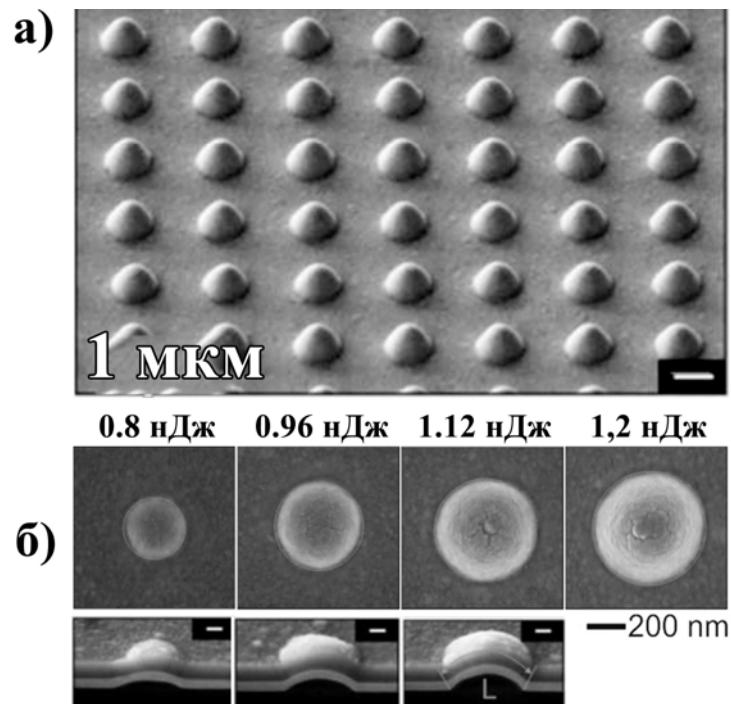


Рисунок 13 — Фемтосекундная лазерная печать наноантенн: а) РЭМ изображение массива сформированных наноантенн; б) зависимость формы антенн от энергии пучка [107]

3.2 Печать экспериментального образца

Для исследования процессов неупругого туннелирования электронов и сопутствующего рождения фотонов в области туннельного контакта СТМ использовались массивы полусферических наноантенн, созданные методом ФЛП с помощью лазера (Yb:KGW), работающего на второй гармонике с центральной длиной волны $\Lambda = 515 \text{ нм}$ и длиной импульсов 230 фс [111].

Массивы наноантенн были напечатаны на тонкой золотой плёнке толщиной 50 нм, нанесённой на поверхность оптически гладкой стеклянной подложки без дополнительных адгезионных слоёв методом электронно-лучевого испарения (ЭЛИ) в вакууме. Лазерный пучок фокусировался на поверхность пленки с помощью сухого объектива с числовой апертурой $NA = 0,65$, что обеспечивало размер оптического пятна:

$$D \approx \frac{1,22 \Lambda}{\text{NA}} = 0,96 \text{ мкм} \quad (3)$$

Для последовательного изготовления наноантенн с лазерной системой печати был синхронизирован прецизионный привод двухосевого позиционирования (Aerotech GmbH, ANT 130XY и ANT 130LZS, Nuremberg, Germany) с минимальным разрешением $\sim 0,5$ нм и двухнаправленной повторяемостью ± 75 нм [112]. Параметры платформы позиционирования были настроены для воспроизводимой печати серий квадратных массивов 100×100 наноантенн с изменением периода между сериями. Внутри серии квадратов изменялась энергия лазерного импульса и соответствующая геометрическая форма и диаметр наноантенн в диапазоне 400-600 нм. На рисунке 14 изображена оптическая фотография образца с изготовленными массивами наноантенн и серия РЭМ изображений 3-х массивов с различной энергией записи.

Размер массивов наноантенн был выбран таким образом, чтобы обеспечить возможность позиционирования при проведении оптических (в т.ч. спектроскопических) и СТМ исследований. В отличие от единичных наноразмерных элементов, квадратные массивы наноантенн хорошо различимы в оптические камеры, что значительно упрощает выбор сегмента образца с необходимыми параметрами при измерениях.

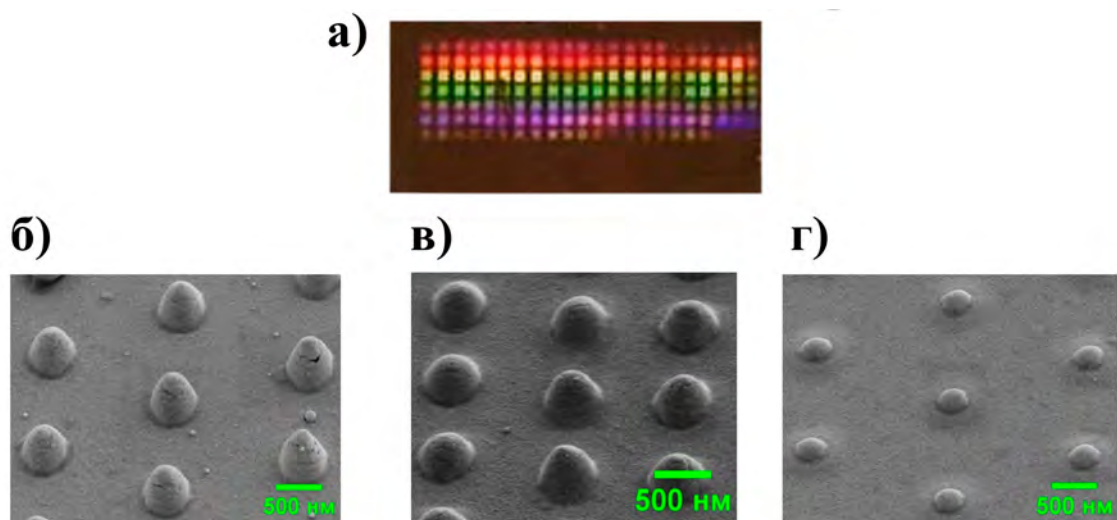


Рисунок 14 — Экспериментальный образец: (а) оптическая микрофотография; (б-г) РЭМ изображения массивов наноантенн, напечатанных с различной энергией лазерного пучка

Экспериментальные измерения в рамках СТМ и спектроскопических методик преимущественно проводились для массивов, соответствующих энергии импульса $0,15 \text{ Дж/см}^2$. Такой выбор обусловлен практически идеальной симметричной полусферической формой нанополостей, что существенно упрощает численное моделирование, улучшая сходимость результатов, а также позволяет избежать артефактов при исследовании оптических источников в СТМ (высокая степень локализации электромагнитных (ЭМ) полей вблизи кончика нанопроволоки приводит к ошибкам обратной связи, отрыву зонда от поверхности образца и потере туннельного контакта). Измерения проводились для массивов с периодом нанополостей $1\text{--}1,5 \text{ мкм}$.

3.3 Характеризация топографии нанополостей

Геометрические параметры массивов, формы отдельных нанополостей и профили сечения были исследованы с помощью оптической, туннельной и растровой электронной микроскопии. РЭМ-изображения в области исследуемых наноструктур были получены с помощью микроскопа Zeiss Supra 25 и представлены на рисунке 15.

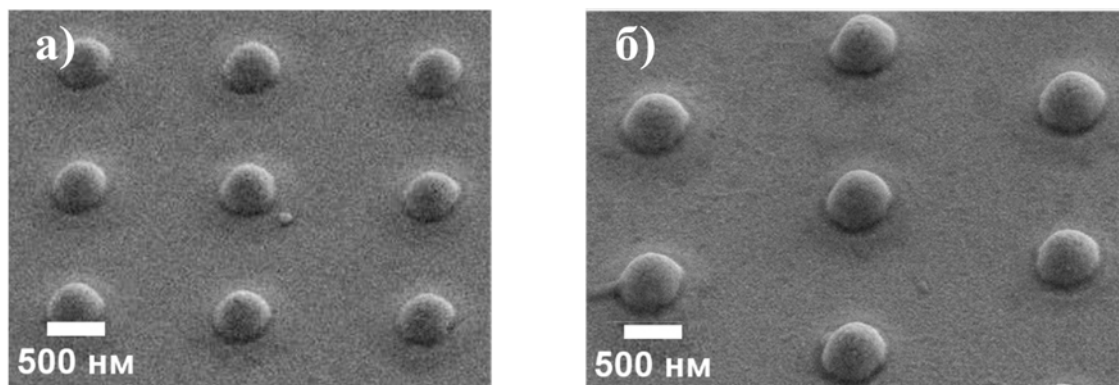


Рисунок 15 — Типичные РЭМ изображения нанополостей в массиве: (а) квадратная решетка, (б) гексагональная решетка

При детальном исследовании различных участков выбранного сегмента образца обнаружен плавный переход от квадратной к гексагональной упаковке решетки массива. Данный эффект связан с накоплением ошибки растровой развертки в процессе печати при переходе к записи следующего ряда нанопол-

тенн. Визуально дрейф периода массива наблюдается в виде незначительных «цветовых переливов» внутри одного квадрата (см. рисунок 17 б).

Для исследования поперечного профиля полых наноантенн с помощью технологии сфокусированного ионного пучка (СИП) вытравливались области в пленке золота (см. рисунок 16). Неоднородное утолщения на профиле наноантенн может быть связан[а] как с загибом краёв плёнки из-за физического воздействия потока ионов, так и с неоднородным распределением тепловых полей во время процесса лазерной печати.

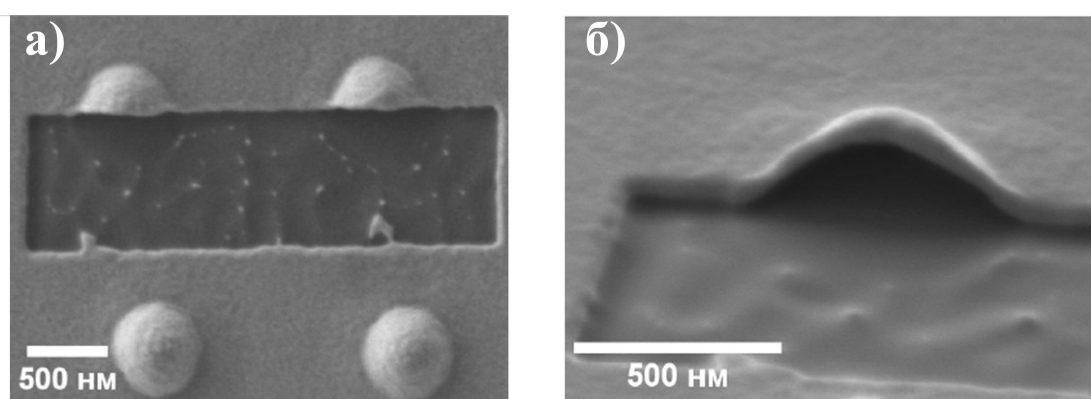


Рисунок 16 — Профиль сечения наноантенн, окно в плёнке вскрыто с помощью СИП: а) вид сверху; б) профиль наноантенны

Дополнительно морфологические, электрические и оптические исследования наноантенн проводилось в условиях сверхвысокого вакуума с помощью сканирующего туннельного микроскопа Omicron VT AFM XA 50/500 (Scienta Omicron, Германия). При визуализации и исследовании оптических свойств наноантенн использовалось 2 типа зондов: коммерчески доступные Pt/Ir DPT10 (Bruker) и электрохимически заточенные зонды из вольфрамовой проволоки диаметром 150 мкм с массовой долей вольфрама не менее 99,5%. Электрохимическая заточка проволоки проводилась в 10% растворе КОН при электрическом напряжении 9 В с системой автоматической остановки травления по пороговому значению тока. Порог тока при травлении был установлен 2 мА, при таких параметрах диаметр закругления кончика вольфрамовых зондов составлял 30-80 нм.

При СТМ-измерениях экспериментальный образец закреплялся в специализированном держателе (см. раздел 2.3). Для точного позиционирования зонда

над интересующей областью образца и возможности корректировки положения в режиме реального времени в один из вакуумных фланцев микроскопа была установлена следящая оптическая система. Следящая система состоит из цветной sCMOS матрицы Ximea, подвижного крепления и системы объективов, сфокусированных через оптически прозрачное стекло фланца на поверхность образца. Оптическое изображение исследуемых структур, полученное на матрицу Ximea, представлено на рисунке 17 (б).

Перед записью СТМ топографий и СТМ-Л измерениями проводился ряд подготовительных операций. Для выхода на условия сверхвысокого вакуума камера микроскопа предварительно отжигалась в течение 12 ч при температуре 150 °С, давление в камере микроскопа на протяжении всех СТМ измерений было не хуже $2,3 \times 10^{-10}$ мбар. Для удаления тонкого водяного слоя и летучих загрязнений с поверхности металлической плёнки после загрузки в камеру микроскопа производился отжиг образца с держателем в течение 20 мин при температуре 120 °С. Результаты исследования СТМ топографии единичной наномантенны приведены на рисунке 17.

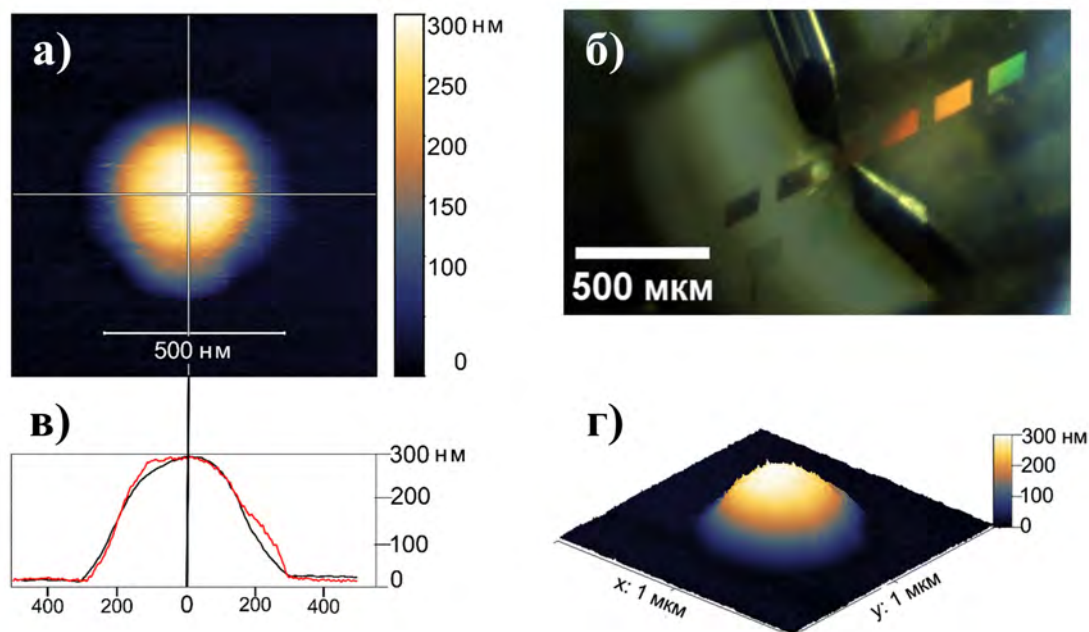


Рисунок 17 — Топография наномантенны: а) СТМ-карта; б) оптическое изображение массивов наноструктур через систему слежения; в) профили сечения (отмеченные линиями на (а)); г) изометрическое СТМ-изображение

Резюмируя результаты измерений, можно сделать вывод о геометрической форме наноантенн. Единичная наноантенна в исследуемом массиве имеет форму близкую к полусферической с радиусом основания 280 нм и высотой 300 нм и толщиной стенки порядка 30 нм. Можно заметить, что метод ФЛП отличается хорошей воспроизводимостью геометрических форм наноантенн в массиве с периодом 1250 нм. Повторяющееся отклонение формы наноантенн от симметричной полусферической является результатом свёртки геометрической формы зонда и поверхности. Результаты СТМ-измерений наноантенн в массиве представлены на рисунке 18.

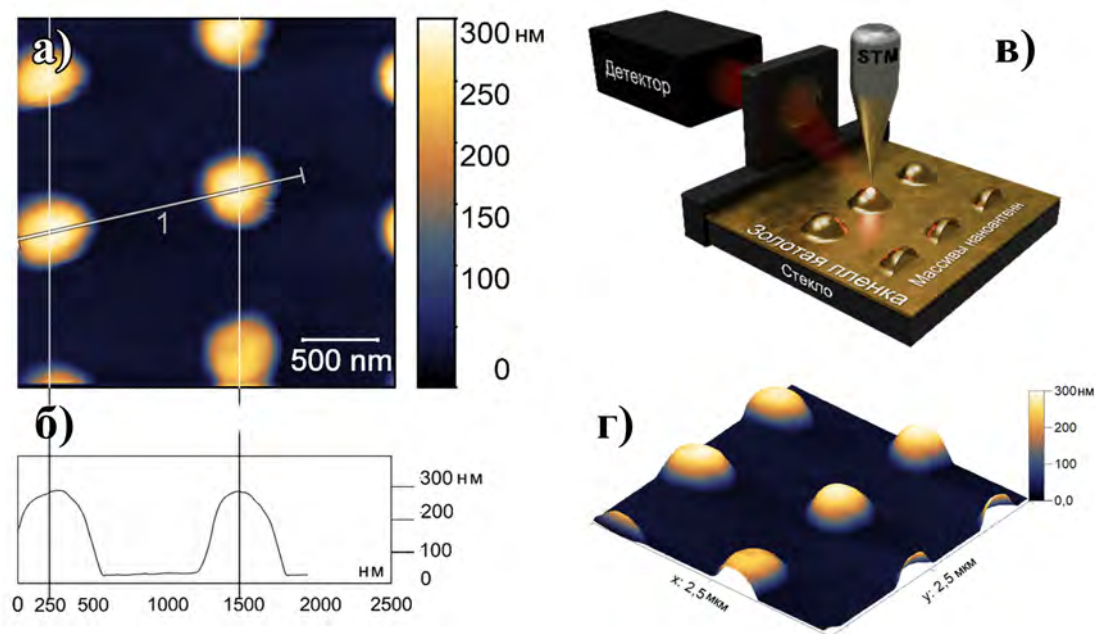


Рисунок 18 — Топография массива наноантенн: а) СТМ-карта; б) схема образца в держателе для СТМ-Л измерений; в) профиль сечения (отмеченный линией на (а); г) изометрическое 3Д СТМ-изображение

3.4 Численное моделирование собственных мод наноантенн

Данные о геометрических формах наноантенн были использованы при численном моделировании их собственных оптических мод с помощью модуля Wave Optics в программном пакете COMSOL Multiphysics. Собственные частоты были найдены методом конечных разностей в частотной области (FDFD — Finite-difference frequency-domain) в рассеянном поле. Моделируемая система состояла

из одной наноантенны в условиях периодических границ. Для наноантенны была задана форма полого эллипсоида ($h=265$ нм, $d=520$ нм), снаружи и в полости эллипсоида находился воздух. Материальные параметры для золотой плёнки и стенок антенны были взяты из работы [107]. Эллипсоид был расположен на стеклянной подложке, покрытой слоем золота толщиной 50 нм, толщина стенки эллипсоида составляла 30 нм. На рисунке 19 приведены результаты расчетов распределения электромагнитных полей вблизи наноантенны для двух фундаментальных мод на длинах волн 555 нм и 830 нм.

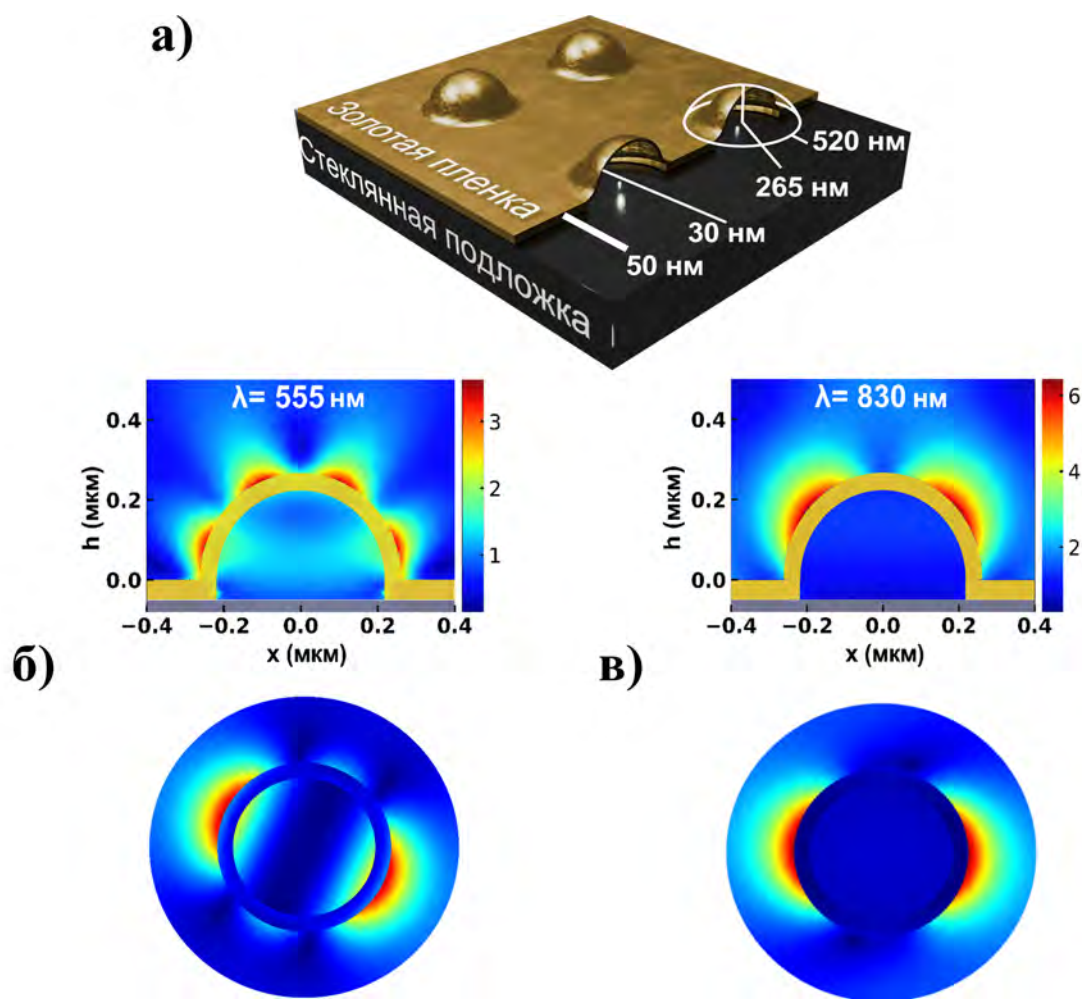


Рисунок 19 — Результаты численного моделирования а) модельное представление наноантенн; б) собственная мода наноантенны при $\lambda = 555$ нм, в) $\lambda = 830$ нм

3.5 Исследование спектров рассеяния

Как было показано в работе [113], схожие плазмонные наноантенны, напечатанные методом ФЛП на золотых плёнках, демонстрируют наличие

коллективных оптических резонансных мод в регулярном массиве в ближнем инфракрасном диапазоне (БИК), а также обладают выраженной ЛПОС в видимом диапазоне, что соответствует локализованным плазмонным резонансам единичных наноплазмонных антенн. Аналогичные результаты были зафиксированы и для исследуемых образцов путём снятия оптических спектров рассеяния в видимом и БИК-диапазонах, подтверждающих наличие резонансных эффектов.

Исследование резонансных оптических свойств в видимом диапазоне частот проводилось с помощью спектроскопии рассеяния в темном поле с боковой засветкой с применением спектрометра Horiba LabRAM HR 800 UV-VIS-NIR в конфокальной компоновке. Результаты исследований в оптическом спектральном диапазоне для наноплазмонных антенн с геометрическими параметрами $h = 265$ нм, $d = 520$ нм, приведены на рисунке 20.

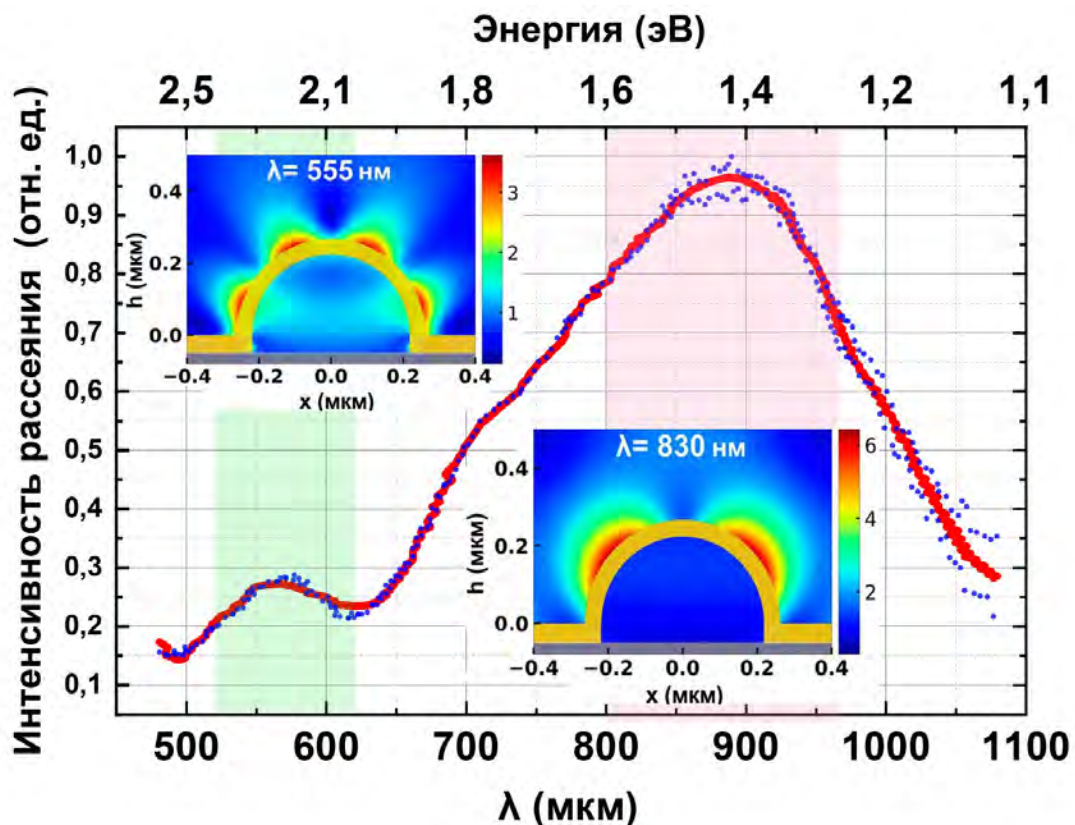


Рисунок 20 — Темнопольный спектр рассеяния единичной наноплазмонной антенны в видимом и БИК оптических диапазонах, вставки на рисунке соответствуют спектральным положениям рассчитанных собственных мод

На рисунке 20 хорошо заметны характерные резонансы в видимой области вблизи 550 нм и 850 нм, что согласуется с численными расчётами для поперечных

плазмонных мод 4-го (555 нм) и 2-го (830 нм) порядков единичной нанопантены, соответственно. Результаты расчётов с указанием энергетического положения приведены на вставках рисунка 20.

Оптические свойства изготовленных наноструктур в ближней и средней инфракрасной части спектра оценивались с помощью инфракрасной спектроскопии с преобразованием Фурье (FTIR). Установка состояла из спектрометра Vertex 80v и инфракрасного микроскопа Nupregion 2000, в качестве эталона служило объёмное серебряное зеркало. Область получения сигнала регулировалась с помощью встроенной диафрагмы для учёта различных латеральных размеров матрицы. Результаты исследований в БИК области приведены на рисунке 21.

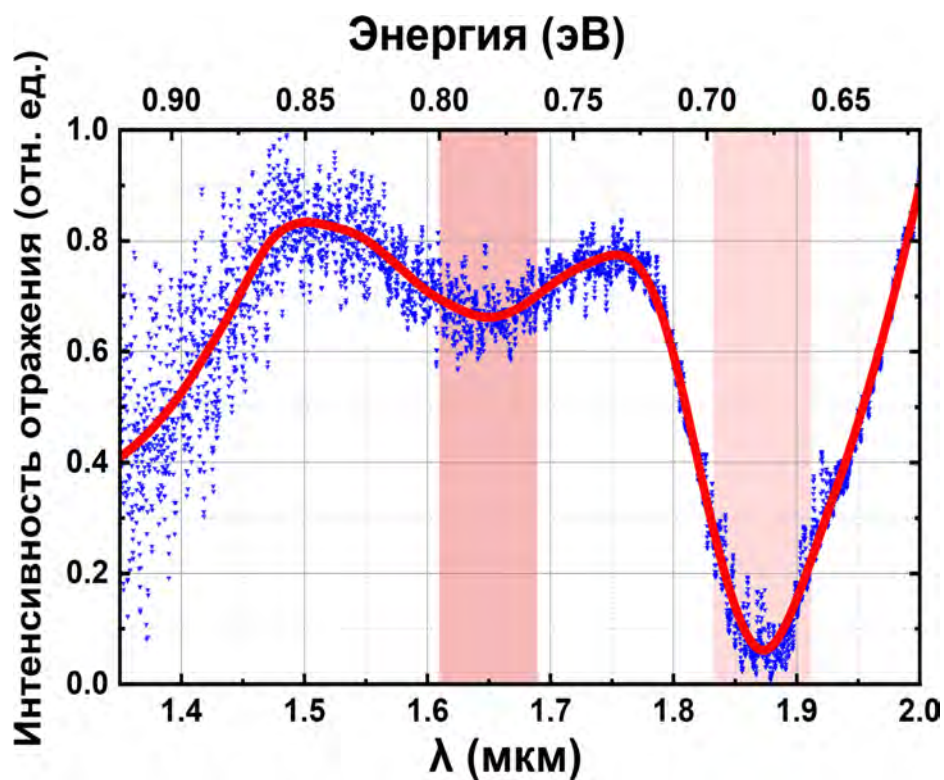


Рисунок 21 — Результаты инфракрасной спектроскопии с преобразованием Фурье для массива нанопантены с периодом 1,5 мкм

На ИК спектрах отражения, приведенных на рисунке 21, хорошо видны максимумы поглощения 1,87 мкм (0,66 эВ) и 1,65 мкм (0,77 эВ). Эти особенности могут быть приписаны решеточным резонансам массива нанопантены, в соответствии с данными, полученными ранее [111].

Суммируя результаты оптических измерений, выявлено, что в массиве нанопантены с периодом 1,5 мкм, $h = 265$ нм, $d = 520$ нм поддерживаются как

локализованные резонансы (550 нм и 850 нм), соответствующие одиночным наноантеннам, так и коллективные (1650 нм и 1870 нм) решеточные резонансы, что открывает перспективы применения при разработке широкополосного НТЭ источника излучения различных спектральных диапазонов.

3.6 Исследование люминесценции из туннельного контакта (СТМ-Л)

Исследование люминесценции, индуцированной сканирующим туннельным микроскопом (СТМ-Л), проводилось в несколько этапов.

На первом этапе СТМ зонд с помощью системы видеонаблюдения размещался над интересующей областью образца вблизи пятна сбора оптической измерительной схемы. Для точного совмещения с оптическим пятном сбора применялся луч лазерного целеуказателя, проходящий через тот же оптический путь (см. раздел 2.3, рис. 12). После позиционирования зонда производилась запись СТМ-топографии массива наноантенн (площадь сканирования 4×4 мкм², см. рисунок 21) и единичной наноантенны (площадь сканирования 1×1 мкм², см. рисунок 20) с высоким пространственным разрешением. В процессе измерений первого этапа туннельный ток и напряжение смещения не превышали уровней 100 пА и 0,5 В, соответственно, что обеспечивало минимизацию риска разрушения тонкостенных наноантенн. Скорость сканирования при записи изображений составляла 50 нм/с в случае единичной наноантенны и 300 нм/с в случае массива.

3.6.1 Пространственные распределения оптического сигнала (СТМ-Л)

На втором этапе проводились мультиканальные измерения оптического сигнала из туннельного контакта с одновременной записью топографии исследуемого образца (СТМ-Л). Измерения проводились с использованием синхронизированной оптической схемы с детектором одиночных фотонов, подробно описанной в разделе 2.3. Запись СТМ-Л карт проводилась при повышенном туннельном токе 500–3000 пА, что обеспечивало интенсивность излучения из туннельного контакта достаточную для регистрации детектором (превышало темновой уровень). Напряжение смещения туннельного контакта при записи карт выбиралось из

диапазона 1,5–2,7 В, поскольку процесс люминесценции при неупругом туннелировании электронов особенно эффективно наблюдался в видимом спектральном диапазоне при напряжениях выше 1,5 В (что соответствовало решеточным резонансам массива и собственным оптическим модам наноантенн). Время измерения топографии в каждой точке (скорость сканирования) было согласовано с временем интегрирования схемы регистрации оптического сигнала (20 мс).

Особенностью СТМ-Л методик при исследовании ЛНТЭ источников излучения помимо автоматического формирования и возможности изменения геометрических параметров туннельного контакта является также возможность оперативно изменять материалы одного из электродов туннельного контакта за счет смены СТМ зонда. Изменение геометрической формы и материала зонда может значительно отражаться на характере протекания неупругих туннельных процессов и влиять на спектр ЛНТЭ излучения [114, 115].

Были исследованы две материальные конфигурации МИМ структур: золото-вакуум-Pt/Ir и золото-вакуум-вольфрам. Вольфрамовые зонды, подготовленные электрохимическим травлением, имеют симметричное параболическое острие с диаметром закругления 30–80 нм. Коммерческие Pt/Ir (Bruker) зонды предназначены для атомарных измерений и подготавливаются путём среза проволоки, поэтому в этом случае на СТМ картах можно наблюдать значительные искажения геометрии наноантенн, связанные со сверткой формы зонда и морфологии образца. Результаты СТМ-Л измерений массива наноантенн с использованием различных типов зондов приведены на рисунке 22.

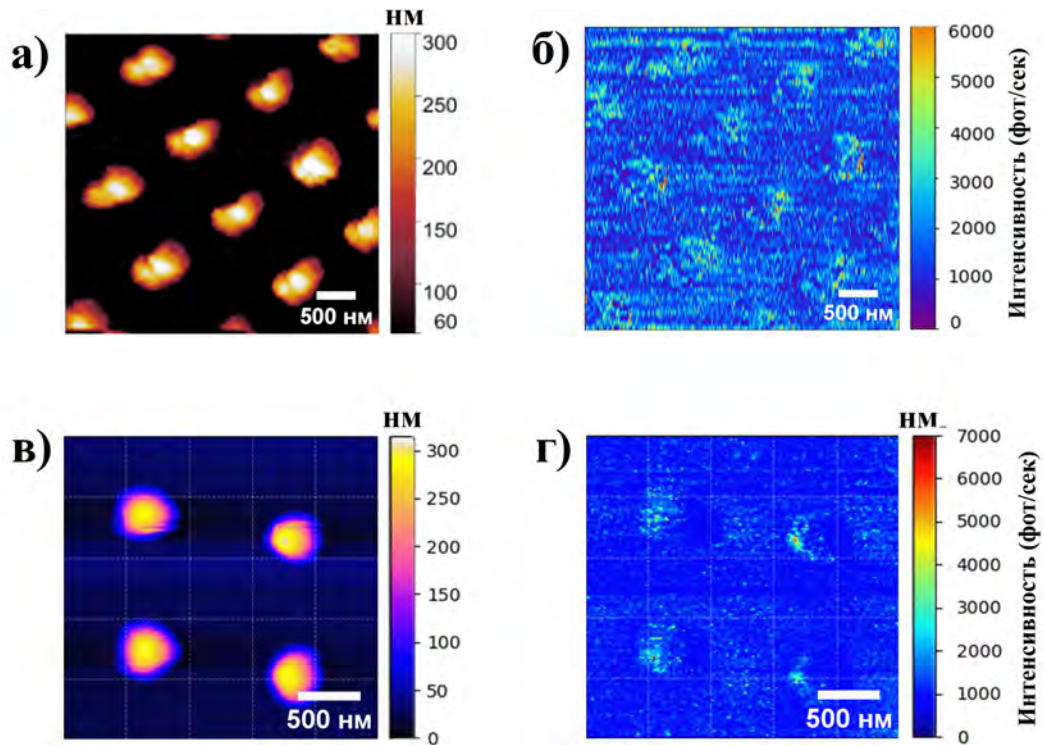


Рисунок 22 — СТМ-Л измерения массива наноантенн для двух конфигураций туннельного контакта: (а-б) золото-вакуум-Pt/Ir; (в-г) золото-вакуум-вольфрам; левый ряд – СТМ-топография; правый – пространственные распределения оптического сигнала (СТМ-Л)

На третьем этапе исследовались одиночные наноантенны при уменьшенной скорости сканирования 20–40 нм/с, так что полное время СТМ-Л измерений составляло 5 часов. Результаты СТМ-Л измерений единичных наноантенн с применением различных СТМ зондов представлены на рисунке 23. Форма наноантенны, в случае визуализации Pt/Ir зондами, отличается от полусферической, что связано с формой зонда и методом его получения.

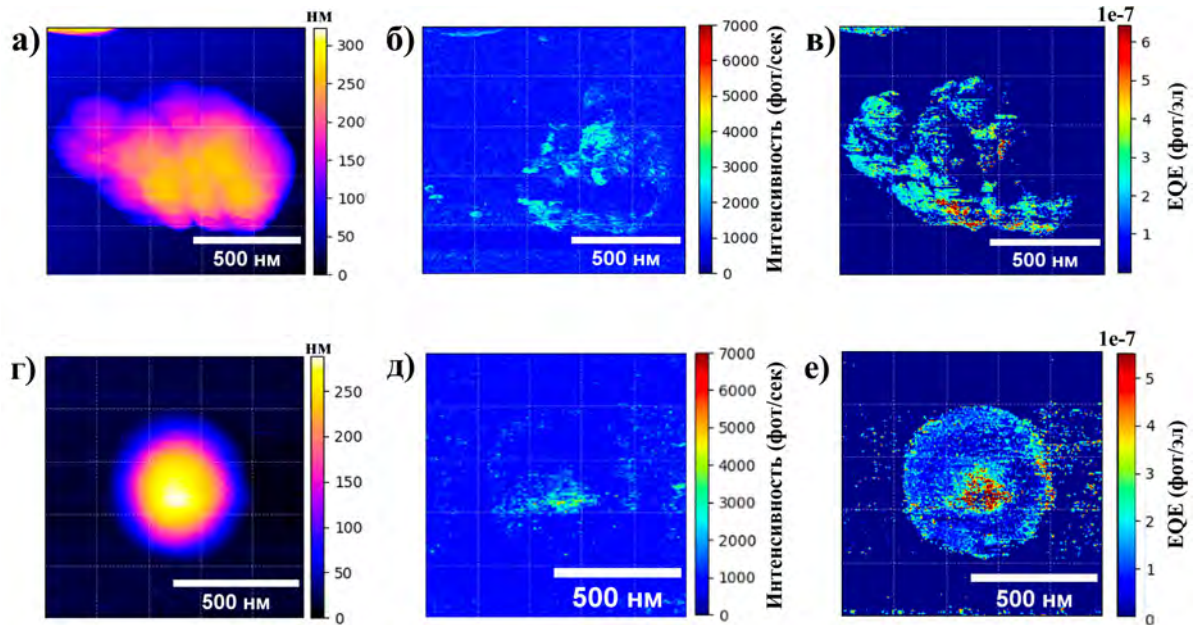


Рисунок 23 — СТМ-Л единичной наноантенны для двух конфигураций: (а-г) золото-вакуум-Pt/Ir; (г-е) золото-вакуум-вольфрам; левый ряд – СТМ-топография; средний – пространственные распределения оптического сигнала; правый – оценка ВКЭ

Результаты СТМ-Л измерений для обеих материальных конфигураций источника демонстрирует чёткую корреляцию между участками усиления оптического сигнала на СТМ-Л картах и расположением наноантенн на СТМ топографиях. Данные участки соответствуют областям с увеличенным ЛПОС, связанным с наноантеннами. При туннельном токе 1 нА и напряжении смещения 2,5 В уровень зарегистрированного оптического сигнала, собранного в зонах соответствующих наноантеннам, достигает значений 7000 фотонов/сек. Для обеих исследуемых материальных конфигураций повышенный сигнал люминесценции в зоне наноантенн распределён неравномерно, сигнал достигает максимальных значений в центре и по периметру наноантенн.

Уровень оптического сигнала, детектируемый с поверхности золотой плёнки между наноантеннами, составляет 1200–1500 фот/сек, что превышает уровень сигнала, собранного с поверхности плёнки в отдалении от структур 800–900 фот/сек. Оптические измерения проводились при уровне тёмного счёта детектора фотонов 600–700 фот/сек.

На основе полученных данных можно сделать вывод, что присутствие наноантенн существенно повышает эффективность ЛНТЭ-процесса по сравнению с

гладкой золотой поверхностью. Области с увеличенной ЛПОС антенн способствуют процессам неупругого туннелирования электронов и рождения фотонов. При этом, как будет показано далее, характер люминесценции поверхности золотой плёнки между наномантеннами в массиве значительно отличается от характера свечения участков плёнки, расположенных вдали от наноструктур.

3.6.2 СТС туннельного контакта золото-вакуум-платина

Для более детального анализа неупругих туннельных процессов были записаны серии СТС туннельного контакта. Характерные особенности в виде изломов на кривых СТС и отклонений от экспоненциального закона туннельного тока является однозначным признаком появления дополнительных каналов рассеяния энергии с возбуждением плазмонов или генерации фотонов (см. раздел 2.2). Положение перегибов на кривых СТС соответствует пороговой энергии возбуждения неупругих процессов и, в случае НТЭ процессов, определяет максимальную энергию фотонов (при линейных процессах):

$$\lambda(\text{нм}) = \frac{hc}{E_{\text{ph}}} \approx \frac{1240}{E_{\text{ph}}(\text{эВ})}. \quad (4)$$

В рамках СТС записывались серии С в различных характерных зонах образца: (i) над поверхностью наномантенн, (ii) над поверхностью золотой плёнки в массиве, а также (iii) над участками золотой плёнки, отдалёнными от структур на расстояние более 100 мкм. Серии состояли не менее чем из 80 кривых по 500 точек измерения каждая. Запись ВАХ внутри серии выполнялась последовательно с включенной обратной связью в интервалах между измерениями для восстановления ширины туннельного зазора. Для минимизации скачков ширины туннельного зазора регистрация проводилась с максимально возможной скоростью, разрешенной оборудованием (20 мс на кривую). Для получения итоговых характеристик каждая серия усреднялась с последующим сглаживанием методом фильтрации Савицкого-Голая [116]. Для наглядного выделения перегибов на ВАХ анализировались вторые производные тока от напряжения смещения.

Для анализа особенностей неупругих процессов, соответствующих видимому диапазону частот СТС записывалась в диапазоне напряжений от -3 В до 3 В. Для

более детального анализа неупругих процессов, соответствующих ИК частотам излучения фотонов, диапазон записи был сужен и составил от -1 В до 1 В. Для более глубокого понимания ВАХ были проанализированы и положительная и отрицательная ветви. Поскольку обе ветви практически эквивалентны и СТМ-Л измерения ЛПОС проводились при положительных напряжениях, на рисунке 24 приведены только положительные ветви ВАХ.

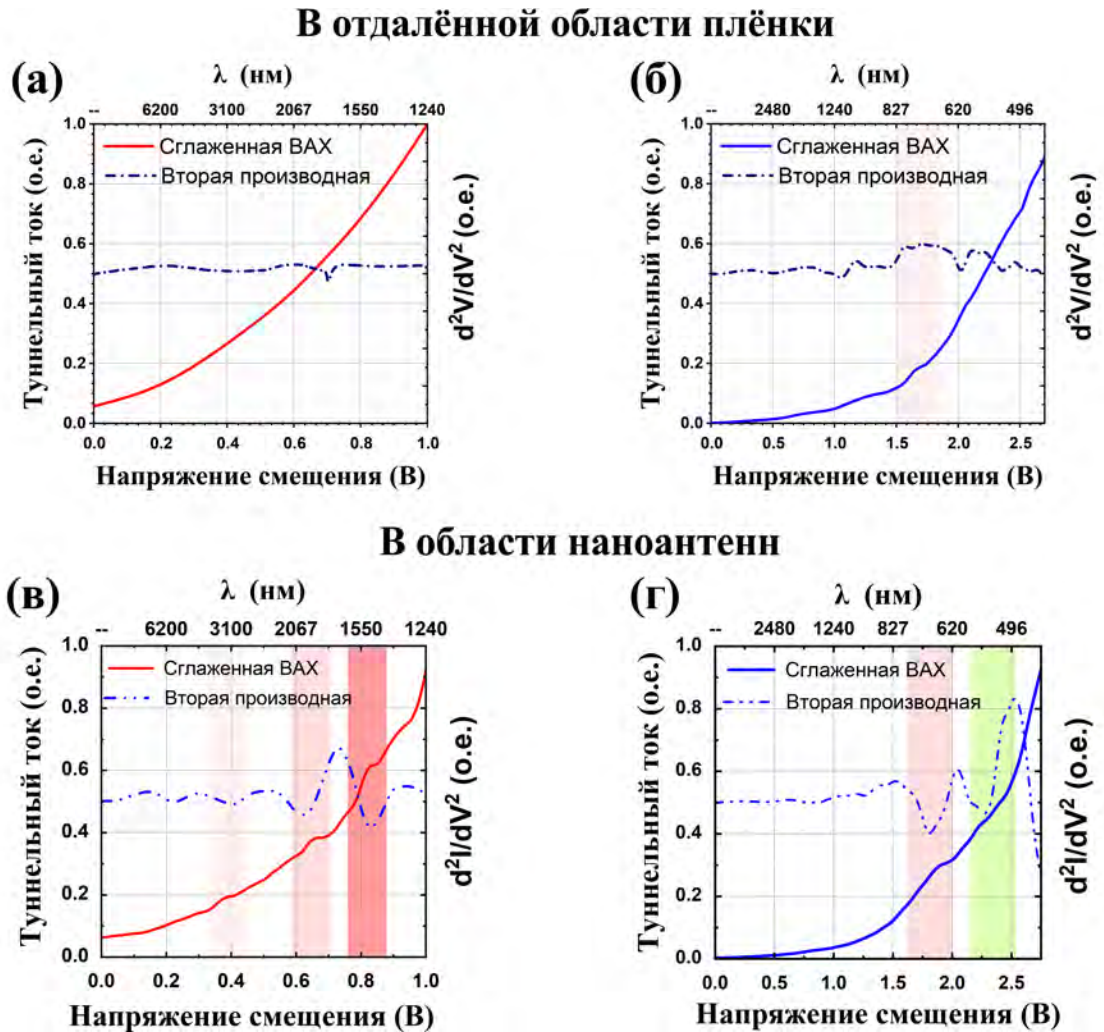


Рисунок 24 — СТС спектры, снятые в разных зонах образца: (а, б) на золотой поверхности, удаленной от массива наноантенн (более 100 мкм); (в, г) в области массивов наноантенн; (а, в) диапазоны напряжений при записи СТС соответствуют ИК области спектра; (б, г) СТС спектры видимого диапазона

По полученным данным можно заметить, что СТС, записанные как в области массива наноантенн, так и на плоских золотых поверхностях (вблизи и в отдалении от наноструктур), демонстрируют особенности при напряжениях смещения 1,5–1,7 В (отмечены красными зонами), соответствующие излучению в видимом

диапазоне частот. Такие особенности согласуются с энергетическими положениями типичных каналов неупругого туннелирования с излучением фотонов в плёнках чистого золота [117, 118]. В этом энергетическом диапазоне увеличение ЛПОС может быть связано с возбуждением локализованных плазмонов, которые интерпретируются как резонансные плазмонные моды между наконечником зонда и его отражением в поверхности золотой плёнки (аналог антенны типа бабочка). Такие возбужденные локализованные состояния могут релаксировать с испусканием фотонов в видимой области. Регистрируемый оптический сигнал (СТМ-Л) при данных напряжениях составляет 800-900 фотон/с.

На ВАХ, зарегистрированных в отдалённой области золотой плёнки при напряжениях, соответствующих ИК диапазону (0–1 В), не обнаружено выраженных особенностей, кривая плавная и гладкая (см. рисунок 27 а), что в соответствии с моделью Симмонса [119] отражает режим упругого туннелирования через прямоугольный потенциальный барьер. В отличие от этого, кривые, записанные при размещении зонда СТМ на золотой плёнке между наноантеннами в массиве или непосредственно над наноантенной, демонстрируют отчётливые особенности при напряжениях 0,66 В и 0,75 В, что эквивалентно излучению с длинами волн 1,87 мкм и 1,65 мкм, соответственно. Данные особенности хорошо согласуются со спектральным положением коллективных мод, выявленных с помощью ИК-Фурье спектроскопии (см. рисунок 21). Излучение фотонов при неупругом туннелировании электронов в данном энергетическом диапазоне может быть объяснено с точки зрения возбуждения и распространения поверхностных плазмонов, которые в свою очередь рассеиваются на периодической решетке наноантенн с излучением фотонов соответствующей частоты.

При размещении зонда над наноантенной в диапазоне напряжений (1,5–3 В), соответствующему видимому спектру, на ВАХ наблюдаются дополнительные особенности при 2,25–2,5 В, что эквивалентно излучению в диапазоне 495–550 нм (области выделены зеленым цветом, рисунок 24 г) и усиление люминесценции в диапазоне напряжений контакта 1,5–1,8 В, по сравнению с плоской плёнкой. Повышенный оптический сигнал в данном диапазоне может быть ассоциирован с неупругим туннелированием электронов с возбуждением локализованных

оптических состояний, связанных с собственными оптическими резонансами наноантенн, что подтверждается результатами измерений спектров рассеяния в темном поле и численного моделирования для поперечных плазмонных мод 4-го и 2-го порядков (см. рисунок 20). Согласно СТМ-Л измерениям при напряжении смещения туннельного контакта 2,5 В уровень зарегистрированного оптического сигнала, соответствующий неупругим процессам в данном спектральном диапазоне, составляет 7000 фот/сек для источника золото-вакуум-платина.

3.6.3 Туннельная спектроскопия с регистрацией люминесценции (СТС-Л)

Для прямой регистрации усиления люминесценции, связанной с описанными выше неупругими процессами, были сняты характеристики «интенсивность оптического сигнала от напряжение смещения» (СТС-Л – синхронная регистрация ВАХ и люминесценции туннельного контакта) в диапазоне напряжений от -3 В до 3 В. Измерения проводились при включенной обратной связи и медленном изменении напряжения смещения СТМ при расположении зонда над наноантенной. Серии СТС-Л данных состоят из 25 последовательно записанных кривых, которые впоследствии были усреднены в одну с применением фильтрации Савицкого-Голая. Для детектирования сигнала в оптическом диапазоне использовался счётчик IDQuantique ID120 (чувствительность 350–1000 нм), для ИК диапазона использовался счётчик MPD-IR (800–1700 нм). Положительная ветвь характеристики, записанная с помощью Pt/Ir зонда, представлена на рисунке 25.

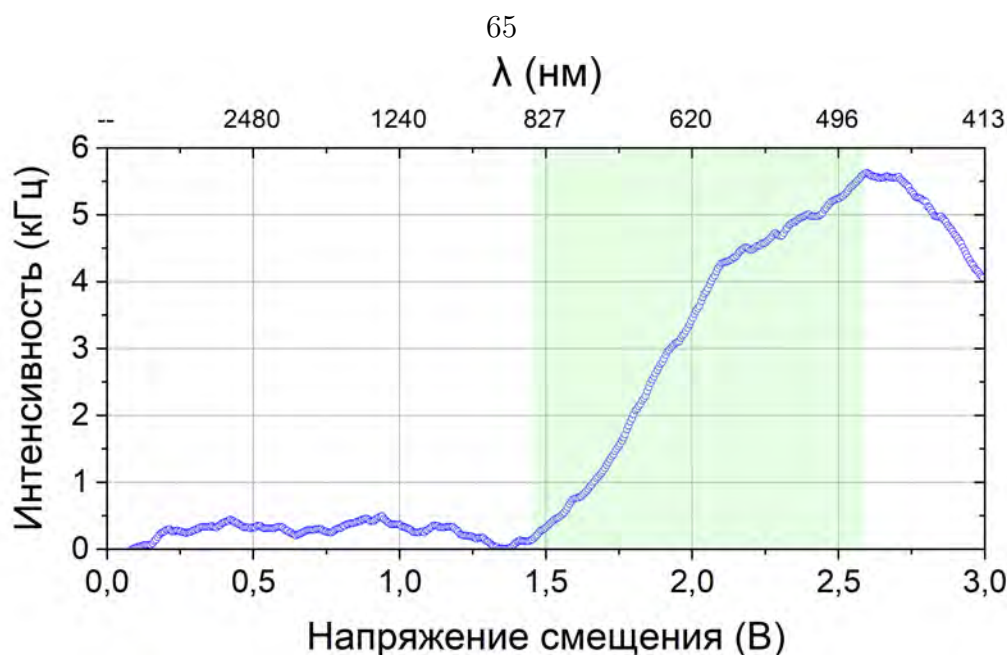


Рисунок 25 — СТС-Л характеристика для материальной конфигурации золото-вакуум-Pt/Ir зонд

СТС-Л измерения демонстрируют увеличение оптического сигнала в видимом диапазоне, начиная с приложенных напряжений 1,4–1,5 В, что согласуется с данными СТС и оптической спектроскопии и является свидетельством возбуждения оптических состояний, связанных с золотой плёнкой. Наблюдается близкий к линейному характер увеличения интенсивности люминесценции с ростом напряжения в диапазоне 1,4–2 В, максимальный уровень сигнала в 7200 фот/сек достигается при 2,6 В. При дальнейшем увеличении напряжения интенсивность оптического сигнала начинает снижаться. Это связано с тем, что при высоких напряжениях смещения возрастает роль упругого туннелирования, а также происходит постепенное переключение режима переноса заряда в надбарьерное туннелирование, сопровождаемого полевой и термоэлектронной эмиссией. Эти процессы приводят к росту упругих процессов, не связанным с генерацией фотонов, и, как следствие, уменьшают долю электронов, участвующих в неупругом туннелировании.

Следует отметить, что в экспериментах не удалось напрямую зафиксировать оптический сигнал в ближнем ИК диапазоне. Однако спектральные особенности, выявленные методом СТС, хорошо коррелируют с данными FTIR-спектроскопии отражения, что позволяет сделать вывод о возможности возбуждения коллективных оптических мод в изготовленном массиве наноструктур за счёт неупругого

туннелирования электронов. Отсутствие зарегистрированного сигнала в ИК-области может быть связано с недостаточной чувствительностью используемого ИК-детектора, что требует дальнейшей оптимизации экспериментальной схемы.

Для выявления люминесценции источника типа золото-вакуум-вольфрам были записаны аналогичные СТС-С характеристики. Полная ветвь СТС-Л кривой представлена на рисунке 26.

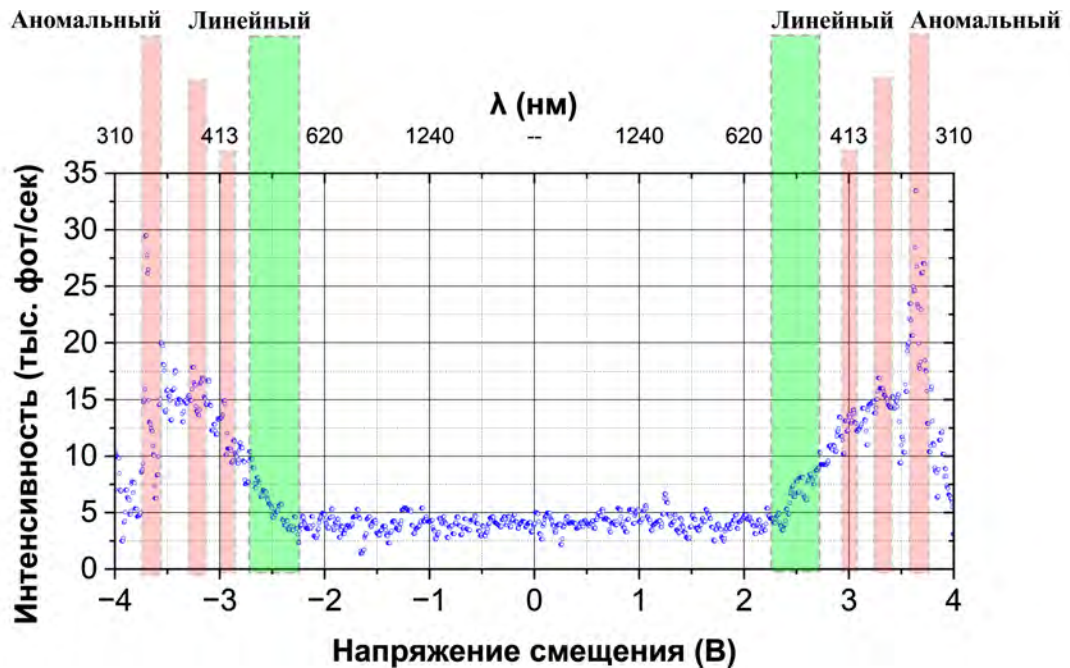


Рисунок 26 — СТС-Л для материальной конфигурации золото-вакуум-вольфрам

В отличие от ЛНТЭ источника материальной конфигурации золото-вакуум-платина для источника на основе туннельного контакта золото-вакуум-вольфрам линейный режим повышения интенсивности оптического сигнала начинается позже, при 2,2 В и продолжается до 2,6 В (линейный режим выделен зеленой рамкой на рисунке 26 а). В линейном режиме наблюдаемый оптический сигнал не превышает 10000 фот/сек. При дальнейшем увеличении напряжения смещения можно заметить несколько резких всплесков интенсивности оптического сигнала при приложенных напряжениях 3 В, 3,4 В и 3,6 В, которые могут быть связаны с проявлением резонансных режимов неупругого туннелирования электронов через оптические состояния. В пиковых значениях интенсивность сигнала при записи СТС-Л карт могла достигать 50000 фот/сек, что более чем в 5 раз выше интенсивности сигнала при линейном режиме работы. Однако в

аномальных режимах наблюдается значительная нестабильность туннельного контакта, которая не позволила провести стабильных СТМ-Л измерений.

3.6.4 СТМ-Л при аномальном режиме источника золото-вакуум-вольфрам

Для детального исследования аномальных режимов работы источника на основе туннельного контакта золото-вакуум-вольфрам были проведены дополнительные СТМ-Л измерения. Поиск аномальных режимов работы был осуществлён путём многократной записи СТМ-Л карт при изменении геометрии туннельного зазора за счёт перебора напряжений смещения и туннельных токов в диапазонах 0–4 В и 100–5000 пА, соответственно. Был выявлен аномальный режим работы в узком диапазоне напряжений вблизи 2,7 В, работа при напряжениях в 3 В и 3,4 В сопровождалась значительными шумами и артефактами записи топографии и стабильных СТМ-Л измерений провести не удалось. На рисунке 27 приведены полученные экспериментальные данные при напряжении 2,5 В и 2,7 В, демонстрирующие два качественно различных режима работы источника, обозначенные как “нормальный” и “аномальный”.

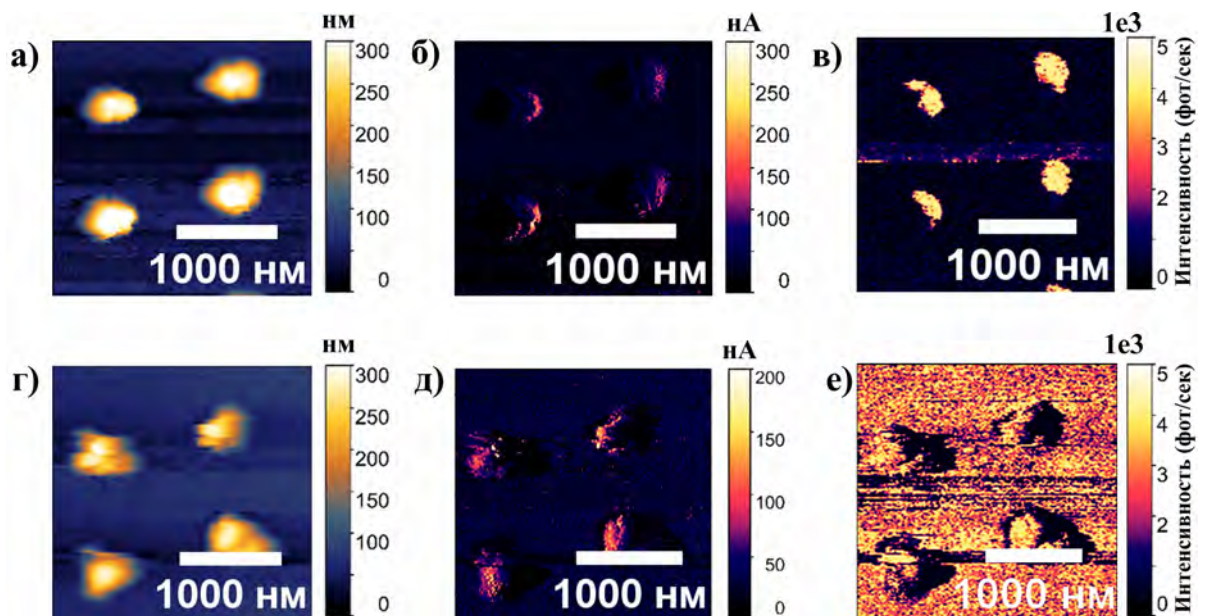


Рисунок 27 — СТМ-Л золото-вакуум-вольфрам: (а-в) нормальный режим (2,5 В, 700 пА); (г-е) аномальный режим (2,7 В, 700 пА). (а, г) СТМ топография; (б, д) карты туннельного тока; (в, е) СТМ-Л карты люминесценции

При плавном увеличении напряжения с шагом 0,1 В и достижении значений 2,7 В наблюдается резкое изменение характера распределения люминесценции в СТМ-Л картах. Если при более низких напряжениях свечение сосредоточено преимущественно в области наноплазмонных антенн, то в узком диапазоне 2,7-2,8 В оно начинает охватывать всю поверхность плёнки, включая промежутки между наноплазмонными антеннами, при этом сигнал от самих наноплазмонных антенн остаётся ярким и затухает по периметру.

При дальнейшем увеличении напряжения в диапазоне 2,9–3 В распределение СТМ-Л сигнала приобретает нормальный характер. После прохода через участок 3,1-3,8 В, при котором не удаётся провести стабильных СТМ-Л измерений, получаемые СТМ-Л данные вновь демонстрируют нормальный режим люминесценции. Дальнейшее увеличение напряжения характеризуется плавным уменьшением интенсивности свечения наноплазмонных антенн за счёт постепенного увеличения вклада надбарьерного переноса зарядов, при котором характерно упругое туннелирование, что снижает вероятность возбуждения оптических мод и генерации фотонов. Наблюдаемый аномальный режим люминесценции не проявляется в источниках типа золото-вакуум-платина. Аномальный режим на масштабах единичной наноплазмонной антенны и меньших скоростях записи представлен на рисунке 28.

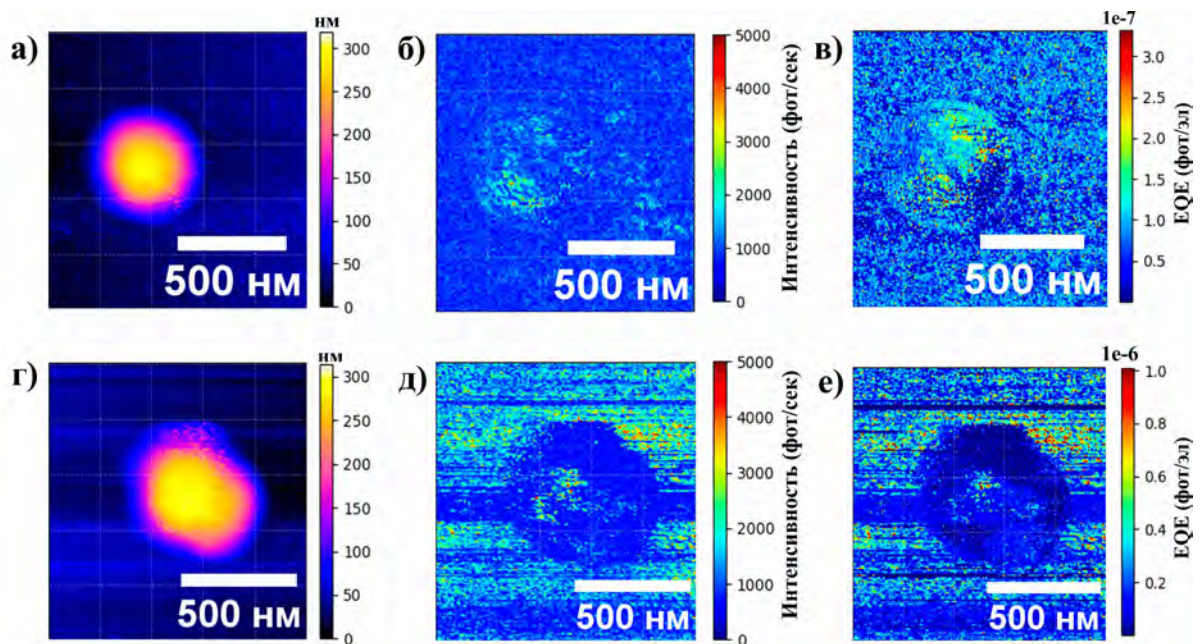


Рисунок 28 — СТМ-Л измерения: (а-в) нормальный режим (2,5 В, 1 нА, 5 тыс.фот/сек); (г-е) аномальный режим (2,7 В, 1 нА). (а, г) СТМ топография; (б, д) СТМ-Л карты; (в, е) СТМ-Л карты, нормированные на туннельный ток

Значительное увеличение интенсивности излучения в аномальном режиме позволило визуализировать эффективное возбуждение состояний массива в оптическом диапазоне, проявляющихся в виде «волн» между наномантеннами. Соответствующие СТМ-Л данные приведены на рисунке 29.

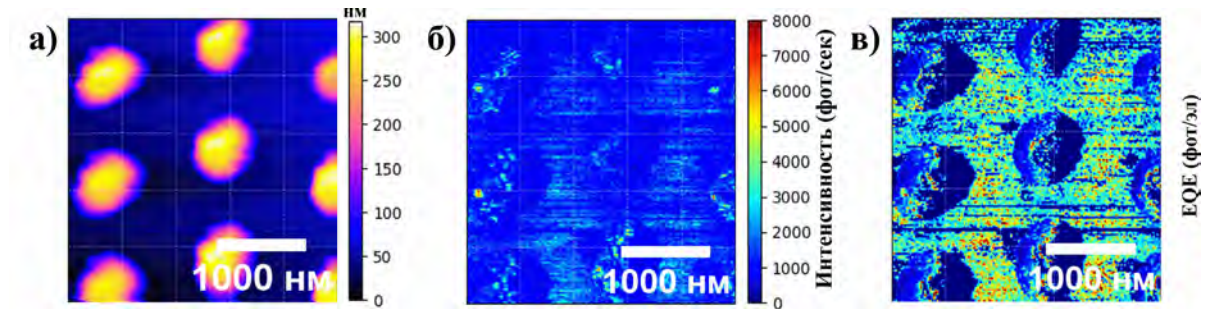


Рисунок 29 — СТМ-Л возбуждение коллективных оптических состояний массива в видимом диапазоне частот при $V_{\text{bias}} = 2.7$ В, $I = 1$ нА: а) СТМ топография; б) СТМ-Л карта оптического сигнала; в) нормированная СТМ-Л на туннельный ток (ВКЭ)

Наблюдаемый переход из нормального в аномальный режим люминесценции сопровождается значительным усилением оптического сигнала и изменением его пространственного распределения. Как видно по СТМ-Л данным для напряжений смещения, характерных для аномального режима, формируется более равномерное распределение зон эффективного возбуждения, охватывающее не только отдельные участки наномантенн, но и области между ними. Более равномерное распределение зон эффективного возбуждения излучения источника может привести к значительному увеличению эффективности при реализации планарных туннельных контактов к структурам, что открывает перспективы для разработки эффективных плазмонных и оптоэлектронных устройств на основе технологии фемтосекундной печати ЛНТЭ источников.

3.7 Исследование мультиантенной геометрии источника

Известно, что дополнительная локализация электромагнитного поля в области туннельного контакта может существенно увеличить интенсивность излучения за счёт повышения ЛПОС и увеличения вероятности спонтанных процессов излучения (фактор Парселла). Одним из эффективных способов локализации

электромагнитного поля является размещение наноразмерных плазмонных резонаторов в области туннельного контакта, в качестве которых могут выступать металлические наночастицы.

В данном разделе исследуется возможность повышения эффективности ЛНТЭ источника за счёт усложнения геометрии наноантенн источника дополнительными плазмонными наноструктурами. Для этого в окрестностях наноантенн на различных расстояниях размещались золотые наночастицы диаметром 20-140 нм с помощью метода переноса СТМ зондом. Золотые наночастицы были сформированы в процессе обработки лазерным излучением золотой плёнки. В данном технологическом процессе наночастицы в малой концентрации распределены по всей поверхности образца. Результаты СТМ-Л измерений, демонстрирующие влияние размещения наночастиц как вблизи, так и непосредственно на поверхности наноантенн, представлены на рисунке 30. Все измерения проводились при напряжении 2,5 В и туннельном токе 700 пА.

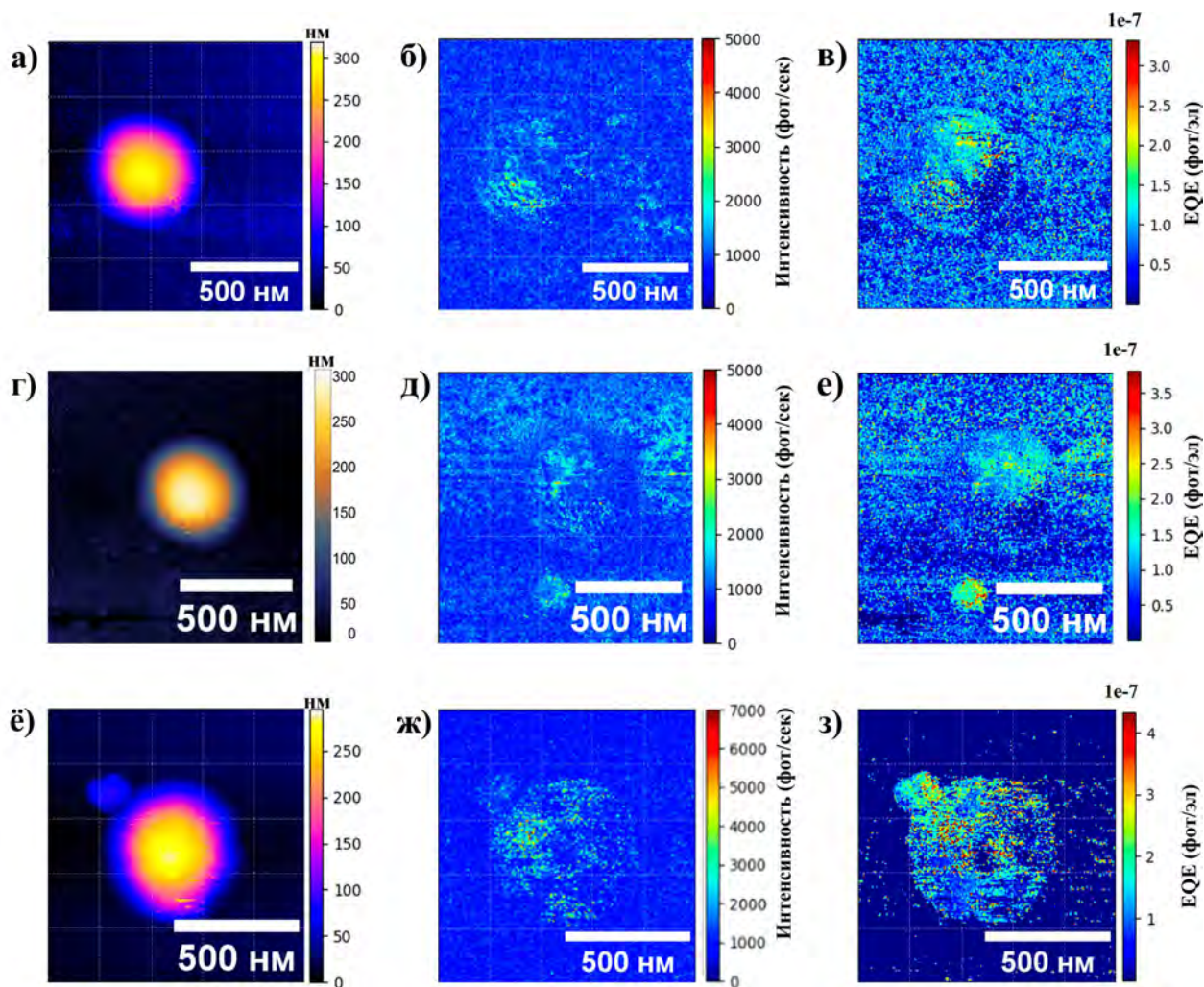


Рисунок 30 — СТМ-Л «мультиантенной» структуры: (а–в) – одиночная наномантенна; второй ряд (г–е) – внесена наночастица из золота $d = 80$ нм, расстояние до наномантенны 150 нм; (ё–ж) – внесена наночастица из золота $d = 120$ нм в контакте с наномантенной. Все измерения проведены при $V_{\text{bias}} = 2,5$ В и $I = 1$ нА. (а, г, ё) СТМ топография; (б, д, ж) СТМ-Л карты оптического сигнала; (в, е, з) СТМ-Л карты, нормированные на туннельный ток

По результатам СТМ-Л исследований, представленных на рисунке 30, присутствие наночастицы перераспределяет ЛПОС источника как при размещении рядом с наномантенной, так и на её поверхности. При размещении золотой наночастицы $d = 80$ нм на расстояние более 100 нм от наномантенны наблюдалось перераспределение ЛПОС на поверхности золотой плёнки в окрестностях наномантенны с незначительным увеличением регистрируемого оптического СТМ-Л сигнала при размещении зонда над золотой плёнкой. При этом существенного перераспределения ЛПОС в зоне самой наномантенны не наблюдалось.

При размещении наночастицы $d = 120$ нм в контакте с наноантенной наблюдается значительное изменение картины ЛПОС: в центральной области наноантенны наблюдается тёмное пятно, когда по кольцу вокруг центра наблюдается повышенная ЛПОС. Кроме того, в зоне кольца наблюдаются набор минимумов ЛПОС, размещённых осесимметрично относительно центра наноантенны, положение минимумов остаётся относительно устойчивым при проведении многократных последовательных измерений. Изменение картины ЛПОС наблюдается только в зоне наноантенны и сопровождается увеличением максимума оптического сигнала с 5000 фот/сек до 7000 фот/сек при 2,5 В и 700 пА. Данный факт делает перспективной разработки источников с «мультиантенной» геометрией.

При промышленном применении технологии ФЛП для изготовления ЛНТЭ источников с наноантеннами на поверхности ФИС использование методов контролируемого переноса нанообъектов значительно ограничивает воспроизводимость, производительность и масштабируемость данного подхода. В связи с этим ключевой задачей является применение технологии, обеспечивающей воспроизводимое формирование массивов мульти-наноантенн непосредственно в процессе лазерной печати, без необходимости дополнительного позиционирования наночастиц.

В рамках работы рассматривалась технология получения массивов наноструктур, состоящих из двух и трёх связанных наноантенн, что позволило продемонстрировать возможность массового изготовления такого типа структур с высокой воспроизводимостью. РЭМ изображения наноантенн модифицированной формы на поверхности образца представлены на рисунке 31.

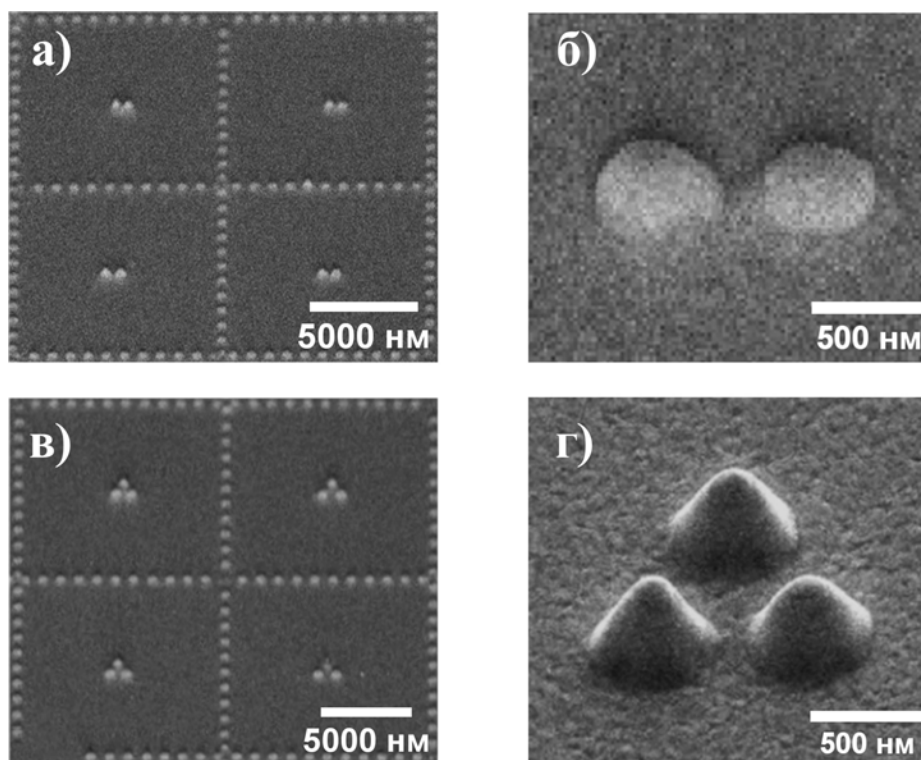


Рисунок 31 — Фемтосекундная печать «мультиантенн»: а, б) двойные наноструктуры; в, г) тройные наноструктуры

Гибкость при разработке дизайна наноантенн и совместимость ФЛП с современными технологическими процессами производства ФИС открывают перспективы создания полноценных интегральных фотонных чипов с широкополосными ЛНТЭ-источниками, работающими как в видимом, так и в ближнем ИК диапазонах. Данное преимущество может быть особенно перспективно для телекоммуникационных ФИС, а также при разработке чипов оптоэлектронных детекторов и систем высокоскоростной передачи данных следующих поколений.

3.8 Заключение к главе

В данном разделе была экспериментально продемонстрирована электрически управляемая генерация оптического излучения в широком спектральном диапазоне (550—1870 нм) за счёт неупругого туннелирования электронов в туннельном зазоре с массивом полых золотых наноантенн, изготовленных методом фемтосекундной лазерной печати. Продemonстрировано увеличение интенсивности оптического сигнала, регистрируемого из туннельного контакта в видимом диапазоне за счёт размещения наноантенн в туннельном контакте с 700 фот/сек на

плоской золотой поверхности до 8000 фот/сек, в зонах, соответствующих расположению наноантенн (см. рис. 22 и 23). Зарегистрировано линейное увеличение интенсивности излучения при изменении напряжения смещения туннельного контакта в диапазоне 1,4–2,6 В (эквивалентно 550–850 нм) для источника Au-Pt/Ir (см. рис. 25) и в диапазоне 2,2–2,6 В для источника Au-W (см. рис. 26). Косвенно определена возможность возбуждения излучения в ближнем ИК диапазоне при 0.66–0.75 В (1650–1870 нм) (см. рис. 24).

Так же был зарегистрирован резонансный режим работы источника при смене материалов контактов с Au-Pt/Ir на Au-W с пиковыми значениями регистрируемого оптического сигнала 30–50 тыс.фот/сек (при 2.7–3 В) (см. рисунки 26 – 29).

Зафиксировано повышение уровня оптического сигнала на 10–20% и увеличение площади свечения при размещении наночастиц на поверхности наноантенн, что указывает на перспективу перехода к мульти-антенной геометрии, как дальнейшему направлению развития данного типа источника. Продемонстрирована возможность воспроизводимой печати мультиантенн, состоящих из двух и трёх наноантенн, размещённых вблизи друг от друга (см. рисунок 31).

Гибкость и совместимость технологий источника фотонов с современным тех. процессом интегральных фотонных схем в совокупности с уникальным сочетанием свойств источника (электрический тип возбуждения и управления спектром излучения) открывают перспективы разработки и создания полноценных интегральных фотонных чипов высокой степени упаковки с широким спектром применений: от приборов сенсорики до вычислительной техники.

ГЛАВА 4. СТМ-Л источники излучения, интегрированные в оптический волновод на основе $A^{III}B^V$ нитевидных нанокристаллов

Полупроводниковые $A^{III}B^V$ нитевидные нанокристаллы (ННК) - перспективная платформа для электронных и фотонных компонентов ФИС новых поколений. Процесс роста ННК при молекулярной пучковой эпитаксии (МПЭ) позволяет создавать аксиальные и радиальные гетероструктуры, контролировать кристаллическую фазу и уровень легирования, а также встраивать внутрь ННК наноструктуры с пониженной размерностью, такие как квантовые точки, при этом получая массивы ННК на большой площади образца с хорошей воспроизводимостью [120–124].

Используя данные технологические преимущества, за последнее десятилетие на основе полупроводниковых ННК было разработано множество электронных и фотонных компонентов, включая транзисторы и диоды Эсаки, однофотонные источники и детекторы видимого или ИК излучения и много другое [125–127]. Более того, ННК соединений $A^{III}B^V$, особенно в случае нитридов, фосфидов и соединений мышьяка, могут иметь прямую энергетическую зонную структуру, важное свойство для эффективных источников фотонов, и обладать высоким показателем преломления и механической гибкостью, что особенно важно при разработке активных элементов ФИС.

В то же время ННК $A^{III}B^V$ с непрямой зонной структурой, например такие как GaP, могут рассматриваться как пассивные фотонные элементы, выступающие в качестве нановолноводов, обеспечивающих высокую степень локализации излучения, а значит высокую плотность расположения компонентов на ФИС [128–130]. Это позволяет разрабатывать миниатюрные электронные компоненты, совмещенные с ННК в рамках одного оптоэлектронного устройства, что может рассматриваться в качестве решений одной из актуальных задач интегральной фотоники – эффективное сопряжение источников излучения с волноводами ФИС [131, 132]. Помимо возможности объединения в одном кристалле элементов пассивной фотоники (волноводы), активной фотоники (источники и детекторы фотонов) и электроники (диоды и транзисторы), ННК обеспечивают еще одно

уникальное преимущество - возможность переноса и интеграции этих устройств с другими полупроводниковыми или диэлектрическими платформами [133, 134].

Для разработки комплексных устройств на основе ННК особенно важно характеризовать структурные, электронные и оптические свойства с нанометровым пространственным разрешением. Для достижения такой точности обычно используется СТМ [135]. СТМ включает в себя такие методики, как туннельная спектроскопия и мультиканальные методы сбора данных, такие как СТМ-Л, СТС-Л и синхронные дифференциальные методы детектирования сигналов (lock-in). Такой набор инструментов позволяет как изучать топографию ННК и производить качественные оптические измерения и исследовать электронно-фотонные явления в нанокристаллах, так и исследовать электронную структуру кристалла вплоть до атомарного уровня [136–139].

4.1 Особенности СТМ измерений полупроводниковых ННК

Воспроизводимые СТМ-измерения требуют высокой электропроводности исследуемых нанообъектов, а также возможность установления и поддержания стабильного туннельного контакта с их поверхностью. В то же время полупроводниковые ННК, такие как GaP (ширина запрещенной зоны 2,24 эВ) покрыты поверхностными окислами, что в сочетании с тонким слоем воды, всегда покрывающем нанообъекты, и сравнительно низкой электропроводностью (по сравнению с типичными объектами для СТМ-исследований) значительно усложняет СТМ измерения. Данные ограничения особенно критичны при измерении СТМ туннельных спектров, поскольку они являются особенно чувствительными к стабильности туннельного контакта и точному контролю его параметров.

Известно несколько подходов к решению проблемы стабильности туннельного контакта при исследовании ННК. Например, в работе [140] СТМ-изображения составного InAs/GaSb ННК были получены путем закрепления обоих концов ННК металлическими островками с последующим высокотемпературным отжигом в потоке атомарного водорода для удаления поверхностных окислов. Атомарное СТМ разрешение было получено для GaAs ННК [141]. В данном исследовании ННК были перенесены на подложку GaAs n-типа с помощью

механического соскабливания, после чего были удалены поверхностные оксиды как с самого ННК, так и с подложки путем высокотемпературного отжига в течение 1-3 ч в потоке атомарного водорода. Во время СТМ-измерений образцы охлаждались до криогенных температур (5 К). В [142] для GaAs ННК проблема слабопроводящего оксидного слоя была решена путем покрытия ННК защитным слоем As на последней стадии роста, который был удален перед низкотемпературными СТМ-измерениями (77 К).

Несмотря на значительный прогресс в развитии методик СТМ-исследований ННК различных химических составов, подготовка образцов для некоторых частных случаев является нерешенной задачей. Существующие протоколы обработки поверхности ННК перед СТМ измерениями включают высокотемпературный отжиг, травление в плазме или воздействие реактивных газов, а также другие инвазивные методы удаления поверхностных оксидов, которые могут модифицировать химический состав приповерхностных областей, оптические свойства и электронную структуру непосредственно перед проведением СТМ измерений. Данная проблема особенно актуальна для ННК с радиальными гетероструктурами, где активные слои могут располагаться вблизи поверхности нанокристалла. Любые изменения в их химическом составе или морфологии перед СТМ измерениями могут привести к различиям в экспериментальных данных относительно исходных ННК. Это создаёт сложности в интерпретации полученных данных и требует разработки альтернативных, малоинвазивных методов подготовки образцов. Актуальность поиска решений для СТМ исследований GaP ННК вызвана большим интересом с точки зрения теоретических и АСМ исследований нанокристаллов данного типа [143, 144].

Поскольку в ряде МПЭ процессов ННК растут в виде вертикально ориентированных массивов, что не в полной мере подходит для СТМ исследований, важно уделить внимание методикам горизонтального переноса ННК на проводящие СТМ подложки.

Известны различные подходы, как для контролируемого переноса отдельных ННК с точным позиционированием на поверхности подложек, так и для массового переноса ННК. Работа [145] представляет универсальный подход

«pick-and-place» с использованием полимерных матриц для переноса ННК. Этот подход предполагает захват ННК с ростовой подложки с помощью субмикронного полимерного наконечника и перенос с помощью гибкого штампа в нужную область образца. В работах [146, 147] продемонстрирован набор подходов к наноманипулированию и переносу ННК с помощью зонда атомно-силового микроскопа (АСМ). Набор методик позволяет не только контролируемо перемещать, сгибать и стыковать металлические и полупроводниковые ННК с наноразмерным разрешением, но и разрезать ННК на сегменты контролируемой длины и выполнять контактную сварку, предоставляя комплексный инструмент для сборки электрических и фотонных наноустройств.

Вышеупомянутые техники предназначены для точного манипулирования отдельными наноструктурами, но требуют ручного управления процессом. Это ограничивает их применение для изготовления устройств, требующих высокой плотности упаковки ННК, и перехода на промышленный уровень. Одним из перспективных подходов для крупномасштабного переноса является метод штампового переноса, основанный на использовании гибких штампов из полимеров, изготовленных по мастер-форме [148]. Экспериментально показано, что после физического контакта со штампом и переноса на другую подложку InP ННК не были повреждены и сохранили свои оптические свойства. Еще одна перспективная технология - проточный диэлектрофорез (ПД) [149]. ПД позволяет осуществлять массовый перенос и выравнивание нанокристаллов вдоль электродов с помощью направленного потока жидкости и электрического поля, способствуя формированию плотных перемычек из ННК. Эта особенность особенно важна для разработки чувствительных газовых сенсоров.

При проведении базовых исследований ННК широко применяются упрощённые методики подготовки образцов, позволяющие быстро и эффективно создавать образцы с различной плотностью и распределением ННК. Использование надёжных и воспроизводимых методов переноса нанообъектов, таких как капельное литьё и механическое царапание, требует минимального набора специализированного оборудования и навыков, что делает эти подходы экономически эффективными и доступными. Благодаря этому данные методы

широко распространены в лабораторной практике от фундаментальной оптики до цитологии [150]. Такие простые методики напрямую не обеспечивают контроль расположения ННК на конечной подложке, однако, если это необходимо, капельное литьё и царапание используются как промежуточные этапы в более сложных технологиях, обеспечивающих точное размещение ННК в функциональных сборках.

В данной главе представлены результаты оптимизации различных техник подготовки образцов и режимов СТМ для воспроизводимого получения высококачественных топографических изображений GaP ННК р- и n-типа проводимости (легированных Be и Si, соответственно) при комнатной температуре. Несмотря на современный прогресс в подготовке и режимах сканирования различных $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ ННК, методики подготовки образцов и СТМ-исследований GaP ННК развиты не в полной мере.

4.2 Экспериментальные образцы легированных ННК фосфида галлия

Исследовались массивы легированных GaP ННК, выращенные на 3-дюймовых кремниевых (111) пластинах по самокаталитическому механизму пар–жидкость–кристалл (ПЖК) в процессе МПЭ, описанному в [151]. Для роста структур использовалась установка Veeco GEN-III, оснащенная эффузионными ячейками, генерирующими молекулярные потоки Ga и потоки легирующих примесей Si и Be. Для формирования потоков P использовался источник крекерного типа. ННК р-типа, легированные Be, были выращены одностадийно в режиме ПЖК при температуре роста $T = 640\text{ }^{\circ}\text{C}$ и соотношении потоков элементов V и III групп $V/\text{III} = 20$. Выращенные GaP:Be ННК имели среднюю длину 2 мкм с диаметром 150 нм, концентрация легирующей примеси составляла $N_{\text{Be}} = 10^{19}\text{ см}^{-3}$ [152].

ННК n-типа, легированные Si, были выращены в два этапа: низколегированное ядро ННК было синтезировано в режиме ПЖК при $T = 630\text{ }^{\circ}\text{C}$ и $V/\text{III}=30$, затем аксиальный рост подавлялся за счёт расхода капель катализатора (V/III было увеличено до 39). Легированная Si радиальная оболочка выращивалась в режиме пар–кристалл (ПК). Выращенные GaP: Si ННК имели среднюю длину

4 мкм с диаметром 200 нм, концентрация легирующей примеси составляла $N_{\text{Si}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [152].

GaP ННК обладают высоким кристаллическим качеством с точки зрения равномерного направления роста в массиве и отсутствия винтовых дислокаций и дислокаций смещения в объеме материала (которые могут возникать из-за неупругой релаксации напряжений или слияния ННК во время роста). В то же время исследуемые GaP:Be ННК обладают кристаллической фазой сфалерита (цинковой обманки ZB) с высокой плотностью дефектов упаковки, соответствующих повороту кристаллической решетки на 180° вдоль направления роста [111]. Подробное описание процедур роста и результатов определения характеристик легирования представлено в [151]. РЭМ изображения двух типов исследуемых ННК приведены на рисунке 32.

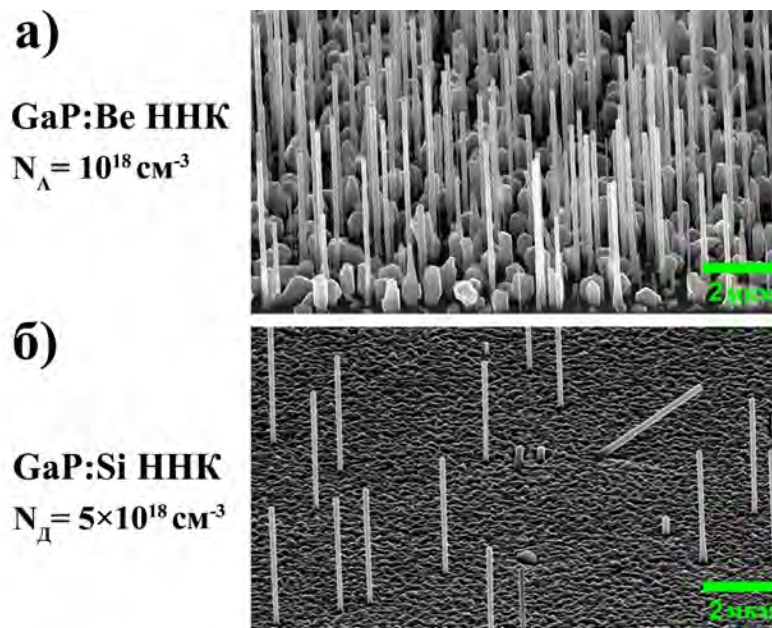


Рисунок 32 — РЭМ изображения в изометрической проекции исследуемых GaP ННК на ростовых подложках: а) GaP ННК, р-типа, легированный атомами Be, $N_{\text{Be}} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$; б) GaP ННК n-типа, легированный Si, $N_{\text{Si}} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$

Следует отметить, что электропроводность исследуемых ННК ниже, чем у объемных полупроводников с тем же уровнем легирования, из-за поверхностных эффектов, таких как изгиб зон и пиннинг уровня Ферми, возникающих из-за высокого отношения поверхности кристалла к объему и влияния поверхностных состояний на транспортные свойства носителей заряда (что типично для ННК

$A^{\text{III}}B^{\text{V}}$) [153, 154]. Кроме того, подвижность носителей заряда в GaP ННК уменьшается примерно до $10 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ по сравнению с объемным значением $300 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$.

Прямая экспериментальная оценка электропроводности σ ННК с длиной l и площадью поперечного сечения S может быть проведена из анализа ВАХ, как:

$$\sigma = \frac{\Delta I \cdot l}{\Delta U \cdot S}, \quad (5)$$

ВАХ отдельного горизонтального n-GaP ННК (перенесенного на непроводящую подложку) была измерена ранее, и с ней можно ознакомиться в [152]. Учитывая, что длина и радиус ННК равны 4 мкм и 100 нм, соответственно, а отношение длины к площади составляет $3,9 \cdot 10^{-6}$, можно оценить $\sigma \approx 5 \text{ См/см}$. Объемный фосфид галлия с таким же уровнем легирования должен иметь $\sigma \approx 240 \text{ См/см}$.

4.3 Оптимизация методик подготовки образцов

В диссертационной работе были исследованы два традиционных метода отделения ННК от ростовой подложки и переноса на проводящую подложку для последующих СТМ-исследований. Перенос осуществлялся на пять различных СТМ подложек: высокоориентированный пиролитический графит (HOPG), чистая монокристаллическая кремниевая подложка и тонкие пленки никеля (Ni), оксида индия-олова (ИТО) и золота (Au), осажденные на кремниевые монокристаллические подложки.

Первый метод включал в себя ультразвуковое воздействие на ННК на ростовой подложке в жидкостях (в деионизированной воде (ДВ) или изопропаноловом спирте (ИПА)), с последующим переносом капли полученного коллоида объемом 250 мкл на поверхность СТМ подложки. Затем образцы с коллоидными каплями высушивались при температуре 60°C в течение 20 минут. После сушки на поверхности образцов образовались области с отдельными GaP ННК. На рисунке 33 представлена упрощенная схема описанной методики переноса и оптическое изображение подложки с ННК, перенесенными с помощью метода капельного литья.

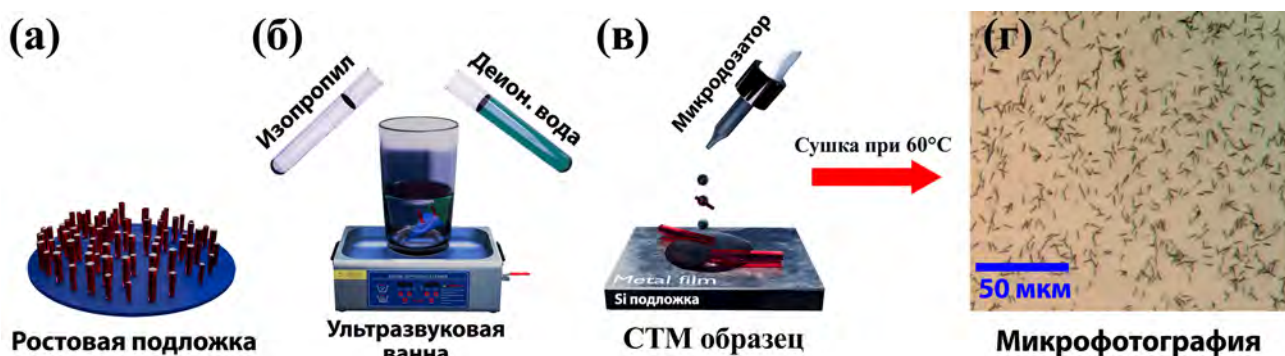


Рисунок 33 — Упрощенная схема переноса ННК на проводящие подложки методом капельного литья: а) ННК на исходной ростовой подложке; б) перенос ННК в коллоид с ростовой подложки с помощью ультразвукового дробления; в) осаждение коллоидных капель с ННК на СТМ поверхность и сушка; г) оптическое изображение поверхности СТМ подложки с ННК

Подход капельного литья (или ультразвукования - У) имеет несколько недостатков, главным из которых является необходимость работы с жидкостями и образцами высокой чистоты. Примеси, включая мелкие частицы разрушенных нанокристаллов, имеют тенденцию прилипать к СТМ зондам или скапливаться в области контакта между ННК и поверхностью образца. Это значительно затрудняет последующие СТМ исследования, особенно в случае коллоидов с ИПА. Более того, наблюдается «эффект кофейного кольца» — в процессе сушки капель ННК и загрязняющие объекты в основном концентрировались на периферии капель. Следовательно края капель одновременно имеют высокую плотность расположения ННК, обеспечивая идеальные условия для СТМ исследований (облегчает поиск ННК), и максимальную концентрацию нежелательных объектов. Напротив, в центральных областях капли, где концентрация нежелательных объектов минимальна, также сложно найти и ННК.

Второй метод переноса был основан на механическом взаимодействии (трение) между ростовой и вспомогательной подложками (метод царапания - Ц). Этот метод основывался на прижатии участка ростовой подложки, содержащего массив вертикально ориентированных ННК, к подготовленной подложке для СТМ-исследований с последующим горизонтальным смещением при постоянном давлении. Сила прижатия и величина движения выбираются эмпирически для обеспечения равномерного покрытия СТМ подложек, при этом избегая чрезмер-

ной фрагментации ННК. В данном случае тонкие металлические пленки (ITO, Au или Ni), осажденные на кремниевые подложки, не только улучшили проводимость подложек, но и обеспечили повышенную адгезию за счет эффективного «прилипания» GaP ННК к металлическим поверхностям в процессе переноса. Присущая подложкам из HOPG склонность к отслаиванию не позволила использовать их в данном методе переноса. На рисунке 34 представлена упрощенная схематическая иллюстрация метода царапания и оптическое изображение подложки с перенесёнными ННК.

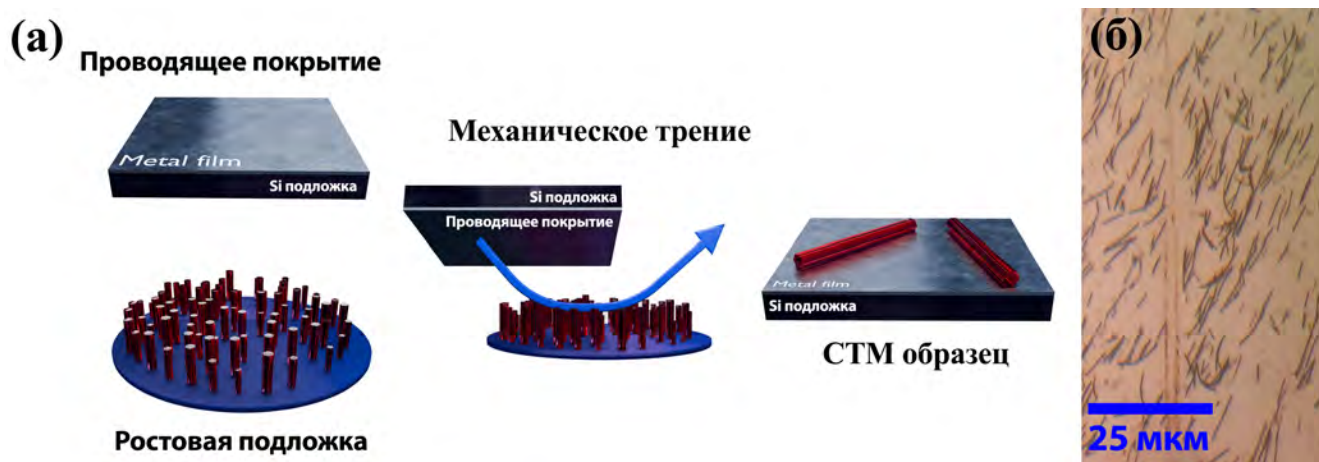


Рисунок 34 — Упрощенная схема переноса ННК на проводящие подложки методом царапания: а) схема переноса; б) оптическое изображение ННК, перенесённых на Ni подложку

Одна из особенностей метода царапания – преимущественная ориентация GaP ННК на СТМ подложке в направлении сдвига. Проведенная оптическая микроскопия выявила гораздо более высокую плотность перенесенных ННК на образцах с металлическими и ITO покрытиями по сравнению с подложками из чистого Si, что может указывать на более высокую адгезию GaP ННК к осажденным металлическим плёнкам.

В качестве основных СТМ поверхностей для анализа использовались монокристаллические кремниевые пластины с ориентацией (100). Пластины использовались как чистые, так и покрытые 200 нм проводящими пленками золота (Au), оксида индия-олова (ITO) или никеля (Ni). Слои ITO были нанесены с помощью магнетронного распыления, а пленки Au и Ni - термическим

испарением в вакууме. Для улучшения адгезии к Si пластинам золотые пленки осаждались поверх тонкого (1-2 нм) адгезионного слоя Cr. Перед переносом ННК все подготовленные подложки были очищены в ультразвуковой ванне в деионизированной воде. НОРГ-подложки обладают преимуществом простого приготовления высококачественных атомарно гладких поверхностей, что потенциально может помочь при установлении стабильного туннельного контакта во время СТМ-исследований. Для получения чистой поверхности НОРГ был использован метод липкой ленты [155].

В таблице 1 обобщены результаты, полученные для различных комбинаций СТМ поверхностей и методов переноса ННК, включая типы используемых жидкостей-носителей. Поскольку результаты для GaP:Be и GaP:Si ННК оказались схожи, они не были разделены при анализе.

Таблица 1 — Критерии оценки подготовленных СТМ образцов с ННК

Критерий отбора	СТМ подложки													HOPG		
	Подложка кремния															
	Кремний			Золотая плёнка			Никелевая плёнка			ITO плёнка						
	Ц	У		Ц	У		Ц	У		Ц	У		Ц	У		
		ИПА	ДВ		ИПА	ДВ		ИПА	ДВ		ИПА	ДВ		ИПА	ДВ	
Плотность (мкм ⁻²)	1,3	0,34	0,92	1,33	0,56	0,6	1,36	0,4	1,1	0,26	0,56	0,54	0,12*	0,32		
Сегмент./загрязн. (о.е.)	6	2,7	3,24	7,2	8,2	6	>20	3	3,06	5,7	9,5	2,7	< 2,5	3,06		
Чистота (о.е.)	5	> 10	< 1	6	6	3	8	> 10*	2	4*	> 10*	4	>10	< 1		

Примечание. Ц – царапание, У – ультразвук, ИПА – изопропанол, ДВ – деионизированная вода.

В таблице 1 представлена качественная и количественная оценка соответствующих образцов, основанная на результатах оптической микроскопии. Представленные в таблице численные значения усреднены по 10 кадрам, снятым с поверхности соответствующего образца в оптическом микроскопе. Используются три критерия оценки качества: поверхностная плотность перенесенных ННК, степень сегментации кристаллов (или степень слипания и агломерации нанокристаллов) и общая чистота поверхности (количество нежелательных частиц на 10 неповрежденных ННК).

Параметр «плотность расположения» напрямую влияет на вероятность обнаружения одиночных ННК при СТМ исследованиях, особенно когда оптическая

камера с высоким увеличением не может быть использована в ограниченном пространстве сверхвысоковакуумной камеры СТМ. Параметр определяется как среднее количество перенесённых ННК на площадь 1 мкм^2). Согласно полученным результатам, чтобы легко найти ННК в зоне СТМ картирования $7 \times 7 \text{ мкм}^2$), значения параметра «поверхностная плотность» не должно быть ниже $0,1 \text{ мкм}^2$). При меньших значениях «слепой» поиск участков образца с ННК, подходящих для СТМ исследований, может занимать много времени.

Параметр «сегментация» оценивает степень целостности ННК после переноса с ростовой подложки. Высокий уровень сегментации кристаллов негативно влияет на критерий «чистота», который отражает соотношение между количеством целевых ННК и нежелательных нанообъектов в кадре. Присутствие мелких фрагментов нанокристаллов увеличивает количество загрязняющих частиц, которые имеют тенденцию прилипать к СТМ зонду при записи СТМ изображений, что приводит к дополнительным артефактам. Численно данный параметр охарактеризован как площадь, приходящаяся на единицу непрерывного объекта в кадре. Низкие значения этого параметра ($<2,5$) указывают на высокую степень фрагментации кристаллов, в то время как относительно высокие значения (>5) соответствуют большому числу слипшихся ННК, что также затрудняет СТМ-измерения. В свою очередь параметр «чистота» оценивается как количество нежелательных объектов (включая фрагментированные сегменты кристаллов) на 10 нетронутых ННК, подходящих для измерений. На рисунке 35 представлены типичные оптические изображения поверхности подготовленных образцов с различными типами проводящих подложек и методов переноса.

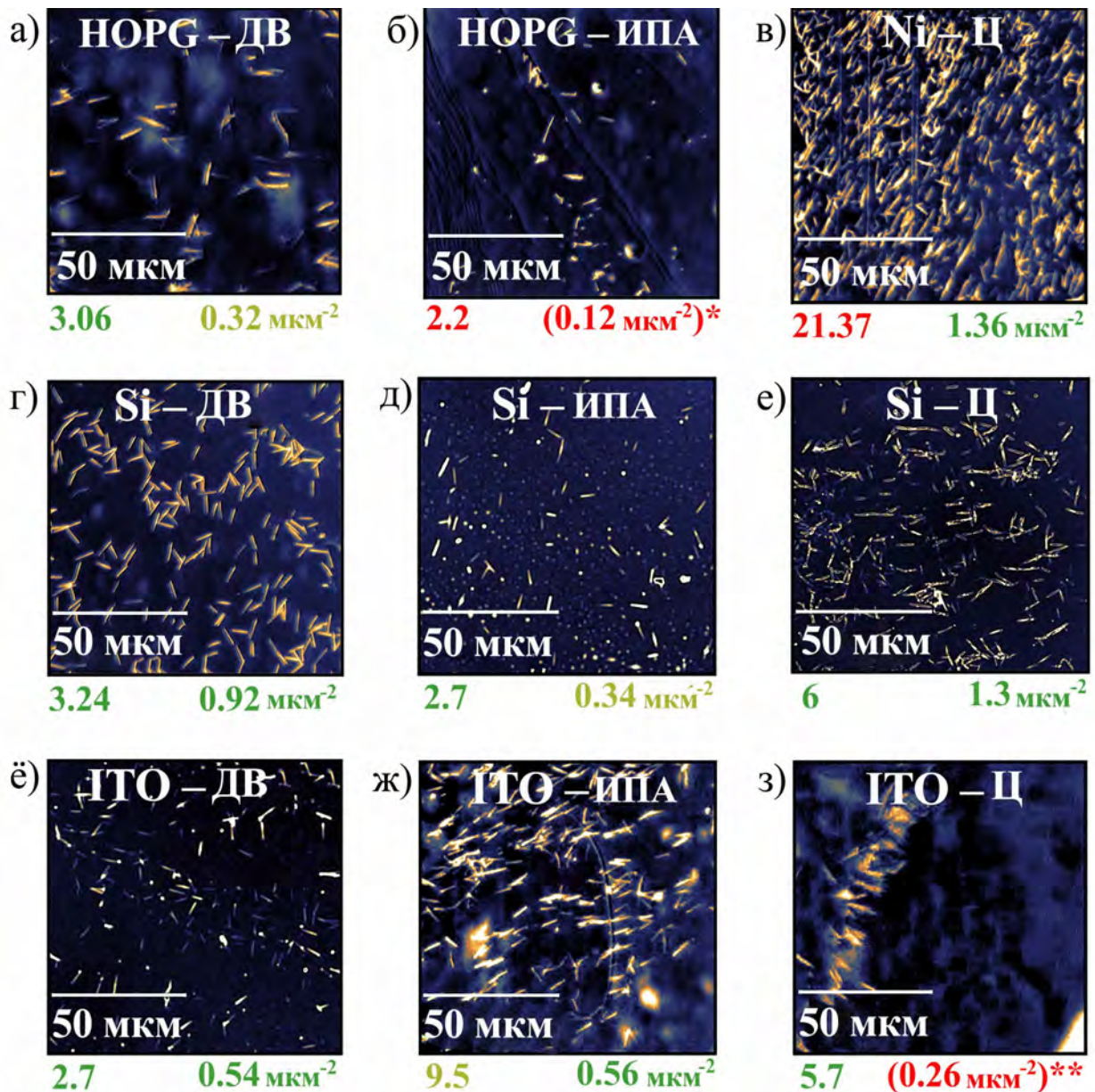


Рисунок 35 — Оптические изображения GaP ННК, перенесенных на различные проводящие подложки. Сокращения соответствуют таблице 1. Числовые значения под изображениями соответствуют параметрам «сегментация» и «поверхностная плотность». Звездочки указывают на значительную неоднородность в распределении ННК по поверхности

Образцы, подготовленные с помощью метода царапания (группа, обозначенная сокращением Ц в таблице 1 и на рисунке 35) продемонстрировали наименьшую степень фрагментации ННК благодаря высокому соотношению сторон и механической гибкости, которые снижают вероятность повреждения при переносе. Тем не менее, наблюдалось значительное количество слипшихся ННК, что отражается в высоком значении параметра сегментации. Как и ожидалось,

ННК при переносе с помощью царапания демонстрируют преимущественную ориентацию на поверхностях металлических пленок, в то время как на чистом кремнии этот эффект был менее выражен, вероятно, из-за меньшей шероховатости поверхности и слабой адгезии. Все образцы данного типа были включены в дальнейшие СТМ-исследования, за исключением ИТО. Как показано на рисунке 35, пленки ИТО (обозначенные как ИТО-Ц) были повреждены во время механического царапания, что привело к появлению небольших кластеров вдоль трещин пленки со значительным расстоянием между группами. Механическое царапание не применялось к подложкам НОРГ, поскольку трение, вызванное сдвигом, приводит в основном к удалению верхних графитовых слоев, а не к эффективному переносу ННК.

Образцы, полученные методом капельного литья с использованием ИПА, продемонстрировали самую высокую степень загрязнения и фрагментации кристаллов для всех типов исследуемых подложек. Наихудший результат был отмечен для подложек НОРГ (обозначенных как НОРГ-ИПА на рис. 35). На поверхности НОРГ из-за плохой смачиваемости (материал гидрофобный, с углом смачиваемости $68-90^\circ$) [156], практически все ННК и загрязнения скапливались у края «кофейного кольца». В результате наблюдалась низкая концентрация и плохое распределение целевых ННК, подходящих для СТМ-исследований. Для других типов подложек этот эффект был слабее, и при более высоких уровнях загрязнения наблюдалось относительно равномерное распределение целевых объектов в центрах капель. Самые чистые образцы были получены методом капельного литья в деионизированной воде. Все полученные образцы демонстрировали низкую степень фрагментации ННК и отсутствие загрязнений.

Перед СТМ-измерениями все отобранные образцы были подвергнуты дополнительному отжигу при 120°C в течение 20 мин в вакуумной камере СТМ для удаления остатков воды. При измерениях использовался сверхвысоковакуумный СТМ-микроскоп Omicron UHV VT. Все СТМ-измерения проводились с использованием коммерчески доступных Pt/Ir зондов (DPT 10, Bruker). Уровень вакуума в камере во время СТМ измерений был не хуже 10^{-9} мбар.

4.4 Артефакты при проведении СТМ-измерений GaP ННК

На первом этапе СТМ-исследований для всех отобранных образцов была проведена тестовая запись топографии при стандартных СТМ режимах: напряжение смещения < 2 В, туннельный ток не более 500 пА. На СТМ изображениях, записанных при данных параметрах, наблюдались многочисленные артефакты, вызванные смещением или деформацией (изгибом) ННК во время получения изображения. Это указывает на более сильное электростатическое взаимодействие между ННК и СТМ зондом, превышающем адгезию ННК к подложке.

Поскольку GaP ННК, экспонированные при атмосферных условиях, всегда покрыты слабо проводящим оксидным слоем, напряжение смещения для стабильной работы СТМ должно быть значительно увеличено по сравнению со стандартным режимом. Эта особенность приводила к чрезмерному уменьшению расстояния между зондом и объектом, необходимому для достижения заданного тока при стандартном напряжении смещения (менее 2 В) с последующей потерей туннельного контакта.

Артефакты, наблюдаемые на СТМ изображениях, можно разделить на три основных типа. Первый тип проявляется в виде «размытых полос» или явных искажений формы кристаллов, как показано на рисунке 36 а,б. Дополнительное взаимодействие между зондом и ННК может возникнуть из-за электростатической силы, возникающей в результате поляризации и зарядки слабопроводящего оксидного слоя, покрывающего ННК. Эта сила в сочетании с дальнодействующим взаимодействием Ван-дер-Ваальса может привести к механическому изгибу ННК, поскольку они обладают высоким аспектным отношением и проявляют механическую гибкость в радиальных направлениях. Кроме того, такое взаимодействие может вызывать смещение ННК вдоль поверхности подложки, поскольку оно преодолевает силу сцепления между ННК и подложкой. Такое перемещение и изгиб приводят к размытию изображения СТМ и заметному по кадровому изменению формы ННК.

Наиболее распространенной проблемой было прилипание ННК к СТМ зонду - рис. 36 д. Это сильно ухудшало качество получаемых СТМ-изображений и создавало риск повреждения зонда в процессе измерений. Когда ННК прилипали

к зонду СТМ, низкая проводимость поверхностного оксидного слоя значительно влияла на туннельный ток. При этом петля обратной связи микроскопа пыталась восстановить туннельный ток, что приводило к касанию зонда и подложки. На рисунке 36 е показано РЭМ-изображение острия Pt/Ir-зонда с захваченными фрагментами ННК.

Третий тип артефактов возникал, когда зонд физически разрушал ННК, перемещая или захватывая их во время получения СТМ изображений. Фрагменты ННК и частицы мусора могут электростатически притягиваться к поверхности СТМ зонда. Это меняло эффективную форму острия СТМ зонда, что приводило к искажению и нестабильности СТМ измерений, отражаясь на топографических картах. Схема этого явления и пример возникающих топографических искажений показаны на рисунке 36 в и г, соответственно. Схема типичных артефактов СТМ измерений и примеры искажений топографических карт приведены на рисунке 36.

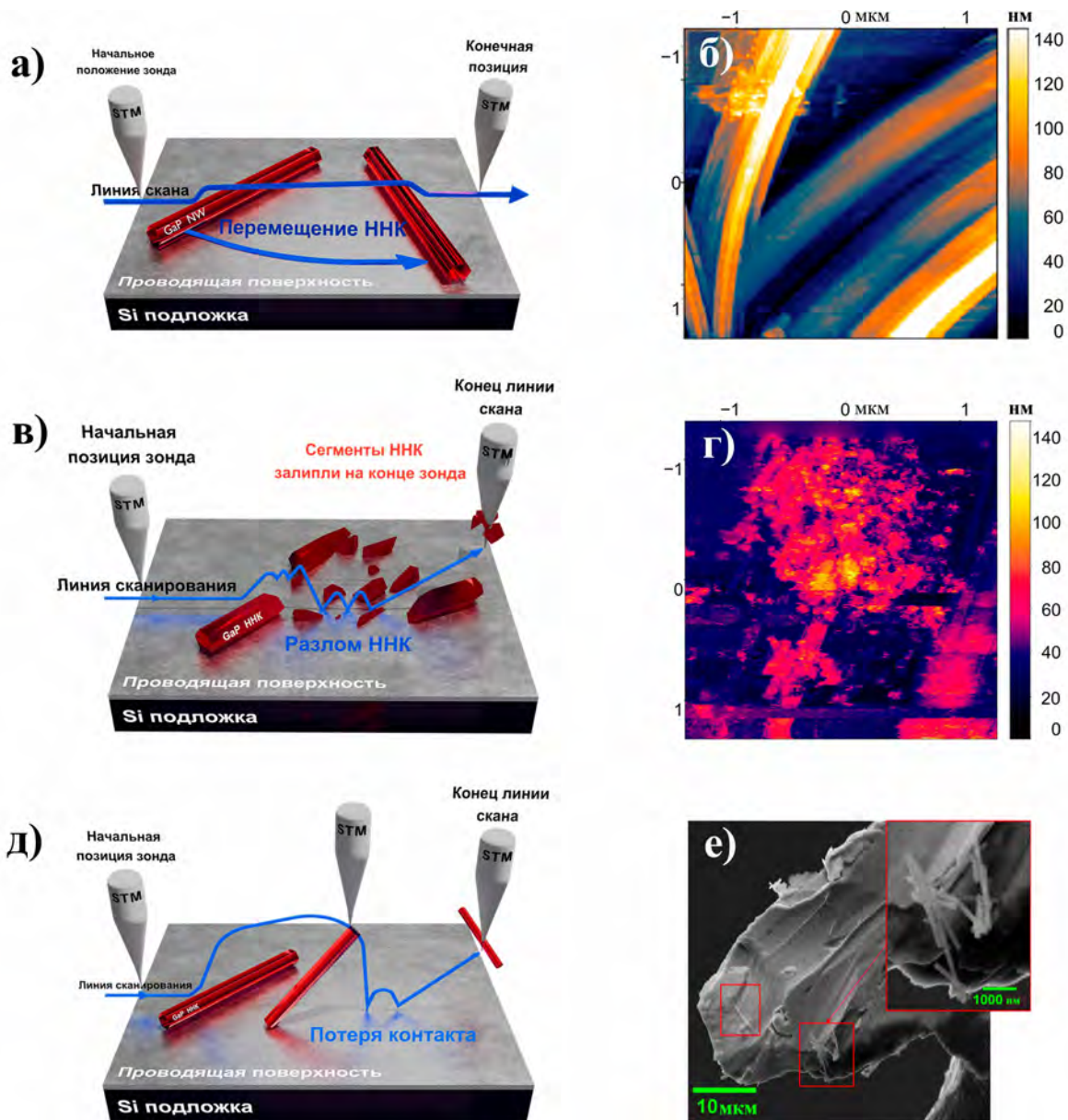


Рисунок 36 — Артефакты, наблюдаемые во время СТМ измерений GaP ННК: (а, в, д) схематические иллюстрации артефактов; (б, г) соответствующие СТМ изображения, демонстрирующие артефакты; (е) РЭМ изображение острия Pt/Ir зонда, показывающее фрагменты ННК, собранные зондом в процессе измерений

4.5 Оптимизация параметров СТМ измерений GaP ННК

Оптимизация параметров СТМ сканирования проводилась для напряжений смещения в диапазоне от 0,5 В до 10 В (с шагом 0,5 В) и туннельного тока в диапазоне от 100 пА до 1500 пА (с шагом 100 пА). Процедура поиска была проведена для трех типов экспериментальных образцов, предварительно отобранных на основе данных оптической микроскопии (см. таблицу 1). Список

исследованных образцов включал: GaP:Si и GaP:Be ННК на пленках золота, ИТО и никеля для обоих методов переноса. Критерием выбора подложек была способность воспроизводить топографию ННК для более чем 15 сканирований, не вызывая их перемещения или описанных выше артефактов.

Проведенный процесс поиска оптимальных параметров не выявил удовлетворительных СТМ режимов для стабильной визуализации топографии ННК на подложках НОРГ или чистого кремния. Из-за слабой адгезии ННК к плоской, химически инертной поверхности НОРГ взаимодействие Pt/Ir-зонда с ННК давало лишь серию «ярких» пикселей вдоль линии сканирования для любой комбинации токов и напряжений. Наблюдаемые артефакты связаны с пространственным перемещением и разворотом ННК в процессе записи СТМ топографии. Аналогичные результаты были получены для образцов с плёнками ИТО и Au, подготовленными методом капельного литья или царапания.

Оптимальные диапазоны параметров СТМ измерений были найдены для образца с ННК, перенесенными методом царапания на подложку с плёнкой Ni. Было установлено, что оптимальные параметры для получения СТМ-изображений высокого разрешения для всех исследуемых типов GaP ННК находятся в диапазоне напряжений 7-10 В, а ток туннелирования не превышает 500 пА. При таких параметрах туннельного контакта стабильная запись СТМ изображений наблюдалась при скоростях сканирования в диапазоне 500-1500 нм/с. Верхний предел скорости может быть связан со скоростью отклика (или временем задержки) петли обратной связи СТМ. В свою очередь, нижний порог скорости ограничивает время взаимодействия между зондом и ННК, минимизируя пространственное смещение нанообъектов во время записи СТМ изображений. Использование этих настроек позволило получить серию из более чем 15 последовательных сканов с практически идентичной топографией GaP:Si и GaP:Be ННК. СТМ топографии, полученные при оптимальных параметрах записи, представлены на рисунке 37.

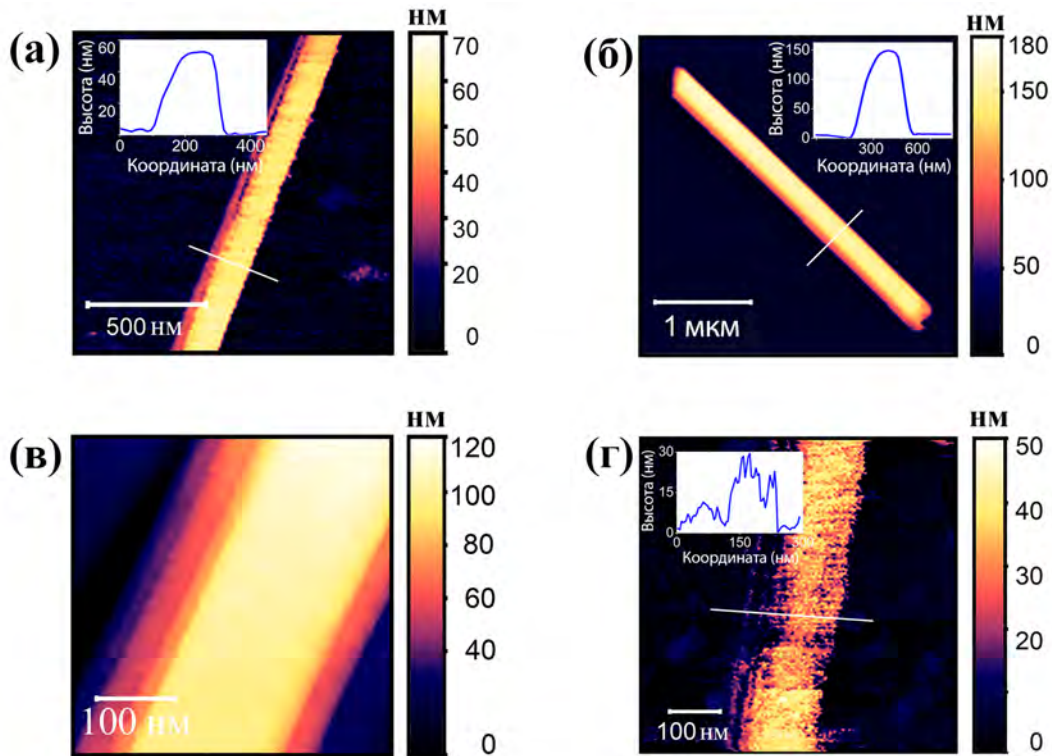


Рисунок 37 — Типичные СТМ изображения, полученные при оптимальных параметрах сканирования (7 В, 300 пА) на поверхности Ni: а) GaP:Be и б) GaP:Si ННК; в) сегмент GaP:Si с высоким разрешением г) отпечаток на подложке Ni после смещения GaP ННК

Выявленный диапазон оптимальных рабочих параметров можно описать следующим образом. В режиме повышенных напряжений система управления СТМ поддерживает достаточное расстояние между зондом и исследуемым объектом. В результате градиент электростатического поля в месте расположения нанобъектов относительно мал. Для GaP ННК, имеющих слабопроводящие оксидные оболочки, которые притягиваются к зонду под действием поляризационных сил при сканировании, это означает минимальную вероятность отрыва от подложки. Однако удовлетворительные результаты были получены только для подложек с Ni покрытием из-за более высокой адгезии между металлическим слоем и ННК.

В случае подложек с Ni плёнкой между поверхностью никеля и ННК образуется тонкий проводящий слой в области контакта ННК с поверхностью. Это подтверждается наличием определенных остатков, наблюдаемых на СТМ изображениях на месте ННК после его перемещения в другую область, (см. рис. 37 г). В ходе измерений и оптимизации параметров наблюдалось множество

таких следов для GaP:Be и GaP:Si ННК. Детальное изучение природы взаимодействия между GaP ННК и поверхностью Ni безусловно важно, но выходит за рамки данной работы.

Шероховатость поверхности пленки и форма зонда (особенно геометрия вершины зонда) также оказали влияние на полученные результаты, незначительно изменив диапазон оптимальных параметров. Шероховатость подложек Au и Ni, использованных в данном исследовании, не превышала 5 нм. Увеличение шероховатости может уменьшить эффективную площадь контакта между ННК и подложкой, тем самым ослабляя Ван-дер-Ваальсовы силы взаимодействия и ухудшая адгезию ННК. Однако, высокая шероховатость может внести дополнительные артефакты в СТМ-изображения из-за уменьшения стабильности туннельного контакта и эффектов топографической свертки. Также важно отметить, что увеличение площади контакта между ННК и подложкой может существенно повлиять на электронные свойства ННК. Этот эффект особенно критичен для узкозонных или ультратонких ННК (<10 нм в диаметре), где перенос заряда с подложки может значительно изменить локальную плотность электронных состояний ННК.

Были проведены СТС измерения GaP:Be ННК p-типа. Полученные ВАХ демонстрируют асимметрию и сдвиг кривой в область положительных напряжений смещения (выраженное возрастание тока наблюдается при больших напряжениях смещения по модулю относительно отрицательной ветви). При анализе результатов необходимо учесть особенности схемы измерения СТМ микроскопа – напряжение, отложенное по оси, подаётся на металлический зонд, образец при этом заземлен. В этом случае электроны туннелируют из ННК в СТМ-зонд, и, поскольку наблюдается сдвиг кривой вправо, электронам необходимо преодолеть значительный энергетический барьер, обусловленный положением валентной зоны полупроводника относительно уровня Ферми металлического зонда. Такая картина туннелирования характерна в случае, если второй контакт туннельного барьера – полупроводник p-типа и его валентная зона находится далеко от уровня СТМ зонда, что соответствует эксперименту.

Кроме того, полученные ВАХ показывает более высокие значения ширины запрещенной зоны E_g (около 3 эВ по сравнению с известными значениями для объемного GaP 2,1–2,3 эВ). Это может быть связано с наличием поверхностных оксидов, формирующих дополнительный барьер. Типичные СТС туннельного контакта с GaP:Be ННК р-типа представлены на рисунке 38.

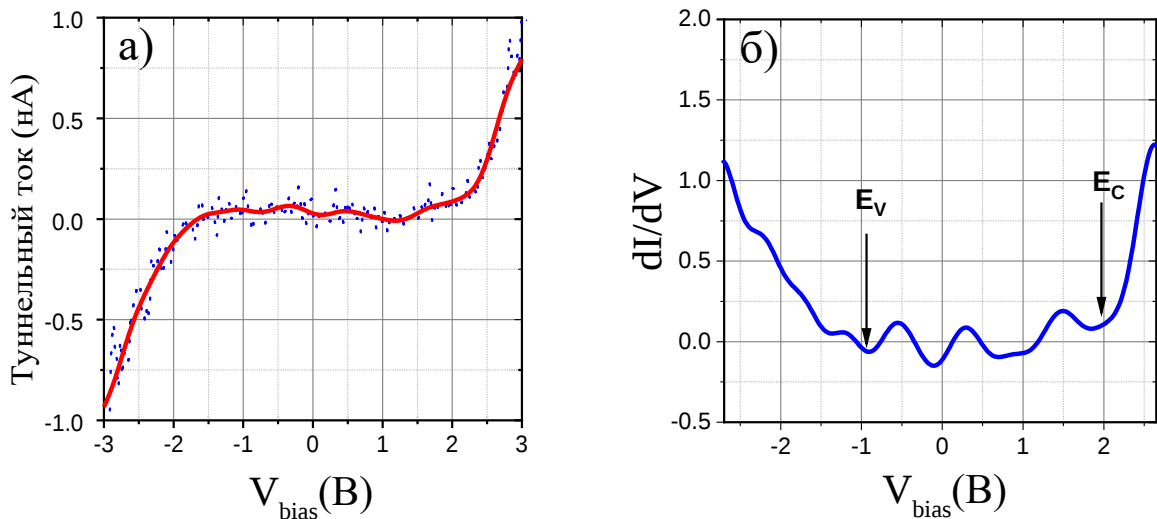


Рисунок 38 — СТС измерения GaP:Be ННК р-типа: а) СТС; б) dI/dV

4.6 Заключение по главе

В данном разделе, в результате оптимизации параметров подготовки образцов и характеристик туннельного контакта, были получены СТМ изображения высокого разрешения для легированных GaP:Si и GaP:Be ННК (см. рис. 37). В процессе подбора параметров была исследована серия образцов, в которой GaP:Si и GaP:Be ННК были перенесены на вспомогательные СТМ подложки (Au-, Ni-, или ITO-покрытые Si пластины, или чистый кристаллический кремний, или HOPG) с помощью двух методов переноса – царапания и ультразвукового воздействия.

Было установлено, что для получения воспроизводимой СТМ топографии следует использовать режим сканирования с высоким напряжением смещения (7–10 В) и относительно низким туннельным током (не более 400 пА). При таких параметрах туннельного контакта необходимо поддерживать скорость записи изображения СТМ в диапазоне 500–1500 нм/с. В этих режимах СТМ расстояние

между зондом СТМ и образцом относительно велико, что снижает вероятность захвата нанокристаллов зондом под действием поляризационных сил, а диапазон скоростей сканирования оптимизирует время взаимодействия зонда с ННК. Стабильная СТМ-визуализация была достигнута только для подложек Si с Ni-покрытием, на которые GaP ННК были перенесены с помощью метода царапания. Экспериментально обнаружена повышенная адгезия ННК к подложкам с Ni покрытием, по сравнению с другими исследованными подложками.

Результаты данного исследования могут быть использованы для проведения воспроизводимых СТМ измерений образцов с GaP ННК, а также при разработке электронных и фотонных устройств на их основе.

ГЛАВА 5. Источники излучения с электрическим управлением, интегрированные в полупроводниковые оптические нановолноводы

Помимо поиска технологий наноразмерных источников излучения, управляемых электрическими сигналами, при создании ФИС возникает не менее важная задача, связанная с эффективным вводом излучения источников в волноводы чипа с малыми оптическими потерями. В конечном итоге, при разработке масштабируемых ФИС с высокой плотностью размещения компонентов может потребоваться создание на кристалле совмещенных систем «электроуправляемый источник излучения внутри нановолновода» [157].

GaP ННК подходят в качестве нановолноводов для ФИС, обладая низкими потерями на распространение излучения, поскольку материал является не прямозонным (E_g объемного кристалла 2,3 эВ) и высоким показателем преломления (3,45 на длине волны 550 нм), обеспечивая высокую степень локализации распространяющегося излучения [158]. Возможность проводить воспроизводимые СТМ измерения полупроводниковых GaP ННК (см. раздел 4) открывает перспективы использовать зонд микроскопа для возбуждения оптических состояний и исследования НТЭ процессов, приводящих к излучению фотонов, происходящих непосредственно в ННК. Другими словами, ННК в туннельном контакте с СТМ зондом может выступать в качестве наноразмерного источника фотонов, монолитно интегрированного с нановолноводом (см. принципиальную схему на рисунке 38).

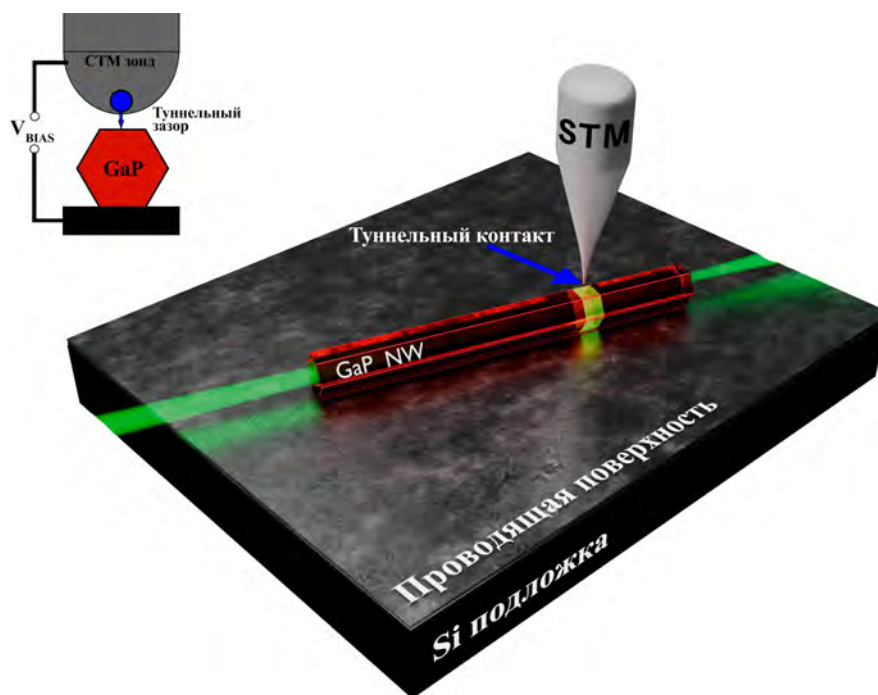


Рисунок 39 — Схематическое изображение интегрированного в волновод наноразмерного источника оптического излучения на основе полупроводникового ННК GaP и туннельного контакта с зондом СТМ

В данной главе рассмотрена возможность использования полупроводниковых ННК GaP:Si (n-тип) и GaP:Be (p-тип) в качестве оптических нановолноводов с интегрированными источниками излучения, возбуждаемыми электрическим образом. В качестве метода возбуждения исследуется ЛНТЭ в структуре GaP ННК-вакуум-Pt/Ir зонд СТМ. При переносе ННК на металлизированные подложки и исследовании СТМ топографии использовались оптимизированные подходы и параметры сканирования, полученные в ходе предшествующих экспериментов (см. раздел 4 данной работы).

Для детального исследования ЛНТЭ процессов в полупроводниковых ННК GaP и получения информации о характерных особенностях зонной структуры, образцы с ННК исследовались широким набором экспериментальных методик: СТМ, растровой и просвечивающей электронной микроскопией (РЭМ, ПЭМ), рентгеновской дифрактометрией, а также микроспектроскопией фотолюминесценции с временным разрешением (TRPL).

Исследования ЛНТЭ процесса показали, что в зависимости от типа легирующих примесей пространственное распределение ЛПОС на СТМ-Л картах для двух типов ННК существенно отличается и излучение возбуждается по

двум различным механизмам. GaP:Be ННК демонстрируют неравномерное пространственное распределение возбуждаемых ЛПОС, преимущественно сконцентрированных у одного из концов ННК. По ПЭМ изображениям выявлено, что p-GaP:Be ННК содержат включения вюрцитной кристаллической фазы (гексагональная упаковка), образующихся в структуре сфалерита (кубическая упаковка) в процессе роста. Кристаллические вставки GaP гексагональной фазы обладают прямозонной электронной структурой и могут рассматриваться как монолитно интегрированные наноразмерные источники фотонов с межзонной электролюминесценцией. В свою очередь, электролюминесценция в n-GaP:Si ННК имеет примесную природу и ЛНТЭ на СТМ-Л картах наблюдается вдоль всей длины ННК.

Процесс синтеза p-GaP:Be и n-GaP:Si ННК подробно описан в разделе 4.4. Для проведения оптических и СТМ-Л измерений GaP ННК были перенесены с помощью техники царапания на пленку никеля толщиной 200 нм, осажденную на кремниевую подложку. Выбор никелевой подложки и метода переноса обусловлен, во-первых, результатами процесса оптимизации методологии работы с GaP ННК (см. раздел 4), а во-вторых, слой никеля обладает хорошей электропроводностью и значительно менее выраженными плазмонными свойствами по сравнению с золотом, что упрощает интерпретацию результатов СТМ-Л экспериментов. Данный факт позволяет более четко различать оптические сигналы от ННК на фоне сигнала подложки.

5.1 Микроспектроскопия фотолюминесценции с временным разрешением

Для получения информации об особенностях зонной структуры исследуемых ННК были выполнены измерения микрофотолюминесценции (микроФЛ) от единичных GaP:Be и GaP:Si ННК, перенесенных на вспомогательные кварцевые подложки. ФЛ структур возбуждалась лазерным излучением с длинами волн 488 нм и 515 нм.

Экспериментальная установка для возбуждения и регистрации ФЛ от ННК была основана на инвертированном оптическом микроскопе Nikon Ti-S [159].

Источником света служил лазерный диод с длиной волны 488 нм. Мощность излучаемого света в фокальной плоскости микроскопа составляла $P=1,2-3,2$ мВт. Образцы облучались в схеме эпи-подсветки, для фильтрации излучаемого света использовался флуоресцентный фильтр Nikon b3a [160]. Для возбуждения и сбора ФЛ использовался объектив Nikon ELWD 40x с числовой апертурой 0,65 и размером пятна в области образца около 1 мкм [161]. Излучаемый образцом свет затем регистрировался двумерным детектором (камера Hamamatsu orca flash 4.0), либо направлялся на спектрометр, сопряженный с EM-CCD матрицей. В ходе измерений сфокусированный лазерный луч направлялся на один из концов ННК. Спектры регистрировались путем усреднения 100 измерений с выдержкой 1 с. На рисунке 40 представлены спектры микроФЛ, снятые для одиночных GaP:Be и GaP:Si ННК.

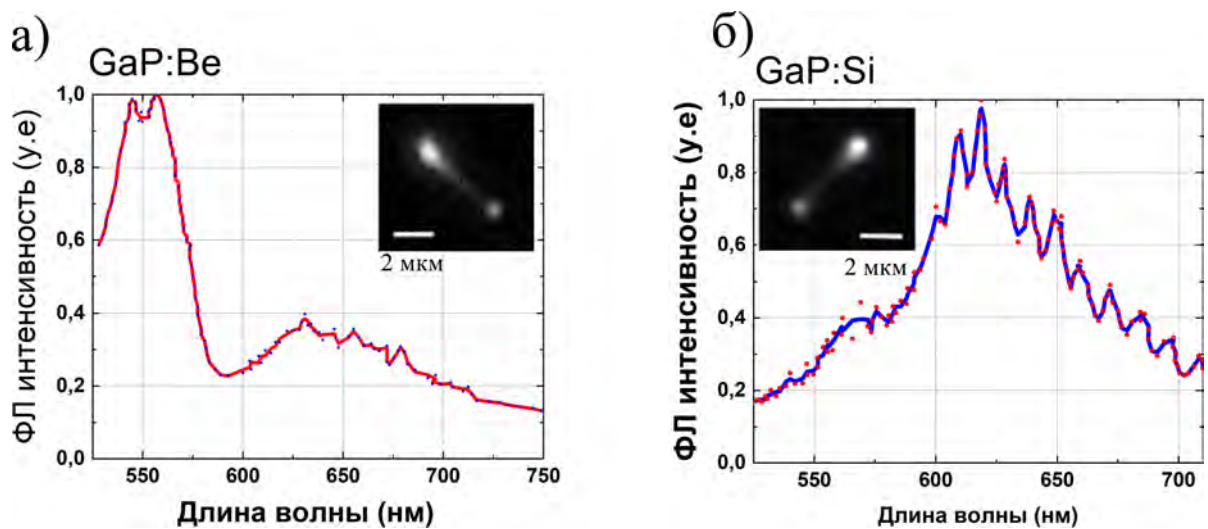


Рисунок 40 — Спектры мФЛ: (а) GaP:Be ННК; (б) GaP:Si ННК; на вставках показаны карты ФЛ при фокусировке возбуждающего излучения (длина волны 488 нм) на торец ННК. Размерные метки для оптических изображений составляют 2 мкм.

На спектре мФЛ для GaP:Be ННК (рис. 40 а) отчётливо видны два максимума на длинах волн: 540-550 нм и 610-620 нм. Согласно литературным данным, пик при 540-550 нм может быть связан с наличием кристаллической фазы вюрцита с псевдопрямоzonной электронной структурой [162–164]. Сигнал при 610-620 нм можно отнести к излучению ФЛ на примесных уровнях Be [165, 166].

При малых плотностях энергии накачки межзонную люминесценцию можно будет наблюдать только при энергии возбуждения выше ширины запрещенной

зоны вюрцитной фазы (WZ-GaP) 2,33 эВ. Межзонный вклад в ФЛ отклик структур растёт с увеличением энергии возбуждения и слабо заметен при возбуждении с энергией 2,4 эВ (515 нм), в то время как ФЛ, связанная с примесными уровнями Ве, возбуждается обоими лазерами. Кроме того, ФЛ отклик от вюрцитной фазы состоит из двух компонент, отстоящих друг от друга на 10 нм.

Спектр ФЛ-отклика от ННК GaP:Si существенно отличается от ННК GaP:Ве (рисунок 40 б). В первую очередь, в спектрах ФЛ ННК GaP:Si, независимо от энергии накачки, не наблюдается коротковолнового пика излучения, соответствующего прямозонной ФЛ от WZ-фазы GaP. Как будет показано в разделе 5.2, данное наблюдение согласуется со структурными исследованиями ННК, указывающими на кубическую кристаллическую структуру (ZB) ННК GaP:Si, с малой долей WZ-включений. Кроме того, в спектре можно наблюдать широкий пик с максимумом на длине волны 630 нм. Этот пик можно связать с глубокими уровнями акцепторных примесей Si [167].

В мФЛ спектрах ННК GaP:Si (см. рисунок 43 б) хорошо видна модуляция сигнала, что свидетельствует о поддержании исследуемыми ННК резонансных мод Фабри-Перо. Как было показано в работе [125], диаметр исследуемых ННК GaP:Ве слишком мал для поддержания мод Фабри-Перо в видимом спектральном диапазоне - уменьшение диаметра ННК приводит к делокализации распространяющейся моды. Согласно результатам моделирования, для диаметров ННК GaP равным 108 нм, 135 нм и 185 нм длинноволновая граница отсечки составляет 532 нм, 633 нм и 808 нм, соответственно. Этот эффект объясняет то, что резонансы Фабри-Перо в спектрах ФЛ наблюдаются только для ННК GaP:Si, имеющих больший диаметр в сравнении с ННК GaP:Ве.

Важно отметить, что легирование ННК может увеличивать оптические потери из-за поглощения на свободных носителях, однако присутствие мод Фабри-Перо в спектрах ФЛ ННК GaP:Si (рис. 40 б) говорит о том, что вносимые на масштабах длин ННК оптические потери не существенны.

Для подтверждения гипотез о механизмах оптических переходов в GaP:Ве и GaP:Si ННК были проведены измерения времени жизни возбуждённых состояний с использованием импульсного пикосекундного лазера. Полученные спектры

и временные зависимости позволяют выявить различия в поддерживаемых механизмах переходов между двумя типами исследуемых ННК. Результаты измерений приведены на рисунке 41.

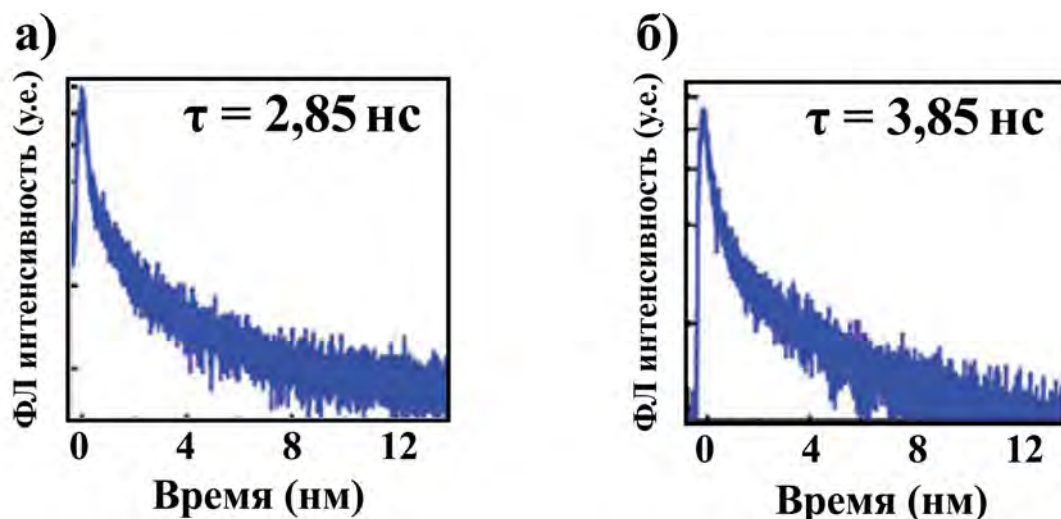


Рисунок 41 — Микроспектроскопия фотолуминесценции с временным разрешением: (а) GaP:Be ННК; (б) GaP:Si ННК

Время жизни ФЛ, измеренное с помощью импульсного пикосекундного лазерного возбуждения, составило 2,85 нс (см. рис. 41 а). Следует отметить, что время жизни ФЛ для WZ-фазы, стабилизированной в ННК GaP согласно работе [163] составляет порядка 0,8 нс, в то время как время жизни непрямозонной ФЛ в GaP со структурой сфалерита (ZB) составляет около 254 нс. Измерения времени жизни ФЛ для GaP:Si ННК (см. рисунок 44 б) показывают результат 3,85 нс, что сопоставимо с временем жизни ФЛ GaP:Be ННК (см. рисунок 41 а), подтверждая природу длинноволновой компоненты ФЛ, обусловленную примесными уровнями Si и Be.

Выраженные волноводные свойства исследуемых GaP ННК были продемонстрированы на примере двух близко расположенных ННК GaP:Si, касающихся друг друга торцами. Оптическое изображение двух соприкасающихся GaP:Si ННК приведены на рисунке 42.

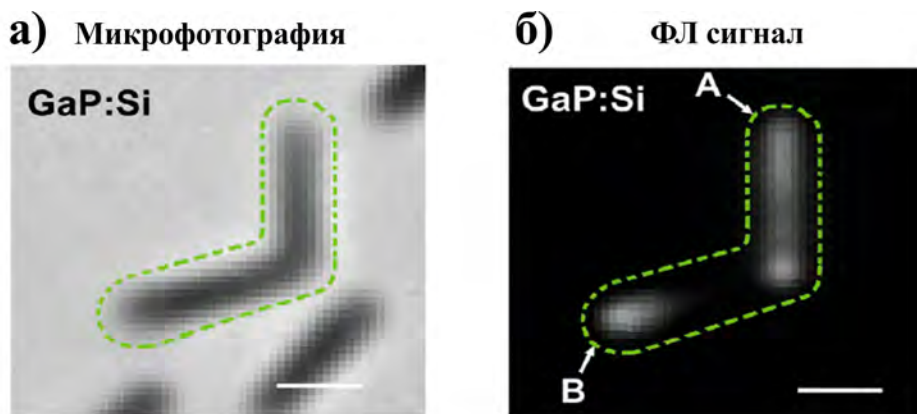


Рисунок 42 — Оптическое изображение двух состыкованных GaP:Si ННК: (а) светлопольное изображение; (б) карта ФЛ для возбуждающего излучения, сфокусированного в точке А. Размерная метка для оптических изображений составляют 2 мкм

При возбуждении ФЛ на свободном торце первого ННК (точка А на рис. 42) можно было четко наблюдать яркое пятно на удаленном конце второго ННК (точка В на рис. 42). Таким образом, экспериментально продемонстрирован потенциал использования ННК GaP в качестве волноводных элементов ФИС.

5.2 Численное моделирование волноводных свойств ННК

Для оценки оптических потерь, обусловленных используемыми при измерениях подложками, было проведено численное моделирование дисперсии волноводных мод в нелегированных ННК GaP, размещенных на кварцевых и никелевых подложках методом конечных элементов с использованием программного обеспечения Comsol Multiphysics и модели из работы [152]. 2D-модель включала гексогональные GaP ННК длиной 5 мкм (вдоль оси x) и толщиной 160 нм, окруженных воздухом и размещенных на плоской подложке. В расчетах учтены дисперсия и поглощение в подложке и в ННК, дисперсии для никеля и кремния были взяты из [168, 169]. Были выполнены расчеты для кварцевых и никелевых подложек с использованием, следующих оптических констант (показатели преломления и коэффициенты экстинкции): $n_{GaP} = 3,5091$, $k_{GaP} = 0,0046$, $n_{Ni} = 1,877$, $k_{Ni} = 3,4956$, $n_{quartz} = 1,4607$, $k_{quartz} = 0,0019$. Квадрат модуля электрического поля направляемых мод ННК представлен на рисунке 43. Диа-

пазон окраски поля каждой моды независим, высокая интенсивность показана красным цветом.

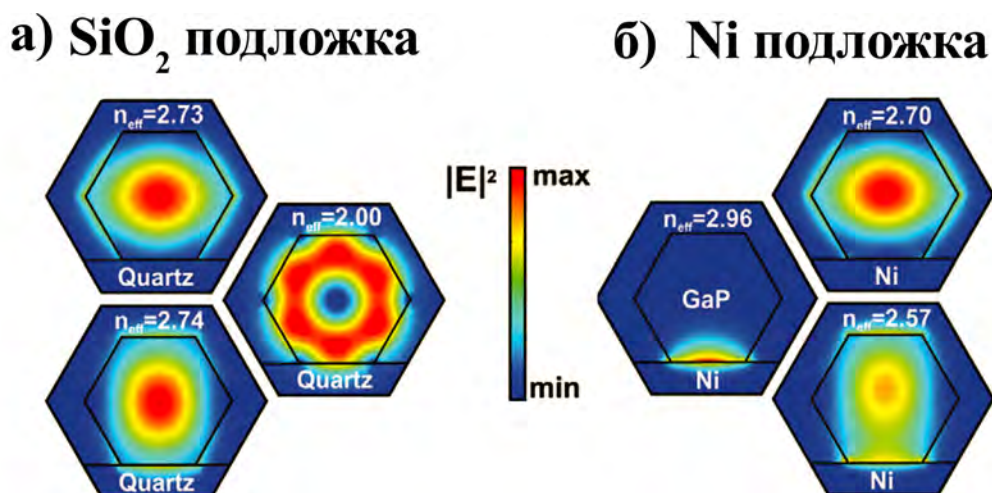


Рисунок 43 — Численный расчет распределения квадрата модуля электрического поля волноводных мод ННК GaP диаметром 160 нм, лежащего на кварцевой (а) и никелевой (б) подложках

Для обоих материалов подложки модель предсказывает три волноводные моды с эффективным показателем преломления в диапазоне $n_{\text{подложка}} < n_{\text{эфф}} < n_{\text{GaP}}$. Кварцевая подложка имеет две HE_{11} моды ($n_{\text{эфф}} = 2,73$, $n_{\text{эфф}} = 2,74$) и TE моду ($n_{\text{эфф}} = 2$). Для никелевой подложки помимо HE_{11} мод ($n_{\text{эфф}} = 2,7$, $n_{\text{эфф}} = 2,57$) добавляется гибридная плазменная мода с $n_{\text{эфф}} = 2,96$ с сильной локализацией поля вблизи интерфейса ННК с подложкой. Последняя мода ответственна за увеличение оптических потерь в ННК, размещённых на никеле, однако, как будет показано далее, потери не слишком велики и позволяют распространять оптическое излучение по всей длине ННК.

Оптические потери могут быть оценены путем анализа вектора Пойтинга $\langle S \rangle$, усредненного по сечению ННК как функции от координаты x . Уравнение Гельмгольца было решено с граничными условиями в виде порта на концах ННК ($x = 0$ мкм и $x = 5$ мкм). Длина волны возбуждения составила 532 нм, а мощность входного порта — 1 Вт/м. Численно рассчитанное распределение усредненного по сечению ННК значения вектора Пойтинга вдоль длины ННК представлено на рисунке 44.

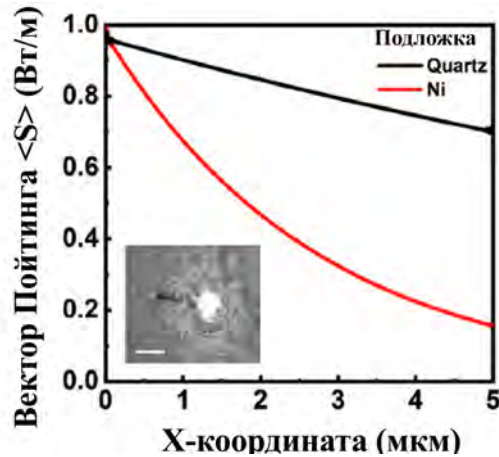


Рисунок 44 — Усредненное значение вектора Пойтинга по длине ННК, расположенного на кварцевой и никелевой оптической поверхности.

На вставке изображено GaP:Be ННК на никелевой подложке, лазерный луч сфокусирован на правую сторону ННК, величина размерной метки 2 мкм

По кривой $\langle S \rangle (x)$ на рисунке 44 видно, что значения $\langle S \rangle$ на внешнем конце ННК ($x = 5$ мкм) уменьшаются до 0,7 Вт/м и 0,17 Вт/м для кварцевой и никелевой подложки, соответственно. Таким образом, оптические потери в ННК, размещенных на никелевых подложках, оказываются в 4,1 раза выше, по сравнению с подложкой из кварца. На вставке рисунка 44 приведено оптическое изображение GaP:Be ННК на никелевой подложке. Показано, что при фокусировке лазерного луча на правом конце ННК, свет распространяется вдоль всего ННК и излучается на противоположном конце ННК, не затухая полностью (так же это видно при совмещении торцами двух GaP:Si ННК на рис. 42).

Как было показано в работе [125] уменьшение диаметра GaP ННК приводит к делокализации направленных в волноводе мод. Для анализа мод в ННК разного диаметра было проведено численное моделирование нелегированных ННК GaP с диаметрами 90 нм, 120 нм и 150 нм (диаметр окружности, описывающей ННК). Результаты расчёта приведены на рисунке 45.

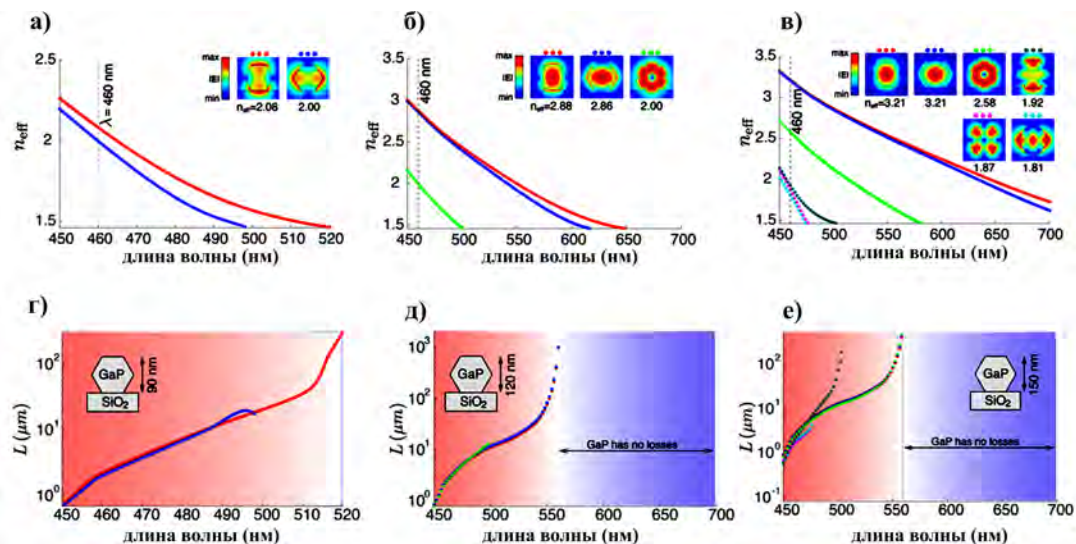


Рисунок 45 — Рассчитанные спектры волноводных мод для GaP ННК на подложке SiO_2 для диаметров ННК: а) 90 нм; б) 120 нм; в) 150 нм; на вставках отражено распределение поля поддерживаемых мод. На кривых г), д) и е) показан спектр длины распространения $L=1/\text{Im}(k_z)$ в соответствующих волноводах. На вставках показана рассматриваемая геометрия задачи

Видно, что ННК с диаметром 90 нм (рис. 45 а и г) поддерживает только две моды в видимом диапазоне. Эти моды могут быть ассоциированы с фундаментальной волноводной модой типа HE_{11} , поддерживаемой в нановолноводе. Появление пары, а не одной фундаментальной моды связано с тем, что из-за наличия подложки, лежащей под ННК, снимается вырождение по поляризации. Действительно, при увеличении диаметра ННК, вырождение становится менее выраженным.

С увеличением диаметра ННК увеличивается число поддерживаемых волноводных мод. Так, для ННК диаметром 120 нм (рис. 45 б) уже можно выделить не только HE_{11} , но и TE подобную моду. В свою очередь, ННК диаметром 150 нм на длине волны 460 нм поддерживают уже 6 волноводных мод (см. рис. 45 в). Распределения электрического поля поддерживаемых мод показаны на соответствующих вставках.

На кривых г), д) и е) на рисунке 45 показаны расчетные спектры длины распространения оптической моды $L=1/\text{Im}(k_z)$, где k_z – волновое число. Потери в коротковолновой области обусловлены исключительно поглощением в GaP, которое становится существенным для длин волн менее 550 нм. Для длин волн больше 550 нм потери будут определяться в основном шероховатостью

поверхности и поглощением на свободных носителях из-за делокализации моды, оба фактора не учитываются в расчётах. Таким образом, из рисунка 45 е) следует, что наиболее выраженные волноводные свойства проявляются в более толстых ННК, поддерживающих фундаментальные волноводные моды с длиной волны более 550 нм. На рисунке 46 приведены результаты расчёта спектра длины распространения излучения для GaP ННК диаметром 150 нм (приближенным к GaP:Si ННК).

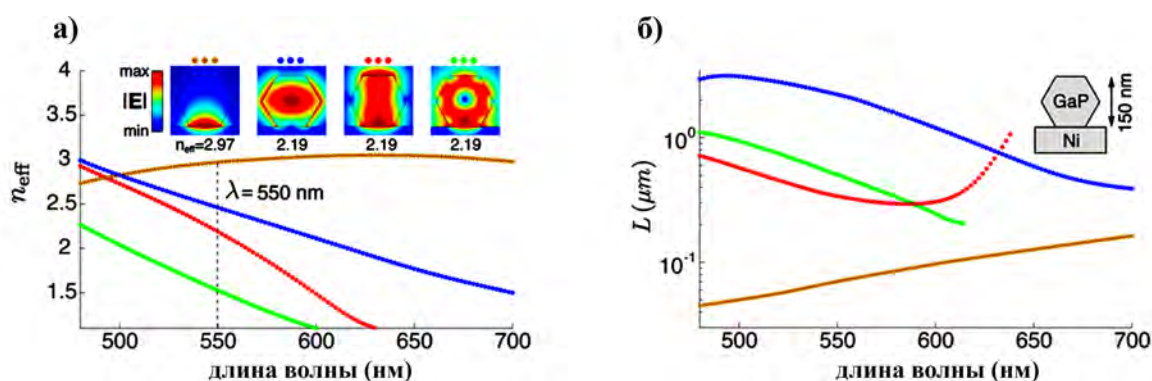


Рисунок 46 — Результаты численного расчёта спектров волноводных мод для GaP ННК диаметром 150 нм на подложке Ni, а) дисперсия поддерживаемых мод (б) спектр длины распространения.

Как видно на рисунке 42 и 46 никелевая подложка существенно влияет на длину распространения всех поддерживаемых мод. Максимальная длина распространения в этом случае составляет около 3 мкм, по сравнению с 18 мкм для кварцевой подложки, достигаемой на длине волны около 500 нм.

5.3 Морфология и кристаллическая структура легированных ННК GaP

Для детального анализа кристаллической структуры и морфологии синтезированных ННК GaP применялись СТМ, ПЭМ и РЭМ. Для удаления слоя адсорбатов и загрязнений, в частности, водной пленки, покрывающей ННК и подложку, перед измерениями в СТМ образцы подвергались термическому отжигу при температуре 150 °С в течение 20 мин после загрузки в вакуумную камеру.

На рисунке 47 представлены РЭМ изображения, СТМ топография и типичные светлопольные и темнопольные ПЭМ изображения отдельных ННК GaP:Be

и GaP:Si. Статистический анализ геометрических параметров ННК GaP:Be показал средний диаметр кристалла около 100 ± 20 нм и длину 5 мкм, а GaP:Si ННК средний диаметр $130 \text{ нм} \pm 20$ нм и длиной 4 мкм. СТМ изображения получены в условиях сверхвысокого вакуума при оптимальных параметрах сканирования (см. раздел 4). Ток обратной связи при записи СТМ топографий не превышал 200 пА при напряжении смещения 7 В. Следует отметить, что на некоторых СТМ изображениях наблюдались изогнутые ННК, что может быть связано с деформацией при переносе наноструктур на поверхность подложки методом царапания.

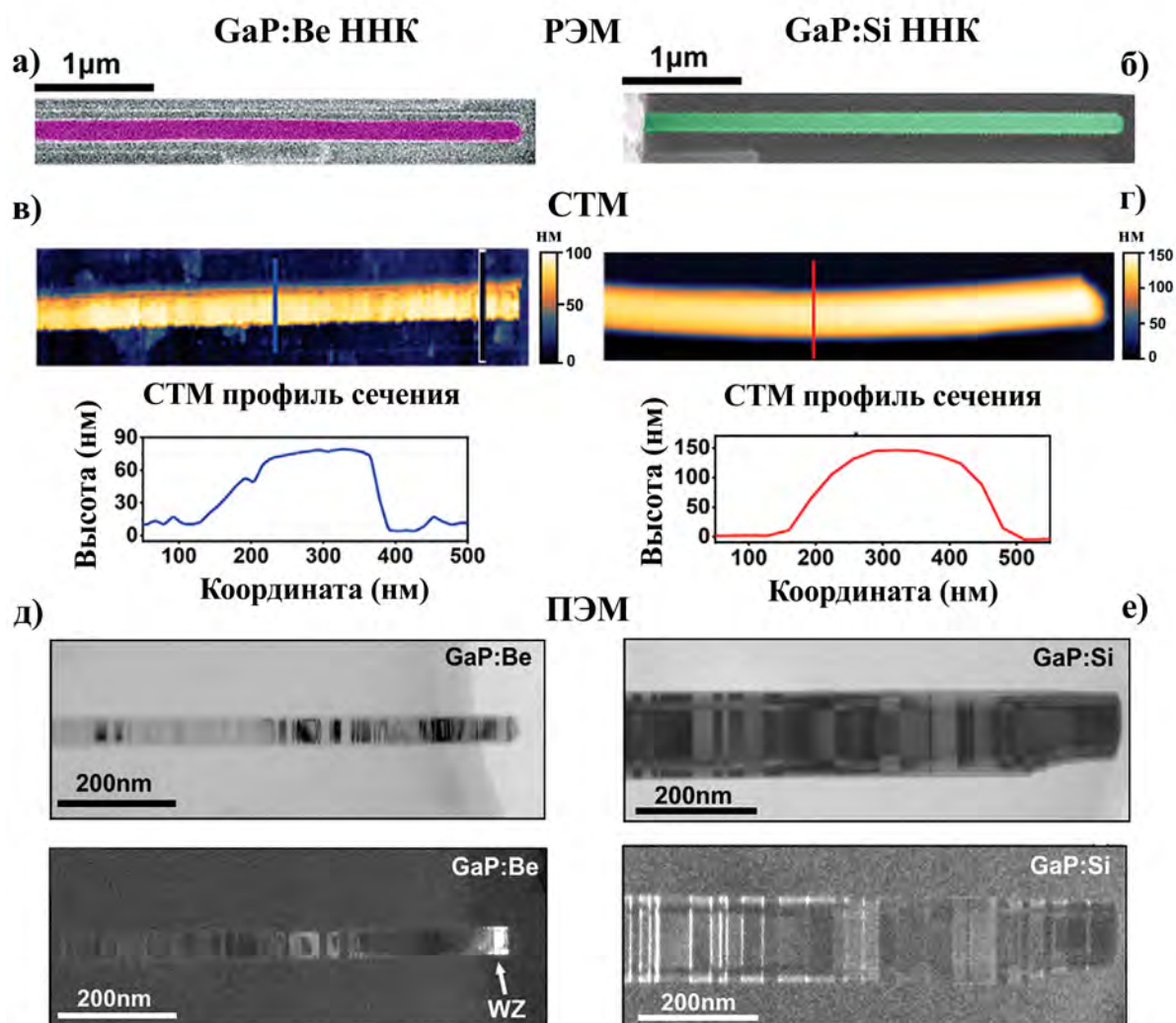


Рисунок 47 — Данные о морфологии ННК, полученные с помощью РЭМ (а, б), СТМ (в, г) и ПЭМ (д, е) для GaP:Be (а, в, д) и GaP:Si (б, г, е), расположенных на никелевой подложке. На темнопольном ПЭМ-изображения с дифракционным контрастом в рефлексе гексагональной фазы (WZ-GaP) для ННК GaP:Be (д) стрелкой указано на протяженный сегмент со структурой типа вюрцита (WZ)

На рисунке 47 д и е показаны типичные светлопольные и темнопольные ПЭМ изображения отдельных ННК GaP:Be и GaP:Si, полученные при ориентации электронного пучка вдоль оси зоны $\langle 1-10 \rangle$ кубической структуры GaP типа сфалерита (zinc-blende, ZB). Для соответствующих темнопольных ПЭМ изображений с дифракционным контрастом был выбран вектор дифракции, соответствующий брэгговскому рефлексу гексагональной структуры GaP типа вюрцита $[1-100]$. По этой причине яркие области на ПЭМ изображениях соответствуют дефектам упаковки и включениям WZ-фазы GaP в ННК. Присутствие протяженных областей с WZ структурой наиболее выражено в ННК p-GaP:Be (рис. 47 д), в то время как для ННК n-GaP:Si в темнопольном контрасте преимущественно наблюдаются только дефекты упаковки, выглядящие на рисунке 47 е как яркие полосы, пересекающие ННК поперек.

Следует отметить, что GaP, стабилизированный в гексагональной кристаллической структуре типа вюрцита, имеет псевдопрямозонную электронную структуру с ненулевой вероятностью излучательной рекомбинации [162, 170]. Таким образом, прямозонные включения WZ-GaP, расположенные в области торцов ННК p-GaP:Be, могут рассматриваться в качестве активной области, обеспечивающей фото- и электролюминесценцию [123, 171].

5.4 Рентгеновская дифрактометрия GaP ННК

Для получения интегральной информации о кристаллической структуре массивов ННК GaP, легированных Si и Be, было проведено исследование рентгеновской дифрактометрии. Можно предположить, что в силу близкого значения параметра решеток GaP и Si ($\Delta a/a \approx 0.4\%$, 300 K), для исследования структурных свойств эпитаксиальных массивов ННК GaP на подложках Si требуется применение исключительно методов высокоразрешающей дифрактометрии. Однако, более низкая структурная симметрия кристаллической решетки GaP типа сфалерита (ZB-GaP), а также присутствие в ННК дефектов двойникования по плоскости (111) ведут к появлению новых специфичных только для GaP дифракционных отражений, что позволяет проводить измерения методом однокристалльной дифрактометрии. Так, например, для структуры ZB-GaP ока-

зывается разрешенным брэгговский рефлекс 002, запрещенный для структуры Si (решетка типа алмаза). В свою очередь, при двойниковании кубической фазы ZB-GaP по плоскости (111) в зоне Лауэ нулевого порядка с осью зоны $\langle 1-10 \rangle$ появляется новый набор узлов обратной решетки, не перекрывающийся с узлами обратных решеток Si и ZB-GaP в исходной ориентации. Кроме того, присутствие в структуре ННК дефектов упаковки и политипных включений, например, GaP с гексагональной структурой типа вюрцита (WZ-GaP), будет приводить к изменению характера распределения интенсивности в окрестности брэгговских рефлексов и появлению новых дифракционных отражений.

Таким образом, для оценки фазового состава и плотности двойникования в ННК было проведено исследование распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве в окрестности брэгговского рефлекса (002) структуры ZB-GaP и рефлекса (11-1) двойника кубической фазы ZB-GaP по плоскости (111). В выбранной области обратного пространства отсутствует сигнал рассеяния, обусловленный Si подложкой, а выбранные дифракционные рефлексы имеют одну и ту же латеральную компоненту вектора дифракции, что облегчает построение и интерпретацию профилей интенсивности рассеяния.

Для построения двумерных карт распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве (далее, карт обратного пространства) использовался четырёхкружный монокристалльный дифрактометр Bruker Карра Apex II, оснащённый микрофокусным источником рентгеновского излучения (Cu-K α) Incoatec и двумерным позиционно-чувствительным детектором (Apex CCD) [172]. Образцы с эпитаксиальными массивами ННК GaP устанавливались так, чтобы их поверхность была ориентирована нормально относительно φ -оси дифрактометра. Сначала определялась относительная ориентация образца по отношению к системе координат дифрактометра. Затем для восстановления распределения интенсивности рассеяния в обратном пространстве в некопланарной геометрии дифракции снималась серия картин рассеяния при качании образца по оси ω в окрестности $\pm 10^\circ$ от условия Брэгга–Вульфа от соответствующего брэгговского отражения. Полученные карты обратного пространства для массивов ННК n-GaP:Si/Si(111) и p-GaP:Be/Si(111) представлены на рисунке 48.

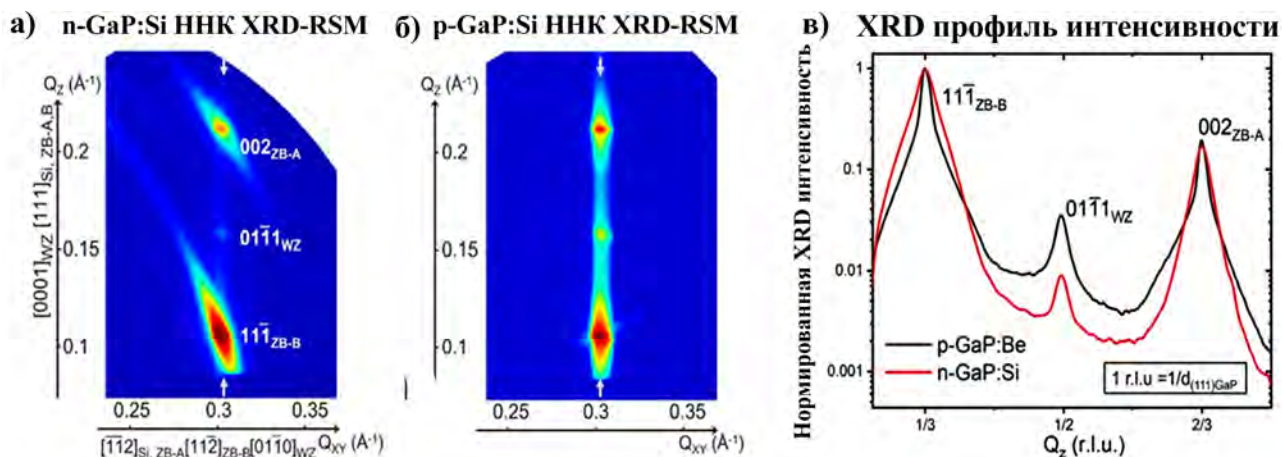


Рисунок 48 — Карты интенсивности рассеяния в обратном пространстве, снятые в окрестности брэгговских отражений ZB-GaP (11-1) и (002) для образцов: а) с n-GaP:Si ННК и б) p-GaP:Be, выращенных на Si подложках; в) Нормированные профили зависимости интенсивности рассеяния в обратном пространстве от нормальной составляющей вектора дифракции

Брэгговский рефлекс $(002)_{\text{GaP}}$, соответствующий фазе ZB-GaP, основные кристаллографические направления которой совпадают с кристаллографическими направлениями решётки Si, обозначен как ZB-A, а рефлекс $(11\bar{1})$ двойника кубической фазы ZB-GaP по плоскости (111) обозначен как ZB-B. Соответствующие профили зависимости интенсивности рассеяния в обратном пространстве от нормальной составляющей вектора дифракции (компоненты Q_z , ориентированной вдоль направления $[111]$), построенные через отражения $(11\bar{1})$ GaP ZB-B и (002) GaP ZB-A, представлены на рисунке 48в. Значение компоненты Q_z вектора дифракции на приведённых профилях представлено в единицах, обратных межплоскостному расстоянию GaP в направлении $[111]$ (reciprocal lattice unit, r.l.u., где $1 \text{ r.l.u.} = 1/d_{(111)\text{GaP}} \text{ \AA}^{-1}$). Можно отметить, что как для n-GaP:Si, так и для p-GaP:Be ННК на полученных картах обратного пространства помимо рефлексов типа ZB-A и ZB-B, расположенных при $Q_z = 1/3$ и $2/3 \text{ r.l.u.}$, наблюдается также дополнительное брэгговское отражение с полуцелым значением компоненты Q_z , равным $1/2 \text{ r.l.u.}$. Появление последнего можно объяснить присутствием в исследуемых образцах фазы GaP с гексагональной структурой типа вюрцита (WZ-GaP).

Исходя из соотношений интенсивности брэгговских отражений, связанных с гексагональной WZ и кубической ZB фазами GaP, средняя объемная доля вюрцитных (WZ) сегментов в образце с ННК GaP:Be примерно в 3,5 раза выше, чем в ННК GaP:Si. Таким образом, результаты рентгеноструктурного анализа совпадают с результатами ПЭМ, подтверждающими наличие более крупных сегментов WZ-фазы в ННК GaP легированных Be. Более подробный анализ рентгеноструктурных исследований массивов ННК GaP представлен в [173].

5.5 СТМ-Л измерения n-GaP:Si и p-GaP:Be ННК

Для исследования возможности возбуждения оптических состояний с помощью НТЭ и применения GaP ННК в качестве наноразмерных источников излучения с электрической накачкой, монолитно интегрированных в волновод были проведены СТМ-Л измерения. Типичные СТМ изображения и одновременно полученные карты СТМ-Л для GaP:Be и ННК GaP:Si показаны на рисунке 49. Для регистрации излучения, индуцированного СТМ, потребовалось приложение высокого напряжения смещения (> 7 В) и туннельного тока (> 1 нА) по сравнению со оптимальным СТМ режимом (см. раздел 4), поэтому на топографиях, соответствующих СТМ-Л картам наблюдаются соответствующие артефакты, связанные с нестабильностью туннельного контакта. Вместе с этим приведены СТМ топографии тех же зон, снятые в оптимальном режиме (режим низких токов) перед проведением измерений.

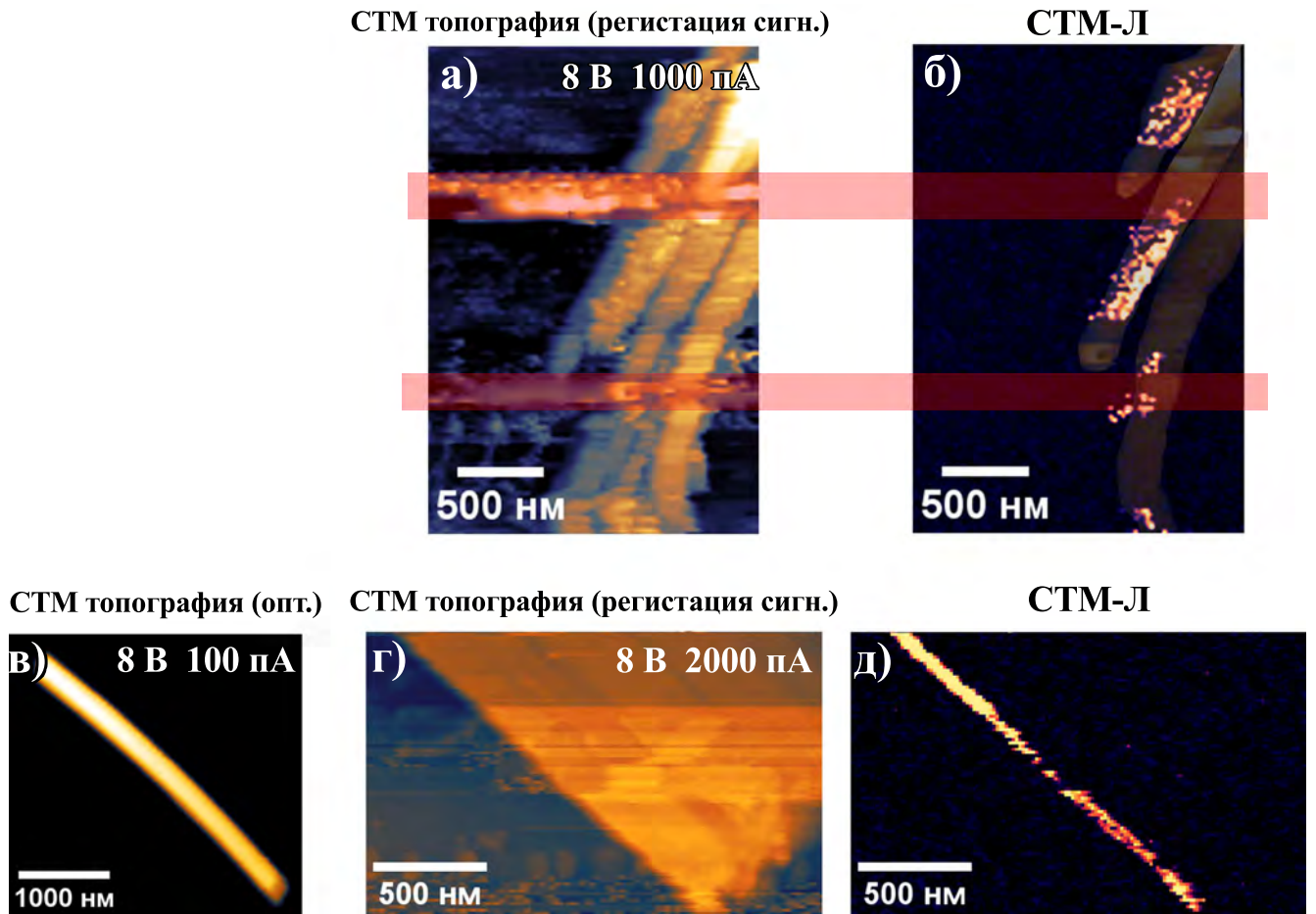


Рисунок 49 — Результаты СТМ-Л измерений одиночных GaP:Be (а, б) и GaP:Si ННК (в, г, д): а) и г) СТМ топографии в режиме регистрации излучения $V_{bias} = 8$ В, $I = 1$ нА для GaP:Be и $I = 2$ нА для GaP:Si ННК, красными линиями выделены области с артефактами сканирования; б) и д) пространственные распределения зарегистрированного оптического сигнала для GaP:Be и GaP:Si ННК соответственно; в) СТМ топография GaP:Si ННК, полученная в области регистрации сигнала в оптимальном режиме сканирования $V_{bias} = 8$ В, $I = 100$ пА

Согласно картам СТМ-Л, для GaP:Be ННК свечение наблюдается не по всей длине ННК, а только в определенных локализованных областях (см. рисунок 49 в). Это явление наблюдалось для измерений нескольких различных GaP:Be ННК. На карте СТМ-Л, полученной от образца с ННК GaP:Si (рис. 49 г, е), напротив можно наблюдать относительно равномерное распределение сигнала люминесценции из-под СТМ зонда в положениях вдоль всего ННК. Значительное размытие изображения наноструктуры GaP:Si на рисунке 49 г обусловлено используемыми режимами сканирования при записи оптического сигнала.

Для объяснения полученных результатов рассмотрим различные механизмы люминесценции ННК с туннельным контактом. В случае излучения света под зондом СТМ можно рассмотреть два основных механизма генерации фотонов: (i) излучение света, вызванное неупругим туннелированием электронов в туннельном зазоре и (ii) электролюминесценция в GaP. Согласно первому механизму, электроны могут возбуждать оптические состояния в туннельном зазоре во время туннелирования (так называемая «щелевая мода»), а релаксация этой моды может приводить к генерации фотонов [71, 174]. Чем выше ЛПОС, тем более явно выражен этот механизм. В исследуемой системе ННК обеспечивают повышенную ЛПОС (в сравнении с планарным слоем пленки Ni), что подтверждается темнопольной спектроскопией.

Другим механизмом генерации излучения является электролюминесценция, которая возникает при инжекции “горячих” электронов в ННК GaP. В этом случае инжектированные электроны могут вызывать межзонный переход в прямозонном вюрцитном сегменте WZ-GaP в ННК GaP:Be. В случае туннельной инжекции носителей в ННК GaP:Si со структурой цинкового обманки (ZB-GaP) возбуждаются излучательные переходы с уровня легирующей примеси Si.

Исследование спектрального состава СТМ-Л и анализ корреляции интенсивности генерируемого излучения и СТС спектроскопии могли бы позволить точно установить механизм наблюдаемой люминесценции. Однако, используемая экспериментальная установка не позволяет регистрировать спектральный состав слабых оптических сигналов и дает только интегральную оценку. Кроме того, ННК как правило разрушались при измерениях ВАХ из-за локального перегрева. Тем не менее, предыдущие исследования [175] показывают, что квантовый выход межзонной электролюминесценции существенно выше эффективности НТЭ процесса. Поэтому можно сделать вывод, что наблюдаемое излучение света, индуцированное туннельным током, скорее всего, связано с возбуждением оптических переходов в GaP ННК.

Исходя из сравнения наблюдений СТМ-Л с данными ФЛ, ПЭМ и рентгеновской дифрактометрии, можно сделать вывод о том, что локализованный в области торца ННК сигнал СТМ-Л от GaP:Be ННК обусловлен возбуждением

прямозонных межзонных переходов во включениях GaP, стабилизированных в фазе вюрцита [176]. Остальная часть GaP ННК в кубической фазе сфалерита имеет большую ширину запрещенной зоны и непрямозонную электронную структуру. По этой причине ННК практически не поглощает излучение сегмента WZ-GaP и демонстрирует волноводные свойствами [177]. Таким образом, несмотря на одинаковый химический состав (GaP), разные части ННК имеют принципиально разные оптические свойства, обусловленные различной кристаллической структурой [164]. В случае ННК GaP:Si, СТМ-Л может как возбуждаться по всей длине ННК, так и поглощаться всем его объемом. По этой причине, для создания ФИС применение структур ННК GaP:Ве является более предпочтительным.

На сегодняшний день существует несколько практических реализаций интеграции источников излучения на кристалле, основанные на эффектах как электролюминесценции, так и неупругого туннелирования электронов в структурах металл-диэлектрик-металл [178–182]. Часть из них совместима с КМОП-технологией. Так, в работе [183] была показана эффективность преобразования туннельного тока электронов в плазмоны и фотоны в процессе НТЭ на уровне порядка 1-2%. В ряде работ в качестве источников оптического излучения используются структуры с пониженной размерностью, такие как полупроводниковые квантовые ямы или квантовые точки, а также углеродные наноструктуры (графен, нанотрубки). При этом, во всех вышеупомянутых системах либо используются плазмонные волноводы, обладающие высокими оптическими потерями, либо применяются резонаторы на основе двумерных фотонных кристаллов, имеющие относительно большие размеры. В настоящей диссертации, в отличие от вышеупомянутых работ, впервые предлагается наноразмерный источник света с электрической накачкой, интегрированный в полупроводниковый волновод с низкими оптическими потерями.

5.6 Заключение к главе

В данной главе были исследованы GaP ННК в качестве нановолноводов с монолитно интегрированными электроуправляемыми наноразмерными источниками фотонов. Проведены сравнения механизмов возбуждения излучения

для двух типов GaP ННК, легированных атомами Si (n-тип проводимости) и Be (p-тип проводимости), с использованием комплексного подхода: СТМ-Л, спектроскопия мФЛ и спектроскопия с временным разрешением.

Впервые установлена возможность возбуждения излучения в GaP ННК с помощью неупругого туннелирования электронов и установлена взаимосвязь между тонкими пространственными неоднородностями светимости на СТМ-Л картах с наличием псевдопрямозонных вставок вюрцитной фазы в GaP:Be, которые приводят к локальному повышению эффективности электрон-фотонного преобразования за счёт наличия дополнительных оптических состояний, ассоциированных с межзонными переходами. Наличие псевдопрямозонных вставок определено с помощью ПЭМ и рентгеновской дифрактометрии (см. разделы 5.2 и 5.3).

Подводя итог, можно сделать вывод, что оба типа GaP ННК могут быть рассмотрены в качестве наноразмерных источников излучения с электрической накачкой, интегрированных в полупроводниковый нановолновод с низкими оптическими потерями. В GaP:Be ННК псевдопрямозонные вставки вюрцитной фазы будут выступать в качестве локализованных элементов, дополнительно усиливающих излучение. GaP:Be ННК может быть рассмотрен в качестве готовой сборки «нановолновод-источник фотонов», что потенциально решает одну из ключевых проблем ФИС – эффективность согласования излучения наноразмерных источников с оптическими модами волноводов на чипе. Полученные результаты могут найти применение при разработке multifunctional ФИС новых поколений.

Заключение

В ходе выполнения целей диссертационной работы были проведены исследования процессов излучения фотонов при неупругом туннелировании электронов в структурах двух типов:

1. Металл-вакуум-металл (МИМ): туннельный контакт между СТМ зондом и полыми золотыми наноантеннами, изготовленными методом фемтосекундной лазерной печати, поддерживающей интеграцию в современные промышленные линии. Источник фотонов исследован в двух материальных конфигурациях PtIr/вакуум/Au и W/вакуум/Au. Структура рассматривается в качестве наноразмерного широкополосного электроуправляемого источника фотонов, для интеграции в архитектуру ФИС новых поколений.
2. Металл-вакуум-полупроводник (МИП): туннельный контакт между СТМ зондом и полупроводниковыми нановолноводами на основе GaP ННК с двумя типами легирующих атомов Si (n-тип) и Be (p-тип). Структура рассматривается в качестве наноразмерного электроуправляемого источника фотонов, монолитно интегрированного в полупроводниковый нановолновод. Волноводная сборка «источник излучения-нановолновод» на основе GaP ННК впоследствии может быть перенесена на ФИС и согласована с волноводами чипа.

В результате проведения исследований получены следующие основные результаты:

Установлено, что массивы полых золотых плазмонных наноантенн с периодом 1,5 мкм (параметры наноантенны: высота $h = 265$ нм, диаметр $d = 520$ нм, толщина стенки 30 нм), изготовленные фемтосекундной лазерной печатью, при возбуждении с помощью неупругого туннелирования электронов выступают в роли широкополосных электрически возбуждаемых источников фотонов с возможностью перестройки спектра излучения посредством регулировки напряжения смещения туннельного контакта. Установлено, что излучение такого источника возбуждается при напряжениях 2,2–2,5 В в диапазоне 550–870 нм и

при напряжениях 0,65–0,75 В в диапазоне 1600–1870 нм. Интенсивность оптического сигнала в видимом диапазоне достигает значений 8000 фот/с в областях расположения наноантенн, максимальные значения интенсивности люминесценции наблюдаются при напряжениях 2,5–2,7 В.

С помощью прямых оптических измерений СТМ-Л визуализировано пространственное изменение ЛПОС с 10-нанометровым разрешением в системе двух близкорасположенных золотых наноантенн: полый полусферы ($d = 520$ нм, $h = 265$ нм) и наночастицы со средним диаметром 120 нм. Показано, что ближне-польное взаимодействие двух плазмонных резонаторов приводит к повышению оптического сигнала на 10–15% относительно уровня единичной наноантенны и сопровождается заметными изменениями в картинах пространственного распределения ЛПОС.

Оптимизированы методики подготовки образцов и режимы сканирующей туннельной микроскопии для исследования легированных нитевидных нанокристаллов GaP в условиях сверхвысокого вакуума при комнатной температуре без применения методов подготовки, модифицирующих свойства или морфологию поверхности нанокристаллов (высокотемпературных отжиг, химическое и физическое травление). Установлено, что воспроизводимые СТМ-измерения GaP:Be и GaP:Si ННК обеспечиваются при механическом переносе нанокристаллов на подложку с плёнкой Ni. Оптимальные параметры получения СТМ-изображений высокого разрешения находятся в диапазоне напряжений 7–10 В при токе туннелирования не более 400 пА. При этих условиях получены серии из более чем 15 последовательных сканов при скоростях сканирования 500–1500 нм/с.

Экспериментально продемонстрировано, что легированные ННК GaP могут выступать в качестве нановолноводов с монолитно интегрированными электроуправляемыми источниками фотонов, в которых излучение возбуждается за счёт неупругого туннелирования электронов с возбуждением оптических состояний в полупроводниковой наноструктуре. Проведены сравнения механизмов возбуждения излучения для двух типов ННК GaP, легированных атомами Si (n-тип проводимости) и Be (p-тип проводимости), с использованием комплексного подхода: СТМ-Л, спектроскопия микроФЛ и спектроскопия с временным

разрешением. Установлена взаимосвязь между тонкими пространственными неоднородностями светимости на СТМ-Л картах с наличием псевдопрямозонных вставок вюрцитной фазы в GaP:Be, которые приводят к локальному повышению эффективности электрон-фотонного преобразования за счёт наличия дополнительных оптических состояний, ассоциированных с прямыми межзонными переходами.

Результаты, полученные в ходе исследований, выполненных в рамках диссертационной работы, могут представлять интерес при разработке наноразмерных источников излучения для ФИС новых поколений и создания и оптимизации параметров гибридных оптоэлектронных платформ на основе ННК, управляемых электрическим током.

Список сокращений и условных обозначений

- HOPG** – высокоориентированный пиролитический графит
- PCM** – фазопеременные материалы (phase-change materials)
- VCSEL** – поверхностно-излучающий лазер с вертикальным резонатором (vertical-cavity surface-emitting laser)
- V_{bias} – напряжение смещения туннельного контакта
- VECSEL** – поверхностно-излучающий микролазер с внешним вертикальным оптическим резонатором (vertical-external-cavity surface-emitting laser)
- ВАХ** – вольтамперная характеристика
- ВКЭ** – внешняя квантовая эффективность
- ДВ** – деионизованная вода
- ИПА** – изопропиловый спирт
- ИС** – интегральная схема
- КМОП** – комплементарная структура металл-оксид-полупроводник
- ЛПОС** – локальная плотность оптических состояний
- МИМ** – металл-изолятор-металл
- МИП** – металл-изолятор-полупроводник
- ННК** – нитевидный нанокристалл
- НТЭ** – неупругое туннелирование электронов
- ПЭМ** – просвечивающий электронный микроскоп
- РЭМ** – растровый электронный микроскоп
- СПАЗЕР** – стимулированное излучение с помощью поверхностного плазмонного усиления (surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation)
- СТМ** – сканирующая туннельная микроскопия
- СТМ-Л** – люминесценция, индуцированная зондом СТМ
- СТС** – сканирующая туннельная спектроскопия
- СТС-Л** – сканирующая туннельная спектроскопия с записью оптического сигнала
- ФИС** – фотонная интегральная схема
- ЦОД** – центр обработки данных

Список литературы

1. *Moss Sebastian*. TD Cowen: Record year expected as US data center leases hit 2.1GW in 90 days due to AI boom, Data Centre Dynamics Ltd. — 2023. — URL: <https://www.datacenterdynamics.com/en/news/td-cowen-ai-demand-caused-21gw-of-us-data-center-leases-in-90-days-record-year-expected/> (online; accessed: 2025-01-17).
2. *Kearney L*. U.S. regulators mull issues around siting data centers, power plants // *Reuters*. — 2024. — URL: <https://www.reuters.com/world/us/us-regulators-mull-issues-around-siting-data-centers-power-plants-2024-11-01/> (online; accessed: 2025-01-17).
3. *Supra JD*. FERC's rejection of data center cost allocation proposal. — 2025. — URL: <https://www.jdsupra.com/legalnews/ferc-s-rejection-of-data-center-co-6989548/> (online; accessed: 2025-06-01).
4. *Kearney L*. Three Mile Island nuclear plant gears up for Big Tech re-boot // *Reuters*. — 2024. — URL: <https://www.reuters.com/business/energy/three-mile-island-nuclear-plant-gears-up-big-tech-reboot-2024-10-22/> (online; accessed: 2025-01-17).
5. Are nuclear power and SMRs the solution to data center energy woes? — 2024. — URL: <https://www.datacenterdynamics.com/en/analysis/nuclear-power-smr-us/> (online; accessed: 2025-01-18).
6. *А. Козлов*. Google запускает цепную реакцию: малые модульные реакторы и дата-центры. — 2025. — URL: <https://expert.ru/tekhnologii/google-zapuskayet-tsepnyuyu-reaktsiyu/> (дата обращения: 2025-05-17).
7. *News High North*. Data centers as critical infrastructure in the Arctic. — 2025. — URL: <https://www.highnorthnews.com/en/data-centers-critical-infrastructure-arctic> (online; accessed: 2025-05-17).

8. *Moss Sebastian*. China deploys 1,400-ton commercial underwater data center. — 2023. — URL: <https://www.datacenterdynamics.com/en/news/china-deploys-1400-ton-commercial-underwater-data-center/> (online; accessed: 2025-05-17).
9. Electricity Demand and Grid Impacts of AI Data Centers: Challenges and Prospects / Xin Chen, Xiaoyang Wang, Ana Colacelli et al. // *Proceedings of the ACM on Measurement and Analysis of Computing Systems*. — 2025. — Vol. 9, no. 4. — P. Article 41.
10. *Salahuddin S., Ni K., Datta S.* The era of hyper-scaling in electronics // *Nature Electronics*. — 2018. — Vol. 1, no. 8. — Pp. 442–450.
11. *Samsung Electronics*. Samsung Begins Chip Production Using 3nm Process Technology With GAA Architecture. — 2022. — URL: <https://news.samsung.com/global/samsung-begins-chip-production-using-3nm-process-technology-with-gaa-architecture> (online; accessed: 2025-01-17).
12. *Anthony Sebastian*. TSMC’s 2nm nodes get NanoFlex, N2P loses backside power delivery. — 2024. — URL: <https://www.tomshardware.com/tech-industry/tsmcs-2nm-nodes-get-nanoflex-n2p-loses-backside-power-delivery> (online; accessed: 2025-01-17).
13. *Das U. K., Bhattacharyya T. K.* Opportunities in Device Scaling for 3-nm Node and Beyond: FinFET Versus GAA-FET Versus UFET // *IEEE Transactions on Electron Devices*. — 2020. — Vol. 67, no. 6. — Pp. 2633–2638.
14. *Boston Consulting Group*. Navigating the Costly Economics of Chip Making. — 2023. — URL: <https://www.bcg.com/publications/2023/navigating-the-semiconductor-manufacturing-costs> (online; accessed: 2025-01-17).
15. *Li T. et al.* Chiplet Heterogeneous Integration Technology—Status and Challenges // *Electronics*. — 2020. — Vol. 9, no. 4. — P. 670.
16. *Bahadori M. et al.* Design space exploration of silicon photonic interconnects // *Journal of Lightwave Technology*. — 2016. — Vol. 34, no. 12. — Pp. 2975–2987.

17. *Koala R. et al.* Nanophotonics-inspired all-silicon waveguide platforms for terahertz integrated systems // *Nanophotonics*. — 2022. — Vol. 11, no. 7. — Pp. 2163–2181.
18. *Heni W. et al.* Plasmonic IQ modulators with attojoule-per-bit energy consumption // *Nature Communications*. — 2019. — Vol. 10, no. 1. — P. 1694.
19. *Sharma T. et al.* Past, present, and future of hybrid plasmonic waveguides for photonics integrated circuits // *Nanotechnology and Precision Engineering*. — 2024. — Vol. 7, no. 4. — Pp. 045001–045001.
20. Hybrid integrated quantum photonic circuits / A. W. Elshaari, W. H. P. Pernice, K. Srinivasan et al. // *Nature Photonics*. — 2020. — Vol. 14. — Pp. 285–298.
21. *Soref Richard.* The Past, Present, and Future of Silicon Photonics // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* — 2006. — . — Vol. 12, no. 6. — Pp. 1678–1687.
22. *Sun Chen et al.* Single-chip microprocessor that communicates directly using light // *Nature*. — 2015. — . — Vol. 528. — Pp. 534–538.
23. *Thomson et al.* Roadmap on silicon photonics // *J. Opt.* — 2016. — . — Vol. 18, no. 7. — P. 073003.
24. Low-loss and fabrication tolerant silicon mode-order converters based on novel compact tapers / Daigao Chen, Xi Xiao, Lei Wang et al. // *Opt. Express*. — 2015. — . — Vol. 23, no. 9. — Pp. 11152–11159.
25. *Chrostowski Lukas, Hochberg Michael.* Silicon Photonics Design: From Devices to Systems. — Cambridge, England, UK: Cambridge University Press, 2015. — .
26. Heterogeneous Silicon Photonic Integrated Circuits / Tin Komljenovic, Michael Davenport, Jared Hulme et al. // *J. Lightwave Technol.* — 2015. — . — Vol. 34, no. 1. — Pp. 20–35.
27. *Smit et al.* An introduction to InP-based generic integration technology // *Semicond. Sci. Technol.* — 2014. — . — Vol. 29, no. 8. — P. 083001.

28. Hybrid and heterogeneous photonic integration / Paramjeet Kaur, Andreas Boes, Guanghui Ren et al. // *APL Photonics*. — 2021. — . — Vol. 6, no. 6.
29. *Liang Di, Bowers John E.* Recent Progress in Heterogeneous III-V-on-Silicon Photonic Integration // *Light: Advanced Manufacturing*. — 2021. — . — Vol. 2, no. 1. — Pp. 59–83.
30. Prospects and applications of on-chip lasers / Zhican Zhou, Xiangpeng Ou, Yuetong Fang et al. // *eLight*. — 2023. — . — Vol. 3, no. 1. — P. 1.
31. From past to future: on-chip laser sources for photonic integrated circuits / Junjie Yang, Mingchu Tang, Siming Chen, Huiyun Liu // *Light Sci. Appl.* — 2023. — . — Vol. 12, no. 16. — P. 16.
32. *Ellis Thomas Charles, Eslami Sahand, Palomba Stefano.* Nanolasers: More than a decade of progress, developments and challenges // *Nanophotonics*. — 2024. — . — Vol. 13, no. 15. — Pp. 2707–2739.
33. *Sumimoto Takemasa, Miyaji Godai.* Formation of Homogeneous Nanostructure via Interference of Square Flat-top Femtosecond Laser Pulses // *Nanomaterials*. — 2025. — . — Vol. 15, no. 5.
34. Ultrafast high-harmonic nanoscopy of magnetization dynamics / Sergey Zayko, Ofer Kfir, Michael Heigl et al. // *Nature Communications*. — 2021. — Vol. 12. — P. 6337.
35. *Paschotta Rüdiger.* Vertical External-Cavity Surface-Emitting Lasers // *Encyclopedia of Laser Physics and Technology*. — Wiley-VCH, 2004.
36. Vertical-external-cavity surface-emitting lasers and quantum dot lasers / Guangcun Shan, Xinghai Zhao, Mingjun Hu et al. // *Frontiers of Optoelectronics*. — 2012. — Vol. 5, no. 2. — Pp. 157–170.

37. *Tropper Anthony C.* Recent Advances in Mode-Locked Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers // Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers / Ed. by Michael Jetter, Peter Michler. — Wiley, 2021. — Pp. 229–266.
38. *Cheng C.-H., et al.* 850/940-nm VCSEL for Optical Communication and 3D Sensing // *Opto-Electronic Advances*. — 2018. — Vol. 1, no. 3. — Pp. 18000501–18000511.
39. *Rangwala Sabbir.* VCSEL Technology for Next Generation 3D Sensing Applications – Part 1, Forbes. — 2021. — URL: <https://www.forbes.com/sites/sabbirrangwala/2021/10/28/vcsl-technology-for-next-generation-3d-sensing-applicationspart-1/> (online; accessed: 2025-05-18).
40. *Liu K., et al.* Fundamental Scaling Laws in Nanophotonics // *Scientific Reports*. — 2016. — Vol. 6, no. 1. — P. 37419.
41. *MacRumors Staff.* Himax Begins Shipping Wafer-Level Optics Chips for iPhone X Face ID, MacRumors. — 2017. — 10. — URL: <https://www.macrumors.com/2017/10/12/himax-ships-wlo-chips-for-iphone-x-face-id/> (online; accessed: 2025-05-18).
42. VCSEL Technology for 3D Sensing and Optical Applications, STARS Innovation. — 2023. — URL: <https://www.stars-innovation.com/news/details/n/23/cHash/1fc056104891d4386e464aed1df8915c/> (online; accessed: 2025-05-18).
43. Physics and Applications of High- β Micro- and Nanolasers / Hui Deng, Gian Luca Lippi, Jesper Mørk et al. // *Adv. Opt. Mater.* — 2021. — . — Vol. 9, no. 19. — P. 2100415.
44. *Işiklar Göktuğ et al.* On the trade-off between mode volume and quality factor in dielectric nanocavities optimized for Purcell enhancement // *Optics Express*. — 2022. — . — Vol. 30, no. 26. — Pp. 47304–47314.
45. *Wang Suo et al.* Unusual scaling laws for plasmonic nanolasers beyond the diffraction limit // *Nature Communications*. — 2017. — . — Vol. 8, no. 1889. — P. 1889.

46. *Azzam Shaimaa I. et al.* Ten years of spasers and plasmonic nanolasers // *Light, Science & Applications*. — 2020. — . — Vol. 9:90.
47. *Stockman Mark I.* Brief history of spaser from conception to the future // *Advanced Photonics*, Vol. 2, Issue 5. — SPIE, 2020. — . — Vol. 2. — P. 054002.
48. *Cho Sangyeon et al.* Submicrometer perovskite plasmonic lasers at room temperature // *Science Advances*. — 2021. — . — Vol. 7, no. 35.
49. *Wang Jian-Hua et al.* SPASER as Nanoprobe for Biological Applications: Current State and Opportunities // *Laser & Photonics Reviews*. — 2022. — . — Vol. 16, no. 7. — P. 2100622.
50. *Wu Jhih-Sheng et al.* Topological Spaser // *Physical Review Letters*. — 2020. — . — Vol. 124, no. 1. — P. 017701.
51. *Wang Shao-Peng et al.* Spaser Nanoprobes Family for Narrow-Band Multiplexed Cell Imaging // *Journal of the American Chemical Society*. — 2025. — Vol. 147, no. 15. — Pp. 12449–12459.
52. *Sun Lingling et al.* Electric spaser constructed by mechanically-knitted microribbons // *Optics & Laser Technology*. — 2025. — . — Vol. 181. — P. 112038.
53. *Li Dabing et al.* Electric Spaser in the Extreme Quantum Limit // *Physical Review Letters*. — 2013. — . — Vol. 110, no. 10. — P. 106803.
54. *Schneider C. et al.* An electrically pumped polariton laser // *Nature*. — 2013. — Vol. 497, no. 7449. — Pp. 348–352. — Nature Publishing Group, ISSN: 0028-0836.
55. *Bhattacharya Pallab et al.* Solid State Electrically Injected Exciton-Polariton Laser // *Physical Review Letters*. — 2013. — . — Vol. 110, no. 20. — P. 206403.
56. *Kasprzak J. et al.* Bose–Einstein condensation of exciton polaritons // *Nature*. — 2006. — . — Vol. 443. — Pp. 409–414.

57. *Weisbuch C. et al.* Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity // *Physical Review Letters*. — 1992. — . — Vol. 69, no. 23. — Pp. 3314–3317.
58. *Zhang Long et al.* Recent developments on polariton lasers // *Progress in Quantum Electronics*. — 2022. — . — Vol. 83. — P. 100399.
59. *Bhattacharya Pallab et al.* Room Temperature Electrically Injected Polariton Laser // *Physical Review Letters*. — 2014. — . — Vol. 112, no. 23. — P. 236802.
60. *Gu Jie et al.* A room-temperature polariton light-emitting diode based on monolayer WS₂ // *Nature Nanotechnology*. — 2019. — . — Vol. 14. — Pp. 1024–1028.
61. *Masharin M. A. et al.* Room-Temperature Exceptional-Point-Driven Polariton Lasing from Perovskite Metasurface // *Advanced Functional Materials*. — 2023. — . — Vol. 33, no. 22. — P. 2215007.
62. *As'ham Khalil et al.* Recent advances in exciton-polariton in perovskite // *Opto-Electronic Science*. — 2025. — . — Vol. 4, no. 9. — Pp. 250001–1–250001–20.
63. *Gagel Philipp et al.* An Electrically Pumped Topological Polariton Laser // *Nano Letters*. — 2024. — . — Vol. 24, no. 22. — Pp. 6538–6544.
64. *Folland T. G. et al.* Reconfigurable infrared hyperbolic metasurfaces using phase change materials // *Nature Communications*. — 2018. — . — Vol. 9, no. 4371. — P. 4371.
65. *Zhang Yifei et al.* Electrically reconfigurable non-volatile metasurface using low-loss optical phase-change material // *Nature Nanotechnology*. — 2021. — . — Vol. 16. — Pp. 661–666.
66. *Pavanello Fabio et al.* Phase-change materials for photonic applications // *Photoniques*. — 2024. — no. 125. — Pp. 45–49.
67. *Lepeshov Sergey et al.* Switchable dual-mode nanolaser: mastering emission and invisibility through phase transition materials // *Nanophotonics*. — 2023. — . — Vol. 12, no. 19. — Pp. 3729–3736.

68. *Lu Hang et al.* Low-coherence semiconductor light sources: devices and applications // *npj Nanophotonics*. — 2024. — . — Vol. 1, no. 9. — P. 9.
69. *Song Yue-Wei et al.* On Chip Quantum States Generation by Incoherent Light // *ArXiv e-prints*. — 2024. — .
70. *Wang Yutao et al.* Directional Emission from Electrically Injected Exciton–Polaritons in Perovskite Metasurfaces // *Nano Letters*. — 2023. — . — Vol. 23, no. 10. — Pp. 4431–4438.
71. *Mando Rufaat et al.* The Light at the End of the Tunnel // *ACG Case Reports Journal*. — 2019. — . — Vol. 6, no. 7. — P. e00113.
72. *Le Moal Eric et al.* Engineering the emission of light from a scanning tunneling microscope using the plasmonic modes of a nanoparticle // *Physical Review B*. — 2016. — . — Vol. 93, no. 3. — P. 035418.
73. *Shafir Dror et al.* Resolving the time when an electron exits a tunnelling barrier // *Nature*. — 2012. — . — Vol. 485. — Pp. 343–346.
74. *Gutzler Rico et al.* Light–matter interaction at atomic scales // *Nature Reviews Physics*. — 2021. — . — Vol. 3. — Pp. 441–453.
75. *Muniain Unai et al.* Unified Treatment of Light Emission by Inelastic Tunneling: Interaction of Electrons and Photons beyond the Gap // *Physical Review X*. — 2024. — . — Vol. 14, no. 2. — P. 021017.
76. *You Sifan et al.* Recent advances in inelastic electron tunneling spectroscopy // *Advances in Physics: X*. — 2017. — . — URL: <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/23746149.2017.1372215>.
77. *Kullock René et al.* Electrically-driven Yagi-Uda antennas for light // *Nature Communications*. — 2020. — . — Vol. 11, no. 115. — P. 115.
78. *Yu X. et al.* Nano antenna-assisted quantum dots emission into high-index planar waveguide // *Nanotechnology*. — 2024. — . — Vol. 35, no. 26. — P. 265201.

79. *Qian Haoliang et al.* Highly-efficient electrically-driven localized surface plasmon source enabled by resonant inelastic electron tunneling // *Nature Communications*. — 2021. — . — Vol. 12, no. 3111. — P. 3111.
80. *Zhang Yiyun et al.* Resonant inelastic tunneling using multiple metallic quantum wells // *Nanophotonics*. — 2023. — . — Vol. 12, no. 16. — Pp. 3313–3321.
81. *Kuzmina Anna et al.* Resonant Light Emission from Graphene/Hexagonal Boron Nitride/Graphene Tunnel Junctions // *Nano Letters*. — 2021. — . — Vol. 21, no. 19. — Pp. 8332–8339.
82. *Shkoldin Vitaliy A. et al.* Crucial Role of Metal Surface Morphology in Photon Emission from a Tunnel Junction at Ambient Conditions // *Journal of Physical Chemistry C*. — 2019. — . — Vol. 123, no. 14. — Pp. 8813–8817.
83. *Shkoldin V. A. et al.* Influence of Au surface properties on photon emission from localized metal-insulator-metal tunnel contact // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2018. — . — Vol. 1124, no. 4. — P. 041018.
84. *Vdovin E. E. et al.* Inelastic resonant tunnelling through adjacent localised electronic states in van der Waals heterostructures // *npj 2D Materials and Applications*. — 2025. — . — Vol. 9, no. 7. — P. 7.
85. *Kishen Saurabh et al.* Tunable directional emission from electrically driven nano-strip metal–insulator–metal tunnel junctions // *Nanoscale Advances*. — 2022. — . — Vol. 4, no. 17. — Pp. 3609–3616.
86. *Radulescu Andreea et al.* Geometric control over surface plasmon polariton out-coupling pathways in metal-insulator-metal tunnel junctions // *Optics Express*. — 2021. — . — Vol. 29, no. 8. — Pp. 11987–12000.
87. *Huang Baohu et al.* Plasmonic-enhanced light emission from a waveguide-integrated tunnel junction // *JOSA B*. — 2020. — . — Vol. 37, no. 7. — Pp. 2171–2178.

88. *Uskov Alexander V. et al.* Excitation of plasmonic nanoantennas by nonresonant and resonant electron tunnelling // *Nanoscale*. — 2016. — . — Vol. 8, no. 30. — Pp. 14573–14579.
89. *Dvoretckiaia L. N. et al.* Effect of metallic nanoantennas on the efficiency of the surface plasmon-polariton generation via excitation of electromagnetic waves in a tunnel junction // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2018. — . — Vol. 1124, no. 7. — P. 071023.
90. *Соломонов Н.А.* Программный модуль «Автоматизированная обработка мультиканальных экспериментальных данных сканирующей туннельной микроскопии». — Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ. — 2024. — Российская Федерация. № RU 2024689995.
91. *Binnig G. et al.* Surface Studies by Scanning Tunneling Microscopy // *Physical Review Letters*. — 1982. — . — Vol. 49, no. 1. — Pp. 57–61.
92. *Eigler D. M. et al.* Positioning single atoms with a scanning tunnelling microscope // *Nature*. — 1990. — . — Vol. 344. — Pp. 524–526.
93. *Feenstra R. M. et al.* Tunneling spectroscopy of the Si(111)2 × 1 surface // *Surface Science*. — 1987. — .
94. *Keizer J. G. et al.* Simple and efficient scanning tunneling luminescence detection at low-temperature // *Review of Scientific Instruments*. — 2009. — . — Vol. 80, no. 12. — P. 123704.
95. *Hapala Prokop et al.* Origin of High-Resolution IETS-STM Images of Organic Molecules with Functionalized Tips // *Physical Review Letters*. — 2014. — . — Vol. 113, no. 22. — P. 226101.
96. *Okabayashi Norio et al.* Inelastic Electron Tunneling Spectroscopy of an Alkanethiol Self-Assembled Monolayer Using Scanning Tunneling Microscopy // *Physical Review Letters*. — 2008. — . — Vol. 100, no. 21. — P. 217801.

97. *Lebedev Denis et al.* Indirect observation of the light emission in the tunnel junction with metal nanodisk // *AIP Conference Proceedings*. — 2020. — . — Vol. 2300, no. 1. — P. 020080.
98. *Shkoldin V. A. et al.* Investigation of the light emission in the local tunnel junction and its dependence on the contact surface morphology // *Journal of Physics: Conference Series*. — 2019. — . — Vol. 1199, no. 1. — P. 012005.
99. *Ushioda S.* Scanning tunneling microscope (STM) light emission spectroscopy of surface nanostructures // *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*. — 2000. — . — Vol. 109, no. 1. — Pp. 169–181.
100. *ID Quantique*. ID120 Visible Single-Photon Detector [Электронный ресурс], ID Quantique. — 2025. — URL: <https://www.idquantique.com/quantum-detection-systems/products/id120-visible-single-photon-detector/>. Дата обращения: 12.02.2025.
101. PDM-IR [Электронный ресурс], Micro Photon Devices. — 2025. — URL: <https://mpd-google.com/micro-photon-devices.com/products/single-pixels/pdm-ir>. Дата обращения: 12.02.2025.
102. *Rogobete Lavinia et al.* Design of plasmonic nanoantennae for enhancing spontaneous emission // *Optics Letters*. — 2007. — . — Vol. 32, no. 12. — Pp. 1623–1625.
103. *Guo Baoshan et al.* Ultrafast dynamics observation during femtosecond laser-material interaction // *International Journal of Extreme Manufacturing*. — 2019. — . — Vol. 1, no. 3. — P. 032004.
104. *Raillard B. et al.* Ablation effects of femtosecond laser functionalization on surfaces. — Buckingham, England, UK: Woodhead Publishing, 2015. — .
105. *Shin Sungkwon.* Review of high-precision femtosecond laser materials processing for fabricating microstructures: Effects of laser parameters on processing quality, ablation efficiency, and microhole shape // *Journal of Laser Applications*. — 2024. — . — Vol. 36, no. 4. — P. 041201.

106. *Pavlov D. et al.* 10-million-elements-per-second printing of infrared-resonant plasmonic arrays by multiplexed laser pulses // *Optics Letters*. — 2019. — . — Vol. 44, no. 2. — Pp. 283–286.
107. *Wang Xuewen et al.* Single-Step Laser Plasmonic Coloration of Metal Films // *ACS Applied Materials & Interfaces*. — 2018. — . — Vol. 10, no. 1. — Pp. 1422–1427.
108. *Stankevičius Evaldas et al.* Direct Laser Writing for the Formation of Large-Scale Gold Microbumps Arrays Generating Hybrid Lattice Plasmon Polaritons in Vis–NIR Range (Advanced Optical Materials 12/2021) // *Advanced Optical Materials*. — 2021. — . — Vol. 9, no. 12. — P. 2170044.
109. *Kudryashov S. I. et al.* Symmetry-wise nanopatterning and plasmonic excitation of ring-like gold nanoholes by structured femtosecond laser pulses with different polarizations // *Optics Letters*. — 2019. — . — Vol. 44, no. 5. — Pp. 1129–1132.
110. *Kuchmizhak A. A. et al.* Multi-beam pulsed-laser patterning of plasmonic films using broadband diffractive optical elements // *Optics Letters*. — 2017. — . — Vol. 42, no. 14. — Pp. 2838–2841.
111. *Pavlov D. et al.* Direct laser printing of tunable IR resonant nanoantenna arrays // *Applied Surface Science*. — 2019. — . — Vol. 469. — Pp. 514–520.
112. ANT130XY Series XY Nanopositioning Stages [Электронный ресурс], Aerotech. — 2025. — URL: <https://www.aerotech.com/product/ant130xy-series-two-axis-xy-direct-drive-nanopositioning-stages/>. Дата обращения: 18.05.2025.
113. *Pavlov Dmitrii et al.* Tuning Collective Plasmon Resonances of Femtosecond Laser-Printed Metasurface // *Materials*. — 2022. — . — Vol. 15, no. 5.
114. *Kalathingal Vijith et al.* Scanning tunnelling microscope light emission: Finite temperature current noise and over cut-off emission // *Scientific Reports*. — 2017. — . — Vol. 7, no. 3530. — P. 3530.

115. *Hoffmann G. et al.* Influence of tip geometry in light emission from the scanning tunnelling microscope // *Surface Science*. — 2001. — . — Vol. 482-485. — Pp. 1159–1162.
116. *Savitzky Abraham. et al.* Smoothing and Differentiation of Data by Simplified Least Squares Procedures. // *Anal. Chem.* — 1964. — . — Vol. 36, no. 8. — Pp. 1627–1639.
117. *Meguro Kazuyuki et al.* Origin of multiple peaks in the light emission spectra of a Au(111) surface induced by the scanning tunneling microscope // *Physical Review B*. — 2002. — . — Vol. 65, no. 16. — P. 165405.
118. *Román Ricardo Javier Peña et al.* Tunneling-current-induced local excitonic luminescence in p-doped WSe2 monolayers // *Nanoscale*. — 2020. — . — Vol. 12, no. 25. — Pp. 13460–13470.
119. *Simmons John G.* Generalized Formula for the Electric Tunnel Effect between Similar Electrodes Separated by a Thin Insulating Film // *Journal of Applied Physics*. — 1963. — . — Vol. 34, no. 6. — Pp. 1793–1803.
120. *Barettin Daniele et al.* Model of a GaAs Quantum Dot in a Direct Band Gap AlGaAs Wurtzite Nanowire // *Nanomaterials*. — 2023. — . — Vol. 13, no. 11.
121. *Raman Srinivasan et al.* Advances in silicon nanowire applications in energy generation, storage, sensing, and electronics: a review // *Nanotechnology*. — 2023. — . — Vol. 34, no. 18. — P. 182001.
122. *Han Yu et al.* InGaAs/InP quantum wires grown on silicon with adjustable emission wavelength at telecom bands // *Nanotechnology*. — 2018. — . — Vol. 29, no. 22. — P. 225601.
123. *Fedorov V. V. et al.* Formation of wurtzite sections in self-catalyzed GaP nanowires by droplet consumption // *Nanotechnology*. — 2021. — . — Vol. 32, no. 49. — P. 495601.

124. *Lewis Ryan B. et al.* Self-Assembly of InAs Nanostructures on the Sidewalls of GaAs Nanowires Directed by a Bi Surfactant // *Nano Letters*. — 2017. — . — Vol. 17, no. 7. — Pp. 4255–4260.
125. *Kuznetsov Alexey et al.* Elastic Gallium Phosphide Nanowire Optical Waveguides-Versatile Subwavelength Platform for Integrated Photonics // *Small (Weinheim an Der Bergstrasse, Germany)*. — 2023. — . — Vol. 19, no. 28. — P. e2301660.
126. *Kimura S. et al.* InP nanowire light-emitting diodes with different pn-junction structures // *Nanotechnology*. — 2022. — . — Vol. 33, no. 30. — P. 305204.
127. *Shugurov K. Yu et al.* Extremely high frequency Schottky diodes based on single GaN nanowires // *Nanotechnology*. — 2023. — . — Vol. 34, no. 24. — P. .
128. *Kluczyk-Korch K. et al.* Optical design of InGaN/GaN nanoLED arrays on a chip: toward: highly resolved illumination // *Nanotechnology*. — 2021. — . — Vol. 32, no. 10. — P. 105203.
129. *Saket Omar et al.* Nanoscale electrical analyses of axial-junction GaAsP nanowires for solar cell applications // *Nanotechnology*. — 2020. — . — Vol. 31, no. 14. — P. 145708.
130. *Sharov Vladislav A. et al.* Nanoscale Electric Field Probing in a Single Nanowire with Raman Spectroscopy and Elastic Strain // *Nano Letters*. — 2022. — . — Vol. 22, no. 23. — Pp. 9523–9528.
131. *Gridchin Vladislav O. et al.* Multi-colour light emission from InGaN nanowires monolithically grown on Si substrate by MBE // *Nanotechnology*. — 2021. — . — Vol. 32, no. 33. — P. .
132. *Chang Jin et al.* Nanowire-based integrated photonics for quantum information and quantum sensing // *Nanophotonics (Berlin, Germany)*. — 2023. — . — Vol. 12, no. 3. — Pp. 339–358.

133. *Mnaymneh Khaled et al.* On-Chip Integration of Single Photon Sources via Evanescent Coupling of Tapered Nanowires to SiN Waveguides // *Advanced Quantum Technologies*. — 2020. — . — Vol. 3, no. 2. — P. 1900021.
134. *Kochetkov F. M. et al.* Fabrication and electrical study of large area free-standing membrane with embedded GaP NWs for flexible devices // *Nanotechnology*. — 2020. — . — Vol. 31, no. 46. — P. 46LT01.
135. *Zandvliet Harold J. W. et al.* Scanning tunneling spectroscopy // *Annual Review of Analytical Chemistry (Palo Alto, Calif.)*. — 2009. — Vol. 2:37-55., no. . — P. Annu.
136. *Lebedev Denis V. et al.* Scanning Tunneling Microscopy-Induced Light Emission and I(V) Study of Optical Near-Field Properties of Single Plasmonic Nanoantennas // *Journal of Physical Chemistry Letters*. — 2021. — . — Vol. 12, no. 1. — Pp. 501–507.
137. *Katsumi Ryota et al.* In situ wavelength tuning of quantum-dot single-photon sources integrated on a CMOS-processed silicon waveguide // *Applied Physics Letters*. — 2020. — . — Vol. 116, no. 4. — P. 041103.
138. *Kern Johannes et al.* Electrically driven optical antennas // *Nature Photonics*. — 2015. — . — Vol. 9. — Pp. 582–586.
139. *Aladyshkin A. Yu.* Quantum-well and modified image-potential states in thin Pb(111) films: an estimate for the local work function // *Journal of Physics: Condensed Matter*. — 2020. — . — Vol. 32, no. 43. — P. 435001.
140. *Persson Olof et al.* Scanning Tunneling Spectroscopy on InAs–GaSb Esaki Diode Nanowire Devices during Operation // *Nano Letters*. — 2015. — . — Vol. 15, no. 6. — Pp. 3684–3691.
141. *Liu Yi et al.* Self-selective formation of ordered 1D and 2D GaBi structures on wurtzite GaAs nanowire surfaces // *Nature Communications*. — 2021. — . — Vol. 12, no. 1. — P. 5990.

142. *Xu T. et al.* Type I band alignment in GaAs₈₁Sb₁₉/GaAs core-shell nanowires // *Applied Physics Letters*. — 2015. — . — Vol. 107, no. 11. — P. 112102.
143. *Liao Gaohua et al.* Electronic Structures of Free-Standing Nanowires made from Indirect Bandgap Semiconductor Gallium Phosphide // *Scientific Reports*. — 2016. — . — Vol. 6, no. 28240. — P. 28240.
144. *dos Santos Cláudia Lange et al.* Band folding, strain, confinement, and surface relaxation effects on the electronic structure of GaAs and GaP: from bulk to nanowires // *European Physical Journal B*. — 2019. — . — Vol. 92, no. 9. — P. 191.
145. *Ali Utku Emre et al.* A Universal Pick-and-Place Assembly for Nanowires // *Small*. — 2022. — . — Vol. 18, no. 38. — P. 2201968.
146. *Moreno-Moreno Miriam et al.* AFM Manipulation of Gold Nanowires To Build Electrical Circuits // *Nano Letters*. — 2019. — . — Vol. 19, no. 8. — Pp. 5459–5468.
147. *Wang Yilin et al.* Electrical characterization of an individual nanowire using flexible nanoprobe fabricated by atomic force microscopy-based manipulation // *Nanotechnol. Precis. Eng.* — 2023. — . — Vol. 6, no. 4.
148. *Guilhabert Benoit et al.* Transfer Printing of Semiconductor Nanowires with Lasing Emission for Controllable Nanophotonic Device Fabrication // *ACS Nano*. — 2016. — . — Vol. 10, no. 4. — Pp. 3951–3958.
149. *Snashall Kaspar et al.* Flow-assisted Dielectrophoresis: A Low Cost Method for the Fabrication of High Performance Solution-processable Nanowire Devices // *J. Vis. Exp.* — 2017. — . — Vol. 130. — P. :56408.
150. *Shmakov Stanislav V. et al.* Cells have the ability to break and chemically modify GaP(As) nanowires // *Nanoscale*. — 2024. — . — Vol. 16, no. 44. — Pp. 20752–20764.

151. *Fedorov V. V. et al.* Self-Catalyzed MBE-Grown GaP Nanowires on Si(111): V/III Ratio Effects on the Morphology and Crystal Phase Switching // *Semiconductors*. — 2018. — . — Vol. 52, no. 16. — Pp. 2092–2095.
152. *Sharov Vladislav et al.* Highly-doped MBE-grown GaP nanowires: Synthesis, electrical study and modeling // *Scr. Mater.* — 2024. — . — Vol. 248. — P. 116128.
153. *Kumar Bhaskar Umesh et al.* Surface states and conductivity of silicon nano-wires // *J. Appl. Phys.* — 2013. — . — Vol. 113, no. 13. — P. 134502.
154. *Speckbacher Maximilian et al.* Direct Measurements of Fermi Level Pinning at the Surface of Intrinsically n-Type InGaAs Nanowires // *Nano Lett.* — 2016. — . — Vol. 16, no. 8. — Pp. 5135–5142.
155. *Moosa Ahmed A. et al.* Graphene preparation and graphite exfoliation // *Turk. J. Chem.* — 2021. — . — Vol. 45, no. 3. — Pp. 493–519.
156. *Amadei Carlo A. et al.* Time dependent wettability of graphite upon ambient exposure: the role of water adsorption // *J. Chem. Phys.* — 2014. — . — Vol. 141, no. 8. — P. 084709.
157. *Dietrich Christof P. et al.* GaAs integrated quantum photonics: Towards compact and multi-functional quantum photonic integrated circuits // *Laser Photonics Rev.* — 2016. — . — Vol. 10, no. 6. — Pp. 870–894.
158. *Anikina Maria A. et al.* Numerical Study of GaP Nanowires: Individual and Coupled Optical Waveguides and Resonant Phenomena // *Nanomaterials (Basel)*. — 2022. — . — Vol. 13, no. 1. — P. 56.
159. ECLIPSE Ti Series, Nikon Instruments Inc. — 2025. — URL: <https://www.microscope.healthcare.nikon.com/products/inverted-microscopes/eclipse-ti-series> (online; accessed: 2025-02-19). [Электронный ресурс].
160. Blue Excitation Filter Sets, Nikon's MicroscopyU. — 2025. — URL: <https://www.microscopyu.com/techniques/fluorescence/nikon-fluorescence-filter-s>

- ets/blue-excitation-filter-sets/ (online; accessed: 2025-02-19). [Электронный ресурс].
161. S Plan Fluor ELWD Series, Nikon Instruments Inc. — 2025. — URL: <https://www.microscope.healthcare.nikon.com/products/optics/s-plan-fluor-elwd-series> (online; accessed: 2025-05-19). [Электронный ресурс].
 162. *Assali S. et al.* Direct band gap wurtzite gallium phosphide nanowires // *Nano Lett.* — 2013. — . — Vol. 13, no. 4. — Pp. 1559–1563.
 163. *Assali S. et al.* Optical study of the band structure of wurtzite GaP nanowires // *J. Appl. Phys.* — 2016. — . — Vol. 120, no. 4. — P. 044304.
 164. *Halder Nripendra N. et al.* Growth of large diameter pure phase wurtzite GaP nanowires by a two-step axial-radial growth approach // *Appl. Phys. Lett.* — 2018. — . — Vol. 112, no. 13. — P. 133107.
 165. *da Silva Bruno César et al.* Wurtzite Gallium Phosphide via Chemical Beam Epitaxy: Impurity-Related Luminescence vs Growth Conditions // *ACS Omega.* — 2022. — . — Vol. 7, no. 48. — Pp. 44199–44206.
 166. *Dean P. J., Ilegems M.* The optical properties of Be-, Mg- and Zn-diffused gallium phosphide // *Journal of Luminescence.* — 1971. — Vol. 4, no. 3. — Pp. 201–230.
 167. *Lorenz M. R. et al.* Luminescence from GaP containing Silicon // *J. Appl. Phys.* — 1967. — . — Vol. 38, no. 1. — Pp. 61–63.
 168. *Johnson P. B. et al.* Optical constants of transition metals: Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, and Pd // *Phys. Rev. B.* — 1974. — . — Vol. 9, no. 12. — Pp. 5056–5070.
 169. *Malitson I. H.* Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica*,† // *JOSA.* — 1965. — . — Vol. 55, no. 10. — Pp. 1205–1209.
 170. *da Silva Bruno C. et al.* Optical Absorption Exhibits Pseudo-Direct Band Gap of Wurtzite Gallium Phosphide // *Sci. Rep.* — 2020. — . — Vol. 10, no. 7904. — P. 7904.

171. *Glas Frank et al.* Why Does Wurtzite Form in Nanowires of III-V Zinc Blende Semiconductors? // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — . — Vol. 99, no. 14. — P. 146101.
172. Bruker APEX II CCD, Chemical Instrumentation Facility. — 2025. — URL: <https://www.cif.iastate.edu/x-ray/apexii> (online; accessed: 2025-05-19). [Электронный ресурс].
173. *Koval Olga Yu et al.* XRD Evaluation of Wurtzite Phase in MBE Grown Self-Catalyzed GaP Nanowires // *Nanomaterials (Basel)*. — 2021. — . — Vol. 11, no. 4. — P. 960.
174. *Parzefall Markus et al.* Antenna-Coupled Tunnel Junctions // *Quantum Plasmonics*. — Cham, Switzerland: Springer, 2016. — . — Pp. 211–236.
175. *Lebedev Denis V. et al.* Nanoscale Electrically Driven Light Source Based on Hybrid Semiconductor/Metal Nanoantenna // *J. Phys. Chem. Lett.* — 2022. — . — Vol. 13, no. 20. — Pp. 4612–4620.
176. *Belabbes Abderrezak et al.* Forbidden Band-Edge Excitons of Wurtzite-GaP: A Theoretical View // *Phys. Status Solidi B*. — 2019. — . — Vol. 256, no. 2. — P. 1800238.
177. *Kuznetsov Alexey et al.* Self-assembled photonic structure: a Ga optical antenna on GaP nanowires // *Nanoscale*. — 2023. — . — Vol. 15, no. 5. — Pp. 2332–2339.
178. *Yamashita D. et al.* Waveguide coupled cavity-enhanced light emission from individual carbon nanotubes // *APL Photonics*. — 2021. — . — Vol. 6, no. 3.
179. *Ovvyan Anna P. et al.* An electroluminescent and tunable cavity-enhanced carbon-nanotube-emitter in the telecom band // *Nat. Commun.* — 2023. — . — Vol. 14, no. 1. — P. 3933.
180. *Luo Yue et al.* Purcell-enhanced quantum yield from carbon nanotube excitons coupled to plasmonic nanocavities // *Nat. Commun.* — 2017. — . — Vol. 8, no. 1. — P. 1413.

181. *Liu Lufang et al.* Waveguide-Integrated Light-Emitting Metal-Insulator-Graphene Tunnel Junctions // *Nano Lett.* — 2023. — . — Vol. 23, no. 9. — Pp. 3731–3738.
182. *Radulescu Andreea et al.* Coherence Between Different Propagating Surface Plasmon Polariton Modes Excited by Quantum Mechanical Tunnel Junctions // *Adv. Opt. Mater.* — 2022. — . — Vol. 10, no. 3. — P. 2101804.
183. *Wang Fangwei et al.* CMOS-Compatible Electronic–Plasmonic Transducers Based on Plasmonic Tunnel Junctions and Schottky Diodes // *Small.* — 2022. — . — Vol. 18, no. 1. — P. 2105684.