

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

На правах рукописи



Мельниченко Иван Алексеевич

ВЛИЯНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЯВЛЕНИЙ И ДИНАМИКИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА
ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОДИСКОВЫХ ЛАЗЕРОВ С КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ
АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ НА ОСНОВЕ InGaAs/GaAs

1.3.11. Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
д.ф.-м.н. Крыжановская Наталья Владимировна

Санкт-Петербург

2026

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1. Обзор литературных источников	13
1.1. Полупроводниковые микродисковые лазеры на основе мод шепчущей галереи	13
1.2. Активная область полупроводниковых микродисковых лазеров	18
1.3. Пассивация поверхности полупроводниковых приборов	21
Заключение по главе 1	25
ГЛАВА 2. Методы экспериментального исследования	27
2.1. Методы молекулярно-пучковой и металлорганической газофазной эпитаксии	27
2.2. Методы оптической характеристики.....	29
2.2.1. Метод оптического стробирования для время-разрешенной спектроскопии фотolumинесценции	29
2.2.2. Спектроскопия фотolumинесценции	32
2.2.3. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия.	33
2.2.4. Спектроскопия электролюминесценции.....	34
2.3. Методы осаждения пассивирующих слоев	34
2.3.1. Атомно-слоевое осаждение	34
2.3.2. Золь-гель технология	35
Заключение по 2 главе	36
ГЛАВА 3. Исследование кинетики время-разрешённой фотolumинесценции в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми яма-точками InGaAs/GaAs	38
3.1. Исследование время-разрешенной динамики фотolumинесценции эпитаксиальных структур с квантовыми яма-точками InGaAs/GaAs.....	38
Заключение по 3 главе	54
ГЛАВА 4. Скорость поверхностной рекомбинации и диффузионной длины носителей заряда в мезаструктурах с КЯТ InGaAs/GaAs и методы пассивации поверхности мезаструктур.....	56
4.1. Исследование скорости поверхностной рекомбинации для цилиндрических мезаструктур с активной областью на основе КЯТ InGaAs/GaAs	57

4.2. Исследование влияния пассивации поверхности на мезоструктуры и микролазеры на основе GaAs с квантоворазмерными слоями InGaAs	65
4.2.1. Влияние пассивации слоями Al_2O_3 с помощью атомно-слоевого осаждения на оптические характеристики мезоструктур с КЯ InGaAs/GaAs	66
4.2.2. Влияние пассивации с помощью золь-гель осаждения SiO_2 на оптические характеристики мезоструктур с КЯ InGaAs и КЯТ InGaAs/GaAs	71
4.3. Исследования пассивации микролазеров с активной областью на основе КЯ InGaAsN/GaAs с помощью метода золь-гель осаждения слоев SiO_2	77
4.3.1. Влияние золь-гель SiO_2 пассивации на оптические свойства микролазеров с КЯ InGaAsN/GaAs с оптической накачкой	78
4.3.2. Влияние золь-гель SiO_2 пассивации на свойства микролазеров с КЯ InGaAsN/GaAs с инжекционной накачкой	80
Заключение по 4 главе	83
ГЛАВА 5. Исследование факторов, определяющих азимутальный и радиальный порядок лазерной МШГ в МДЛ; использование МДЛ в качестве оптического сенсора локального изменения показателя преломления окружающей среды	86
5.1. Факторы, определяющие азимутальный и радиальный порядок лазерной моды в МШГ резонаторах	87
5.1.1. Ограничение модового усиления для МШГ с малым радиальным порядком ..	87
5.1.2 Исследования факторов, определяющих порядок лазерной МШГ с помощью методики СБОМ	94
5.2. Исследование чувствительности латеральной поверхности МДЛ к изменению показателя преломления	101
Заклучение по 5 главе.	107
Заклучение	109
Список сокращений и условных обозначений	112
Список литературы	113

ВВЕДЕНИЕ

Рост требований к скорости и энергоэффективности обработки и передачи информации в современных электронных системах приводит к необходимости поиска альтернатив традиционным электрическим межсоединениям. Передача данных с использованием электрических сигналов ограничена ростом тепловых потерь, паразитными ёмкостями и сопротивлениями, а также увеличением энергопотребления при масштабировании интегральных схем. В этой связи технологии оптической передачи данных рассматриваются как эффективная альтернатива, обеспечивающая высокую пропускную способность, низкие потери и возможность интеграции в составе фотонных платформ.

Ключевым элементом интегральных фотонных систем являются компактные источники когерентного излучения. Перспективным классом таких источников являются полупроводниковые микрорезонаторы аксиальной симметрии — микродиски, микрокольца и другие структуры, в которых реализуется эффективное ограничение электромагнитного поля в трех измерениях, что позволяет поддерживать высокодобротные моды шепчущей галереи (МШГ). Основными преимуществами таких микрорезонаторов являются их компактность (диаметр в диапазоне нескольких микрон), высокая добротность (порядка 10^5 – 10^6) и возможность эффективного латерального вывода света. При этом полупроводниковые аксиальные микролазеры на основе материалов группы A_3B_5 представляют собой особенно перспективную платформу благодаря хорошо разработанной технологии их выращивания и пост-ростовой обработки. Среди ключевых преимуществ МШГ-микролазеров на основе A_3B_5 можно выделить простоту эпитаксиального синтеза, аналогичную росту традиционных лазеров с резонатором Фабри-Перо, возможность эффективного управления составом и размерами активной области, открывающие широкие возможности управления профилями запрещенной зоны и показателя преломления, а также формирования наноструктур различного типа.

При уменьшении размеров микрорезонаторов существенно возрастает вклад поверхностных эффектов. В микродисковых лазерах и других структурах, изготавливаемых с использованием травления полупроводникового материала, боковые стенки формируют дополнительные каналы безызлучательной рекомбинации. В сочетании с латеральным транспортом носителей заряда это приводит к потерям носителей заряда вблизи периферии резонатора, вызывая изменение характеристик МШГ и рост порогового тока. Это особенно важно в силу того, что для идеального резонатора лазерная генерация реализуется для МШГ, у которых максимум интенсивности электромагнитного поля сосредоточен в узкой области у латеральной стенки резонатора. Поэтому обеднение поверхности носителями заряда обуславливает изменение лазерной моды и сдвиг резонанса «вглубь» резонатора, ближе к его центральной

части. Таким образом, поверхность может существенно влиять на порядок (номер) лазерной МШГ.

Кроме того, взаимодействие МШГ с подложкой может приводить к дополнительным потерям вследствие утекания излучения.

Выбор активной области существенно определяет чувствительность структуры к безызлучательной рекомбинации. Широко используемые квантовые точки (КТ) InAs/GaAs или InAs/InGaAs обладают высокой степенью локализации носителей заряда, что снижает влияние поверхностных состояний. Использование КТ позволяет существенно ограничить обеднение носителями заряда латеральной поверхности вследствие существенной локализации носителей внутри КТ. В этом случае боковая поверхность МДЛ остается чувствительной к локальному изменению показателя преломления. Эванесцентный характер электромагнитного поля лазерной МШГ вблизи боковой поверхности МДЛ приводит к перекрытию с окружающей средой, благодаря чему резонатор оказывается чувствительным к изменению показателя преломления окружающей его среды. Это обстоятельство открывает возможность использования микролазеров с МШГ в качестве компактных и высокочувствительных оптических сенсоров.

Однако такие КТ, формируемые по механизму Странского-Крастанова, характеризуются сравнительно низкой поверхностной плотностью и ограниченным материальным усилением, что требует складирования большого числа слоёв для достижения необходимого уровня модового усиления и выходной мощности. Это усложняет эпитаксиальный рост и повышает требования к контролю толщин и состава слоёв. В этой связи альтернативной квантоворазмерной областью являются высокоплотные массивы InGaAs/GaAs КТ, формируемых при росте методом МОГФЭ на разориентированных подложках GaAs (001) без реализации классического механизма Странски–Крастанова. Их формирование связано с локальным утолщением слоя InGaAs в области ступеней подложки и перераспределением индия вследствие миграции адатомов, что приводит к образованию высокоплотных островковых структур, промежуточных по свойствам между квантовыми ямами (КЯ) и КТ. Преимущества таких наноструктур обсуждаются в литературе на протяжении нескольких последних лет [1–6], они включают в себя возможность складирования более 5 слоев без существенного увеличения дефектности структуры и существенное увеличение материального усиления по сравнению с КТ InAs/InGaAs. Такие плотные массивы КТ часто называют в литературе наноструктуры гибридной размерности или квантовые ямы-точки (КЯТ), поскольку они сочетают в себе некоторые свойства как классических КТ (трехмерную локализацию носителей заряда), так и КЯ (высокое оптическое усиление). Микродисковые лазеры (МДЛ) на основе КЯТ демонстрируют высокие значения выходной мощности и хорошую температурную стабильность [5]. В то же время степень локализации носителей в КЯТ ниже, чем в КТ InAs/InGaAs, что может повышать

чувствительность данных структур к поверхностной безызлучательной рекомбинации. Несмотря на активное развитие оптоэлектронных приборов на основе КЯТ InGaAs/GaAs, систематические исследования динамики время-разрешённой фотолюминесценции, включая времена захвата носителей на квантоворазмерные состояния КЯТ и времена спада интенсивности излучения в объёмных и мезаструктурах, в литературе практически отсутствуют. Другой альтернативной является использование КЯ InGaAsN/GaAs в качестве активной области микродисковых лазеров [7,8]. Торцевые лазеры, реализованные на основе КЯ InGaAsN/GaAs обеспечивают возможность лазерной генерации в широком спектральном диапазоне от 1,1 до 1,6 мкм. Однако, в случае использования КЯ InGaAsN/GaAs остается проблема слабой локализации носителей заряда внутри КЯ и, как следствие, высокий темп паразитной поверхностной рекомбинации.

Таким образом, **целью диссертационной работы** является определение влияния поверхностных явлений и динамики носителей заряда на характеристики микродисковых лазеров с квантовыми ямами-точками и другими типами квантоворазмерной активной области на основе материалов АЗВ5.

Для достижения данной цели в рамках диссертации были поставлены и решены следующие **основные задачи**:

1. Исследовать кинетику время-разрешённой фотолюминесценции гетероструктур с КЯТ InGaAs/GaAs в диапазоне температур 10-300 К и определить времена жизни и захвата носителей заряда в эпитаксиальной структуре.
2. Определить скорость поверхностной рекомбинации на боковой поверхности микрорезонатора и длину латеральной диффузии в КЯТ InGaAs/GaAs на основе сопоставления экспериментальных данных и численного моделирования люминесцентных характеристик мезаструктур диаметром от 1,25 до 19 мкм.
3. Исследовать влияние пассивации поверхности методами атомно-слоевого осаждения и золь-гель технологии на оптические и лазерные характеристики мезаструктур с различным типом активной области (КТ, КЯТ, КЯ) и микродисковых лазеров (МДЛ) с КЯ InGaAsN/GaAs.
4. Исследовать влияние обеднения приповерхностной области и утекания мод в подложку на азимутальный и радиальный порядок лазерной МШГ в МДЛ с активной областью на основе КЯТ InGaAs/GaAs.
5. Исследовать работу МДЛ с КТ InAs/InGaAs/GaAs в качестве сенсоров изменения показателя преломления окружающей среды.

Научная новизна работы

1. Впервые исследованы фундаментальные временные характеристики гетероструктур с КЯТ InGaAs/GaAs методом время-разрешённой спектроскопии ФЛ с ап-конверсией; определены

времена нарастания и спада ФЛ в диапазоне температур 10-300 К для эпитаксиальной гетероструктуры с одиночным слоем КЯТ InGaAs/GaAs.

2. На основе совместного анализа экспериментальных зависимостей интегральной интенсивности ФЛ и времени спада ФЛ от диаметра мезоструктур впервые получено аналитическое выражение для определения скорости поверхностной рекомбинации на латеральных стенках мезоструктур. Определены значения скорости поверхностной рекомбинации, длины диффузии и коэффициента диффузии для структур с КЯТ InGaAs/GaAs.

3. Впервые экспериментально исследована эффективность пассивации мезоструктур диаметром от 1,25 до 19 мкм с активной областью на основе КТ InAs/InGaAs, КЯТ InGaAs/GaAs и КЯ InGaAs/GaAs методами атомно-слоевого осаждения Al_2O_3 и золь-гель технологии SiO_2 .

4. Впервые реализована пассивация МДЛ с активной областью на основе КЯ InGaAsN/GaAs методом золь-гель осаждения SiO_2 .

5. Впервые численно исследовано влияние обеднения носителей в приповерхностном слое, обусловленного поверхностной рекомбинацией, на азимутальный и радиальный порядок лазерных МШГ в МДЛ.

6. Впервые экспериментально получены распределения интенсивности лазерных МШГ в подложке GaAs вблизи МДЛ с активной областью КЯТ InGaAs/GaAs методом сканирующей ближнепольной оптической микроскопии. Численно определён фактор модового усиления для высоких радиальных порядков МШГ и показано его ограничение вследствие утекания излучения в подложку.

7. Впервые продемонстрирована чувствительность МДЛ с активной областью на основе КТ InAs/InGaAs к изменению показателя преломления водных растворов NaCl и глюкозы.

Теоретическая и практическая значимость работы

1. Теоретически обоснован и экспериментально апробирован подход к определению скорости поверхностной рекомбинации и параметров диффузии носителей заряда, который может быть использован для количественной оценки потерь, связанных с безызлучательной рекомбинацией в мезоструктурах различной геометрии.

2. Экспериментально апробирован метод пассивации поверхности МДЛ с помощью золь-гель метода. Для мезоструктур с КЯ InGaAs/GaAs диаметром 1,25 мкм, пассивированных методом золь-гель SiO_2 , продемонстрировано увеличение интегральной интенсивности ФЛ до 50 раз.

3. Продemonстрировано, что пассивация SiO_2 методом золь-гель позволяет получить лазерную генерацию в МДЛ с КЯ InGaAsN/GaAs с оптической накачкой при комнатной

температуре, а также снизить более чем в 2 раза порог лазерной генерации для МДЛ с инжекционной накачкой.

4. Апробирована методика визуализации утекания оптической моды МДЛ в подложку посредством сканирования латеральной области МДЛ диаметром 50 мкм с КЯТ InGaAs/GaAs, а также скола поверхности подложки рядом с МДЛ с помощью сканирующей ближнепольной оптической микроскопии.

5. С использованием модельных представлений, вычислено значение модового усиления для МШГ различных радиальных порядков и показано, что радиальный порядок МШГ, через которую происходит генерация, определяется совместным влиянием утекания моды в подложку, ограничивающей генерацию мод высоких радиальных порядков, и снижения концентрации носителей заряда в приповерхностной области, подавляющей возможность лазерной генерации МШГ малых радиальных порядков. Расчётные значения согласуются с экспериментальными данными по распределению интенсивности в дальнем поле и межмодовому расстоянию.

6. Показано, что степень чувствительности микродисковых лазеров на основе материалов АЗВ5 к поверхностной безызлучательной рекомбинации снижается по мере уменьшения квантовой размерности активной области: наибольшая чувствительность характерна для квантовых ям (2D), наименьшая – для квантовых точек (0D), формируемых по механизму Странского-Крастанова; квантовые ямы-точки проявляют промежуточную степень чувствительности, что согласуется с гибридным (2D/0D) характером их размерности.

7. Показана чувствительность МДЛ к изменению показателя преломления окружающей среды, что подтверждает возможность их использования в качестве компактных рефрактометрических сенсоров. Максимальная чувствительность составила 9,4 нм/RIU.

Методология и методы исследования

1. Молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ) и МОГФЭ: рост полупроводниковых структур с КЯТ InGaAs/GaAs, с КТ InAs/InGaAs, а также КЯ InGaAs/GaAs и InGaAsN/GaAs состава.

2. Методы оптической диагностики: метод время-разрешенной спектроскопии фотолюминесценции с ап-конверсией, спектроскопия фотолюминесценции и электролюминесценции, сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия.

3. Методы формирования микролазеров: жидкостное травление и плазмохимическое травление.

3. Методы формирования пассивирующих слоев: осаждения пассивирующих слоев с помощью атомно-слоевого осаждения и золь-гель технологии.

Положения, выносимые на защиту

1. Время захвата носителей заряда в квантовые яма-точки $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x=0,35-0,45$) из состояний матрицы GaAs не превышает 10 пс при температуре 300 К; время спада фотолуминесценции на основном переходе при температуре 10 К определяется излучательным временем и составляет 0,7 нс, а с увеличением температуры до комнатной возрастает до 4,5 нс вследствие выброса носителей заряда в матрицу GaAs.
2. По характеристикам латерального транспорта структуры с квантовыми яма-точками $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x=0,35-0,45$) занимают промежуточное положение между структурами с квантовыми ямами $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ ($x=0,15-0,25$) и структурами с квантовыми точками InAs/GaAs : при комнатной температуре скорость поверхностной рекомбинации носителей составляет 3×10^4 см/с, длина амбиполярной диффузии носителей заряда в плоскости слоя квантовых яма-точек 1,3 мкм.
3. В инжекционных дисковых микролазерах на основе квантовых яма-точек $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ ($x=0,35-0,45$) факторами, определяющими порядок лазерной моды шепчущей галереи, являются поверхностная рекомбинация носителей, ограничивающая генерацию мод низких радиальных порядков, и утеkanie электромагнитного поля в подложку, ограничивающее генерацию мод высоких радиальных порядков.

Достоверность полученных результатов

Достоверность полученных результатов обеспечивается корректной постановкой задач, использованием современных и обоснованных экспериментальных методов, внутренней непротиворечивостью полученных результатов, их согласием с известными модельными представлениями и выполненными расчетами, подтверждается публикациями в рецензируемых научных изданиях. Воспроизводимость данных при повторно проводимых измерениях и внутренняя согласованность результатов также подтверждают достоверность полученных результатов.

Апробация работы

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на семинарах федерального государственного бюджетного учреждения высшего образования и науки «Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет имени Ж.И. Алфёрова Российской академии наук», международной лаборатории квантовой оптоэлектроники Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», а также в докладах на международных школах, конференциях и симпозиумах:

1. «Генерация лазерного излучения микродисковых резонаторов в растворах NaCl и $C_6H_{12}O_6$ », 22-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 23-27 ноября 2020, г. Санкт-Петербург;
2. «Исследование фотолюминесценции InGaAs/GaAs квантовых ям-точек с временным разрешением методом ап-конверсии», международная конференция Физика.СПб, 17-21 октября 2022, г. Санкт-Петербург;
3. «Исследование пассивации мез с InGaAs/GaAs квантовой ямой с помощью Al_2O_3 слоев нанесенных методом атомно-слоевого осаждения», IX всероссийский молодежный научный форум «Open Science 2022», 16-18 ноября 2022, г. Гатчина;
4. «Пассивация мез с InGaAs/GaAs квантовой ямой с помощью Al_2O_3 слоев нанесенных методом атомно-слоевого осаждения», 65-я всероссийская научная конференция МФТИ, 3-8 апреля 2023, г. Москва;
5. «Optical studies of InGaAs/GaAs quantum well mesa structures treated with hydrogen H_2 plasma and passivated via Al_2O_3 layer», конференция с международным участием "Saint-Petersburg OPEN 2023", 23-26 мая 2023, г. Санкт-Петербург;
6. «Исследование пассивации меза-структур на основе GaAs с помощью водородной плазмы и осаждения слоя Al_2O_3 », российская конференция и школа молодых ученых по актуальным проблемам полупроводниковой фотоелектроники «Фотоника 2023», 4-8 сентября 2023, г. Новосибирск;
7. «Температурные зависимости фотолюминесценции InGaAs/GaAs квантовых ям-точек с временным разрешением», международная конференция Физика.СПб/2023, 23-27 октября 2023, г. Санкт-Петербург;
8. «Study of mode leakage into substrate in microdisk lasers», конференция с международным участием "Saint-Petersburg OPEN 2024", 14-17 мая 2024, г. Санкт-Петербург;
9. «Исследование влияния оптических потерь на моды в дисковых микролазерах с плотными массивами квантовых точек InGaAs/GaAs», международная конференция Физика.СПб/2024, 21-25 октября 2024, г. Санкт-Петербург;
10. «Optical studies of InGaAs/GaAs quantum well mesa structures treated with sol-gel SiO_2 layer», конференция с международным участием "Saint-Petersburg OPEN 2025", 19-23 мая 2025, г. Санкт-Петербург;
11. «Влияние золь-гель пассивации SiO_2 на оптические характеристики InGaAsN/GaAs микролазеров», 15-я Международная научно-техническая конференция "Квантовая электроника", 18–20 ноября 2025, г. Минск;

12. «Улучшение характеристик микродисковых лазеров при пассивации их поверхности SiO_2 слоем с помощью золь-гель технологии», 27-я Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике, 24 – 28 ноября 2025, г. Санкт-Петербург;

Список публикаций по теме диссертации

По теме диссертации опубликовано 8 работ в журналах, индексируемых в WoS и Scopus:

1. Крыжановская Н.В., Мельниченко И.А., Букатин А.С., Корнев А.А., Филатов Н.А., Щербак С.А., Липовский А.А., Драгунова А.С., Кулагина М.М., Лихачев А.И., Фетисова М.В., Редута И.В., Максимов М.В., Жуков А.Е. Исследование чувствительности микродискового лазера к изменению показателя преломления окружающей среды // Письма в Журнал технической физики. – 2022. – Т. 48. – №. 2. – С. 74-77.
2. Надточий, А. М., Мельниченко, И. А., Иванов, К. А., Минтаиров, С. А., Калюжный, Н. А., Максимов, М. В., Крыжановская Н.В., Жуков А.Е. Температурные зависимости излучательного и безызлучательного времени жизни носителей в квантовых яма-точках InGaAs. Физика и техника полупроводников. – 2022. – Т. 56. – №. 10. – С. 993-996.
3. Ivanov K. A., Nadtochiy A. M., Kryzhanovskaya N. V., Mintairov S. A., Kalyuzhnyy N. A., Melnichenko I. A., Maximov M. V., Zhukov, A. E. Time-resolved temperature-dependent photoluminescence spectroscopy of InGaAs/GaAs quantum well-dots // Journal of Luminescence. – 2023. – Т. 255. – С. 119620.
4. Melnichenko I.A., Nadtochiy A.M., Ivanov K.A., Makhov I.S., Maksimov M.V., Mintairov S.A., Kalyuzhnyy N.A., Kryzhanovskaya N.V., Zhukov A.E. Time-resolved photoluminescence study of InGaAs/GaAs quantum well-dots with upconversion method. // St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics. – 2023. – Т. 16. – No 1.1. – С. 22–27.
5. Мельниченко И. А., Крыжановская Н.В., Иванов К.А., Надточий А.М., Махов И.С., Козодаев М.Г., Хакимов Р.Р., Маркеев А.М., Воробьев А.А., Можаров А.М., Гусева Ю.А., Лихачев А.И., Колодезный Е.С., Жуков А.Е. Влияние пассивации поверхности цилиндрических меза-структур на основе GaAs на их оптические свойства. // Оптика и спектроскопия. – 2023. – Т. 131. – №. 8 – С. 1112-1117.
6. Melnichenko I. A., Moiseev E.I., Ivanov K.A., Kryzhanovskaya N.V., Vainilovich A.G., Nahorny A.V., Lutsenko E.V., Zhukov A.E. Mode leakage into substrate in microdisk lasers // St. Petersburg Polytechnic University Journal: Physics and Mathematics. – 2024. – Т. 76. – №. 3.2. – С. 212-216.
7. Ivanov K.A., Zhukov A.E., Moiseev E.I., Melnichenko I.A., Makhov I.S., Kryzhanovskaya N.V. Analysis of factors determining the azimuthal and radial order of lasing mode in III–V quantum dot disk microlasers // Journal of Applied Physics. – 2025. – Т. 138. – №. 10.

8. Melnichenko I.A., Shugabaev T., Fominykh N.A., Makhov I.S., Moiseev E.I., Gridchin V.O., Zhukov A.E., Kulagina M., Kryzhanovskaya N.V. Optical properties of InGaAsN quantum well-based microlasers passivated by SiO₂ sol–gel film //Optics Letters. – 2025. – Т. 50. – №. 21. – С. 6819-6822.

Личный вклад

Личный вклад состоял в выработке, совместно с научным руководителем, целей и задач диссертационной работы, анализе литературы по теме диссертации, выработке программы исследований и самостоятельном проведении экспериментов по исследованию спектральных, мощностных и время-разрешенных характеристик исследуемых полупроводниковых мезоструктур и микролазеров, обработке результатов измерений, разработке моделей для описания протекающих в них процессов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 5 глав, заключения, списка сокращений и списка литературы. Работа содержит 125 страниц машинописного текста, включая 51 рисунок, 2 таблицы и библиографию из 190 наименований.

ГЛАВА 1. Обзор литературных источников

1.1. Полупроводниковые микродисковые лазеры на основе мод шепчущей галереи

До широкого внедрения волоконно-оптических линий связи, ставших массовым стандартом в 1980–1990-е годы, передача, обработка и хранение информации осуществлялись исключительно с использованием электронных систем. Несмотря на их повсеместное распространение, дальнейшая миниатюризация электронных компонентов выявила фундаментальные ограничения, обусловленные особенностями электронного транспорта. К числу таких ограничений относятся, с одной стороны, пропускная способность электронных каналов передачи данных, а с другой — значительные энергетические потери. Последние обусловлены джоулевым нагревом, неизбежно возникающим при протекании электрического тока.

Развитие фотоники и оптоэлектроники позволило существенно изменить подход к передаче данных: для передачи информации на большие расстояния используются волоконно-оптические каналы, обеспечивающие передачу сигналов с помощью фотонов [9]. Этот же подход в последнее время внедряется и для передачи на меньшие расстояния, например, в центрах обработки данных. В этой связи актуальной задачей является интеграция фотонных и микроэлектронных компонентов в рамках единой платформы. В частности, активно исследуются возможности применения оптических линий связи для обмена данными между процессором и памятью [10]. Кроме задач транспорта и обработки информации, фотонные интегральные схемы используются для реализации оптических квантовых процессоров и компьютеров, особенности архитектуры которых востребованы при обработке больших объемов данных, нейроморфных вычислений, и для работы с большими языковыми моделями и агентами искусственного интеллекта [11–13].

Ключевым элементом фотонных (оптоэлектронных) интегральных схем является источник излучения. Современные требования к таким устройствам включают высокую степень миниатюризации, низкое энергопотребление, высокую скорость модуляции, а также возможность эффективного излучения и преобразования сигналов в плоскости подложки.

В настоящее время существует несколько направлений разработки архитектур полупроводниковых источников излучения. Одним из наиболее распространённых решений являются поверхностно-излучающие лазеры с вертикальным микрорезонатором (VCSEL) [14,15]. Несмотря на высокую степень технологической проработанности и, в частности, продемонстрированные высокие скорости передачи данных [16,17], таким устройствам присущи определённые ограничения, включая высокие требования к точности синтеза составляющих слоев, большая толщина и, как результат, высокие значения теплового и электрического

сопротивления, конструктивную сложность и вертикальность вывода излучения. Последнее обстоятельство является существенным недостатком в контексте интеграции с планарными фотонными схемами, где предпочтительной является маршрутизация оптического сигнала в плоскости подложки.

Альтернативным направлением развития миниатюрных источников излучения являются плазмонные лазеры, в которых реализуется интеграция плазмонных и фотонных механизмов формирования лазерной моды. Такой подход позволяет преодолеть дифракционный предел и существенно уменьшить характерные размеры активной области, уменьшив их вплоть до нанометрового масштаба [18–21]. Однако изготовление таких микролазеров сталкивается со значительными технологическими сложностями. Другим перспективным типом излучателей являются лазеры на основе фотонных кристаллов. Эффективная локализация электромагнитного поля в таких структурах реализуется за счет периодической системы элементов с контрастом показателя преломления, создающей запрещённую зону для фотонов с определенной энергией. Трудности создания подобных структур связаны с требованиями высокой точности при формировании травлением на большую глубину элементов субмикронного масштаба, при этом их полный размер, как правило составляет десятки микрон.

Одним из эффективных подходов к созданию компактных источников излучения является использование аксиально-симметричных полупроводниковых микрорезонаторов, поддерживающих моды шепчущей галереи (МШГ) [22,23]. Термин «моды шепчущей галереи» восходит к XIX веку и связан с акустическим эффектом, описанным Джоном Уильямом Стреттом (лорд Рэлей) и впоследствии дополнены Раманом [24,25]. Данный эффект наблюдался в замкнутых акустических системах, таких как купольные сооружения и здания в виде ротонды, где звуковые волны распространяются вдоль вогнутой поверхности с минимальными потерями, обеспечивая передачу звука без затухания его интенсивности на значительные расстояния. Акустические резонансы, наблюдаемые в таких сооружениях, были названы модами шепчущей галереи; их можно представить как циркуляцию волн вдоль границы аксиального резонатора. Аналогичный механизм реализуется и в оптическом диапазоне, где электромагнитное излучение удерживается около латеральных стенок внутри резонатора за счёт полного внутреннего отражения.

Микролазеры на основе МШГ характеризуются высокими значениями фактора добротности и малыми объёмами мод, что приводит к усилению взаимодействия света с веществом. Первые исследования МШГ в приборных структурах были посвящены аксиально-симметричным диэлектрическим структурам, способным функционировать в качестве резонаторов для высокочастотных электромагнитных колебаний [26]. Экспериментальное наблюдение МШГ в диэлектрических сферах $\text{CaF}_2:\text{Sm}^{2+}$ было впервые осуществлено в 1961 году

[27]. В дальнейшем развитие исследований сопровождалось переходом размеров резонаторов от макроскопических к более компактным для реализации эффективного пассивного оптического микрорезонатора в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне длин волн с высокими значениями добротности [28,29]. Первая демонстрация резонатора с МШГ, работающего в режиме одночастотной лазерной генерации с внешней непрерывной оптической накачкой была реализован на основе диэлектрической сферы Nd:YAG на длине волны 1064 нм [30]. В последующие десятилетия продолжались широкие исследования МШГ-резонаторов [31–34].

Интересно заметить, что в последнее время развиваются так же гибридные конструкции микролазеров, совмещающие в себе плазмонные наноструктуры и оптический резонатор [35,36]. Такие комплексные системы поддерживают гибридные моды, сочетающие высокую локализацию электромагнитного поля в пространстве и высокую добротность, что недостижимо как в чисто оптических микрорезонаторах на МШГ, так и в плазмонных микролазерах [37]. Зачастую в таких гибридных структурах используются пассивные резонаторы с МШГ. Группа Баасаке [38,39], например, исследовала взаимодействие одиночных ионов цинка и ртути с плазмонными золотыми наностержнями, находящимися в резонансной связи с пассивной стеклянной микросферой с МШГ диаметром 79 мкм. В данном случае МШГ в микросфере используется в качестве опорного сигнала для его последующего усиления плазмонным откликом золотых наностержней, что обеспечивает высокочувствительное детектирование нуклеиновых кислот.

Технологии получения и последующей обработки полупроводников позволило реализовать активные дисковые и кольцевые оптические резонаторы с высокими значениями добротности на основе полупроводниковых материалов. Теперь в качестве источника излучения для резонатора выступает активная область, формируемая внутри микролазера, и внешний источник излучения, как это было в случае диэлектрических пассивных резонаторов, не требуется. Основным материалом современных микролазеров с МШГ являются соединения группы A_3B_5 . Они представляют собой оптимальную платформу для создания микролазеров, так как позволяют получать прямозонные твердые растворы с длинами волн в широком спектральном диапазоне — от ультрафиолетовой (УФ) до дальней инфракрасной (ИК) области [40–43]. Материалы A_3B_5 (например, GaAs, InP и их твёрдых растворов) обеспечивают высокую эффективность излучательной рекомбинации, а также высокую подвижность носителей заряда [44]. Дополнительным фактором является высокая степень технологической развития методов эпитаксиального роста. Благодаря аксиальной симметрии резонатора излучение распространяется преимущественно в плоскости слоев структуры. В большинстве случаев МШГ-микролазеры на основе соединений A_3B_5 изготавливаются с использованием подхода «сверху-вниз», включающего формирование эпитаксиальной структуры с последующей

фотолитографией и травлением для создания резонатора. Такой подход позволяет предавать самые разнообразные формы и размеры полупроводниковым микролазерам с МШГ, включая, например, форму «улитка Паскаля», стадионов, колец со смещенным отверстием [45–47]. Структуры с искаженной геометрией требуются для формирования направленного вывода излучения, поскольку осесимметричные резонаторы обладают близкой к изотропной диаграммой направленности [33].

Селективный эпитаксиальный рост также позволяет формировать микролазеры; такой подход называется формированием «снизу-вверх». Неоспоримым преимуществом такого подхода является то, что боковые поверхности микрорезонаторов в этом случае формируются самостоятельно в процессе роста. Боковая поверхность микролазеров в случае роста методом «снизу-вверх» свободна от дефектов травления и шероховатостей на поверхности. Вследствие естественного формирования кристаллографических граней, выращенные микролазеры с МШГ не обладают строго круговой формой. Такой подход позволил реализовать резонаторы на базе ZnO гексагональных микродисков с латеральными размерами в несколько сот нанометров [48]. В 2011 [49] были выращены InGaAs/GaAs гексагональные нанолазеры с радиусом ~300 нм и с добротность 206. Использование специальных техник селективной эпитаксии позволило реализовать GaAs/AlGaAs гексагональный микродисковый лазер непосредственно на Si (001), который демонстрировал лазерную генерацию при комнатной температуре на длине волны 850 нм [50]. Однако в данной работе структуры, полученные методом «снизу-вверх», не рассматривались ввиду сложности производственного процесса селективной эпитаксии.

Разработка полупроводниковых микролазеров методом «сверху-вниз» первоначально была сосредоточена на устройствах с оптической накачкой, поскольку их реализация технологически проще по сравнению с инжекционными микролазерами. Первые полупроводниковые микролазеры с МШГ, возбуждаемые оптически, были реализованы в начале 1990-х годов в виде дисковых резонаторов на пьедестале [51–54]. В этих работах использовалась активная область на основе пяти квантовых ям InP/InGaAsP, а генерация наблюдалась при температуре жидкого азота (78 K). Конструктивно такие резонаторы ограничены воздухом сверху и снизу, что обеспечивает высокий контраст показателей преломления и, как следствие, эффективное поперечное удержание оптической моды. В качестве жертвенного слоя при формировании подвешенной структуры, как правило, используется AlGaAs с высоким содержанием алюминия для систем на основе GaAs и InP для структур на основе InGaAsP. Существенным этапом в дальнейшем развитии стала демонстрация в 2007 году микролазеров на основе гетероструктур InGaP/InGaAlP [55]. Такие микролазеры с МШГ, выполненные в геометрии диска на пьедестале, обеспечивали лазерную генерацию при оптической накачке уже при комнатной температуре. Другим распространённым решением для МДЛ с оптической

накачкой является использование слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с высоким содержанием алюминия ($x > 0,9$), который подвергается последующему окислению [56]. Образующийся оксид характеризуется показателем преломления порядка $n \approx 1,6$ и высокой оптической прозрачностью, что обеспечивает эффективное оптическое ограничение МШГ от подложки.

Для инжекционных микролазеров конструкция диска на пьедестале не является оптимальной, что обусловлено ограниченной эффективностью теплоотвода и повышенной механической хрупкостью таких структур [56]. Применение оксидного слоя также затруднено вследствие плохой теплопроводности и отсутствия электропроводности. В качестве альтернативного подхода рассматривается реализация дисковых резонаторов без использования пьедестала. В этом случае ограничение оптической моды в вертикальном направлении осуществляется с помощью обкладок с меньшим чем у волноводного слоя показателем преломления, играющих одновременно роль эмиттерных слоев для инжекции электронов и дырок [5]. Другой широко используемой модификацией дисковой геометрии являются микрокольцевые резонаторы [57,58]. Отсутствие центральной области в таких структурах приводит к подавлению низкодобротных мод шепчущей галереи высоких радиальных порядков, а также паразитных мод типа Фабри–Перо, максимум интенсивности которых, как правило, локализован в центральной части МДЛ. Это, в свою очередь, способствует снижению порогового тока лазерной генерации и увеличению эффективной добротности резонатора [59–61].

Большинство современных полупроводниковых микродисковых лазеров, излучающих в ближнем ИК диапазоне представлены системами материалов на основе InP или GaAs. Существенным преимуществом системы материалов InP, в отличие от микролазеров с активной областью на основе (In)GaAs/(Al)GaAs КЯ [62], является более низкая (примерно на порядок) скорость поверхностной рекомбинации ($\leq 10^4$ см/с) [63]. Однако активная область микролазеров на основе материалов InP характеризуются малыми разрывами зон на гетерограницах [64], что приводит к недостаточной температурной стабильности лазерных характеристик [65]. В то же время микролазеры на основе GaAs лишены данного недостатка благодаря более значительным разрывам зон на гетерограницах, что обеспечивает эффективную локализацию носителей заряда в активной области. Как следствие, такие структуры демонстрируют более высокую температурную стабильность лазерных характеристик.

Совокупность указанных свойств делает микролазеры с МШГ перспективными не только для применения в оптических системах связи [66], но и биохимическом детектировании [67,68], а также в задачах маркирования и отслеживания клеток [69,70]. Современный уровень развития полупроводниковых технологий позволяет реализовывать не только одиночные микролазеры с МШГ, но и более сложные интегрированные структуры, включая элементы оптической памяти, в которых используется взаимодействие нескольких микрорезонаторов [71,72].

1.2. Активная область полупроводниковых микродисковых лазеров

После демонстрации Ж.И. Алферовым непрерывной лазерной генерации при комнатной температуре на полупроводниковых гетеропереходах GaAlAs/GaAs в 1969 г. [73] и стремительного развития технологий эпитаксиального роста, началось активное изучение гетероструктур, которое в дальнейшем привело к созданию квантоворазмерных структур. Экспериментальное исследование Л. Есаки в 1970 году [74] электронной структуры сверхрешетки продемонстрировало расщепление параболической зоны на минизоны. Вследствие двумерного пространственного ограничения движения носителей в КЯ их энергетический спектр становится квазидискретным, что приводит к формированию подзон [75]. Впервые лазерная генерация в лазере на квантовых ямах была продемонстрирована в 1975 году в Bell Laboratories [76]. В дальнейшем происходила последовательная оптимизация слоевого состава лазеров на КЯ и их исследование.

Первые микролазеры с МШГ были реализованы в 1992 году в форме диска на пьедестале на основе активной области с КЯ InGaAsP/InP с помощью фотолитографии и плазмохимического травления, как с оптической, так и с электрической накачкой [53,54]. Однако при комнатной температуре такие микролазеры работали только при импульсной накачке из-за высоких потерь на шероховатостях стенки. Оптимизация процессов плазменного травления позволили в 2000 годах [77,78] добиться лазерной генерации в МДЛ с КЯ InGaAsP/InP при постоянной накачке. Однако, при создании микролазеров на основе КЯ в системе материалов на основе GaAs, работающих при комнатной температуре и непрерывной накачке возникает ряд трудностей, которые связаны с высокой скоростью поверхностной рекомбинации и свободным латеральным транспортом носителей заряда в КЯ. Использование системы GaAs материалов в микролазерах с МШГ было бы затруднено, если бы не применение КТ.

Квантовые точки являются другим широко используемым типом активной области полупроводниковых лазеров. КТ представляют собой гетероструктуры, в которых носители заряда локализованы во всех трёх пространственных измерениях. КТ на основе соединений A_3B_5 , как правило, формируются методом эпитаксиального роста в режиме Странского–Крастанова, при котором за счёт упругих напряжений, образуются самоорганизованные островки [79]. Функция плотности состояний в КТ имеет вид, близкий к δ -функции. Такая атомоподобная структура функции плотности состояний приводит к уменьшению концентрации носителей заряда, необходимой для достижения инверсии населённостей. Этот факт, в свою очередь, дает возможность снизить порог лазерной генерации.

По сравнению с КЯ, микролазеры на основе КТ обладают несколькими преимуществами. Длина волны излучения в микролазерах с КТ может регулироваться за счёт распределения размеров КТ и состава, которые можно контролировать в процессе эпитаксиального роста

[80,81]. Так, варьируя толщину InAs в пределах от 1,7 до 3,5 монослоев, длина волны КТ, помещенных в матрицу GaAs, может быть изменена в диапазоне от 1,05 до 1,2 мкм [2]. Внутренние оптические потери в лазерах на основе КТ обычно ниже, чем в структурах с КЯ, поскольку снижается поглощение на свободных носителях заряда в активной области лазера [82,83].

Другим преимуществом микролазеров с активной областью на основе КТ является высокая температурная стабильность, поскольку значительное энергетическое расстояние между соседними уровнями КТ подавляет термический выброс носителей заряда [84]. Низкая чувствительность к поверхностной рекомбинации также является преимуществом использования КТ в качестве активной области микролазеров. Показано, что глубокое травление структур с КТ, в отличие от КЯ, не приводит к деградации лазерных характеристик [85]. Это свойство обусловлено тем, что носители заряда преимущественно локализованы в КТ, в результате чего их латеральный транспорт значительно подавлен по сравнению со структурами на основе КЯ. Было продемонстрировано уменьшение длины диффузии носителей от нескольких микрометров в КЯ InGaAs/GaAs до ~0,1 мкм в КТ InAs/GaAs [86]. К недостаткам КТ относятся сравнительно низкий коэффициент оптического усиления/поглощения массива КТ, который составляет для однослойной гетероструктуры с КТ порядка 6 см^{-1} [87] для системы материалов на основе GaAs.

В 1999 году группа Гайрала одними из первых продемонстрировали микролазер с МШГ с активной областью, содержащей два слоя массивов квантовых точек InAs/GaAs [88]. В отличие от активной области на основе КЯ, неоднородное уширение спектра усиления массива КТ может перекрывать несколько МШГ, что делает микролазеры с МШГ на основе КТ перспективными для реализации многомодовой лазерной генерации [89]. Увеличение суммарного усиления активной области за счёт использования нескольких слоев КТ позволило продемонстрировать лазерную генерацию как в импульсном режиме накачки [90], так и при непрерывной накачке в микродисковых лазерах на квантовых точках InAs/GaAs при комнатной температуре [91].

Перспективной активной областью для излучающих в ближнем ИК-диапазона микролазеров с МШГ, альтернативной КЯ и КТ на основе GaAs, являются квантовые яма-точки (КЯТ) InGaAs/GaAs. Такие структуры представляют собой выращенные эпитаксиальными методами на вицинальных подложках GaAs квантоворазмерные слои InGaAs, неоднородные по своей толщине [2]. Они демонстрируют такие привлекательные для лазерных применений свойства, как высокий уровень материального усиления, возможность многослойного роста без деградации кристаллического качества. КЯТ InGaAs/GaAs представляют собой модулированные по толщине и составу КЯ InGaAs. В тех местах, где толщина слоя увеличивается и/или где имеет место повышенная концентрация атомов индия, формируются потенциальные ямы, способные локализовать носители заряда. Они могут рассматриваться как массив КТ, сформированный,

однако, не по механизму Странского-Крастанова. Поверхностная плотность таких КТ составляет около $3\text{--}4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, т.е. примерно на порядок превосходит традиционные КТ InAs/GaAs (например, [2]). Соответственно возрастает и оптическое усиление, которое составляет $40\text{--}50 \text{ см}^{-1}$ на один слой КЯТ.

КЯТ InGaAs/GaAs формируются с помощью метода МОГФЭ на разориентированных (100) на 6° подложке GaAs при пониженном давлении 100 мБар. В качестве прекурсоров использовались алкилы металлов (триметилгаллий, триметилалюминий, триметилиндий) и арсин. КЯТ InGaAs/GaAs формировались при температурах роста $500\text{--}550^\circ\text{C}$, отношение потоков V к III группе прекурсоров составило 30 при скорости роста 0,2 нм/с. Модуляции по составу и толщине КЯТ обусловлены миграцией адатомов In по поверхности для релаксации упругих деформаций. При этом величина упругих напряжений, обуславливающая формирование КЯТ, не должна быть избыточной; в противном случае произойдет переход к режиму роста Странски-Крастанова и формирование обычных КТ. Упругие деформации зависят как от толщины выращиваемых слоев КЯТ, так и от состава по In. В частности, при осаждении слоя $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, формируются планарный равномерный по толщине эпитаксиальный слой. Если состав по индию превышает 60%, рост будет происходить по методу Странски-Крастанова. Диапазон составов по индию, при котором будет происходить рост КЯТ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ составляет 30-50%. Оптимальным, согласно исследованию [2], является состав с 40% содержания In, который обеспечивает наибольшие размеры КЯТ InGaAs/GaAs, поверхностную плотность, а так же минимальное количество остаточных КТ.

На рисунке 1.1 (а) приведены изображения просвечивающей электронной микроскопии слоя КЯТ InGaAs/GaAs на разориентированной GaAs подложке. Области с вариацией состава по In представлены светлыми и темными областями, которые и являются КЯТ. КЯТ ориентированы вдоль направления [1-10] и обладают овальной или круглой формой. Латеральные размеры в случае состава по индию 40% составляют 20-30 нм, средняя высота полученных КЯТ составляет 3 нм. Несмотря на наблюдаемые на результатах ПЭМ объекты большого размера, который можно ассоциировать с обыкновенными КТ, их поверхностная плотность существенно меньше по сравнению с КЯТ InGaAs/GaAs. На рисунке 1.1 (б) также представлено поперечное сечение в [1-10] зоне слоя КЯТ InGaAs/GaAs. Несмотря на возможность формирования КЯТ InGaAs/GaAs на подложках без разориентации, использование вицинальных поверхностей благодаря наличию атомарных ступеней приводит к более выраженным модуляциям состава и толщины и, как следствие, к формированию более развитых КЯТ по сравнению с подложками ориентации (100). КЯТ $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$, выращенные без разориентации изначальной подложки, демонстрируют меньшие латеральные размеры (20-30 нм).

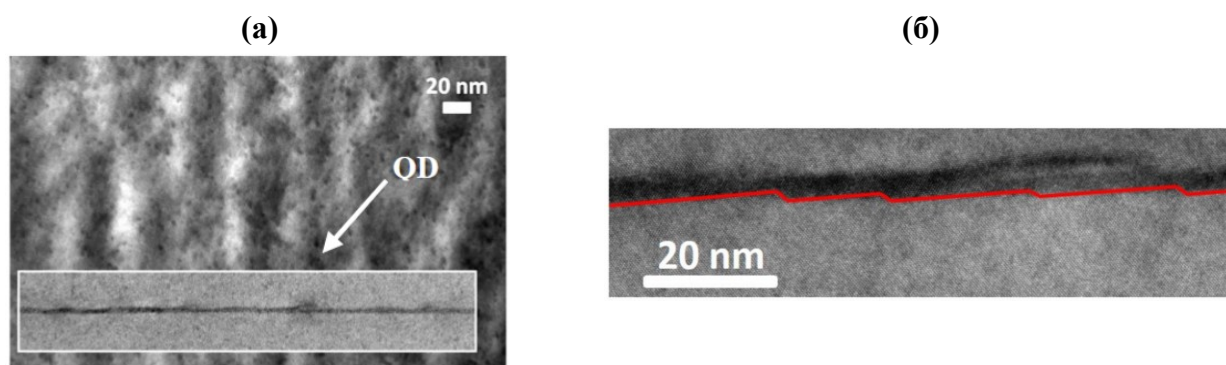


Рисунок 1.1 – (а) Изображение просвечивающей электронной микроскопии в планарной (001) геометрии КЯТ $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}/\text{GaAs}$. (б) Поперечное сечение $[1-10]$ зоны КЯТ $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ слоя, выращенного на виценальной подложке GaAs .

Использование $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ КЯТ в качестве активной среды в дисковых микролазерах с диаметром 20-50 мкм позволило получить генерацию в непрерывном режиме с длиной волны генерации $\sim 1,1$ мкм при комнатной и повышенных температурах вплоть до 110°C [5]. В работе [2] были продемонстрированы преимущества МДЛ, связанные с использованием активной области на основе гибридных структур $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ КЯТ. Для таких микролазеров были получены улучшенные характеристики: достигнута выходная мощность 18 мВт для лазеров диаметром 31 мкм реализована безошибочная передача данных со скоростью 10 Гбит/с при температуре 30°C без температурной стабилизации [92]. Поскольку структуры КЯТ $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ обеспечивают относительно неглубокую трёхмерную локализацию носителей, по сравнению с КТ, сформированных в режиме Странского–Крастанова, роль безызлучательной рекомбинации в таких структурах становится более значительной и нуждается в дополнительном купировании. Распространённым способом защиты поверхности от действия деструктивной безызлучательной рекомбинации является пассивация ее поверхности.

1.3. Пассивация поверхности полупроводниковых приборов

Пассивация полупроводниковых устройств представляет собой процесс формирования на их поверхности тонких защитных слоёв, которые снижают плотность поверхностных состояний и как следствие, снижают скорость поверхностной рекомбинации. Термин «пассивация» появился в электронике по аналогии с понятием химической пассивации металлов, когда на их поверхности формируется инертный слой, защищающий от коррозии. Дефекты на латеральной поверхности полупроводниковых микроструктур возникают вследствие пост-ростовых процессов, таких как травление методами плазменного и жидкостного травления. Наличие дефектов на латеральной поверхности обуславливает повышенные скорости поверхностной

рекомбинации и оказывает крайне негативное влияние на характеристики полупроводниковых устройств [93].

В контексте полупроводниковых технологий пассивация начала активно исследоваться в 1950-ых годах [94], что было особенно актуально в контексте развития новых МОП-транзисторов. Первое упоминание об использовании пассивации полупроводниковой поверхности диэлектриком считается работа М.М. Аталлы и др. [95] в 1959 году. В ней было продемонстрировано, что формирование термически выращенного слоя SiO_2 значительно снижает концентрацию электронных состояний на поверхности кремния. В последующие десятилетия активно возрастало применение и исследования пассивации кремния в микроэлектронике.

Как оказалось, в пассивации нуждается не только приборы микроэлектроники на основе кремния. В современных оптоэлектронных устройствах, солнечных элементах и системах связи широко используется GaAs, который подвержен негативному влиянию поверхностной рекомбинации. Ключевой проблемой, ограничивающей характеристики приборов на основе GaAs, является высокая плотность поверхностных состояний, приводящая к увеличению скорости поверхностной рекомбинации (10^5 – 10^6 см/с) [96]. Наличие большого числа поверхностных состояний, которые приписывают образованию паразитных оксидов на поверхности, таких как Ga_xO_y и As_xO_y [97–99], обуславливает формирование пиннинга уровня Ферми. Существенную роль паразитная поверхностная рекомбинация приобретает при уменьшении размеров приборов, когда их характерные размеры становятся сопоставимыми с длиной диффузии носителей заряда [104], как это, например, имеет место в микролазерах. Особенно остро эта проблема стоит при использовании в качестве активной области КЯ, в которых не ограничен латеральный транспорт носителей заряда в плоскости активного слоя и роль безызлучательной рекомбинации носителей на поверхности существенно возрастает [105].

Наиболее эффективным способом уменьшения скорости поверхностной рекомбинации для полупроводниковых материалов является пассивация поверхности с использованием широкозонных диэлектрических слоёв [100,101]. Были разработаны различные подходы к пассивации поверхности, включая осаждение тонких пленок методом атомно-слоевого осаждения (АСО), плазменную обработку, нитридизацию поверхности, которые позволяют значительно улучшить характеристики GaAs-структур [101–103]. Последнее время также активно развиваются химические способы пассивации поверхности полупроводниковых микроструктур, такие как нитридизация или сульфидизация поверхности полупроводника [103,104]. Также распространена пассивация с помощью эпитаксии слоев InP и GaN, которая продемонстрировала усиление сигнала ФЛ КЯ InGaAs/GaAs на два порядка [105].

В случае использования методики сульфидизации поверхности полупроводника, сера частично заполняет оборванные связи на поверхности полупроводника и предотвращает повторное окисление. Однако формирующиеся связи быстро деградируют под воздействием окружающей среды из-за более сильной связи Ga-O и As-O по сравнению с, например, Ga-S или As-S, и нуждаются в нанесении дополнительного слоя для защиты пассивирующего слоя [106,107]. В частности, было продемонстрировано, что использование сульфидных растворов, таких как $(\text{NH}_4)_2\text{S}$, позволяет существенно снизить плотность поверхностных состояний и улучшить характеристики микроизлучателей [108,109]. Сера частично заполняет оборванные связи на поверхности полупроводника и предотвращает повторное окисление.

Эффективное удаление с поверхности GaAs окисла As_2O_3 и мышьяка возможно при обработке поверхности в водородной плазме [110,111]. Однако обработанная поверхность в воздушной атмосфере вновь быстро (примерно 10 минут) обрастает оксидом, поэтому полученная поверхность требует последующего защитного сплошного закрывающего слоя. При покрытии обработанной в водородной плазме поверхности слоями Si_3N_4 или AlO_x также регистрировался эффект пассивации поверхности.

Одним из других распространенных методов нанесения пассивирующих слоев стало АСО. Метод АСО был изобретён фактически дважды: в 1952 году концепция была предложена в диссертации В.Б. Алесковского в СССР [112,113]. Впоследствии Алесковский применял данный подход в 1960-е годы под названием «молекулярное наслаивание». В то же время в Финляндии Т. Сунтола и его коллеги в 1970-е годы подали заявку на изобретение и патент, описывающие метод атомно-слоевой эпитаксии. Именно они получили широкое признание в качестве основоположников метода АСО и стали инициаторами его международного продвижения [114]. Метод АСО позволяет получать конформные покрытия поверхности, что является необходимым для структур с большим аспектным соотношением, таких как микролазеры и микропиллары. Например, в работе [115] для InP нитевидных нанокристаллов покрытие с помощью АСО оксида алюминия толщиной 15 нм привело к увеличению интенсивности в 20 раз. Для GaN нитевидных нанокристаллов, так же пассивированных с АСО SiN_x и Al_2O_3 , наблюдалось увеличение внутренней квантовой эффективности на 88% и 45% соответственно [116].

Несмотря на большое количество методик пассивации, однозначного вывода относительно наиболее эффективного подхода в области технологии пассивации до сих пор нет. Это связано с тем, что различные методы пассивации по-разному взаимодействуют с поверхностью, зачастую сформированной в процессе травления мезоструктур, и демонстрируют неодинаковую эффективность в зависимости от условий очистки поверхности и степени подавления роста естественного оксидного слоя. Кроме того, многие из указанных выше технологических процессов подразумевают использования плазмы и ее воздействие на

поверхность полупроводника, а также обработку при повышенных температурах, что может приводить к структурным повреждениям и образованию дефектов вместо эффективной пассивации поверхности полупроводника [117]. Химические методы пассивации, как уже обсуждалось, зачастую страдают от проблем с воспроизводимостью и стабильностью [118].

Привлекательной альтернативой для пассивации полупроводниковых структур малых размеров может стать методика формирования широкозонных покрытий с помощью золь-гель методики. Золь-гель процесс возник в 1980-х годах и обозначает технологию формирования материалов посредством перевода золя в гель. В свою очередь, слово золь можно определить как коллоидную дисперсию твердых частиц в жидкости [119]. Из золя, либо в процессе полимеризации находящихся в нем молекул, либо в результате притяжения друг к другу частиц дисперсной фазы, образуется гель, т.е. структурированный «каркас» материала. Благодаря простоте получения, золь-гель метод широко используется в различных отраслях промышленности, в том числе и для различных применений в оптике (оптические отражатели, защитные барьеры, средства повышения адгезию и т.д.) [117,120–122]. Преимущество золь-гель метода заключается в способности прецизионно контролировать весь процесс от используемых прекурсоров и реагентов до продукта и синтезировать материалы с точно контролируемыми характеристиками (размеры частиц, толщина покрытий, прецизионный состав получаемых материалов, инкорпорирование молекул в структуру геля и т.д.) [118,123–126].

В 1968 году Штобером был предложен метод синтеза монодисперсных наночастиц из SiO_2 при комнатной температуре с помощью метода золь-гель синтеза [127]. На основе этой методики недавно были так же получены тонкие пленки оксида кремния, демонстрирующие существенное улучшение оптических характеристик наноструктур и микроприборов [120,128]. Метод Штобера позволяет формировать конформные золь-гель покрытия с высоким соотношением сторон и однородной толщиной от нескольких до десятков нанометров при комнатной температуре. Он также сводит к минимуму структурные дефекты и повреждения боковых стенок полупроводниковых микроструктур, поскольку не предполагает использования высокотемпературных или плазменных процессов. Недавние исследования также показывают, что пассивация методом золь-гель представляет собой многообещающий подход пассивации для различных полупроводников [129,130].

В работе [118] продемонстрирован метод золь-гель пассивации SiO_2 как на GaAs микропилларов, полученных методом сухого травления «сверху вниз», так и на нанопроволоках GaAs, выращенных по методу «снизу вверх». Золь-гель процесс осаждения пассивирующего слоя выполнялся при комнатной температуре с получением однородной пленки контролируемой толщины от 10 нм до 100 нм. Пассивация с помощью SiO_2 слоя, полученного методом золь-гель, продемонстрировала усиление на обоих видах этих структур и привела к 29,6-кратному

увеличению интенсивности ФЛ микропилларов GaAs и увеличению времени жизни носителей меньшинства с 43,6 до 477,5 пс [118].

В работе [131] продемонстрирована пассивация микропилларов с несколькими InGaN/GaN КЯ, после которой наблюдалась внутренняя квантовая эффективность на уровне $20,2 \pm 0,6\%$, что является самым высоким значением внешней квантовой эффективности для светоизлучающих микропилларов такого масштаба.

Также было исследовано влияние пассивации боковых стенок светоизлучающих диодов микронных размеров с использованием золь-гель методики. Были изготовлены микро-светодиоды с излучением в синем спектральном диапазоне с InGaN/GaN КЯ, размером от $20 * 20$ мкм до $100 * 100$ мкм [132]. Микро-светодиоды размером $20 * 20$ мкм после пассивации золь-гель методом продемонстрировали увеличение внешнего квантового выхода до 27,7%, что на 14% больше, чем для микро-светодиодов без пассивации.

Учитывая обработку при комнатной температуре и отсутствие повреждений поверхности полупроводника, вызванных плазмой, пассивация методом золь-гель представляется щадящей и экономически эффективной технологией пассивации.

Заключение по главе 1

Таким образом, проведённый анализ литературных источников показал, что полупроводниковые микролазеры на основе МШГ являются перспективными источниками излучения для фотонных интегральных схем благодаря малому объёму мод, высокой добротности и малой потребляемой мощности. Наиболее технологически развитой платформой для реализации активных микролазеров с МШГ являются соединения A_3B_5 , позволяющие формировать микролазеры с заданными спектральными характеристиками в широком диапазоне длин волн. С помощью пост-ростовой обработки обеспечивается возможность создания микрорезонаторов различной геометрии (диски, кольца и т.д.) с контролируемыми параметрами.

Выбор активной области полупроводниковых микролазеров с МШГ оказывает определяющее влияние на их характеристики. Активная область на основе КЯ обеспечивают высокий коэффициент усиления, однако их применение ограничено высокой чувствительностью к поверхностной рекомбинации, а также недостаточной температурной стабильностью. КТ, напротив, обладают высокой температурной устойчивостью, низкой чувствительностью к дефектам поверхности и обеспечивают более низкий порог лазерной генерации, однако характеризуются сравнительно низким коэффициентом усиления. Перспективной альтернативой являются активная область на основе плотных массивов КЯТ (квантовых ям-точек) InGaAs/GaAs, сочетающая высокий уровень усиления с возможностью реализации непрерывной генерации при

повышенных температурах. Однако для них сохраняется значительное влияние безызлучательной рекомбинации, обусловленное меньшей степенью локализации носителей заряда, чем в КТ.

При уменьшении размеров микролазеров с МШГ существенным становится влияние безызлучательной поверхностной рекомбинации, связанной с дефектами, возникающими при пост-ростовой обработке. Пассивация поверхности в этом случае позволяет снизить плотность поверхностных состояний и повысить эффективность излучения. Существующие методы пассивации, включая сульфидирование, плазменную обработку и АСО, демонстрируют положительные результаты, однако обладают рядом недостатков, связанных с деградацией свойств, недостаточной стабильностью или возможным повреждением структуры. Альтернативным вариантом является использование золь-гель метода формирования пассивирующих покрытий, обеспечивающих конформное нанесение слоёв, не требующий воздействия плазмы и высоких температур. Продемонстрировано, что такая пассивация позволяет улучшить оптические характеристики полупроводниковых микроструктур.

Обзор литературы показал, что остается ряд нерешённых задач. К ним относятся:

1. оптимизация выбора и конструкции активной области микролазеров с учётом компромисса между усилением, температурной стабильностью и чувствительностью к поверхностным эффектам;
2. разработка эффективных и технологически воспроизводимых методов пассивации, обеспечивающих долговременную стабильность характеристик;
3. установление механизмов влияния пассивирующих покрытий, в том числе полученных золь-гель методом, на оптические и лазерные свойства микродисковых резонаторов.

Решение указанных задач является необходимым условием для дальнейшего повышения эффективности и надёжности микролазеров с МШГ и их практического применения в фотонных интегральных схемах.

ГЛАВА 2. Методы экспериментального исследования

2.1. Методы молекулярно-пучковой и металлорганической газофазной эпитаксии

Эпитаксиальный рост представляет собой технологию последовательного наращивания кристаллического материала на подложке, при котором формирующийся слой наследует кристаллическую решётку основания. Этот метод позволяет получать высокочистые и воспроизводимые тонкие полупроводниковые плёнки, что делает его ключевым инструментом для создания полупроводниковых структур с квантово-размерными областями. В настоящее время основными технологиями формирования полупроводниковых гетероструктур являются молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ) и газофазная эпитаксия из металлорганических соединений (МОГФЭ, металлорганическая газофазная эпитаксия).

Метод молекулярно-пучковой эпитаксии основан на росте кристаллического слоя на нагретой подложке в условиях сверхвысокого вакуума. На поверхность подложки направляются атомарные или молекулярные пучки, образующиеся при испарении вещества, помещённого в эффузионные ячейки. Все нагреваемые элементы установки — держатель образца, ячейки и другие узлы — изготавливаются из материалов с низкой газоотдачей, таких как тантал или молибден, что гарантирует чистоту процесса: единственными источниками атомарных потоков являются загрузки в эффузионных ячейках.

Попадая на поверхность подложки, атомы взаимодействуют с её поверхностными атомами, захватываются и становятся адсорбированными частицами — адатомами. Находясь в возбужденном состоянии, адатом мигрирует по поверхности, перемещаясь между потенциальными ямами поверхностной кристаллической структуры. В дальнейшем он может закрепиться в одной из таких ям, объединиться с другими атомами, формируя устойчивые поверхностные кластеры, либо десорбироваться, покидая поверхность. Поскольку метод МПЭ не предполагает очистки подложки во время роста, за исключением термического нагрева для удаления адсорбированных газов, к качеству исходной подложки предъявляются повышенные требования. Обычно используются полупроводниковые подложки специального качества (epi-ready), предварительно прошедшие механическую и химическую подготовку — шлифовку, полировку, травление и обезжиривание.

Легирование в процессе МПЭ осуществляется путём испарения соответствующей примеси и её включения в кристаллическую решётку растущего слоя. Плавное регулирование состава, концентрации легирующих атомов и скорости роста достигается изменением температуры ячеек, а резкая смена материала — быстрым закрытием заслонок. Благодаря высокой скорости работы заслонок, низким температурам и сверхвысокому вакууму (вплоть до

10^{-11} Торр), метод МПЭ обеспечивает получение тонких плёнок с прецизионными границами слоев и легирования.

Контроль точности роста осуществляется с использованием ряда методов *in situ* (от латинского «на месте», то есть контроль за эпитаксиальным ростом осуществляется непосредственно в процессе роста). Наиболее распространённым методом *in situ* является дифракция быстрых электронов, позволяющая отслеживать кристаллическое состояние поверхности в реальном времени. Дополнительными методами служат масс-спектрометрия остаточной атмосферы и измерение интенсивности атомарных потоков с помощью ионных датчиков, установленных на пути пучков.

При выращивании полупроводниковых структур на основе GaAs источниками элементов III группы (Al, Ga, In) служат соответствующие металлы, испаряющиеся в атомарной форме, тогда как элементы V группы обычно подаются в виде тетрамеров. В качестве легирующих примесей применяются кремний (n-типа) и бериллий (p-типа), также испаряемые из эффузионных ячеек.

Другим распространённым способом эпитаксии полупроводниковых структур является метод МОГФЭ. Наряду с МПЭ, этот метод зачастую используется для универсального промышленного производства A_3B_5 структур и трех- четырехкомпонентных твердых растворов для нужд фотоники и электроники. В отличие от МПЭ, в этом методе перенос вещества, образующего новый эпитаксиальный слой на поверхности подложки, осуществляется с помощью металлорганических соединений, которые переносятся с помощью газа носителя (например, водорода). При этом, в качестве переносимого металлорганическими соединениями вещества выступают прекурсоры; для эпитаксии полупроводников A_3B_5 типичными являются триметилгаллий (TMGa), триметилалюминий (TMAI) и триметилиндий (TMIn). Элементы пятой группы обычно подаются в виде гидридов, таких как арсин (AsH_3) или фосфин (PH_3). Таким образом, в результате эпитаксиального роста последовательно происходит перенос вещества-прекурсора к нагретой подложке, где прекурсоры вступают в химические реакции, в результате которых происходит последовательный рост эпитаксиальной кристаллической пленки. При этом скорость роста и химический состав результирующих слоев определяется парциальными давлениями металлорганических реагентов и скоростью их потока в реакторе. С помощью МОГФЭ метода были получены исследуемые в этой работе квантоворазмерные гетероструктуры с КЯТ InGaAs/GaAs.

2.2. Методы оптической характеристики

2.2.1. Метод оптического стробирования для время-разрешенной спектроскопии фотолюминесценции

Для исследования кинетики время-разрешенного сигнала фотолюминесценции (ФЛ) использовался метод ап-конверсии, или метод оптического стробирования. Такой способ позволяет достичь наилучшего разрешения, сопоставимого с шириной лазерного импульса благодаря смешиванию опорного сигнала и сигнала ФЛ на нелинейном кристалле (именно этот процесс называется ап-конверсией). Схема основного принципа метода оптического стробирования (ап-конверсии) показана на рисунке 2.1.

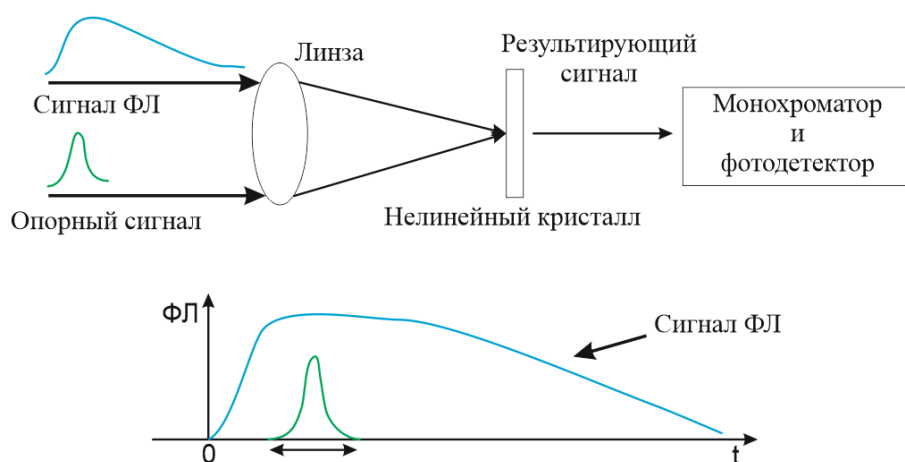


Рисунок 2.1 – Общий принцип регистрации сигнала время-разрешенной фотолюминесценции с помощью метода ап-конверсии.

После того, как лазерный импульс возбуждает образец, сигнал ФЛ образца собирается и смешивается с опорным импульсом на нелинейном оптическом кристалле. Сигнал, частота которого равна сумме частот опорного сигнала и сигнала ФЛ (рисунок 2.2), генерируется нелинейным кристаллом и направляется на вход монохроматора с фотодетектором. Меняя задержку стробирующего (сигнального) импульса с помощью подвижного зеркала, и измеряя сигнал суммарной частоты, можно получить время-разрешенное распределение сигнала ФЛ. При этом спектральный диапазон чувствительности метода достаточно широк, т.к. для детектирования оптического сигнала могут использоваться детекторы с высокими временами накопления сигнала.

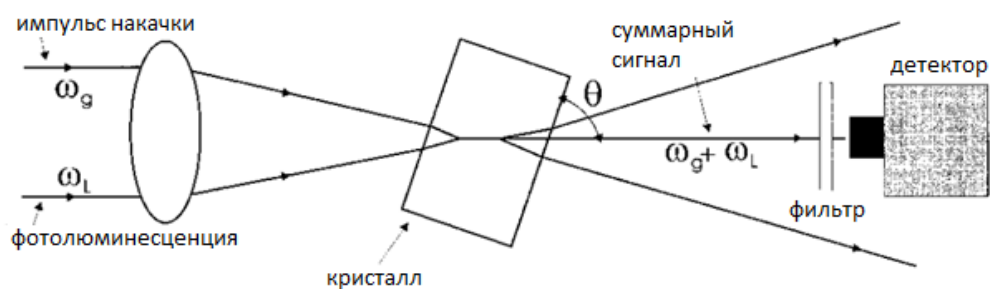


Рисунок 2.2 – Схематичное изображение процесса смешения частот опорного сигнала и сигнала ФЛ.

Процесс генерации суммарной частоты ($\omega_g + \omega_l = \omega_s$) имеет место только при соблюдении условий фазового согласования, обеспечивающего эффективное нарастание нелинейного сигнала вдоль нелинейного кристалла. Важным параметром в экспериментах по ап-конверсии является также угловая апертура нелинейного кристалла. Эффективность ап-конверсии определяется долей излучения, удовлетворяющей условиям фазового согласования, то есть попадающей в пределах угловой апертуры кристалла. Ширина угловой апертуры обратно пропорциональна длине нелинейного кристалла, вследствие чего для увеличения эффективности преобразования в условиях изотропного источника излучения, как правило, применяются кристаллы малой толщины.

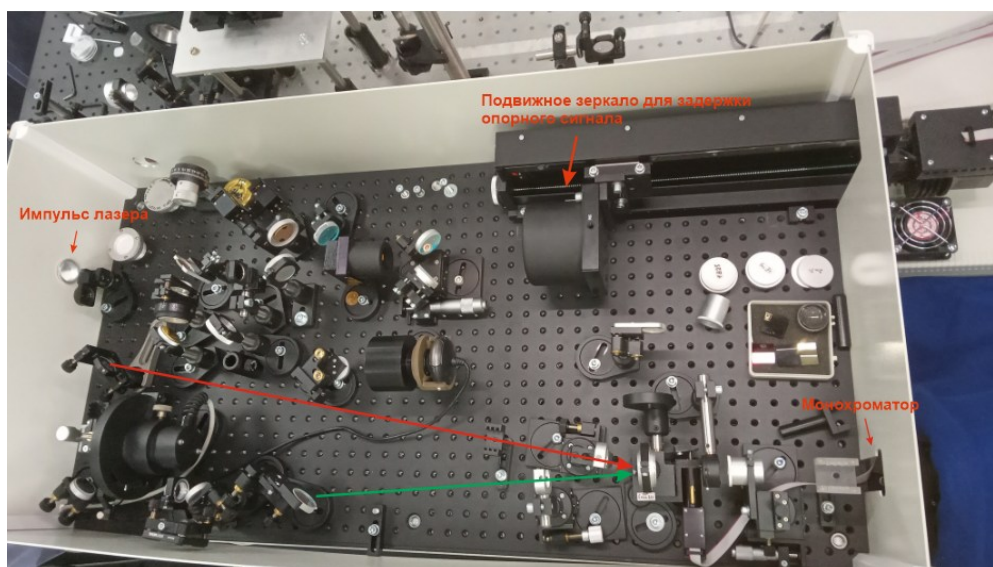


Рисунок 2.3 – Фотография модуля время-разрешенной спектроскопии методом ап-конверсии. Зеленая стрелка демонстрирует оптический тракт опорного (стробирующего) сигнала. Красная стрелка демонстрирует оптический тракт отклика сигнала ФЛ; оба сигнала смешиваются на нелинейном ВВО кристалле.

Существует несколько распространенных кристаллов, используемых в методе ап-конверсии: дигидрофосфат калия (KDP), ниобат лития (LiNbO_3) и β -борат бария (или VBO, barium boron oxide, $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$, где β означает полиморфную модификацию кристаллической структуры). Хотя эффективность преобразования VBO меньше, чем LiNbO_3 , он имеет гораздо более широкий диапазон длин волн фазового согласования для смешивания (для 800 нм: от 250 до 2000 нм).

В качестве источника фемтосекундного излучения был использован лазер Ti:Sapphire "Coherent Mira 900" с длительностью импульса ~ 130 фс, частотой повторения 76 МГц и перестраиваемой длиной волны от 700 до 980 нм. Благодаря своей нелинейности кристалл активной области такого лазера (Ti:Sapphire) позволяет добиться пассивной синхронизации мод в своем объеме с помощью эффекта самофокусировки (эффект Керра). В результате многократного переотражения излучения между зеркалами и использования щелевой диафрагмы, в активной среде выделяется импульсная составляющая сигнала. Средняя мощность лазером накачки составляла 85 мВт, что соответствует плотности энергии ~ 10 мкДж/см².

Время-разрешенный сигнал ФЛ регистрировался с помощью модуля FOG-100 (CDP Systems). Фотография этого модуля представлена на рисунке 2.3. Как обсуждалось ранее, для формирования двух смешиваемых на нелинейном кристалле сигналов лазерный импульс был разделен на два пучка с помощью делителя. Опорный сигнал проходил через линию задержки, а второй использовался для возбуждения ФЛ в образце. Результирующий сигнал ФЛ (оптический путь обозначен красной стрелкой на рис. 2.3) и опорный сигнал лазера накачки (обозначен зеленой стрелкой на рис. 2.3) собирались оптической системой и смешивались на нелинейно-оптическом кристалле VBO. Стрелкой в верхней части рисунка 2.3 также обозначено подвижное зеркало, позволяющее «сканировать» профиль время-разрешенного отклика ФЛ образца. Полученный преобразованный сигнал регистрировался с помощью монохроматора и фотоумножителя. Такая конфигурация установки позволила получить спектры время-разрешенной ФЛ в диапазоне длин волн 850...1200 нм с оптическим разрешением 10-15 нм и временным разрешением $\sim 0,2$ пс. Следует отметить, однако, что в этом случае спектральное разрешение составляет порядка 10 нм. Это значение может быть определено экспериментально с помощью ап-конверсии импульсов опорного сигнала и накачки. Из полученного спектра автокорреляционной функции импульса лазера по полуширине спектральной линии было определено спектральное разрешение экспериментальной системы. Для температурных исследований в диапазоне 10-300 К образец помещался в гелиевый криостат замкнутого цикла Montana Instruments s50.

2.2.2. Спектроскопия фотолюминесценции

Для исследования ФЛ при комнатной температуре использовалась конфокальная микроскопия, комплекс NT-MDT Ntegra Spectra II. Экспериментальная установка обеспечивает интеграцию методов атомно-силовой и оптической, в т.ч. конфокальной, микроскопии/спектроскопии. Характерной особенностью конфокальной микроскопии является высокое оптическое разрешение, которое позволяет достигать разрешения вплоть до 100 нм, а также высокая контрастность, достигаемая с помощью механической щели на входном оптическом тракте монохроматора, отсекающей поток фонового рассеянного света. С помощью фокусировки лазерного луча и микрометрической настройки размеров входной щели монохроматора, можно селективно исследовать отдельные точки исследуемой структуры, а также получать карты распределения интенсивности сигнала образца по поверхности. Спектральное разрешение комплекса конфокальной микроскопии определяется как совокупностью вкладов ширины входной щели монохроматора и разрешением используемой в монохроматоре дифракционной решетки.

Источником оптической накачки для комплекса NT-MDT Ntegra Spectra II является твердотельный Nd:YAG лазер на длине волны 527 нм. Образец располагается горизонтально и накачивается оптически в геометрии нормального падения луча лазера на поверхность. Для фокусировки лазерного пятна в диаметр $\sim 1 \mu\text{m}$ на поверхности образца, использовался объектив $\times 100$ (Mitutoyo Plan APO NIR, NA = 0.5). Для исследования мезоструктур в разделе 4.1, 4.2 использовался объектив $\times 20$ (Mitutoyo Plan APO NIR, NA = 0.4). Излучение, рассеянное образцом, собиралось тем же объективом. Паразитное отражение сигнала лазера от поверхности образца фильтровалось с помощью long-pass дихроичного фильтра Semrock. Сигнал ФЛ от образца, прошедший через фильтр, направлялся на входные щели монохроматора Sol Instruments MS5204i. Спектры регистрировались с помощью кремниевой ПЗС-камеры (iVac, Andor) для диапазона длин волн 400-1100 нм, либо с помощью InGaAs ПЗС-матрицы (iDus Andor), для диапазона длин волн 900-1600 нм. С помощью программного обеспечения Nova, все проанализированные точки можно сформировать в изображение, окрашенное по интенсивностям.

Для исследования ФЛ микродисковых лазеров в разделе 4.3.1 при пониженных температурах использовалась схема спектроскопии ФЛ. В качестве источника оптической накачки использовался непрерывный лазер Nd:YLF, работающий на длине волны 527 нм. Лазер накачки фокусировался на поверхности структуры с помощью объектива микроскопа Mitutoyo M Plan Apo NIR 10 $\times$ (пятно лазерной накачки фокусировалось в диаметр $\sim 7\text{--}8 \mu\text{m}$). Тот же

объектив использовался для сбора сигнала ФЛ, который направлялся в монохроматор Andor Shamrock 500i (решетка 1200 линий/мм) и регистрировался охлаждаемой InGaAs ПЗС-матрицей.

2.2.3. Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия.

Сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия (СБОМ) является методом исследования оптических свойств объектов с высоким пространственным разрешением и обеспечивает возможность регистрации эванесцентного ближнего поля с использованием средств зондовой микроскопии. Методика СБОМ основана на исследовании взаимодействия света с образцом, расположенным на субволновом расстоянии от зонда (то есть на расстоянии, значительно меньшем длины волны) [133,134].

Пространственное разрешение классического оптического микроскопа ограничено дифракцией и составляет примерно половину длины волны света, что соответствует величине порядка 0,1–0,5 мкм в видимом диапазоне. Электронные микроскопы, а также сканирующие туннельные и атомно-силовые микроскопы напротив, позволяют достигать разрешения порядка 10 нм и ниже, но при этом совсем неэффективны в исследовании спектральных свойств образцов. СБОМ, в свою очередь, объединяет высокую спектральную селективность оптической микроскопии с пространственным разрешением порядка 100 нм и менее.

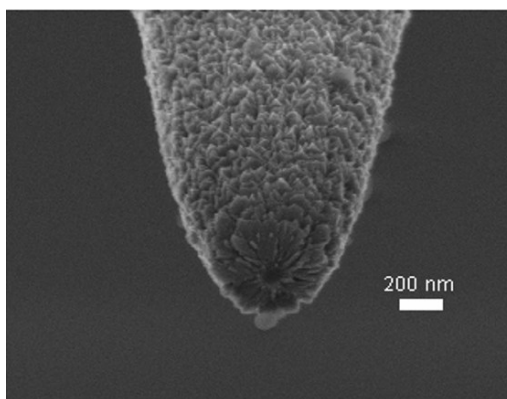


Рисунок 2.4 – Изображение сканирующей электронной микроскопии волоконного зонда системы СБОМ с апертурой 100 нм.

Для регистрации сигнала СБОМ обыкновенно используются зонды с локальной сформированной апертурой (обычно порядка 100 нм), безапертурные зонды [135,136], а так же волоконные зонды. Установка NT-MDT Ntegra Spectra II, на базе которой реализован СБОМ, предлагает возможность использования волоконного зонда для сбора сигнала в ближнем поле. Для измерений в этом режиме используется специальная оптическая головка, с закрепленным в ней виловым кварцевым резонатором. К этому резонатору прикреплено одномодовое заостренное оптическое волокно Nufern 980-HP со сформированной на конце апертурой ~ 100

нм. Конец волокна зауужался с помощью химического травления и покрывается слоем алюминия (70 нм) со сформированной апертурой 100 нм на конце (рисунок 2.4). Металлическое покрытие на боковой поверхности зонда ограничивает область сбора и распространение собираемого сигнала через боковые стенки волокна. Сигнал волоконного зонда собирался в бесконтактном режиме (расстояние между кончиком волокна и поверхностью составляло примерно 20-30 нм). Затем он передавался непосредственно на входные щели монохроматора Sol Instruments MS5204i, а детектирование осуществлялось с помощью охлаждаемой ПЗС-матрицы InGaAs.

2.2.4. Спектроскопия электролюминесценции

Для исследования микролазеров с инжекционной накачкой в разделе 4.3.2 применялась спектроскопия электролюминесценции. Измерения выполнялись при комнатной температуре. На МДЛ лазеры подавались импульсы тока с частотой повторения 5 кГц и длительностью 500 нс, параметры которых контролировались с помощью осциллографа Tektronix MD034. Электрический контакт к верхнему р-контакту МДЛ осуществлялся с использованием вольфрамового игольчатого зонда с диаметром острия 15 мкм. Образец с МДЛ размещался п-стороной вниз на медном держателе. Излучение МДЛ собирали с помощью объектива Mitutoyo M Plan Apo NIR HR 20×, сфокусированного на боковой поверхности МДЛ. Собранный сигнал направлялся в многомодовое оптическое волокно и подавался на входную щель монохроматора Andor Shamrock 500i, где регистрировался ПЗС-матрицей InGaAs.

2.3. Методы осаждения пассивирующих слоев

2.3.1. Атомно-слоевое осаждение

Метод АСО обуславливается химическим осаждением из газовой фазы, основанном на последовательных, самоограниченных реакциях прекурсоров с активными центрами на поверхности подложки [113,137]. Процесс протекает циклически и включает чередование различных прекурсоров, разделённых этапами продувки инертным газом. Благодаря самоограниченному характеру химических реакций, каждая стадия осаждения формирует строго один атомный слой материала, что обеспечивает высокую воспроизводимость и контроль стехиометрии и толщины пленки с точностью до ангстремов [137].

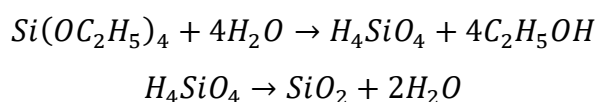
Метод АСО позволяет получать равномерные и конформные покрытия на подложках сложной формы и с высоким отношением сторон, включая наноструктуры и пористые материалы [138]. Ключевыми преимуществами являются высокая однородность по толщине, атомарная точность контроля композиции и возможность осаждения широкого круга материалов — оксидов, нитридов, сульфидов и металлов.

Осаждение слоев АСО проводилось на установке PICOSUN® R-200 Advanced с возможностью работы с прекурсорами в газовой, жидкой и твердой фазах. Перед пассивацией часть мезаструктур была обработана в водородной (H_2) плазме в камере установки. Давление водорода составляло 500 мБар относительно вакуума, поток водорода варьировался от 50 до 100 sccm. После чего в этой же камере установки выполнялось осаждение слоя Al_2O_3 методом АСО. Толщины осажденного слоя составляли 2 нм и 10 нм и оценивались по количеству проведенных циклов открытия/закрытия заслонок прекурсоров. В качестве прекурсоров для АСО использовались триметилалюминий со скоростью потока 150 sccm и вода со скоростью потока 40 sccm. Температура процесса составила 240-250 °С.

2.3.2. Золь-гель технология

В последние несколько лет, активно исследуется технология золь-гель пассивации полупроводниковых микроизлучателей [118,131]. В 1968 году Штобер [127] предложил универсальную и воспроизводимую методику синтеза монодисперсных сфер SiO_2 . Инновация этого метода заключалась в том, что до этого момента золь-гель методы приводили к образованию сильно полидисперсных систем, где частицы имели разные размеры и формы. В свою очередь, с помощью метода Штобера можно получать монодисперсные сферы, а также конформные покрытия и композиты стехиометрического состава SiO_2 .

Метод основан на гидролизе и последующей поликонденсации тетраэтоксилана (TEOS, $(C_2H_5O)_4Si$) в присутствии аммиачного катализатора. Реакции, лежащие в основе метода, следующие:



Для всех структур разделов 4.2 и 4.3 синтез золь-гель покрытия проводился на основе метода Штобера, в следующей последовательности. К образцу добавляли 2,1 мл этанола и 2,9 мл деионизованной воды, после чего вводили 0,012 г поверхностно-активного вещества цетилтриметиламмония бромид (СТАВ), который выступает в качестве центров роста структуры геля SiO_2 и обеспечивает формирование геля SiO_2 на всей поверхности структур. Полученную смесь выдерживали в течение 5 минут при комнатной температуре. Затем добавляли 25 мкл 20% водного раствора аммиака и 13 мкл тетраэтоксилана. Реакционная смесь инкубировалась в течение 60 минут. После завершения синтеза образец промывался, сушка не проводилась.

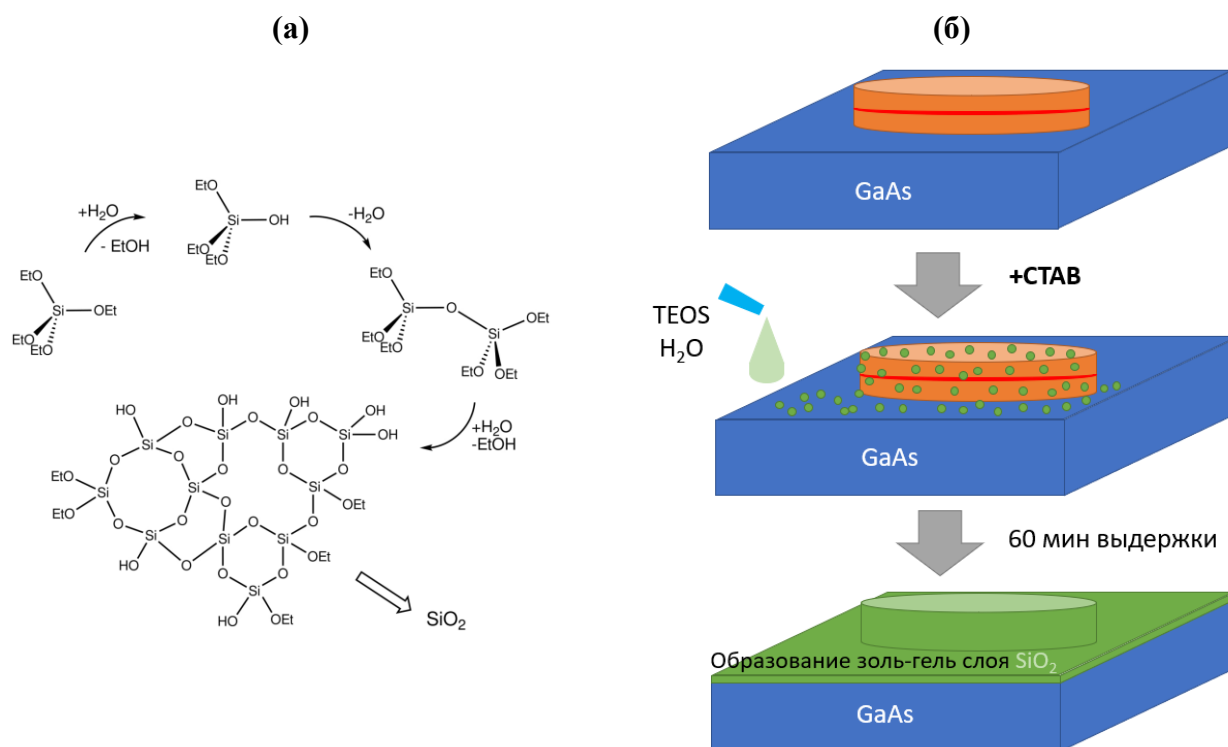


Рисунок 2.5 – (а) Схематичная реакция поликонденсации, проходящая на поверхности полупроводниковой структуры, (б) схематичная последовательность осаждения SiO_2 золь-гель слоя.

Стоит отметить, что изменение вида катализатора, концентрации реактивов и температуры окружающей среды влияет на скорость реакции гидролиза, конденсации, а также на однородность получаемого геля [139]. Оценочная толщина образовавшегося слоя SiO_2 составляла порядка 10 нм. На рисунке 2.5 (а) изображены схематичная реакция поликонденсации, протекающая на поверхности пассивируемых структур в присутствии воды и TEOS, а на рисунке 2.5 (б) так же продемонстрирована схема процесса осаждения золь-гель слоя. В процессе формирования слоя SiO_2 на поверхности образца могут возникать области локальной неоднородности, поэтому использовалось перемешивание золь-геля с помощью магнитного мешателя. Толщина осажденного слоя оценивалась в 10 нм.

Заключение по 2 главе

Таким образом, в главе описан комплекс технологических и экспериментальных методов, использованных для получения и исследования полупроводниковых гетероструктур с квантоворазмерной активной областью. Для синтеза структур применялись методы молекулярно-пучковой и металлорганической газофазной эпитаксии, обеспечивающие формирование слоев с заданным составом, профилем легирования и толщиной. Метод МОГФЭ

использовался для роста структур InGaAs/GaAs КЯТ на вицинальных подложках. Для исследования оптических свойств структур применялся набор взаимодополняющих методов, включающий спектроскопию ФЛ, время-разрешённую спектроскопию ФЛ методом ап-конверсии, а также спектроскопию электролюминесценции и метод СБОМ. Используемый комплекс методов обеспечивает получение информации о спектральных, временных и пространственных характеристиках излучения, включая кинетику рекомбинационных процессов и распределение оптического сигнала с субволновым разрешением, что позволяет всесторонне исследовать свойства микроструктур. Рассмотрены методы осаждения пассивирующих слоев, включая метод АСО и золь-гель технологию. Показано, что АСО обеспечивает высокоточный контроль толщины и состава слоев, тогда как золь-гель метод позволяет формировать конформные покрытия при комнатной температуре без плазменного воздействия.

ГЛАВА 3. Исследование кинетики время-разрешённой фотолюминесценции в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми яма-точками InGaAs/GaAs

Динамика неравновесных носителей заряда играет важную роль в формировании временных характеристик излучения полупроводниковых микролазеров на основе квантоворазмерных гетероструктур. Исследования с помощью время-разрешенной спектроскопии ФЛ полупроводниковых структурах позволяют получить информацию о времени захвата носителей на энергетические уровни в активной области из состояний матрицы (GaAs), о времени жизни носителей заряда на уровнях активной области, о темпе процессов излучательной и безызлучательной рекомбинации. Эти времена напрямую влияют на характеристики полупроводникового МДЛ, такие как скорость накопления инверсии заселённости, пороговые характеристики и быстродействие прибора.

Ранее были изучены различные оптические характеристики активной среды на основе КЯТ InGaAs/GaAs: спектры ФЛ при пониженных температурах с различным количеством InGaAs/GaAs КЯТ слоев в качестве активной области, спектры ЭЛ, вольт-амперные, ватт-амперные характеристики, а также эффективность малосигнальной модуляции и пропускания данных для инжекционных торцевых и дисковых микролазеров с InGaAs/GaAs КЯТ [2]. Несмотря на это, характерные значения времен захвата носителей и их релаксации в InGaAs/GaAs КЯТ, а также их зависимости от температуры и плотности мощности оптической накачки ранее не исследовались. В этой главе представлены результаты исследования время-разрешённой ФЛ InGaAs/GaAs КЯТ в широком диапазоне температур 10–300 К с использованием высокоразрешающего метода ап-конверсии, которые позволили проанализировать характерные времена нарастания и времена спада сигнала ФЛ в КЯТ InGaAs/GaAs.

3.1. Исследование время-разрешенной динамики фотолюминесценции эпитаксиальных структур с квантовыми яма-точками InGaAs/GaAs

КЯТ InGaAs/GaAs, исследуемые в данной главе, а также в главе 4, формировались с помощью осаждения методом МОГФЭ тонкого слоя $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ на подложке GaAs. Структуры были выращены на вицинальных (6° наклона в направлении $\langle 111 \rangle$) подложках GaAs (100) с использованием установки горизонтального реактора низкого давления (100 мБар). В качестве прекурсоров использовались алкилы металлов (триметилгаллий, триметилалюминий, триметилиндий) и арсин. Слои GaAs и AlGaAs осаждались при температуре 700 °С, при соотношении молярных потоков прекурсоров V и III групп около 30, и скорости роста 0,4 нм/с.

КЯТ InGaAs/GaAs формировались при пониженных температурах роста 500-550 °C и скорости роста 0,2 нм/с [140].

Схематическое изображение слоев исследуемой в диссертации структуры с КЯТ InGaAs/GaAs показано на рисунке 3.1. Активная область структуры была сформирована осаждением 1 слоя $\text{In}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщиной 8 монослоев и размещена в центре слоя GaAs (матрицы) толщиной 600 нм.

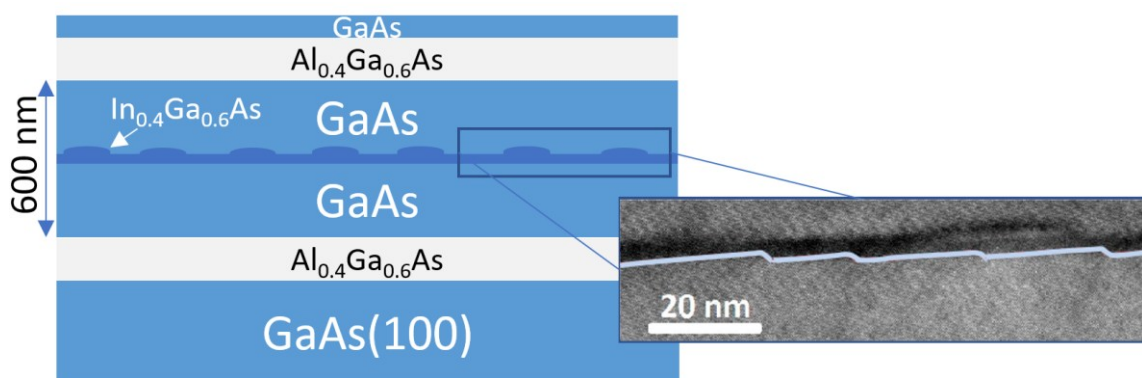


Рисунок 3.1 – Схема эпитаксиальной структуры с одиночным слоем InGaAs/GaAs КЯТ для исследования с помощью время-разрешенной спектроскопии. На вставке приведено изображение просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ) сечения слоя с InGaAs/GaAs КЯТ в матрице GaAs.

Слой матрицы с КЯТ был ограничен барьерами $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$ толщиной 50 нм для предотвращения утекания носителей заряда в подложку и на поверхность структуры. Структура завершалась слоем GaAs толщиной 5 нм. Особенности эпитаксиального роста структур с активной областью на основе InGaAs/GaAs КЯТ представлены в работе [2].

Сначала были исследованы спектры ФЛ с накачкой в непрерывном режиме. Для возбуждения ФЛ использовался Nd:YAG лазер с генерацией на второй гармонике (532 нм, непрерывный режим работы) и плотностью мощности оптической накачки 0,3 Вт/см². Детектирование результирующего сигнала ФЛ производилось с помощью монохроматора МДР 23 и охлаждаемого германиевого диода.

Структура энергетических уровней в КЯТ InGaAs/GaAs ранее обсуждалась в работе [141]. Был сделан вывод, что наблюдаются переходы между электронным уровнем $e1$ и двумя уровнями с тяжелой и легкой дырками ($e1\text{-}hh1$ и $e1\text{-}lh1$). Расщепление зонной структуры в квантовых ямах на уровни легкой и тяжелой дырок обусловлено квантовым ограничением носителей заряда внутри КЯТ. Спектр ФЛ при комнатной температуре представлен на рисунке 3.2. На спектре можно видеть спектральную линию, соответствующую рекомбинации носителей в матрице GaAs (~ 870 нм) и широкую линию, с максимумом соответствующим переходу $e1\text{-}hh1$ (~ 1070 нм), а

также «плечо» на коротковолновом спаде линии соответствующее переходу e1-lh1. Схематичное изображение зонной структуры исследованных КЯТ InGaAs/GaAs с переходами e1-hh1 и e1-lh1 изображено на рисунке 3.3.

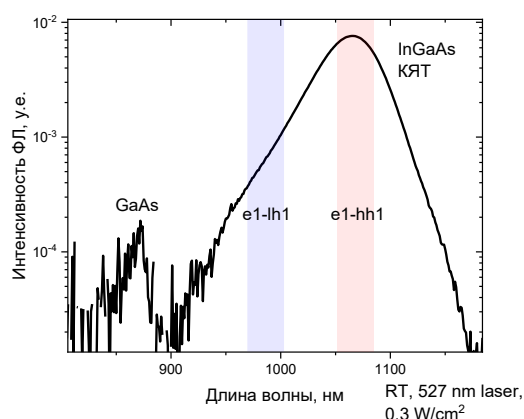


Рисунок 3.2 – Спектры ФЛ исследуемой структуры с КЯТ InGaAs/GaAs при накачке 527 нм лазером в непрерывном режиме, 0,3 Вт/см².

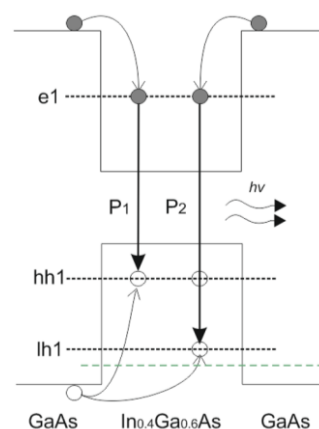


Рисунок 3.3 – Схематичное изображение расположения края зоны проводимости и потолка валентной зоны, а также структуры уровней в КЯТ InGaAs/GaAs с излучательными переходами e1-hh1 и e1-lh1.

Исследования временных характеристик было выполнено с помощью время-разрешенной спектроскопии ФЛ, описанной в разделе 2.2.1.

На рисунке 3.4 показаны спектры ФЛ, полученные при комнатной температуре и различных временах задержки после воздействия лазерного импульса оптической накачки, который приходит на образец в момент времени 0 пс, с помощью метода ап-конверсии.

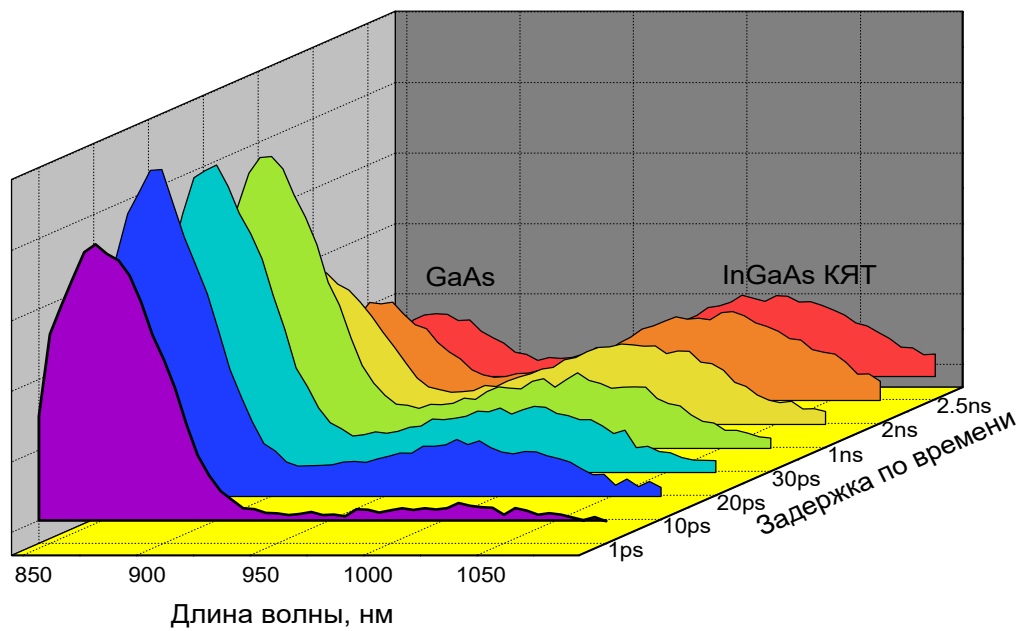


Рисунок 3.4 – Спектры ФЛ для КЯТ InGaAs/GaAs структуры, полученные при комнатной температуре и различных временах задержки после воздействия лазерного импульса оптической накачки.

На рисунке 3.4 наблюдается максимум интенсивности ФЛ на длине волны 875 нм, соответствующий излучательным переходам в матрице GaAs, и широкий максимум интенсивности ФЛ, соответствующий излучательным переходам в InGaAs/GaAs КЯТ в диапазоне 960-1060 нм. На представленной серии спектров наблюдается быстрый спад интенсивности ФЛ матрицы GaAs и выход в насыщение интенсивности ФЛ InGaAs/GaAs КЯТ с увеличением времени задержки до примерно 30 пс. Для детального рассмотрения этих процессов, были построены зависимости интенсивности сигнала ФЛ от времени задержки, полученные при комнатной температуре для различных длин волн (GaAs на ~ 875 нм, переходы носителей на уровнях $e1-lh1$ на ~ 980 нм и $e1-hh1$ на ~ 1040 нм). Начальный участок экспериментальных зависимостей показан на рисунке 3.5.

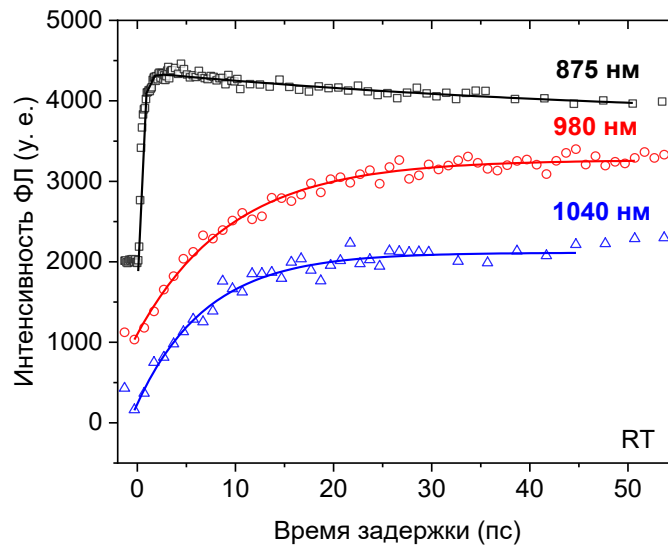


Рисунок 3.5 – Начальный участок кинетики интенсивности сигнала ФЛ для матрицы GaAs (875 нм) и переходов InGaAs/GaAs КЯТ (980 нм и 1040 нм) при комнатной температуре. Символы демонстрируют экспериментальные данные, линии - подгонка с помощью эмпирических уравнений (1) – для матрицы GaAs (875 нм), (2) - для переходов InGaAs/GaAs КЯТ (980 нм - красная линия, 1040 нм – синяя линия).

Зависимость интенсивности сигнала ФЛ от времени задержки после импульса лазерной оптической накачки позволяет выделить несколько различающихся тенденций. Для матрицы GaAs зависимость интенсивности ФЛ от времени, которая обозначена на рисунке 3.5 черными полыми квадратами, демонстрирует быстрое (субпикосекундное) нарастание интенсивности сигнала ФЛ, и дальнейший его медленный спад в течении нескольких десятков пс. Для сигнала ФЛ, полученного на длинах волн 980 нм и 1040 нм, и связанного с оптическими переходами $e1-hh1$ и $e1-hh1$ КЯТ InGaAs/GaAs соответственно, характерно более медленное нарастание сигнала ФЛ за ~ 30 пс с последующим выходом на плато интенсивности ФЛ.

Спад интенсивности сигнала ФЛ, характеризующего матрицу GaAs, наблюдаемый на рисунке 3.5 уже после первых ~ 5 пс, может быть объяснен переходом (захватом) фотовозбужденных носителей заряда из матрицы в локализованные состояния КЯТ InGaAs/GaAs. Соответственно, в самой матрице GaAs концентрация свободных носителей быстро уменьшается. Зависимость интенсивности ФЛ от времени для матрицы GaAs в первые 50 пс может быть хорошо описана с помощью эмпирического уравнения:

$$I_{PL}(t) = A(e^{-t/\tau_{decay}} - e^{-t/\tau_{rise}} + C), \quad (1)$$

где A и C это некоторые константы, τ_{rise} – время нарастания сигнала ФЛ, τ_{decay} – время спада сигнала ФЛ на начальном временном участке. Характерное время нарастания, полученное из

подгонки с помощью выражения (1) данных, представленных на рисунке 3.5, составило $\tau_{rise} \sim 0,4 \pm 0,02$ пс, а время спада, $\tau_{decay} \sim 40 \pm 2$ пс.

Кинетику нарастания интенсивности сигнала ФЛ оптических переходов e1-hh1 и e1-lh1 КЯТ InGaAs/GaAs для первых 50 пс на рисунке 3.5 можно описать экспоненциальной функцией, поскольку спада сигнала на этом временном промежутке не наблюдается

$$I_{PL}(t) = A(1 - e^{-t/\tau_{rise}}). \quad (2)$$

Подгонка экспериментальных данных выражением (2) позволила определить, что времена нарастания τ_{rise} составили соответственно $\sim 9,5$ пс и ~ 7 пс для межзонных переходов e1-lh1 на 980 нм и e1-hh1 1040 нм КЯТ InGaAs/GaAs, соответственно. Таким образом, оба локализованных состояния (легких и тяжелых дырок) заполняются носителями заряда почти одновременно, время их нарастания сопоставимо. Одинаковые характерные времена нарастания так же свидетельствуют о том, что последовательной релаксации носителей заряда через энергетические состояния дырок (сперва на состояние легких дырок, и с него на состояние тяжелых дырок) в КЯТ InGaAs/GaAs не наблюдается.

Заметим, что полученные значения времени нарастания интенсивности сигнала ФЛ включают в себя процессы диффузии, захвата и энергетической релаксации носителей заряда в КЯТ InGaAs/GaAs. Согласно исследованиям для КТ InAs/GaAs и КЯ InGaAs/GaAs, время нарастания концентрации носителей составляет всего 1–3 пс [142,143], что существенно меньше величин τ_{rise} , представленных в этой работе. Однако в цитированных исследованиях толщина GaAs матрицы для неравновесных носителей заряда составляла 50–100 нм на слой КЯ (КТ), что означает значительно меньшее время диффузии носителей по слою GaAs к КЯ (КТ) по сравнению с исследованной в данной работе структурой (300 нм). Для образца с похожим составом (толщина слоя матрицы составила 400 нм на слой КЯ) время нарастания для фотоиндуцированных носителей в GaAs КЯ из AlGaAs матрицы при различных температурах составляло 14–22 пс [144], что близко к полученным нами значениям (13–29 пс). Можно предположить, что в нашем случае скорость нарастания для КЯТ InGaAs/GaAs определяется в основном временем диффузии носителей в GaAs-матрице.

Рассмотрим динамику носителей заряда в структурах с КЯТ InGaAs/GaAs для более широкого диапазона времен задержки после накачки лазерным импульсом. На рисунке 3.6 приведены зависимости интенсивности сигнала ФЛ для матрицы GaAs и локализованных состояний КЯТ InGaAs/GaAs для диапазона времен задержки после накачки лазерным импульсом 0–7,5 нс. Общее время наблюдения ФЛ превышает 6 нс, что хорошо коррелирует с предыдущими результатами [140,145]. Длительные времена жизни доказывают, что скорость

безызлучательной рекомбинации относительно низка и свидетельствует о высоком структурном качестве образца.

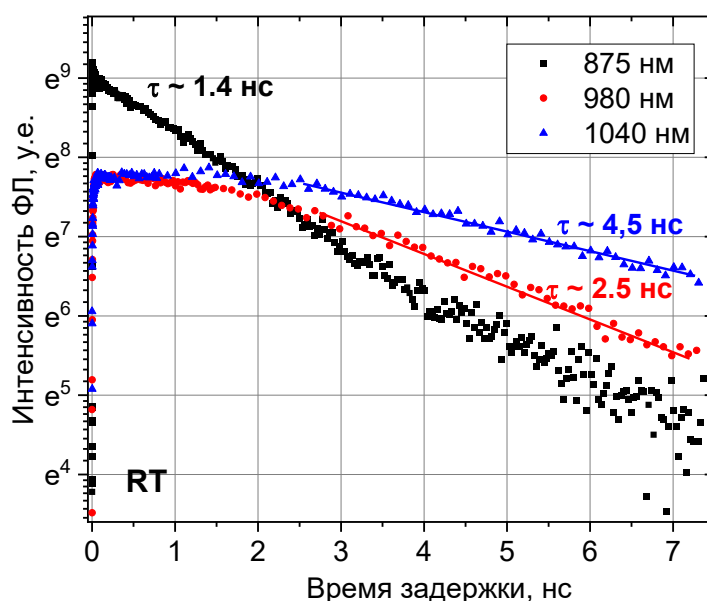


Рисунок 3.6 – Кинетика интенсивности сигнала ФЛ в широком диапазоне времени задержки после импульса оптической накачки для излучательных переходов в матрице GaAs и КЯТ InGaAs/GaAs, полученная при комнатной температуре. Символы демонстрируют полученные экспериментальные данные, линии - подгонка с помощью эмпирических уравнений.

Для кинетики интенсивности сигнала ФЛ GaAs после первых 5-10 пс воздействия импульса лазера характерно начало спада интенсивности сигнала ФЛ, которое наблюдается на всем остальном временном интервале задержки по времени. Характерное время спада интенсивности сигнала ФЛ матрицы GaAs составило $\tau_{\text{decay}} \sim 1,4$ нс.

Временная динамика интенсивности сигнала ФЛ переходов в КЯТ InGaAs/GaAs (синие и красные символы на рисунке 3.6) после первых 50 пс может быть охарактеризована несколькими последовательными процессами. После первоначального заполнения состояний КЯТ InGaAs/GaAs носителями заряда, переходы e1-lh1 (980 нм) и e1-hh1 (1040 нм) остаются на одинаковом уровне интенсивности в течение ~ 1 нс. Мы объясняем это тем, что пока матрица GaAs остается в достаточной степени заполненной свободными носителями заряда, они захватываются на состояния КЯТ InGaAs/GaAs, являясь стабильным источником носителей для излучательной рекомбинации на переходах КЯТ InGaAs/GaAs. При этом, пока интенсивность сигнала ФЛ переходов в КЯТ InGaAs/GaAs сохраняется во времени, интенсивность сигнала ФЛ GaAs уменьшается в ~ 5 раз во времени, что свидетельствует о значительном снижении

концентрации носителей заряда в матрице GaAs. Вероятность захвата носителей заряда на уровни КЯТ InGaAs/GaAs связана с этой концентрацией, и скорость притока носителей из GaAs в КЯТ InGaAs/GaAs должна падать с уменьшением интенсивности сигнала ФЛ матрицы GaAs. Можно предположить, что на временном участке 1 нс после импульса оптической накачки мы наблюдаем максимальный сигнал ФЛ полностью насыщенных переходов КЯТ InGaAs/GaAs.

На участке временной задержки свыше 2,5-3 нс после лазерного импульса оптической накачки наблюдается заметный спад сигнала ФЛ переходов КЯТ InGaAs/GaAs. Он может быть объяснен тем, что вследствие существенного уменьшения концентрации носителей заряда в матрице GaAs их захват на состояния КЯТ InGaAs/GaAs уже не способен компенсировать рекомбинацию. Таким образом, время жизни носителей заряда в локализованных состояниях КЯТ InGaAs/GaAs, по-видимому, следует оценивать по спадающему участку кривой при задержках более 3 нс. Зависимость сигнала ФЛ от времени можно аппроксимировать моноэкспоненциальным законом вида

$$I_{PL}(t) = A * \exp\left(-\frac{t}{\tau_{decay}}\right),$$

где τ_{decay} представляет собой характеристическое время спада интенсивности сигнала ФЛ КЯТ InGaAs/GaAs. Для переходов e1-lh1 на длине волны 980 нм оно составило $\tau_{decay} \sim 2,5$ нс, для переходов e1-hh1 на длине волны 1040 нм составило $\tau_{decay} \sim 4,5$ нс. Величина времени спада может варьироваться для одной и той же точки в пределах 10-20% из-за погрешности настройки установки время-разрешенной спектроскопии ФЛ и параметров подгонки экспериментальных данных с помощью экспоненциального выражения. Более быстрый спад ФЛ для переходов e1-lh1 обусловлен высокой скоростью потерь носителей в заполненных КЯТ InGaAs/GaAs, когда носители рекомбинируют как из уровней легких дырок, так и из уровней тяжелых дырок (рисунок 3.7 (а)). Переход к более умеренному заполнению КЯТ (рисунок 3.7 (б)) по прошествии 3 нс после импульса лазера накачки характеризуется уменьшением интенсивности сигнала ФЛ от переходов e1-lh1 и, соответственно, более медленному спаду интенсивности ФЛ со временем переходов e1-hh1, так как свободные носители рекомбинируют преимущественно через переход e1-hh1. Такое существенное различие во временах спада τ_{decay} демонстрирует перераспределение носителей внутри единой системы КЯТ InGaAs/GaAs. Схематическая иллюстрация вышеописанной динамики концентрации носителей заряда для двух состояний со временем задержки 1,5 нс и 3 нс для системы КЯТ InGaAs/GaAs изображена на рисунке 3.7.

Согласно данным Алешкина и др. [142] скорость релаксации носителей в КЯ InGaAs/GaAs, которая близка по свойствам к КЯТ InGaAs/GaAs, достигает 100 мэВ/пс при комнатной температуре. Это означает, что за время порядка 5-10 пс носители заряда термализуются и распределяются по состояниям КЯТ InGaAs/GaAs в соответствии со

статистикой Ферми-Дирака и с квазиуровнями Ферми (рисунок 3.7 (а)). Так как скорость рекомбинации носителей в КЯТ InGaAs/GaAs намного медленнее, чем пикосекунды, все состояния КЯТ InGaAs/GaAs можно рассматривать как единую систему, что означает, что добавление носителей заряда в любое состояние КЯТ InGaAs/GaAs влияет на остальные состояния. Поскольку концентрация носителей заряда в КЯТ InGaAs/GaAs уменьшается, квазиуровень Ферми в валентной зоне смещается ближе к середине запрещенной зоны, и интенсивность сигнала ФЛ КЯТ InGaAs/GaAs сначала для переходов e1-lh1 (рисунок 3.7 (а)), а затем и для переходов e1-hh1 (рисунок 3.7 (б)) от времени начинает падать. Переход к более умеренному заполнению КЯТ InGaAs/GaAs (рисунок 3.7 (б)) приводит к слабой интенсивности сигнала ФЛ от переходов e1-lh1 и, соответственно, более медленному спаду интенсивности ФЛ переходов e1-hh1 ($\tau_{\text{decay}} \sim 4$ нс), так как носители рекомбинируют преимущественно через состояние hh1.

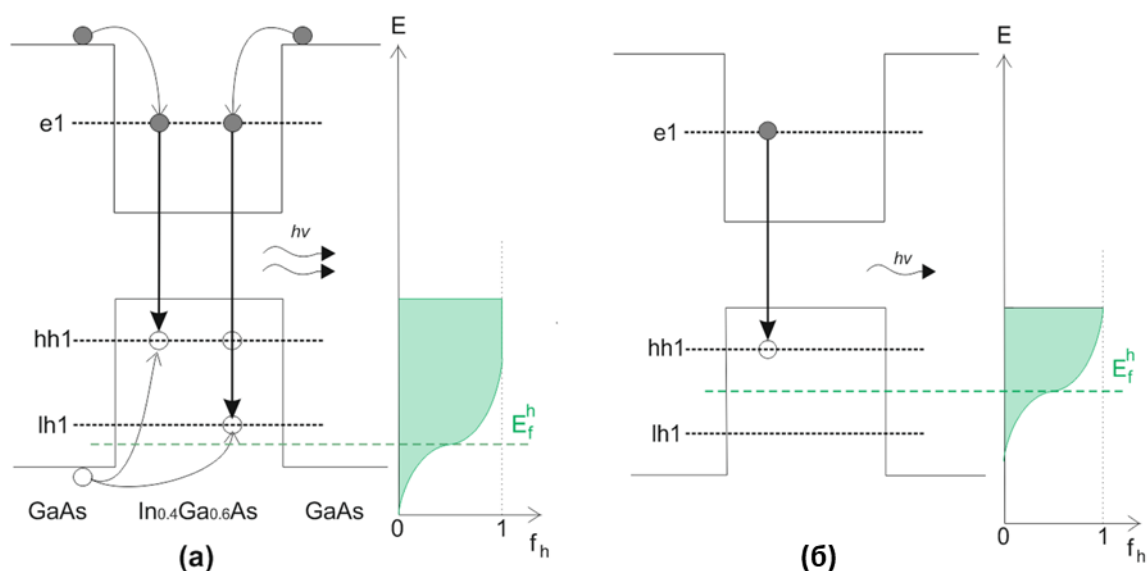


Рисунок 3.7 – Схематическое представление структуры состояний КЯТ InGaAs/GaAs и временной эволюции концентрации носителей в течение (а) первых 1.5 нс и (б) после первых ~ 3 нс после накачки импульсом лазера с изображением квази-уровня Ферми для дырок.

Наблюдаемое во временном интервале 0,1 – 1,5...2 нс плато для временной кинетики интенсивности сигнала ФЛ, характеризующих состояния КЯТ InGaAs/GaAs (рисунок 3.6) имеет схожие черты с полученными ранее в литературе результатами. Например, в работе [146] наблюдалось каскадный спад сигнала ФЛ переходов КТ на основе GaAs: оптические переходы в КТ имеют плато (участок медленного спада ФЛ), причем, чем глубже состояние, тем длиннее плато. Авторы объясняют такое поведение ступенчатой релаксацией носителей заряда, при

которой они последовательно захватываются на различные уровни КТ, от менее к более глубоким. Таким образом, каждое более высокоэнергетическое состояние КТ является для меньшего по энергии состояния резервуаром, источником носителей заряда, что на временной динамике проявляется в последовательном затухании интенсивности ФЛ от возбужденных состояний к основному.

Для структур КЯТ InGaAs/GaAs были так же получены зависимости время-разрешенной ФЛ при пониженных температурах. На рисунке 3.8 представлены спектры ФЛ, полученные после задержки лазерного оптического импульса по времени на 30 пс. Видно, что понижение температуры приводит к смещению максимумов интенсивности ФЛ, соответствующему ожидаемому температурному сдвигу ширины запрещенной зоны GaAs, что подтверждает корректность оценки температуры и отсутствия значительного перегрева образца под действием лазера накачки.

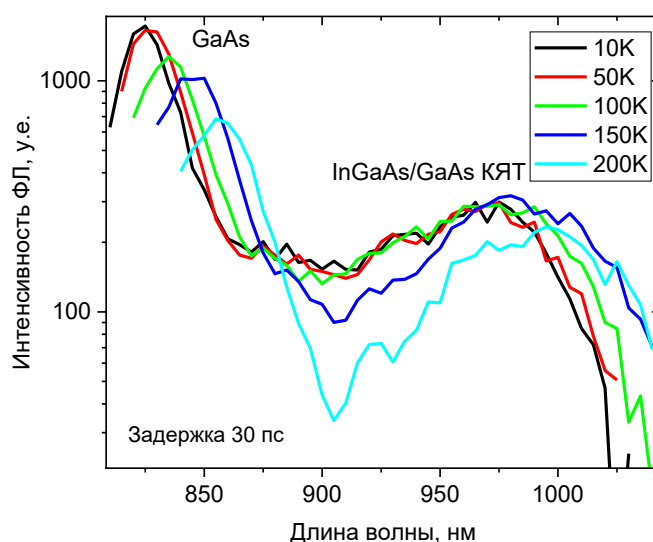


Рисунок 3.8 – Спектры ФЛ КЯТ InGaAs/GaAs при временной задержке после лазерного импульса оптической накачки 30 пс при пониженных температурах (10-200 K).

На рисунке 3.9 изображены зависимости интенсивности сигнала ФЛ от времени задержки после лазерного импульса оптической накачки для основного перехода e1-hh1 (зависимости интенсивности ФЛ от времени для переходов e1-lh1 демонстрируют идентичное поведение). Снижение температуры приводит к изменению вида временных зависимостей интенсивности ФЛ. В случае временной динамики нарастания/спада интенсивности ФЛ КЯТ InGaAs/GaAs хорошие результаты давала аппроксимация одиночной экспонентой $I_{PL}(t) = A * \exp(-\frac{t}{\tau_{decay}})$

или $1 - A * \exp(-\frac{t}{\tau_{rise}})$. На приведенных рисунках указаны характерные времена нарастания (τ_{rise}) и спада (τ_{decay}) интенсивности ФЛ.

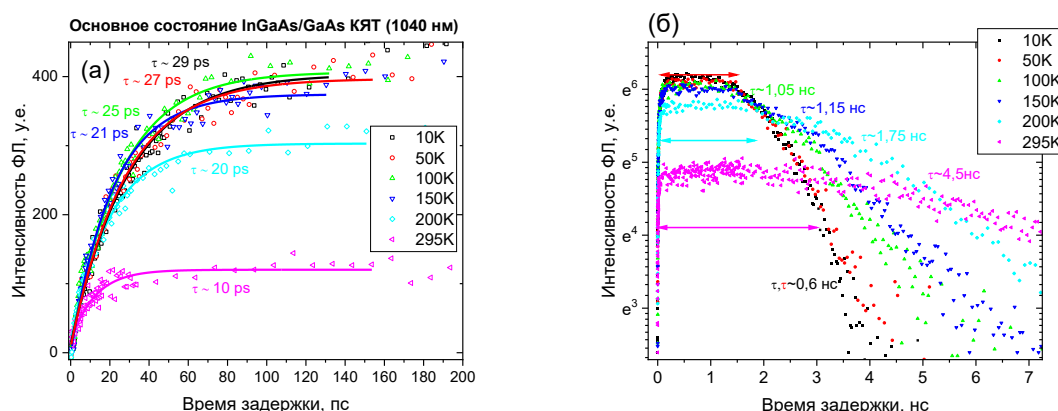


Рисунок 3.9 – Кинетика сигнала ФЛ для переходов КЯТ InGaAs/GaAs на 1040 нм для пониженных температур, (а) - начальный участок 200 пс, (б) – во диапазоне времен задержки 0 - 7 нс.

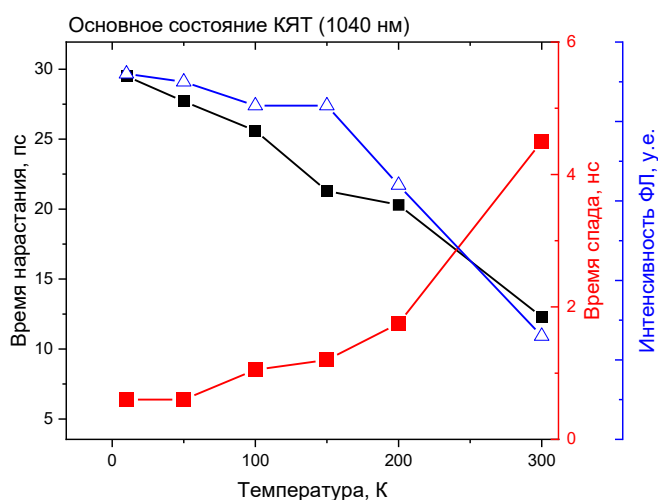


Рисунок 3.10 – Температурные зависимости времени спада (красные квадраты), максимальной интенсивности сигнала ФЛ (синие треугольники) и времени нарастания (черные квадраты) интенсивности максимума сигнала ФЛ для основного состояния КЯТ InGaAs/GaAs.

Как видно из данных, приведенных рис. 3.10, понижение температуры оказывает заметное влияние на временную динамику ФЛ КЯТ InGaAs/GaAs. Можно отметить следующие ключевые изменения: 1 — возрастает время нарастания ФЛ, 2 — возрастает максимальная (уровень плато) интенсивность ФЛ, 3 — уровень ФЛ плато сокращается по длительности и 4 — значительно уменьшается время спада ФЛ.

В литературе можно найти различные данные об изменении времени спада интенсивности сигнала ФЛ с температурой. Можно выделить работы, в которых изучались структуры без высокоэнергетических барьеров, препятствующих утечке носителей на поверхность образца [147,148]. В таких случаях время спада часто демонстрировало немонотонное поведение с ростом температуры, увеличиваясь до температур 150–200 К, а затем быстро уменьшаясь. Такое поведение может быть связано с быстрым увеличением безызлучательной рекомбинации носителей заряда на поверхности образца при высоких температурах, что приводит к значительному уменьшению времени спада интенсивности сигнала ФЛ. В работах, где в конструкции образцов реализованы барьеры для свободных носителей заряда [143], обычно можно наблюдать незначительное изменение времени свечения с температурой в пределах 1,5–2 раз. В нашем случае наблюдается монотонное уменьшение времени спада интенсивности сигнала ФЛ с понижением температуры.

Как оказалось, описать кинетику сигнала ФЛ при пониженных температурах можно с помощью двухуровневой системы скоростных уравнений, аналогичной описанной в работах [149,150]. Мы рассматриваем концентрации носителей в GaAs матрице, обозначенные n_{GaAs} , и концентрация носителей $n_{КЯТ}$ на состояниях КЯТ InGaAs/GaAs. В модели не учитываются отдельно переходы с легкой и тяжелой дырками; для удобства моделирования рассматривается единая система локализованных состояний в КЯТ InGaAs/GaAs. Тогда для режима спонтанного излучения фотонов можно использовать следующую систему уравнений:

$$\frac{dn_{GaAs}}{dt} = -Bn_{GaAs}^2 - w_{21}n_{GaAs} \left(1 - \frac{n_{КЯТ}}{N_{КЯТ}}\right) + w_{12}n_{КЯТ} \left(1 - \frac{n_{GaAs}}{N_C}\right) \quad (3.1, a)$$

$$\frac{dn_{КЯТ}}{dt} = -\frac{n_{КЯТ}}{\tau_{rad}} + w_{21}n_{GaAs} \left(1 - \frac{n_{КЯТ}}{N_{КЯТ}}\right) - w_{12}n_{КЯТ} \left(1 - \frac{n_{GaAs}}{N_C}\right) \quad (3.1, б)$$

$$n_{GaAs}|_{t=0} = n_0, n_{КЯТ}|_{t=0} = 0 \quad (3.1, в)$$

Здесь $N_C = 2\left(\frac{m_{eff}kT}{2\pi\hbar}\right)$ представляет собой эффективную объемную (3D) плотность состояний в матрице GaAs. $N_{КЯТ} = 2N_s/b$, где N_s – плотность состояний (0D) КЯТ InGaAs/GaAs, разделенная на толщину матрицы b . Для дырок могут быть написаны аналогичные уравнения. Коэффициент B отражает эффективность объемной излучательной рекомбинации в матрице GaAs, который от температуры зависит как $B = B_{GaAsRT} \left(\frac{T}{300}\right)^{-3/2}$, [151] $B_{GaAsRT} = 7 * 10^{-10} \frac{см^3}{с}$ в этом выражении обозначает коэффициент излучательной рекомбинации для объемного GaAs при комнатной температуре [151]. Время излучательной рекомбинации в КЯТ InGaAs/GaAs обозначено τ_{rad} . Предполагается, что это время не зависит от температуры, что подтверждается [152]. Вероятности (темпы) обмена носителями заряда между матрицей и состояниями КЯТ InGaAs/GaAs обозначены как w_{21} и w_{12} . Эти вероятности обмена связаны соотношением:

$$w_{12} = w_{21} \frac{N_c}{N_{\text{КЯТ}}} \exp\left(-\frac{\Delta E_c}{kT}\right) \quad (3.2)$$

Здесь ΔE_c это энергетический барьер для электронов состояний КЯТ InGaAs/GaAs. ΔE_c можно также интерпретировать как различие между энергиями носителей в матрице GaAs и на локализованных состояниях КЯТ InGaAs/GaAs. При этом значение ΔE_c будет отличаться от разницы энергий фотонов $E_{\text{GaAs}} - E_{\text{КЯТ}} \approx 200$ мэВ, излучаемых в процессе рекомбинации в матрице GaAs и с уровнями КЯТ InGaAs/GaAs. Это связано с тем, что $E_{\text{GaAs}} - E_{\text{КЯТ}}$ делится в определенной пропорции между энергетическими барьерами для электронов (ΔE_c) и дырок (ΔE_v). Таким образом:

$$\Delta E_c = \xi(E_{\text{GaAs}} - E_{\text{КЯТ}}); \quad \Delta E_v = (1 - \xi)(E_{\text{GaAs}} - E_{\text{КЯТ}}) \quad (3.3)$$

Значение параметра ξ , будет уточнено с помощью подгонки, как обсуждается ниже.

В уравнении (3.1, в) n_0 обозначает начальную концентрацию в матрице GaAs, которая равна концентрации поглощенных фотонов оптического лазерного импульса. Известно [153], что коэффициент поглощения фотонов в объемном полупроводниковом слое пропорционален $\sqrt{\hbar\omega - E_g}$. Кроме того, E_g зависит от температуры, так что выражение для начальной концентрации носителей заряда в матрице GaAs можно записать следующим образом:

$$n_0 = \frac{n_{\text{фотонов}}}{b} \frac{\alpha(T)}{\alpha(300)} \quad (3.4)$$

Здесь $n_{\text{фотонов}}$ это поверхностная плотность падающего пучка фотонов лазера, а α является эмпирической функцией, описывающей зависимость коэффициента поглощения от температуры:

$$\alpha(T) \propto \sqrt{\frac{1}{\lambda_{\text{накачки}}} - \frac{1}{\lambda_{\text{поглощения}}(T)}} \quad (3.5)$$

Здесь $\lambda_{\text{накачки}}$ является длиной волны накачки лазера, а $\lambda_{\text{поглощения}}$ длиной волны края зоны поглощения в GaAs, который описывается функцией Варшни [154]. Для не слишком низких температур $\lambda_{\text{поглощения}} = \lambda_0 + sT$, где параметры s и λ_0 можно найти из температурной зависимости длины волны края зоны поглощения в GaAs матрице. Таким образом, для начального условия корректно определить $n_{\text{GaAs}}(t = 0) = n_0(T)$.

Уравнение (3.1) может быть решено приближенно для некоторых временных диапазонов. Рассмотрим участок плато, который наблюдается экспериментально на время-разрешенных зависимостях сигнала ФЛ, рисунок 3.6. В этом случае за время порядка $1/w_{21}$ концентрация $n_{\text{КЯТ}}$ достигает своего максимального значения, после чего концентрация n_{GaAs} начинает уменьшаться. В таком случае будет верно утверждение (справедливость которого подтверждается из результатов эксперимента), что $n_0 \gg N_{\text{КЯТ}}$, а также $n_{\text{КЯТ}} \approx N_{\text{КЯТ}}$ и на этом

временном участке $\frac{dn_{\text{КЯТ}}}{dt} \approx 0$. Тогда член с w_{21} в (3.1 а) обращается в 0, а член $w_{12}N_{\text{КЯТ}}\left(1 - \frac{n_{\text{GaAs}}}{N_C}\right) \approx \frac{N_{\text{КЯТ}}}{\tau_{\text{rad}}}$. С учетом сказанного, получаем выражение:

$$\frac{dn_{\text{GaAs}}}{dt} = -Bn_{\text{GaAs}}^2 - \frac{N_{\text{КЯТ}}}{\tau_{\text{rad}}} \quad (3.6)$$

Падение концентрации носителей в GaAs можно приблизительно считать экспоненциальным, вида:

$$n_{\text{GaAs}} \sim \exp\left(-\frac{t}{2\tau_{\text{GaAs}}}\right) \quad (3.7)$$

Здесь τ_{GaAs} - характеристическое время затухания ФЛ GaAs, коэффициент 2 отражает тот факт, что интенсивность ФЛ пропорциональна квадрату концентрации. Тогда можно записать выражение для производной $\frac{dn_{\text{GaAs}}}{dt} = -\frac{n_{\text{GaAs}}}{2\tau_{\text{GaAs}}}$. Тогда характеристическое время затухания ФЛ

τ_{GaAs} можно определить с помощью подстановки $n_{\text{GaAs}} = n_0$, $n_{\text{КЯТ}} = N_{\text{КЯТ}}$.

$$\begin{aligned} \frac{n_0}{2\tau_{\text{GaAs}}} &= Bn_0^2 + \frac{N_{\text{КЯТ}}}{\tau_{\text{rad}}} \\ \tau_{\text{GaAs}} &= \frac{n_0}{2(Bn_0^2 + N_{\text{КЯТ}}\tau_{\text{rad}}^{-1})} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Используя формулу (3.8), можно определить время, которое система будет оставаться в состоянии полностью заполненных состояний КЯТ InGaAs/GaAs, т.е. длительность режима плато (обозначим это время как τ_{PL}). Для этого уравнения (3.1 а) и (3.1 б) необходимо сложить, что даст выражение $\frac{d}{dt}(n_{\text{GaAs}} + n_{\text{КЯТ}}) = -Bn_{\text{GaAs}}^2 - \frac{n_{\text{КЯТ}}}{\tau_{\text{rad}}}$ (все члены с w_{21} и w_{12} взаимно уничтожаются, так как описывают симметричный обмен между подсистемами матрицы GaAs и КЯТ InGaAs/GaAs). Так как в режиме плато сохраняется $\frac{dn_{\text{КЯТ}}}{dt} \approx 0$ и $n_{\text{КЯТ}} = N_{\text{КЯТ}}$, то сумма уравнений (3.1 а) и (3.1 б) будет приведена к виду (3.6). Выражение (3.6) можно переписать в виде $dt = \frac{dn_{\text{GaAs}}}{Bn_{\text{GaAs}}^2 + N_{\text{КЯТ}}\tau_{\text{rad}}^{-1}}$ и проинтегрировать во временных пределах плато, то есть от $n_{\text{GaAs}} = n_0$ до $n_{\text{GaAs}} = N_{\text{КЯТ}}$. Если принять $\sqrt{B\tau_{\text{rad}}N_{\text{КЯТ}}} = Q$ для упрощения вида выражения, получится:

$$\tau_{\text{PL}} = \int_{N_{\text{КЯТ}}}^{n_0} \frac{dn}{Bn_0^2 + N_{\text{КЯТ}}\tau_{\text{rad}}^{-1}} = \tau_{\text{rad}} \frac{\arctan\left(\frac{n_0}{N_{\text{КЯТ}}}Q\right) - \arctan(Q)}{Q} \quad (3.9)$$

Полученное выражение для τ_{PL} позволяет определить продолжительность состояния полного насыщения локализованных состояний КЯТ InGaAs/GaAs носителями заряда.

Наконец, когда общее количество носителей заряда в матрице GaAs и КЯТ после плато спадает, можно постулировать следующие условия $n_{\text{GaAs}} \ll N_C$, и $n_{\text{КЯТ}} \ll N_{\text{КЯТ}}$. В такой конфигурации носителей остается мало, а значит вероятность парных процессов при

минимальной концентрации носителей сводится к нулю (членом Bn_{GaAs}^2 можно пренебречь). Тогда уравнения (3.1) для заключительного временного участка спада сигнала КЯТ и матрицы GaAs примут вид:

$$\begin{aligned}\frac{dn_{GaAs}}{dt} &= -w_{21}n_{GaAs} + w_{12}n_{\text{КЯТ}} \\ \frac{dn_{\text{КЯТ}}}{dt} &= w_{21}n_{GaAs} - \left(w_{12} + \frac{1}{\tau_{rad}}\right)n_{\text{КЯТ}}\end{aligned}$$

Такая система уравнений может быть представлена через вектор концентраций $\mathbf{n}(t) \equiv \begin{pmatrix} n_{GaAs}(t) \\ n_{\text{КЯТ}}(t) \end{pmatrix}$ как $\frac{d\mathbf{n}}{dt} = -\hat{\Gamma}\mathbf{n}$. Здесь

$$\hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} w_{21} & -w_{12} \\ -w_{21} & w_{12} + \frac{1}{\tau_{rad}} \end{pmatrix}$$

Решение дифференциального уравнения $\frac{d\mathbf{n}}{dt} = -\hat{\Gamma}\mathbf{n}$ представляется в виде экспоненты $\mathbf{n}(t) \sim \exp(-\Gamma_i t)$, а значит концентрации носителей как в состояниях GaAs, так и в КЯТ InGaAs/GaAs будут затухать экспоненциально в соответствии с $\exp(-\Gamma t)$, ведя в пределе к полному обнулению концентраций свободных носителей заряда как в состояниях матрицы GaAs, так и состояний КЯТ InGaAs/GaAs. С физической точки зрения диагональные элементы матрицы $\hat{\Gamma}$ обозначают суммарные скорости ухода из соответствующих состояний, а внедиагональные элементы отражают перекачку носителей между состояниями матрицы GaAs и КЯТ InGaAs/GaAs. Для определения собственных значений матрицы Γ_i , можно записать характеристическое уравнение:

$$\det \begin{pmatrix} \Gamma - w_{21} & w_{12} \\ w_{21} & \Gamma - \frac{1}{\tau_{rad}} - w_{12} \end{pmatrix} = 0$$

Раскрывая определитель, можно переписать:

$$\begin{aligned}(\Gamma - w_{21}) \left(\Gamma - \frac{1}{\tau_{rad}} - w_{12} \right) - w_{21}w_{12} &= 0 \\ \Gamma^2 - \Gamma \left(w_{21} + w_{12} + \frac{1}{\tau_{rad}} \right) + \frac{w_{21}}{\tau_{rad}} &= 0\end{aligned}\tag{3.10}$$

Учитывая то, что на данном временном участке можем использовать приближение $w_{21} \gg \frac{1}{\tau_{rad}}$, то есть захват носителей в состояния КЯТ InGaAs/GaAs происходит гораздо быстрее, чем излучательная рекомбинация, и рассматривая наименьший корень квадратного уравнения Γ_- , так как именно он определяет спад сигнала ФЛ от времени, в итоге получаем

$$\Gamma_- \approx \frac{\frac{w_{21}}{\tau_{rad}}}{w_{21} + w_{12} + \frac{1}{\tau_{rad}}}$$

Такое приближение возможно, если мы считаем $w_{21} \gg \frac{1}{\tau_{rad}}$, и что $\frac{w_{21}}{\tau_{rad}} \ll (w_{21} + w_{12} + \frac{1}{\tau_{rad}})^2$. Дополнительно упростить вид этого выражения можно к следующему виду: $\Gamma_- \approx \frac{1}{\tau_{rad}} \frac{1}{\frac{w_{12}}{w_{21}} + 1}$. Время затухания $\tau_{\text{КЯТ}} = \frac{1}{\Gamma_-} \approx \tau_{rad} \left(\frac{w_{12}}{w_{21}} + 1 \right)$. С учетом (3.2) $\frac{w_{12}}{w_{21}} = \frac{N_c}{N_{\text{КЯТ}}} \exp\left(-\frac{\Delta E_c}{kT}\right)$, оно может быть приблизительно рассчитано по формуле

$$\tau_{\text{КЯТ}} \approx \tau_{rad} \left(1 + \frac{N_c(T)}{N_{\text{КЯТ}}} \exp\left(-\frac{\Delta E_c}{kT}\right) \right) \quad (3.11)$$

Из результатов измерения температурной зависимости интенсивности сигнала ФЛ можно извлечь следующие параметры: время излучательной рекомбинации в КЯТ InGaAs/GaAs τ_{rad} , значение энергетических барьеров для электронов и дырок в КЯТ InGaAs/GaAs относительно уровня матрицы GaAs ΔE_c и ΔE_v , а также параметры λ_0 и s для температурной зависимости пика поглощения в GaAs.

Подгоняя (3.11) к эксперименту (рисунок 3.11 а), можно определить значения излучательного времени жизни КЯТ InGaAs/GaAs $\tau_{rad} = 700$ пс, а также $\xi = 0,25$. Последний параметр позволяет оценить значение энергетического барьера для электронов в КЯТ InGaAs/GaAs $\Delta E_c = 50$ мэВ и для дырок $\Delta E_v \approx 150$ мэВ. Как следует из (3.11) и (3.2), наблюдаемое время спада люминесценции через оптический переход КЯТ InGaAs/GaAs при низких температурах совпадает с временем излучательной рекомбинации, а с повышением температуры растет в основном вследствие увеличения темпа обратного выброса носителей заряда из КЯТ InGaAs/GaAs в матрицу по отношению к темпу захвата.

Как уже обсуждалось, плато в зависимости сигнала ФЛ КЯТ InGaAs/GaAs от времени связано с наличием носителей заряда в матрице GaAs, и продолжительность этого плато зависит от кинетики носителей заряда в матрице GaAs. При понижении температуры время жизни носителей в GaAs уменьшается вследствие более быстрой излучательной рекомбинации τ_{rad} , что приводит к уменьшению продолжительности плато для КЯТ InGaAs/GaAs. Согласно модели, длительность плато зависит от мощности накачки (n_0 в выражении 3.9); в результате чего можно оценить плотность поглощенных фотонов, $n_0 = n_{\text{pump}} = 4,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Эта оценка хорошо согласуется с простым расчетом величины n_{pump} , который учитывает отражение части излучения лазера накачки от поверхности образца (коэффициент отражения $\sim 30\%$ [155]) и неполное поглощения фотонов в матрице GaAs, где глубина поглощения при длине волны 800 нм достигает ~ 1 мкм [156], при том что плотность фотонов на поверхности образца в эксперименте составляет $\sim 1,5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$. Из спектрального сдвига максимума ФЛ GaAs (рис. 3.8) можно найти параметры зависимости длины волны от температуры используя выражения (3.4) и (3.5): $\lambda_0 = 818$ нм, $s = 0,18$ нм/К. На рис. 3.11 (б) сравниваются продолжительность плато τ_{pl} , определенная на уровне

$1/e$ из эксперимента и из моделирования, используя параметры, извлеченные описанным выше способом.

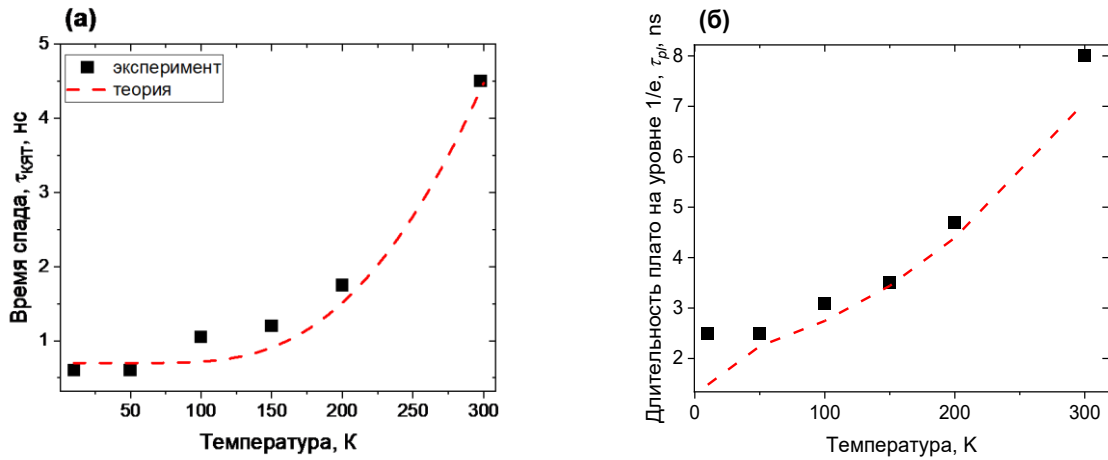


Рисунок 3.11 – Экспериментальная зависимость (черные точки) и модельная зависимости (красная линия) (а) - времени спада сигнала ФЛ основного перехода КЯТ InGaAs/GaAs для разных температур, (б) - длительности плато на уровне $1/e$ для интенсивности ФЛ основного перехода КЯТ InGaAs/GaAs, определенного из рисунка 3.9.

Как видно, расчетные данные качественно согласуются с экспериментом. При этом для диапазона температур 50-300 K согласие между τ_{PL} , полученным из эксперимента и из моделирования, является удовлетворительным; однако для температур ниже 50 K наблюдается расхождение, связанное, как мы полагаем, с тем, что в модели используется простая оценка концентрации без учета распределения Ферми носителей заряда. При температурах ниже 50 K меньшее количество заполненных состояний КЯТ InGaAs/GaAs приводит к подавлению излучательной рекомбинации из матрицы GaAs, которая определяет продолжительность плато. Подавление излучательной рекомбинации будет означать более длительное плато. Таким образом, переоценка коэффициента излучательной рекомбинации τ_{rad} привела к наблюдаемому расхождению результатов моделирования и эксперимента при низких температурах.

Заключение по 3 главе

В главе представлены результаты исследований динамики ФЛ КЯТ InGaAs/GaAs, выполненные методом ап-конверсии, который впервые был применён для изучения данных структур как при комнатной, так и при пониженных температурах 10–300 K.

Установлено, что на начальной стадии временной эволюции ФЛ (~ 50 пс) захват свободных фотоиндуцированных носителей заряда из матрицы GaAs происходит одновременно в состояния лёгких и тяжёлых дырок (lh и hh) КЯТ InGaAs/GaAs. Определено время нарастания

для переходов $e1-lh1$ и $e1-hh1$ сигнала ФЛ, которое составило при комнатной температуре ~ 10 пс для обоих переходов, что указывает на относительно медленный процесс одновременного захвата носителей на все состояния InGaAs/GaAs КЯТ. Увеличенное время нарастания по сравнению с литературными данными было объяснено более длительной диффузией носителей заряда через относительно широкую (300 нм) GaAs-матрицу к активной области КЯТ InGaAs/GaAs. Формирование данного плато постоянной интенсивности сигнала ФЛ было связано с заполнением доступных квантованных состояний КЯТ InGaAs/GaAs вследствие быстрого обмена носителями с матрицей GaAs. В этих условиях носители заряда внутри КЯТ InGaAs/GaAs образуют единую термализованную систему, описываемую квазиуровнем Ферми. На заключительной стадии временной кинетики интенсивности сигнала ФЛ (после 3 нс) наблюдается спад интенсивности сигнала ФЛ, обусловленный излучательной рекомбинацией носителей заряда в КЯТ InGaAs/GaAs. Установлено, что характерное время спада для переходов $e1-hh1$ составляет при комнатной температуре около 4,5 нс. Невысокое значение времени спада сигнала GaAs ($\tau_{\text{decay}} \sim 1,4$ нс), а также отсутствие плато сигнала интенсивности ФЛ матрицы позволяет предположить, что неравновесные носители заряда из матрицы GaAs в основном диффундируют и захватываются в КЯТ InGaAs/GaAs. При понижении температуры до менее 100 К время спада люминесценции на основном переходе КЯТ InGaAs/GaAs уменьшается до примерно 0,7 нс.

Полученные зависимости удовлетворительно описываются двухуровневой моделью скоростных уравнений без учета безызлучательной рекомбинации. В результате аппроксимации результатов моделирования были определены следующие фундаментальные параметры для InGaAs/GaAs КЯТ, значения которых ранее было неизвестно: время излучательной рекомбинации в InGaAs/GaAs КЯТ 0,7 нс, энергетический барьер для электронов (глубина электронного уровня) в InGaAs/GaAs КЯТ 50 мэВ, а энергетический барьер для дырки — 150 мэВ. Время спада люминесценции через оптический переход КЯТ при низких температурах совпадает с временем излучательной рекомбинации, а с повышением температуры растет вследствие увеличения темпа обратного выброса носителей заряда из КЯТ в матрицу по отношению к темпу захвата.

Полученные значения характерного времени захвата и спада интенсивности сигнала ФЛ, а также параметры излучательного времени жизни и энергетических барьеров для электронов и дырок важны для понимания кинетики носителей заряда в InGaAs/GaAs КЯТ и могут быть использованы при проектировании микролазеров и быстродействующих оптоэлектронных устройств на их основе, а также при оценке предельных скоростных характеристик таких структур.

ГЛАВА 4. Скорость поверхностной рекомбинации и диффузионной длины носителей заряда в мезоструктурах с КЯТ InGaAs/GaAs и методы пассивации поверхности мезоструктур

В предыдущей главе обсуждались характерные времена захвата и жизни носителей заряда в эпитаксиальных структурах с КЯТ InGaAs/GaAs, не подвергнутых какой-либо последующей обработке. Однако необходимым шагом при изготовлении лазера или иного прибора после роста эпитаксиальной структуры является ее постростовая обработка. Одним из таких случаев, важных с точки зрения практического применения, являются, дисковые мезоструктуры, которые могут служить оптическими резонаторами микролазеров. Изготовление мезоструктур реализуется с помощью глубокого травления сквозь слой активной области, в результате чего формируется открытая боковая поверхность, на которой может происходить безызлучательная поверхностная рекомбинация носителей. Безызлучательная поверхностная рекомбинация оказывает негативное влияние на характеристики полупроводниковых приборов, и ее роль становится особенно значимой, когда отношение площади открытой поверхности к объему увеличивается [157]. Высокая скорость поверхностной рекомбинации в GaAs (10^5 - 10^6 см/с) взаимосвязана с пиннингом (закреплением) уровня Ферми глубокими состояниями, образованными вследствие разорванных химических связей, паразитного оксида, иных поверхностных соединений [97] в поверхностном слое. Для минимизации этих негативных факторов для приборов на основе GaAs широко используются методы пассивации поверхности, которые позволяют в определенной степени улучшить характеристики приборов [98].

Параметрами, определяющими влияние поверхностной рекомбинации на приборные характеристики, являются скорость v_s поверхностной рекомбинации и длина L_D амбиполярной диффузии носителей заряда. В КЯ InGaAs/GaAs величина v_s достаточно велика, составляя $(1...2) \cdot 10^5$ см/с [158], а L_D составляет несколько микрометров (например, 2,23 мкм [158], 2,7 мкм [86]). Для КТ InAs были получены малые значения диффузионной длины от ≤ 0.1 мкм [86] до 1 мкм [159]. При этом скорость поверхностной рекомбинации также была определена заметно меньшей ($5...5.5 \times 10^4$ см/с [159]), чем для двумерных КЯ. В свою очередь, для мезоструктур с КЯТ InGaAs/GaAs каких-либо оценок скорости поверхностной рекомбинации и длины диффузии ранее не проводилось.

В данной главе были выполнены экспериментальные исследования мезоструктур различного диаметра с КЯТ InGaAs/GaAs и впервые получены оценки скорости поверхностной рекомбинации и диффузионной длины носителей заряда в таких материалах, а также определен критический диаметр мезоструктур, при достижении которого вклад безызлучательной поверхностной рекомбинации становится преобладающим. Для исследования возможных

способов минимизации негативных эффектов поверхности были рассмотрены методы покрытия мезоструктур слоем Al_2O_3 , сформированным с помощью атомно-слоевого осаждения, и слоем SiO_2 , сформированным с помощью золь-гель осаждения. Предложенные подходы пассивации поверхности мезоструктур позволяют существенно снизить скорость поверхностной безызлучательной рекомбинации и улучшить характеристики микролазеров.

4.1. Исследование скорости поверхностной рекомбинации для цилиндрических мезоструктур с активной областью на основе КЯТ InGaAs/GaAs

Для исследования скорости поверхностной рекомбинации (v_s) и длины амбиполярной диффузии (L_D) носителей заряда были синтезированы эпитаксиальными методами структуры с InGaAs/GaAs КЯТ и далее спроцессированы мезоструктуры. Эпитаксиальная структура с КЯТ InGaAs/GaAs была синтезирована с помощью МОГФЭ; послойный состав и условия роста эпитаксиальной структуры описаны в главе 3.1.

Мезоструктуры представляют собой сформированные с помощью фотолитографии и плазмохимического травления из исходной эпитаксиальной структуры цилиндры высотой ~ 1 мкм и диаметром от нескольких единиц до нескольких десятков микрон (рисунок 4.1). Такие мезоструктуры представляют интерес в качестве опытных образцов для исследования влияния боковой поверхности на оптические характеристики структуры и отработки различных сценариев ее обработки и пассивации. Они отличаются от дисковых микролазеров с оптической накачкой лишь отсутствием толстых обкладок, используемых для вертикального оптического ограничения и локализации лазерной моды.

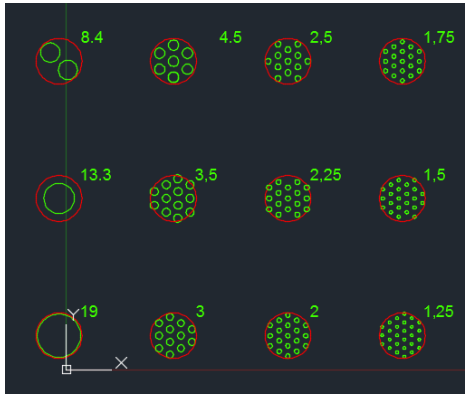


Рисунок 4.1 – (а) Схематичное представление слоев мезоструктуры с КЯТ InGaAs/GaAs; (б) изображение массива мезоструктур диаметром 4,5 мкм, полученных с помощью сканирующего электронного микроскопа.

С помощью фотолитографии и метода плазмохимического травления в хлорсодержащей плазме сквозь слой КЯТ InGaAs/GaAs были изготовлены мезоструктуры цилиндрической формы

различного диаметра ($d = 1,25 \dots 19$ мкм). При этом мезаструктуры одного диаметра формировались в массиве таким образом, чтобы заполнить площадь, засвечиваемую пятном лазера накачки при дальнейшем исследовании характеристик структур помощью фотoluminesценции. Параметры массива мез (диаметр единичной мезы, площадь мезы, количество мез в массиве, общая площадь мез в массиве) представлены в Таблице 4.1.

Таблица 4.1 - параметры массива мезаструктур с активной областью на основе InGaAs/GaAs КЯТ

Диаметр единичной мезы, мкм	Площадь единичной мезы, мкм ²	Кол-во одного диаметра мез	Общая площадь массива, мкм ²	Вид фотошаблона, использованного для фотолитографии мезаструктур из КЯТ InGaAs/GaAs
19	283,39	1	283,39	
13,3	138,86	1	138,86	
8,4	55,39	2	110,78	
4,5	15,9	7	111,27	
3,5	9,62	12	115,4	
3	7,07	12	84,78	
2,5	4,91	13	63,78	
2,25	3,97	17	67,56	
2	3,14	19	59,66	
1,75	2,41	19	45,68	
1,5	1,77	23	40,62	
1,25	1,23	27	33,12	

Спектры ФЛ мезаструктур с КЯТ InGaAs/GaAs исследовались при комнатной температуре и непрерывной накачке лазером Nd:YAG (527 нм), с помощью установки конфокальной микроскопии NT-MDT Ntegra Spectra II, описание которой приведено в разделе 2.2.2. Исследования с временным разрешением были выполнены методом ап-конверсии с использованием установки, описание которой также приведено в разделе 2.2.1.

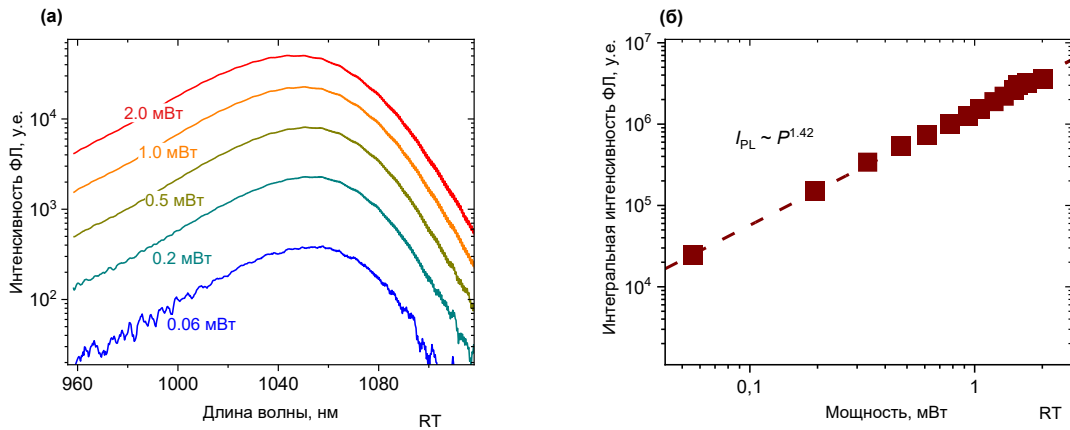


Рисунок 4.2 – (а) Спектры интенсивности ФЛ мезоструктуры с InGaAs/GaAs КЯТ диаметром 19 мкм, полученные при различной мощности непрерывного возбуждения при комнатной температуре; (б) зависимость интегральной интенсивности спектров ФЛ от мощности оптической накачки.

На рисунке 4.2 (а) приведен пример спектров ФЛ для мезоструктуры диаметром 19 мкм для разных мощностей оптической накачки. На спектрах ФЛ наблюдается линия с максимумом интенсивности ФЛ на 1050 нм, и шириной спектра на половине высоты около 60 нм. Спектральное положение максимума интенсивности ФЛ, в том числе и для мезоструктур малых диаметров, не сдвигается с ростом мощности накачки, что свидетельствует об отсутствии перегрева вплоть до максимальной использованной мощности 640 Вт/см². Интегральная интенсивность ФЛ растет при увеличении уровня накачки нелинейно. На рисунке 4.2 (б) приведен пример такой зависимости для мезоструктуры диаметром 19 мкм. Степенной коэффициент наклона определен равным 1,4, что свидетельствует о заметном вкладе безызлучательной рекомбинации. Такие зависимости были получены для мезоструктур всех размеров.

Чтобы учесть различия в геометрии образцов, интегральная интенсивность ФЛ была нормирована на полную площадь всех мез в пределах пятна возбуждения сигнала ФЛ. На рисунке 4.3 приведена зависимость интегральной интенсивности ФЛ мезоструктур различного диаметра, нормированной на общую площадь мезоструктур. Видно, что интегральная интенсивности ФЛ мезоструктур при уменьшении диаметра мезоструктуры снижается сначала плавно, а при достижении диаметра мезы около 3 мкм наблюдается резкое падение интенсивности.

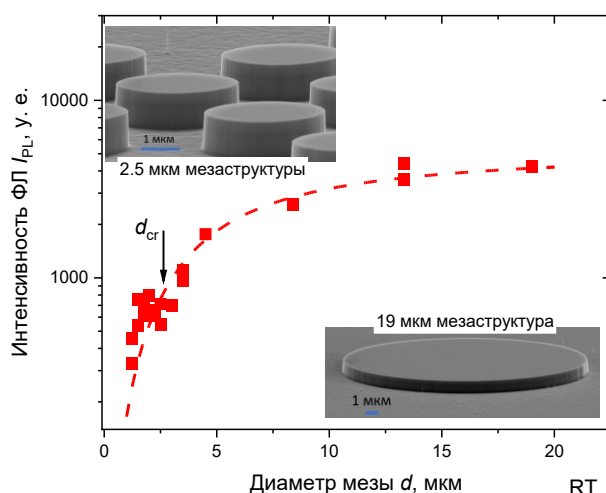


Рисунок 4.3 – Нормированная интенсивность сигнала ФЛ в зависимости от диаметра мезоструктур для мощности накачки 300 Вт/см^2 : символы – эксперимент, линия – аппроксимация уравнением (2) для $L_D = 1,3 \text{ мкм}$ и $S = 1$; на вставке изображения сканирующей электронной микроскопии для мезоструктур диаметром 2,5 мкм (слева) и 19 мкм (справа).

Для исследования причин такого хода интенсивности мез было выполнено исследование времени спада интенсивности сигнала ФЛ для разных мез. На рисунке 4.4 показаны кривые изменения во времени нормированной интенсивности сигнала ФЛ для мезоструктур различного диаметра.

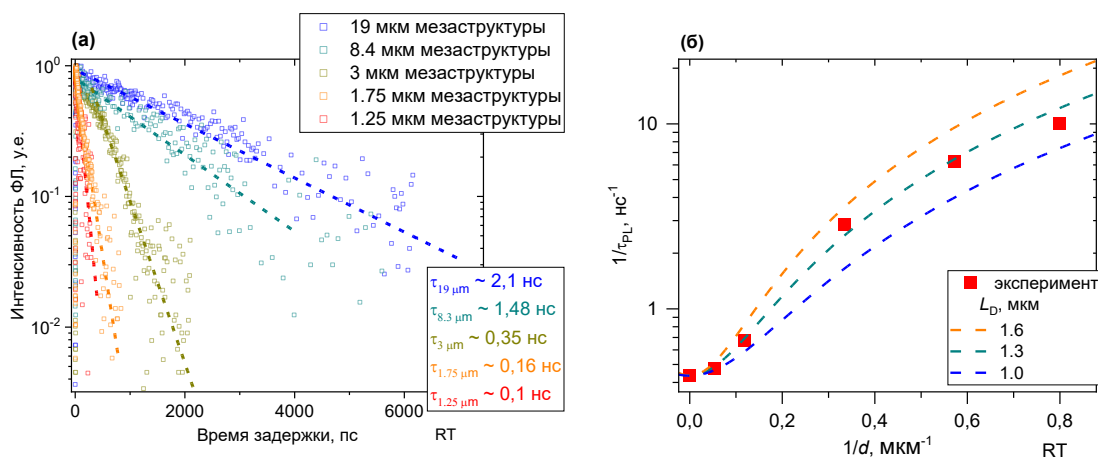


Рисунок 4.4 – (а) Кинетика сигнала ФЛ мезоструктур различного диаметра: точки – эксперимент, линии – аппроксимация с помощью выражения $I_{PL} \propto \exp(-t/\tau_{PL})$; (б) зависимость обратного времени спада от обратного диаметра мезоструктур: точки – эксперимент, линии – аппроксимация с помощью (4.13).

Спад сигнала ФЛ (за исключением начального участка длительностью порядка 10 пс) может быть удовлетворительно описан моноэкспоненциальной зависимостью вида $I_{PL} \propto \exp(-t/\tau_{PL})$. Как видно, при уменьшении диаметра мезаструктур происходит более быстрое затухание сигнала ФЛ. Время спада ФЛ τ_{PL} показано на вставке к рисунку 4.4 в координатах $1/\tau_{PL} - 1/d$. Точке $1/d = 0$ соответствует время, определенное для исходной полупроводниковой гетероструктуры до травления мезаструктур, исследованной нами ранее [160].

Причиной уменьшения интенсивности сигнала ФЛ и ее быстрый спад в мезаструктурах малого размера может быть сильное влияние поверхностной рекомбинации. Рассмотрим слой полупроводникового материала, в котором имеется некоторая созданная накачкой листовая концентрация электронно-дырочных пар (n). Тогда стационарное уравнение для описания изменения концентрации в пределах объема мезаструктуры с учетом амбиполярной диффузии при постоянном и равномерном по площади уровне возбуждения имеет вид [157]:

$$D\nabla^2 n - \frac{n}{\tau_0} + G = 0, \quad (4.1, а)$$

где D – это коэффициент амбиполярной диффузии в плоскости структуры (латеральной диффузии), τ_0 – время жизни носителей заряда в отсутствие поверхностной рекомбинации, G – темп генерации носителей заряда, n – листовая концентрация электрон-дырочных пар. В цилиндрических координатах уравнение (4.1, а) выражается в следующем виде:

$$\frac{d^2 n(\rho)}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dn(\rho)}{d\rho} - \frac{n(\rho)}{L_D^2} + \frac{G}{D} = 0, \quad (4.1, б)$$

где ρ – радиальная координата, $L_D = \sqrt{D\tau_0}$ – длина латеральной диффузии. Если бы не было диффузии и поверхностной рекомбинации, то $\frac{dn}{d\rho} = 0$ и, следовательно $n(\rho) = n_0 = G\tau_0$. Здесь n_0 – концентрация носителей, которая была бы по всей площади без эффектов диффузии и поверхностной рекомбинации. Если ввести переменные $x = \frac{\rho}{L}$, $y(x) = n(x) - n_0$, выражение (4.1, б) можно представить как:

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{dy}{dx} - y = 0 \quad (4.1, в)$$

Общее решение уравнения (4.1, в) имеет вид $y(x) = AI_0(x) + BK_0(x)$, где $I_0(x)$ и $K_0(x)$ – модифицированные функции Бесселя 1-го и 2-го рода нулевого порядка. Функция $K_0(x)$ при $x \rightarrow 0$ [161] расходится. В этом случае концентрация носителей в центре мезаструктуры будет стремиться к бесконечности, и таким образом следует положить $B = 0$. Тогда, подставляя y , решение можно записать как $n(x) = AI_0(x) + n_0$. Коэффициент A в свою очередь может быть

найден из граничного ($\rho = R$, $x \equiv X = \frac{R}{L_D}$) условия $D(dn/d\rho) = -v_s n$ [162], которое преобразуется к виду $\frac{D}{L_D} A I_1(X) = -v_s [A I_0(X) + n_0]$. Тогда:

$$A = \frac{-1}{\frac{1}{S} I_1(X) + I_0(X)} n_0, \quad (4.2)$$

где $S = L_D \frac{v_s}{D} = \tau_0 v_s / L_D$, – безразмерный параметр, обобщающий эффект скорости рекомбинации и длины диффузии, $I_1(X)$ модифицированная функция Бесселя 1-го рода 1-го порядка.

Подставляя коэффициент A (4.2) в преобразованное решение уравнения (4.1, в) $n(x) = A I_0(x) + n_0$, можно получить следующее выражение для концентрации [163]:

$$n(\rho) = n_0 \left[1 - \frac{1}{S^{-1} I_1\left(\frac{R}{L_D}\right) + I_0\left(\frac{R}{L_D}\right)} I_0\left(\frac{\rho}{L_D}\right) \right] \quad (4.3)$$

Для определения интересующих величин скорости поверхностной рекомбинации, длины диффузии носителей, а также времени жизни носителей заряда, необходимо определить связь интенсивности ФЛ I_{PL} , полученной в эксперименте, с концентрацией носителей n . Известно, что поверхностная плотность мощности излучения (т.е. нормированная на площадь поверхности мезаструктур интенсивность ФЛ) пропорциональна среднему квадрату концентрации, $I_{PL} \sim \langle n^2 \rangle$:

$$\langle n^2 \rangle = \frac{1}{\pi R^2} \int 2\pi \rho n^2(\rho) d\rho \quad (4.4)$$

Подставляя форм-фактор из (4.3), выражение (4.4) можно записать в явном виде:

$$I_{PL} \propto \frac{\langle n^2 \rangle}{n_0^2} = 1 - \frac{4/X}{S^{-1} I_1(X) + I_0(X)} I_1(X) + \frac{1}{[S^{-1} I_1(X) + I_0(X)]^2} [I_0(X)^2 - I_1(X)^2] \quad (4.5)$$

Для вычисления интеграла в (4.4) мы воспользовались соотношениями $\int x I_0(x) dx = x I_1(x)$ и $\int x I_0^2(x) dx = \frac{x^2}{2} (I_0^2(x) - I_1^2(x))$.

При достаточно больших значениях X отношение функций Бесселя $I_0(X)/I_1(X)$ стремится к 1. С хорошей точностью, за исключением области $X \lesssim 1$, (4.5) может быть заменено экспоненциальной зависимостью, которая может быть использована для оценки зависимости интенсивности от радиуса для не слишком малых мез:

$$I_{PL} \propto \frac{\langle n^2 \rangle}{n_0^2} \approx \exp\left(-\frac{\frac{4}{X}}{S^{-1} + 1}\right) \quad (4.6)$$

Выражение (4.6) спадает в e^2 раз, т.е. становится пренебрежимо малым, когда

$$X = \frac{2}{S^{-1} + 1}. \quad (4.7)$$

Таким образом, можно оценить критический диаметр мезоструктуры, при котором интенсивность ФЛ значительно падает по сравнению с мезоструктурами большого диаметра вследствие поверхностной безызлучательной рекомбинации:

$$d_{cr} \cong \frac{4L_D}{1+S^{-1}}. \quad (4.8)$$

Если длина диффузии известна, аппроксимация экспериментальных данных с помощью (4.5) позволяет определить значение зависящего от скорости поверхностной рекомбинации параметра S . Однако, поскольку L_D , вообще говоря, неизвестна, одного уравнения (4.5) недостаточно для полноценной оценки параметров поверхностной рекомбинации. Для этого рассмотрим решение нестационарного уравнения диффузии после выключения оптической накачки ($G = 0$), которое имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \nabla^2 n - \frac{n}{\tau_0} \quad (4.9, a)$$

Мы не рассматриваем зависимость вдоль оси z , т.е. предполагаем, что все носители заряда сосредоточены в слое активной области. Также полагаем, угловое распределение однородно, т.е. $dn/d\varphi = 0$. Тогда в цилиндрических координатах и используя метод разделения переменных $n(\rho, t) = R(\rho)T(t)$ можно записать выражение (4.9, а) в следующем виде:

$$\begin{aligned} R(\rho) \frac{dT(t)}{dt} &= DT(t) \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dR(\rho)}{d\rho} \right) - \frac{T(t)R(\rho)}{\tau_0} \\ \frac{1}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt} &= \frac{D}{R(\rho)} \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} \left(\rho \frac{dR(\rho)}{d\rho} \right) - \frac{1}{\tau_0} \end{aligned} \quad (4.9, б)$$

В такой форме левая часть уравнения зависит только от времени, а правая только от координаты. Их равенство возможно только в том случае, если выражения слева и справа в (4.9, б) равны константе. Тогда $\frac{1}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt} = C$, и решение этого уравнения $T(t) = e^{Ct}$. Учитывая то, что после выключения накачки концентрация носителей должна убывать, а решение должно быть устойчивым, можно записать:

$$T(t) = e^{-\frac{t}{\tau}},$$

где τ можно интерпретировать как время жизни носителей заряда в условиях поверхностной рекомбинации. Подставим полученное $\frac{1}{T(t)} \frac{dT(t)}{dt} = \frac{1}{\tau}$ в выражение для зависимой функции от времени в (4.9, б):

$$\frac{d^2 R}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dR}{d\rho} + R \left[\frac{1}{D} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} \right) \right] = 0$$

Это уравнение будет уравнением Бесселя 0-го порядка для аргумента $x = \rho * k$. Решение, будет иметь вид $R(\rho) = A * J_0(k\rho)$, где J_0 – функция Бесселя 1-го рода 0-го порядка, $k^2 =$

$\frac{1}{D} \left(\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} \right)$. Теперь можем написать результирующее выражение для концентрации неравновесных носителей заряда $n(\rho, t) = R(\rho)T(t)$ в цилиндрической мезаструктуре после выключения накачки:

$$n(\rho, t) \propto J_0(k\rho) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (4.10)$$

При этом k связано с временем жизни носителей, обусловленным поверхностью, следующим образом:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_s} + \frac{1}{\tau_0} = Dk^2 + \frac{1}{\tau_0}, \quad (4.11)$$

Тогда, слагаемое $\frac{1}{\tau_s} = Dk^2$ описывает ускорение темпа гибели носителей заряда вследствие поверхностной рекомбинации.

Теперь вновь воспользуемся граничным условием $D(dn/d\rho) = -v_s n$, откуда, с учетом (4.10), получаем выражение для определения общего времени жизни носителей и его связи с полученным на рисунке 4.4 времени затухания ФЛ τ_{PL} .

$$\frac{J_1(kR)}{J_0(kR)} = \frac{v_s}{Dk}, \quad (4.12)$$

Итак, k определяется полученным трансцендентным уравнением. Для удобства дальнейшего анализа этого выражение введем $q = kR$. Выражения (4.12) перепишем следующим образом $\frac{J_1(q)}{J_0(q)} q = \frac{v_s R}{D}$. В том случае, если скорость поверхностной рекомбинации близка нулю или коэффициент диффузии велик, решение q так же будет близко нулю. В этом случае отношение функций Бесселя 1 и 0-го порядков представляется отношением первых членов разложения в ряд для этих функций $\frac{J_1(q)}{J_0(q)} \approx \frac{q}{2}$, откуда следует, что $q^2 \approx 2 \frac{v_s R}{D}$. Для этого случая актуально $\frac{1}{\tau_s} \approx \frac{2v_s}{R} = \frac{4v_s}{d}$, что соответствует результату, полученному в [164] для тонкой пластинки.

Противоположный случай, когда скорость поверхностной рекомбинации велика, а коэффициент диффузии не слишком велик ($\frac{v_s R}{D} \gg 1$), носители на поверхности быстро рекомбинируют, а распределение концентрации носителей по радиусу мезаструктуры сильно неоднородно. В этом случае $\frac{J_1(q)}{J_0(q)} q \rightarrow \infty$, что требует $J_0(q) \rightarrow 0$. В этом случае можно использовать в качестве решения первый ноль функции Бесселя 1-го порядка $q_{0,1} = 2,405$. В этом пределе время жизни носителей заряда определяется, как видно, только длиной диффузии. Аппроксимация полученных экспериментальных значений обратного времени спада сигнала люминесценции от обратного диаметра зависимостью вида

$$\frac{1}{\tau_{PL}} = \frac{2}{\tau} \approx \frac{2}{\tau_0} \left[1 + \left(\frac{5L_D}{d} \right)^2 \right] \quad (4.13)$$

позволяет определить диффузионную длину. Аппроксимация экспериментальных данных, представленных на рисунке 4.4, выражением (4.13) дает значения $L_D = 1,3$ мкм и $\tau_0 = 4,6$ нс (соответствующий коэффициент амбиполярной диффузии $D = 3,7$ см²/с). Используя затем выражение (4.6) для аппроксимации зависимости интенсивности люминесценции от радиуса, в котором полагаем $L_D = 1,3$ мкм, можно оценить значение параметра S приблизительно равным 1 (рисунок 4.3). Это в свою очередь позволяет сделать оценку для скорости поверхностной рекомбинации $v_s \equiv SL_D/\tau_0 \approx 2,8 \times 10^4$ см/с.

Используя выражение (4.8) можно получить значение критического диаметра $d_{cr} \approx 2,6$ мкм, что хорошо соответствует размеру мезаструктуры, начиная с которого экспериментально измеренная интенсивность ФЛ заметно снижается. Отметим, также, что параметр $v_s d/D$ становится равным 1, когда диаметр уменьшается до 1,3 мкм. Таким образом, для основного массива полученных данных, приведенных на вставке к рисунку 4.4 и использованному для определения диффузионной длины с помощью (4.13), значение $v_s d/D$ достаточно велико.

Полученное значение скорости рекомбинации для мез с КЯТ InGaAs/GaAs (порядка 10^4 см/с) на порядок меньше, что скорость поверхностной рекомбинации в КЯ InGaAs/GaAs (10^5 см/с), но все равно сохраняется достаточно высокой. Наличие интенсивной безызлучательной рекомбинации на поверхности в плотных массивах КТ (КЯТ) InGaAs/GaAs обуславливает необходимость применения дополнительных технологических подходов, направленных на снижение плотности поверхностных состояний и подавление безызлучательной рекомбинации для улучшения характеристик приборов на их основе.

4.2. Исследование влияния пассивации поверхности на мезаструктуры и микролазеры на основе GaAs с квантоворазмерными слоями InGaAs

Описанная в разделе 4.1 высокая скорость поверхностной рекомбинации обуславливает необходимость обработки поверхности с помощью пассивации широкозонными слоями диэлектрика. Для исследования эффективности пассивации микроструктур на основе GaAs с квантоворазмерными слоями InGaAs в данном разделе были рассмотрены некоторые методики пассивации:

- нанесения слоев Al_2O_3 с помощью метода атомно-слоевого осаждения толщиной 2-10 нм с предварительной обработкой поверхности в водородной плазме.
- нанесение SiO_2 слоев толщиной ~ 10 нм с помощью золь-гель метода.

Исследование методов пассивации проводилось не только для структур с КЯТ InGaAs/GaAs. Основное внимание уделяется мезаструктурам и микролазерам с активной областью на основе КЯ InGaAs/GaAs, так как для этих структур вклад поверхностной рекомбинации выражен наиболее явно из-за отсутствия локализации носителей заряда в таких КЯ, что позволяет наглядно проследить влияние пассивации на улучшение их оптических характеристик.

4.2.1. Влияние пассивации слоями Al_2O_3 с помощью атомно-слоевого осаждения на оптические характеристики мезаструктур с КЯ InGaAs/GaAs

В данном разделе изучалось влияние обработки поверхности структур в водородной плазме с последующим нанесением с помощью метода атомнослоевого осаждения (АСО) защитного слоя Al_2O_3 на ФЛ мезаструктур с КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ /GaAs и сверхрешеткой GaAs/AlAs при комнатной температуре. Также были выполнены время-разрешенные исследования интенсивности ФЛ для мезаструктур до и после пассивации разного диаметра с при комнатной температуре, что позволило оценить влияние пассивации на время жизни носителей заряда.

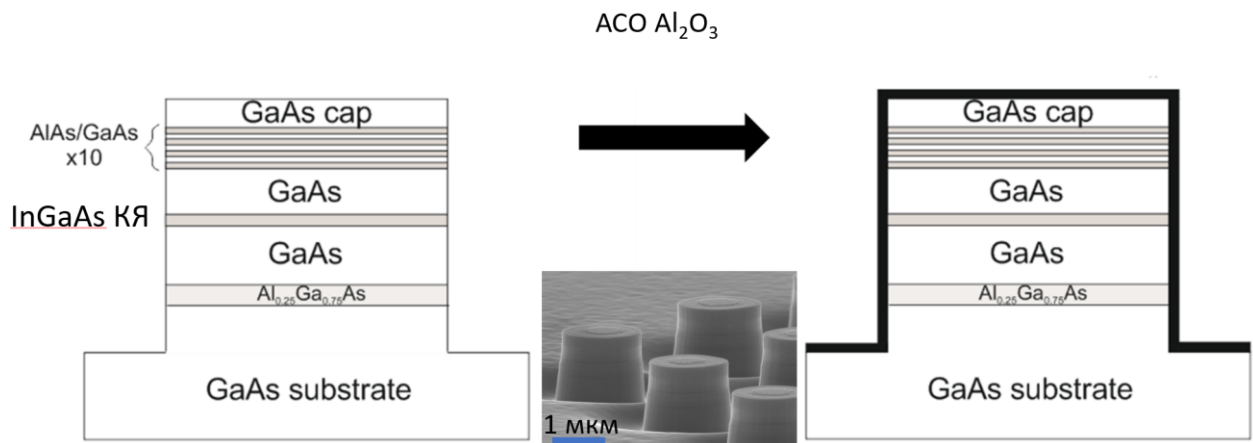


Рисунок 4.5 – Схематичное представление послойного состава мезаструктур с одиночной КЯ InGaAs/GaAs; стрелкой обозначен процесс нанесения пассивирующего слоя 10 нм Al_2O_3 (черный цвет); на вставке снизу приведены изображения сканирующей электронной микроскопии мезаструктур диаметром 1,25 мкм.

Эпитаксиальная структура для последующего формирования мезаструктур была создана на подложке GaAs(100) с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии. Сначала осаждался буферный слой GaAs, далее формировался слой $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$ толщиной 50 нм для ограничения утечки носителей заряда в область подложки. Затем был выращен слой GaAs толщиной 200 нм, в середине которого размещался слой КЯ $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ /GaAs, толщиной 10 нм, после чего было выращено 10 периодов сверхрешетки (СР), состоящей из слоев GaAs/AlAs с

толщинами 2 нм/2 нм. Структура завершалась слоем GaAs толщиной 10 нм. Схематическое изображение последовательности слоев выращенной структуры представлено на рис. 4.5.

Для формирования из эпитаксиальной структуры мезаструктур цилиндрической формы, проводились фотолитография и плазмохимическое травление в хлорсодержащей плазме вплоть до подложки GaAs, сквозь слои КЯ и СР. Высота сформированных мезаструктур составила порядка 1 мкм. Аналогично разделу 4.1, количество мезаструктур для каждого диаметра составляло от 1 до 27 штук, которые были расположены в массиве диаметром 19 мкм, что примерно соответствовало размеру пятна лазерной засветки. После этого мезаструктуры были пассивированны с помощью метода АСО, описанного в разделе 2.3.1.

Полученные структуры были исследованы с помощью конфокального микроскопа Ntegra Spectra II (NT-MDT) при комнатной температуре, представленного в разделе 2.2.2. Исследования сигнала ФЛ с временным разрешением были выполнены методом ап-конверсии, описанным в разделе 2.2.1.

Спектры ФЛ всех мезаструктур содержали два характерных максимума излучения, один из которых, со спектральным положением максимума интенсивности ФЛ ~ 842 нм, соответствует переходам в сверхрешетке GaAs/AlAs, а второй - вблизи 980 нм соответствует переходам на основном состоянии в КЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$. На рис. 4.6 представлены спектры ФЛ, полученные для мезаструктур диаметром 8.4 мкм до и после пассивации с предварительной обработкой в водородной плазме, измеренные при плотности мощности оптической накачки 630 Вт/см^2 .

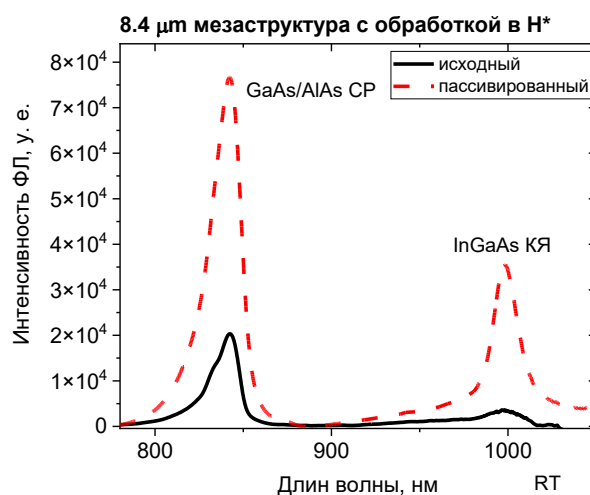


Рисунок 4.6 – Спектры ФЛ, полученные при комнатной температуре для исходной мезаструктуры диаметром 8,4 мкм с КЯ InGaAs и после пассивации АСО Al_2O_3 толщиной 10 нм для мощности оптической накачки 630 Вт/см^2 .

Наблюдается, что в результате пассивации поверхности мезоструктур происходит увеличение интенсивности ФЛ как линии СР, так и КЯ примерно в 8 раз. Важно, что влияние пассивации исследовалось на одном и том же образце с массивом мезоструктур, измеренном до и после пассивации.

На рисунке 4.7 представлен график зависимости интегральной интенсивности ФЛ мезоструктур различного диаметра в зависимости от плотности мощности оптической накачки. Интегральная интенсивность ФЛ мезоструктур была нормирована на их площадь в пятне засветки. С уменьшением диаметра мезоструктур наблюдается падение интенсивности ФЛ, которое, как обсуждалось в предыдущем разделе, может быть объяснено увеличением вклада безызлучательной рекомбинации на боковой поверхности мезоструктур. При увеличении мощности оптической накачки сначала наблюдается рост интенсивности ФЛ, а затем, при мощности оптической накачки, превышающей $\sim 400 \text{ Вт/см}^2$, происходит насыщение роста, и зависимость выходит на плато, что может быть связано с локальным разогревом мезоструктур под действием оптической накачки, а также с заполнением состояний в КЯ InGaAs/GaAs.

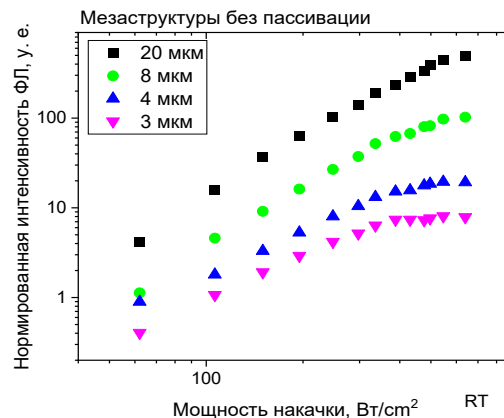


Рисунок 4.7 – Зависимость интегральной интенсивности ФЛ образцов с мезоструктурами различного диаметра нормированной на площадь мезоструктур от плотности мощности оптической накачки до пассивации.

Для исследования влияния предварительной обработки мезоструктур в водородной плазме на свойства ФЛ, были исследованы пассивированные АСО Al_2O_3 мезоструктуры без предварительной обработки в водородной плазме. Кроме этого, исследовалось влияние толщины пассивирующего АСО Al_2O_3 . На рисунке 4.8 приведены результаты сравнения величины отношения интенсивности ФЛ мезоструктур до и после пассивации слоями Al_2O_3 толщиной 2 или 10 нм с предварительной обработкой в водородной плазме и без нее. Сопоставление всей совокупности экспериментальных результатов, полученных для мез разного размера, позволяет заключить, что наивысшее значение фактор увеличения интенсивности ФЛ в результате

пассивации достигается для мезоструктур с предварительной обработкой в плазме и нанесением 10-нм слоя Al_2O_3 . Также можно наблюдать, что наибольшее усиление ФЛ характерно для мезоструктур с предварительной обработкой водородной плазмой. Можно предположить, что предварительная обработка в плазме способствует очистке поверхности мезоструктур от различных загрязнений, а также стравливанию естественного оксида на поверхности мезоструктур. При этом толщины Al_2O_3 в 2 нм недостаточно для эффективной пассивации латеральной поверхности мезоструктур.

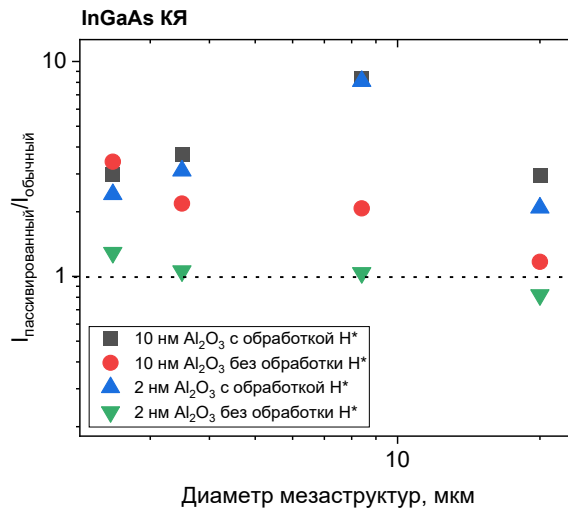


Рисунок 4.8 – Отношение интенсивности сигнала ФЛ (линия излучения КЯ InGaAs/GaAs) мезоструктур до и после пассивации в зависимости от их диаметра, с обработкой и без обработки в водородной плазме, с толщиной Al_2O_3 2 и 10 нм.

Анализируя влияние размера мезоструктур, можно заметить, что наибольшие значения фактора увеличения интенсивности ФЛ характерны для мез диаметром 8,4 мкм. Мы полагаем, что невысокая эффективность в случае малых диаметров мезоструктур может быть объяснена сильным вкладом безызлучательных процессов на поверхности из-за сопоставимости размеров мезоструктур и диффузионной длины носителей заряда. В то же время, снижение величины отношения интенсивности сигнала ФЛ для мезоструктур диаметром 19 мкм может быть объяснено тем, что для таких больших диаметров влияние безызлучательной рекомбинации на поверхности вносит меньший вклад. Для сверхрешетки AlAs/GaAs наблюдается похожее улучшение интенсивности после пассивации на всем диапазоне исследованных диаметров мезоструктур (рисунок 4.9, а). Интенсивность ФЛ GaAs/AlAs СР после пассивации увеличивается более чем в 6 раз во всем диапазоне исследованных мощностей оптической накачки (рисунок 4.9, б), что свидетельствует об эффективности такого подхода пассивации.

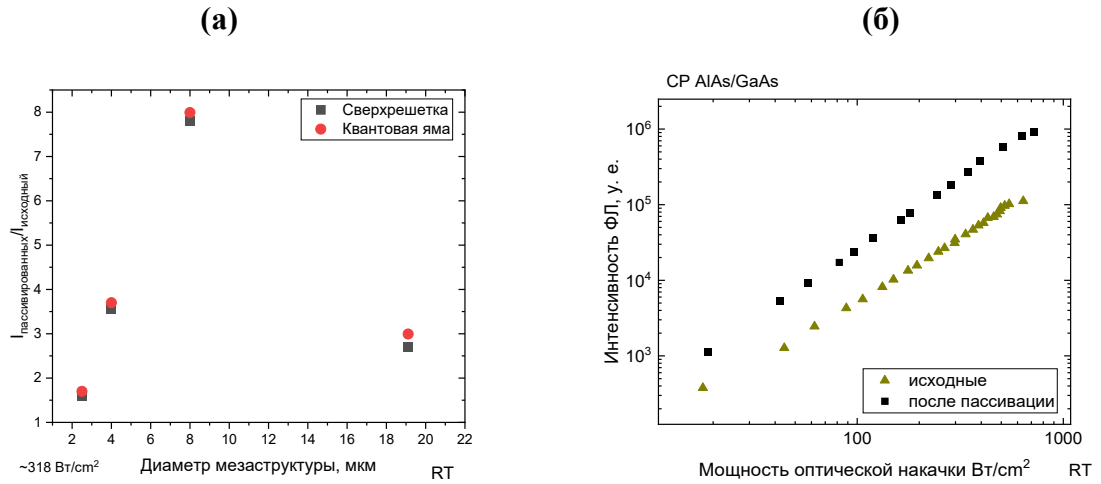


Рисунок 4.9 – (а) Фактор увеличения интенсивности ФЛ от КЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ и СР GaAs/AlAs в результате пассивации (I_{PL}/I_0) в зависимости от диаметра мезаструктур для 10 нм слоя Al_2O_3 с предварительной обработкой в плазме. (б) Зависимость интегральной интенсивности ФЛ линии сверхрешетки GaAs/AlAs в зависимости от плотности мощности оптической накачки для мезаструктуры диаметром 8,4 мкм до и после пассивации.

Для исследования различий в динамике носителей заряда исходных и пассивированных структурах были проведены исследования ФЛ с временным разрешением. На рисунке 4.10 (а) показаны зависимости спада интенсивности ФЛ КЯ $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ от времени, полученные при комнатной температуре для мез диаметром 19 мкм для длины волны 980 нм. Время жизни носителей заряда τ_{decay} в КЯ InGaAs было получено с помощью моноэкспоненциальной функции $I_{PL}(t) = Ae^{-t/\tau_{decay}}$, хорошо описывающей экспериментальные данные. В исходных образцах интенсивность ФЛ спадает быстро, и время спада меняется незначительно при изменении диаметра мез, как видно на рисунке 4.10 (б). В результате пассивации наблюдается значительное увеличение времени жизни носителей заряда для мезаструктуры по сравнению с исходной структурой, в особенности для диаметров 8,4 и 19 мкм: с $\sim 0,14$ нс до ~ 1 либо $\sim 2,3$ нс. Такое увеличение скорее всего связано со снижением плотности поверхностных состояний оборванных связей на поверхности латеральных стенок мезаструктур, в результате чего носители заряда дольше живут в активной области, и излучательно рекомбинируют. Для мезаструктур диаметром 3 мкм увеличение времени жизни носителей заряда менее значительно (до 0,3 нс).

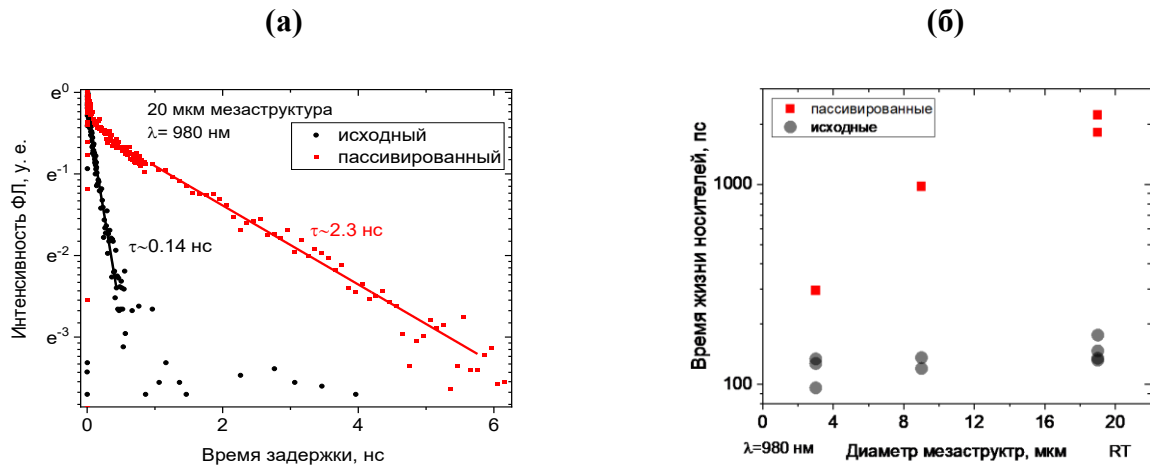


Рисунок 4.10 – (а) Зависимости спада интенсивности ФЛ от времени, полученные при комнатной температуре для мезаструктур диаметром 19 мкм, длина волны 980 нм (линия излучения КЯ InGaAs). (б) Время спада ФЛ в исходных и пассивированных образцах с мезаструктурами диаметром 3, 8,4 и 19 мкм.

При повторных исследованиях этого образца через 6 месяцев эффект усиления ФЛ после пассивации для мезаструктур оставался постоянным. Для пассивации с помощью АСО наилучший результат продемонстрировали мезаструктуры с предварительной обработкой в водородной плазме.

4.2.2. Влияние пассивации с помощью золь-гель осаждения SiO_2 на оптические характеристики мезаструктур с КЯ InGaAs и КЯТ InGaAs/GaAs

Рассмотрим влияние на оптические свойства мезаструктур пассивации SiO_2 слоем, полученным методом золь-гель пассивации.

Для исследования влияния пассивирующего слоя SiO_2 , полученного с помощью метода золь-гель, описание которого в подробностях представлено в разделе 2.3.2. Для исследования использовались мезаструктуры с КЯ InGaAs/GaAs, описанные в главе 4.2.1, а так же мезаструктуры с КЯТ InGaAs/GaAs, структура которых описана в разделе 4.1.

Кроме этого, для всестороннего исследования пассивации методом золь-гель были использованы структуры с КТ InAs/InGaAs, сформированному по механизму Странского-Крастанова. Полупроводниковая гетероструктура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (100). После осаждения буферного слоя GaAs выращивался слой $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ толщиной 100 нм. Слой КТ InAs формировался с помощью осаждения 2,5 монослоев InAs на поверхность GaAs(100) с последующим покрытием в виде КЯ $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ толщиной 5 нм внутри GaAs матрицы толщиной 200 нм. Структура завершалась

барьерным слоем $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{As}$ толщиной 100 нм. По аналогии с мезоструктурами с КЯ InGaAs и КЯТ InGaAs/GaAs, мезоструктуры с КТ InAs/InGaAs были сформированы с помощью фотолитографии и последующего плазмохимического травления. Диаметр мезоструктур и шаблон их расположения оставался одинаковым для всех трех эпитаксиальных структур.

На поверхность исследуемых структур всех трех типов осаждался слой SiO_2 золь-гель методом. Синтез проводился по классическому методу Штобера, описанного в разделе 2.3.2. Результирующая толщина сформированного методом золь-гель пассивации слоя SiO_2 оценивалась в ~ 10 нм.

Мезоструктуры до и после пассивации были исследованы с помощью конфокального микроскопа Ntegra Spectra II (NT-MDT) (подробное описание в разделе 2.2.2) при комнатной температуре, аналогично тому, как это было сделано для мезоструктур с InGaAs КЯ в разделе 4.2.1. Влияние пассивации исследовалось на одном и том же заранее охарактеризованном образце с массивом мезоструктур, измеренном до и после пассивации.

На рисунке 4.11 (а) представлены спектры ФЛ массива мезоструктур диаметром 1,25 мкм, содержащих InGaAs КЯ, до пассивации золь-гель SiO_2 , непосредственно после неё, а также спустя 1 минуту, на протяжении которой мезоструктуры подвергались экспонированию лазера накачки.

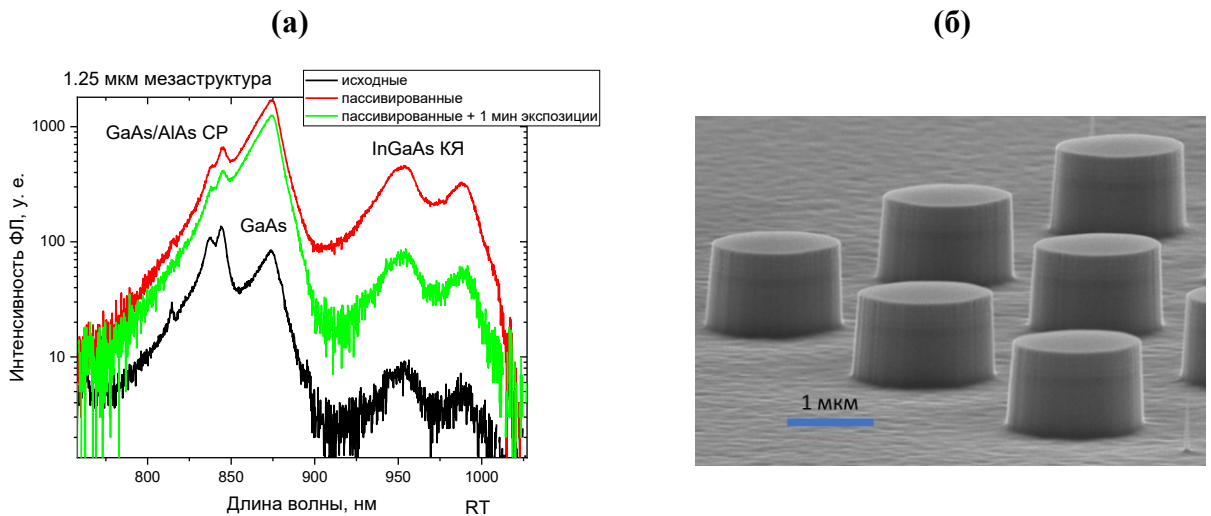


Рисунок 4.11 – (а) Спектр ФЛ мезоструктур, содержащих КЯ InGaAs/GaAs, диаметром 1,25 мкм до и после пассивации, а также после экспозиции лазером накачки в течение 1 мин; (б) изображение мезоструктур полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа.

На спектрах ФЛ наблюдается максимум излучения, связанный с сверхрешёткой GaAs/AlAs, на 845 нм, а также максимумы интенсивности в диапазоне 950–1000 нм, характеризующие излучение КЯ InGaAs/GaAs. Для КЯ InGaAs/GaAs наблюдалось существенное

увеличение интенсивности после пассивации. Деградация золь-гель слоя на поверхности мезоструктур при лазерном облучении, ведущая к падению интенсивности ФЛ, может быть связана с нагревом и с частичному отслоению диэлектрического покрытия [165]. Дополнительный вклад может вносить фотохимическое воздействие излучения, инициирующее ухудшение структурных свойств [166,167]. Повторные измерения интенсивности сигнала ФЛ показали, что уровень сигнала ФЛ не восстанавливается, однако падение интенсивности ФЛ до уровня исходной структуры также не происходит. Следует отметить, что сигнал ФЛ от СР GaAs/AlAs также возрастает после пассивации слоем золь-гель SiO_2 , хотя и в меньшей степени по сравнению с сигналом от КЯ InGaAs/GaAs.

На рисунке 4.12 представлены зависимости интегральной интенсивности ФЛ исследованных массивов мезоструктур с КЯ InGaAs/GaAs (рисунок 4.12 (а)) и СР AlAs/GaAs (рисунок 4.12 (б)) различного диаметра. Наибольшее усиление интегральной интенсивности сигнала ФЛ КЯ InGaAs/GaAs наблюдается для мезоструктур наименьшего диаметра 1,25 мкм; оно составило примерно 50 раз; максимальное усиление сигнала ФЛ сигнала СР AlAs/GaAs для мезоструктур диаметром 1,25 мкм составило около 5,7 раз. Причиной существенно меньшего усиления сигнала ФЛ от СР AlAs/GaAs может быть высокая чувствительность слоев AlAs к воздействию влаги и окислению, что приводит к его деградации или образованию нестабильных оксидов.

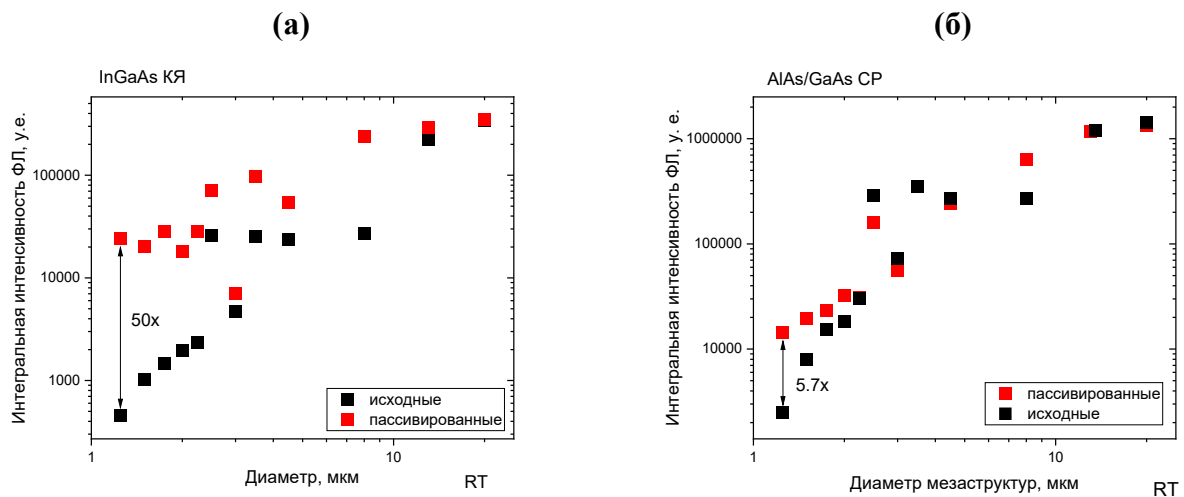


Рисунок 4.12 – Зависимость интегральной интенсивности ФЛ при комнатной температуре для мезоструктур от диаметра до и после пассивации SiO_2 с помощью золь-гель метода: линия ФЛ от КЯ InGaAs/GaAs (а) и от СР GaAs/AlAs (б).

С увеличением диаметра мезоструктур вклад безызлучательной рекомбинации в сигнал ФЛ уменьшается, вследствие чего наиболее эффект усиления интенсивности в результате пассивации оказывается не столь выраженным. Дальнейшее увеличение диаметра мезоструктур

свыше 3 мкм не приводит к существенному усилению сигнала ФЛ после пассивации. Этот характерный диаметр хорошо коррелирует с диффузионной длиной носителей заряда в КЯ InGaAs/GaAs, составляющей порядка 2–3 мкм [86].

Несмотря на усиление интенсивности ФЛ после пассивации золь-гель слоем, актуальным оставалась проблема деградации сформированного слоя под действием накачки лазером накачки. Для предотвращения деградации были проведены дополнительные исследования обработки поверхности после пассивации с помощью изопропилового спирта и магнетронного распыления SiO₂. Обработка изопропиловым спиртом чистотой ~ 99 % мезоструктур с КЯ InGaAs/GaAs и CP AlAs/GaAs проводилась в ультразвуковой ванне в течение 5–10 мин для удаления органических загрязнений и остатков фоторезиста. Нанесение слоя оксида кремния осуществлялось методом магнетронного распыления кварцевой мишени в атмосфере аргона при рабочем давлении порядка $(3-5) \cdot 10^{-3}$ мбар. Распыление проводилось при токе катода ~ 150–200 мА в течение 3–5 минут, что обеспечивало формирование однородного слоя SiO₂ толщиной порядка 10–20 нм на поверхности мезоструктур.

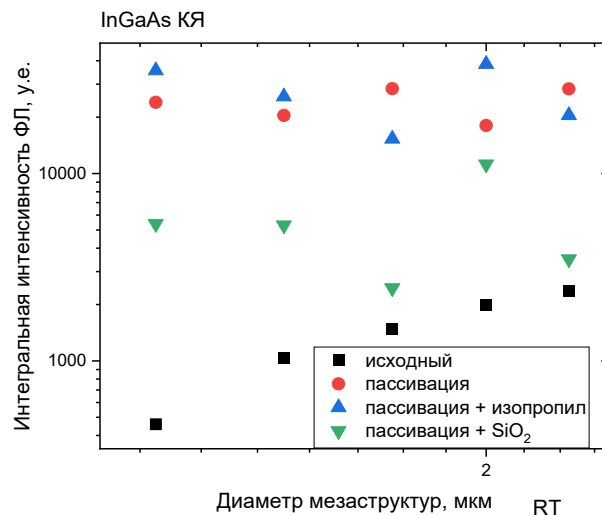


Рисунок 4.13 – Зависимость интегральной интенсивности ФЛ от диаметра исследуемых мезоструктур с КЯ InGaAs/GaAs до и после пассивации, а также после обработки поверхности изопропиловым спиртом и нанесения слоя SiO₂ магнетронным распылением.

Результаты исследования интенсивности ФЛ мезоструктур после обработки приведены на рисунке 4.13. Исследовались мезоструктуры малого диаметра 1,25 – 3 мкм, так как для них в случае пассивации золь-гель слоем SiO₂ наблюдалось максимальное усиление интенсивности ФЛ.

После промывки мезоструктур с КЯ InGaAs/GaAs и CP AlAs/GaAs изопропиловым спиртом интенсивности сигнала ФЛ сохраняется на уровне структур, подвергнутых пассивации,

однако деградация золь-гель слоя на поверхности мезоструктур при лазерном облучении также сохраняется. Нанесение слоя оксида кремния с помощью магнетронного распыления ведет к существенному падению интенсивности ФЛ, которое мы связываем с возникновением дефектов, обусловленных воздействием высокоэнергетических частиц, возникающих при формировании покрытий методом магнетронного распыления. В случае экспонирования лазером структуры с нанесенным дополнительным слоем диоксида кремния так же сохраняется динамика снижения интенсивности ФЛ. Таким образом, требуется дальнейшее исследование этого вопроса.

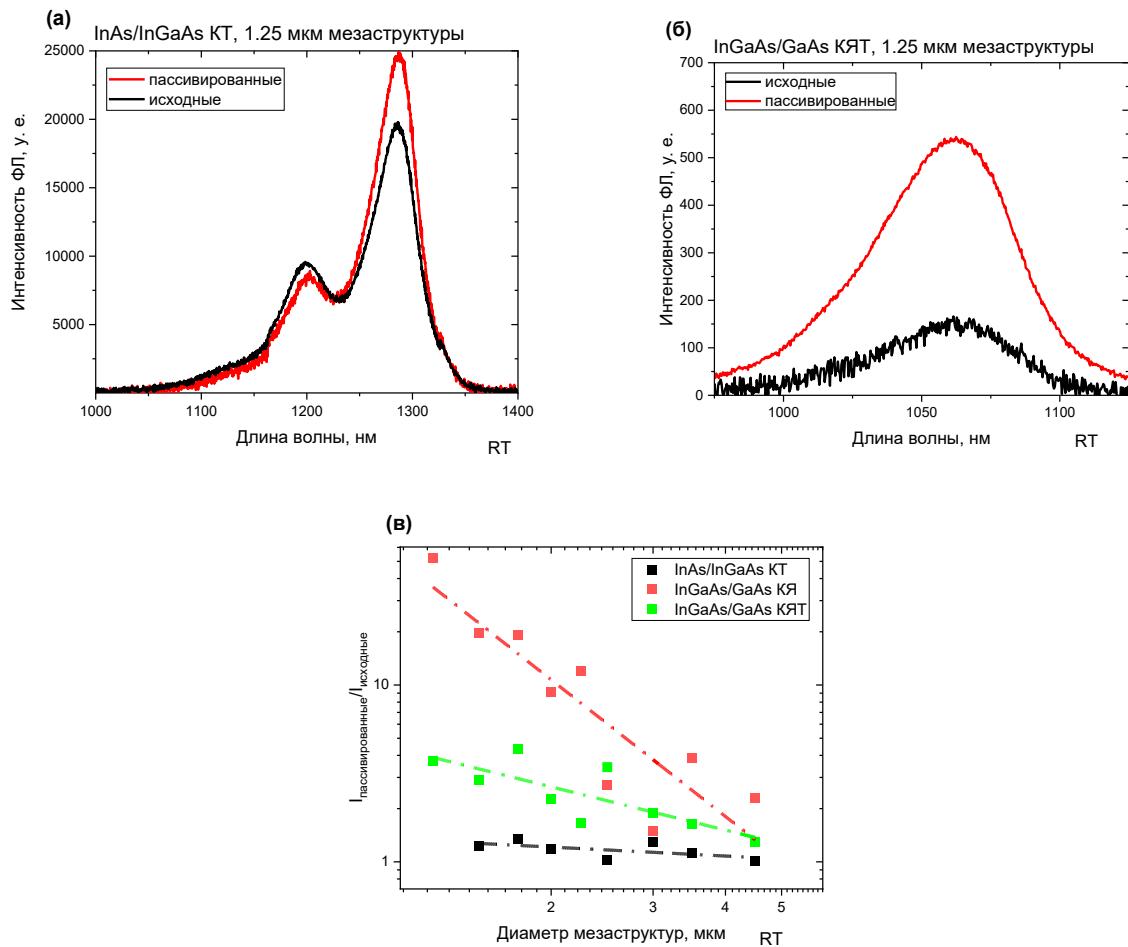


Рисунок 4.14 – Спектры ФЛ для мезоструктур до и после пассивации с помощью золь-гель SiO_2 слоя при комнатной температуре с активной областью (а) КТ InAs/InGaAs, (б) КЯТ InGaAs/GaAs; (в) зависимость отношения интенсивности сигнала ФЛ мезоструктур до и после пассивации от диаметра для структур трех типов активной области.

Для исследования пассивации с помощью золь-гель SiO_2 слоя были рассмотрены структуры с различной активной областью: КЯ InGaAs/GaAs, которые были охарактеризованы выше, КЯТ InGaAs/GaAs, а также КТ InAs/InGaAs. Протокол пассивации поверхности всех мезоструктур с помощью золь-гель слоя оставался одинаковым. Спектры ФЛ до и после пассивации с помощью золь-гель SiO_2 слоя для мезоструктур с КТ InAs/InGaAs и для КЯТ

InGaAs/GaAs приведены на рисунке 4.14 (спектры ФЛ для мезоструктур с КЯ InGaAs/GaAs были представлены на рисунке 4.11).

Как видно из рисунков 4.14 (а), (б) и (в), пассивация обладает разной эффективностью в зависимости от типа активной области: усиление сигнала ФЛ максимально для мезоструктур с квантовой ямой, заметно для мезоструктур с КЯТ InGaAs/GaAs и практически отсутствует для мезоструктур с КТ InAs/GaAs. Поскольку методика пассивации была во всех случаях одинакова, такое отличие в поведении обусловлено особенностями активной области. Мы полагаем, что ключевым является различие в интенсивности латерального транспорта в мезоструктурах различного состава: для КТ InAs/InGaAs характерно максимальное подавление транспорта носителей заряда в латеральной плоскости активной области, что обусловлено 0-мерным характером локализации и наибольшей глубиной локализации носителей заряда. Для КЯТ также характерен 0D характер локализации носителей заряда, однако энергия локализации меньше, чем в КТ, что позволяет носителям заряда более эффективно перемещаться по слою матрицы. В случае же двумерной КЯ транспорт носителей заряда в латеральной плоскости не ограничен, что и ведет к наиболее сильной зависимости свойств от пассивации боковой поверхности, хотя энергия локализации сравнима с локализацией в КЯТ.

Кроме того, сравнение интенсивности ФЛ до и после пассивации методом золь-гель для мезоструктур КЯТ InGaAs/GaAs позволило приблизительно оценить величину скорости поверхностной рекомбинации. Так как мезоструктуры после пассивации демонстрируют деградацию, измерения методом время-разрешенной ФЛ, и, как следствие, определение длины диффузии для пассивированных мезоструктур, были невозможны. Аппроксимация экспериментальных данных теоретическим выражением 4.6 позволила определить параметр S и скорость поверхностной рекомбинации после пассивации мезоструктур с КЯТ InGaAs/GaAs в приближении, что диффузионная длина и коэффициент амбиполярной диффузии после пассивации остаются тем же, что и до нее. Продемонстрировано падение скорости поверхностной рекомбинации v_s примерно вдвое, с $2.8 \cdot 10^4$ см/с до примерно $\sim 1.4 \cdot 10^4$ см/с.

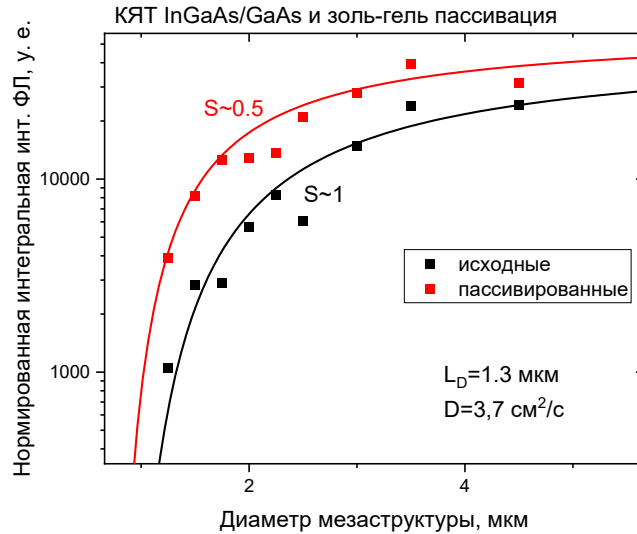


Рисунок 4.15 – Зависимость нормированной интегральной интенсивности ФЛ мезоструктур с КЯТ InGaAs/GaAs до и после пассивации (символы). Линии соответствуют выражению 4.6 в приближении, что диффузионная длина и коэффициент амбиполярной диффузии после пассивации остаются неизменными.

Несмотря на деградацию при экспонировании лазером, пассивация золь-гель слоем SiO_2 демонстрирует воспроизводимый и стабильный результат усиления интенсивности ФЛ и снижения скорости поверхностной рекомбинации, а также предлагает дешевую, быструю методику нанесения без использования повышенных температур и воздействия плазмы. Поэтому такой способ золь-гель пассивации слоями SiO_2 в дальнейшем был использован для улучшения излучательных свойств полупроводниковых МШГ микролазеров с активной областью на основе InGaAsN/GaAs КЯ.

4.3. Исследования пассивации микролазеров с активной областью на основе КЯ InGaAsN/GaAs с помощью метода золь-гель осаждения слоев SiO_2

Как показали наши исследования, изложенные выше, особенно критичным качеством боковой поверхности является для МШГ микролазеров с активной областью на основе КЯ, где значительную роль играет латеральный транспорт носителей заряда. Несмотря на распространение исследований пассивации полупроводниковых светоизлучающих структур золь-гель методом, исследований влияния такого метода пассивации на характеристики МШГ микролазеров не проводилось.

В настоящем разделе исследуются МДЛ с МШГ, работающие при оптической и электрической (инжекционной) накачке. В качестве активной области МДЛ были выбраны

структуры на основе КЯ InGaAsN/GaAs. Будет показано, что применение золь-гель пассивации боковой поверхности микродисков приводит к улучшению их приборные характеристик.

4.3.1. Влияние золь-гель SiO_2 пассивации на оптические свойства микролазеров с КЯ InGaAsN/GaAs с оптической накачкой

Исследование влияния золь-гель SiO_2 пассивации сначала было выполнено на МДЛ с КЯ InGaAsN/GaAs с оптической накачкой. Структура была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (100). В качестве активной области использовались три КЯ $\text{Ga}_{0.7}\text{In}_{0.3}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}/\text{GaAs}$, разделенные слоями GaAs толщиной 10 нм. Общая толщина GaAs составляла 240 нм и с двух сторон ограничивалась барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ толщиной 10 нм для предотвращения утечки носителей. Для последующего формирования пьедестала (рис. 4.16) со стороны подложки был выращен слой $\text{Al}_{0.8}\text{Ga}_{0.2}\text{As}$ толщиной 1 мкм. МДЛ были изготовлены с помощью фотолитографии и двухступенчатого жидкостного травления.

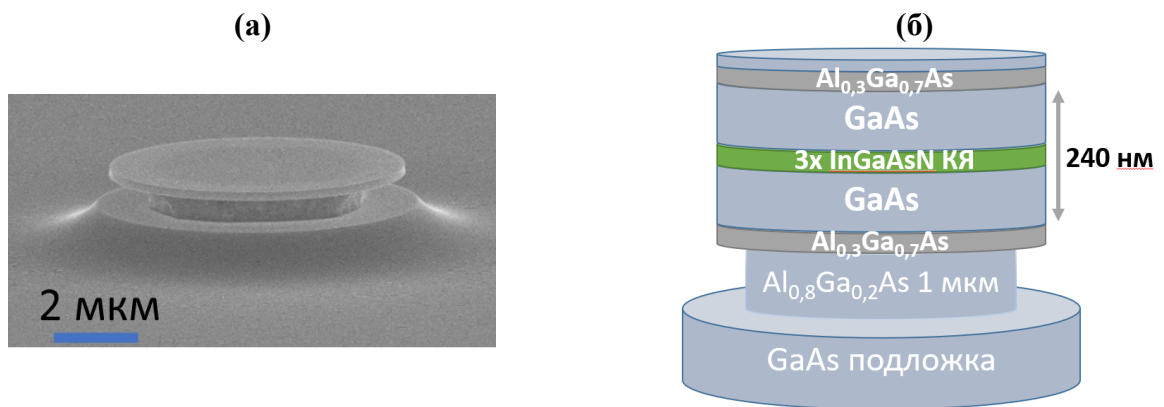


Рисунок 4.16 – (а) Изображение МДЛ с InGaAsN/GaAs КЯ, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа и (б) схематичное изображение слоев полупроводниковой структуры МДЛ.

Дисковая форма микролазеров создавалась путем травления эпитаксиальной структуры в растворе $\text{HBr}:\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7:\text{CH}_3\text{COOH}$. Пьедестал был сформирован с помощью травления в разбавленном растворе HF. Фотография сканирующей электронной микроскопии микролазера с оптической накачкой показан на рисунке 4.16.

Исследования оптических характеристик МДЛ проводились с помощью спектроскопии ФЛ изучались как при комнатной, так и при пониженной температуре с помощью гелиевого криостата замкнутого цикла Montana Instruments s50, подробное описание экспериментальной установки приведено в разделах 2.2.2.

Синтез пассивирующего золь-гель SiO_2 покрытия проводился аналогично тому, как это делалось в разделе 4.2.2. Результирующая толщина сформированного методом золь-гель пассивации слоя оценивалась в ~ 10 нм.

Эффект пассивации методом золь-гель SiO_2 исследовался на МДЛ диаметром 8 мкм с оптической накачкой. Результаты сравнения спектров ФЛ МДЛ с оптической накачкой до и после пассивации SiO_2 представлены на рисунке 4.17 (а). Наблюдается широкая полоса интенсивности ФЛ с максимумом на 1240-1250 нм, соответствующая спонтанному излучению КЯ InGaAsN/GaAs. На спектрах ФЛ наблюдаются максимумы интенсивности, обусловленные МШГ разных радиальных и азимутальных порядков. Такой набор максимумов ФЛ МШГ виден для спектра исходного МДЛ, без пассивации. При этом перехода к лазерной генерации при комнатной температуре не наблюдается. После пассивации золь-гель SiO_2 слоем, генерация в МДЛ при комнатной температуре наблюдалась: стимулированное излучение сконцентрировано в лазерной моде одной частоты на длине волны 1265 нм, а остальные МШГ подавлены по интенсивности. Порог лазерной генерации составил 77 кВт/см^2 .

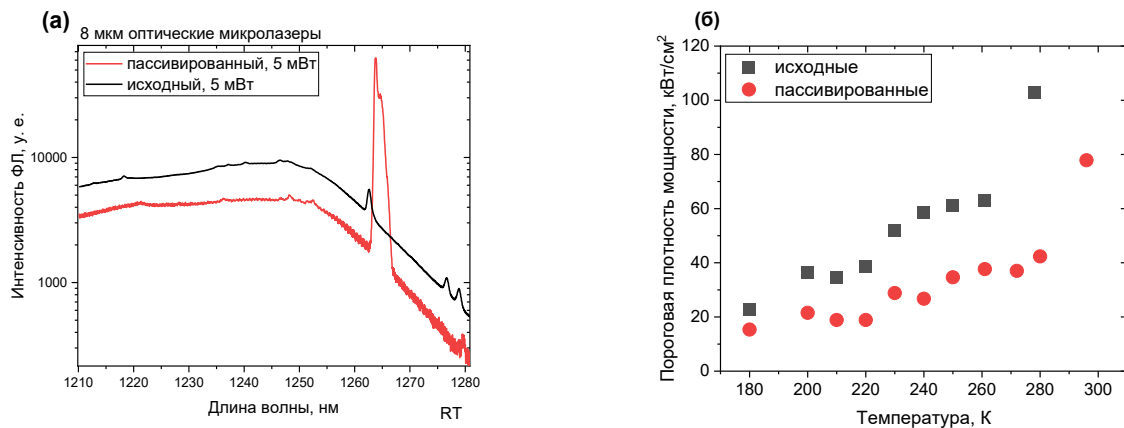


Рисунок 4.17 – (а) Спектры ФЛ микродисковых лазеров с КЯ InGaAsN/GaAs с оптической накачкой диаметром 8 мкм до и после пассивации при комнатной температуре (б) Зависимость пороговой плотности мощности для микролазеров 8 мкм до и после пассивации от температуры.

Исследование температурной динамики порога лазерной генерации для пассивированных и исходных МДЛ диаметром 8 мкм продемонстрировано на рисунке 4.17 (б). Наблюдается снижение порога лазерной генерации во всем диапазоне исследованных температур. Не считая комнатной температуры, при которой без пассивации лазерная генерация вообще отсутствовала, максимальное снижение пороговой плотности мощности после пассивации по сравнению с исходными МДЛ достигло 2,43 раза при 280 К. Количество исследованных МДЛ для каждой температуры составляло от 5 до 10, разброс полученных результатов продемонстрирован на

рисунке 4.17 (б) в виде интервалов погрешности. Улучшение оптических характеристик было обнаружено для всех исследованных диаметров МДЛ. Можно сказать, что пассивация поверхности МДЛ SiO_2 золь-гель методом позволяет воспроизводимо улучшить пороговые характеристики МДЛ при пониженных температурах.

Следует отметить, что порог лазерной генерации МДЛ определялся по появлению в спектре ФЛ высокоинтенсивной лазерной линии МШГ. Такой подход был обусловлен тем, что в исследуемых МДЛ даже после пассивации пороговая плотность мощности оказывается велика, так что происходит деградация характеристик под действием оптической накачки. Мы полагаем, во многом этот негативный эффект объясняется грибовидной структурой (наличие пьедестала) МДЛ с оптической накачкой, в результате чего не обеспечивается эффективное отведение тепла через подложку GaAs. Лазерная генерация МДЛ в этом случае проявляется малое количество времени, после которого происходит необратимая деградация структуры. Повторная накачка исследуемого МДЛ уже не приводит к возникновению генерации. Длительная экспозиция оптической накачки на поверхности МДЛ приводит не только к исчезновению генерации, но и к постепенному снижению сигнала ФЛ КЯ InGaAsN/GaAs, как это наблюдалось и раньше, для мезоструктур с КЯ InGaAs/GaAs в разделе 4.2.2.

4.3.2. Влияние золь-гель SiO_2 пассивации на свойства микролазеров с КЯ InGaAsN/GaAs с инжекционной накачкой

Разработанная золь-гель SiO_2 пассивация была применена также для МДЛ с инжекционной накачкой. В МДЛ с токовой инжекцией активная область содержала три КЯ $\text{Ga}_{0.7}\text{In}_{0.3}\text{N}_{0.02}\text{As}_{0.98}/\text{GaAs}$, разделённые слоями GaAs толщиной 10 нм и расположенные в центре матрицы GaAs толщиной 0,4 мкм. По обе стороны от активной области были сформированы эмиттерные слои $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ толщиной 2 мкм с градиентным профилем легирования. Полученная эпитаксиальная структура представляла собой полупроводниковый p-i-n диод, в котором p-легированный слой располагался сверху, а n-легированный — со стороны подложки. Микролазеры формировались методами фотолитографии и реактивно-ионного травления; их диаметр варьировался от 12 до 32 мкм, глубина травления составляла приблизительно 4 мкм. Для создания омических контактов использовались металлы AgMn/Ni/Au (для p^+ -легированного контактного слоя GaAs толщиной 200 нм) и AuGe/Ni/Au (для n^+ -легированной подложки). Изображение, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа и схематичное послойное изображение структуры и приведено на рисунке 4.18 а и б, соответственно. Пассивация золь-гель слоем SiO_2 была выполнена по протоколу нанесения, описанному в разделе 2.3.2. Толщина сформированного слоя составляла порядка 10 нм. Стоит отметить, что физическая

структура SiO_2 и его малая толщина позволяют избежать операции литографического вскрытия пассивированного слоя на верхних металлических р-контактах МДЛ, и позволяют получить контакт с помощью физического соскабливания слоя на р-контакте игольчатым зондом.

Для исследования МДЛ лазеров с инжекционной накачкой применялась спектроскопия электролюминесценции, описанная в разделе 2.2.4.

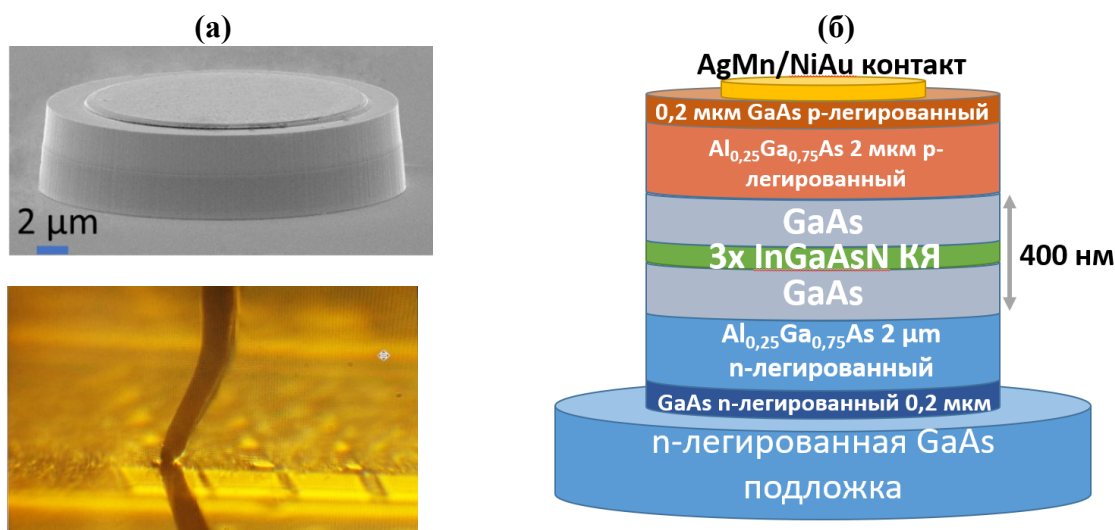


Рисунок 4.18 – (а) Изображение МДЛ с КЯ InGaAsN/GaAs в сканирующий электронный микроскоп и фотография зонда на поверхности микролазера (б) схематичное изображение послоевого состава микролазера.

Для исследования влияния пассивации методом золь-гель SiO_2 проводилось исследование пассивированных и исходных МДЛ при комнатной температуре. Изучались МДЛ с диаметрами от 12 до 32 μm . Изменений вольтамперных характеристик после пассивации для МДЛ выявлено не было. На рис. 4.19 (а) представлены спектры ЭЛ пассивированных и исходных МДЛ диаметром 16 μm в режиме генерации. Указанные значения тока соответствуют максимальному значению тока в пределах каждого импульса. Высокое значение ширины на полувысоте (FWHM) линии ЭЛ излучения МДЛ обусловлено длинноволновым сдвигом, вызванным саморазогревом МДЛ в течение накачки импульсами, тогда как регистрируемый спектр представляет собой интегрированный по времени сигнал ЭЛ, накопленный ПЗС-матрицей.

После пассивации наблюдается красное смещение длины волны лазерного излучения МДЛ примерно на 5 нм что может быть связано с изменением эффективного показателя преломления на его боковой поверхности. Другой возможной причиной является снижение уровня оптических потерь в пассивированных лазерах. Известно, что в лазерах на основе КЯ и КТ спектральное положение лазерной линии смещается в область более низких энергий по мере уменьшения оптических потерь. В работе [168] показано, что значительная часть оптических потерь в МШГ-микролазере обусловлена поглощением оптической моды на боковых стенках

микролазера, где КТ оказываются «пустыми» вследствие интенсивной безызлучательной рекомбинации. Аналогичный эффект может проявляться и в структурах с КЯ, однако пассивация способна ослабить его влияние.

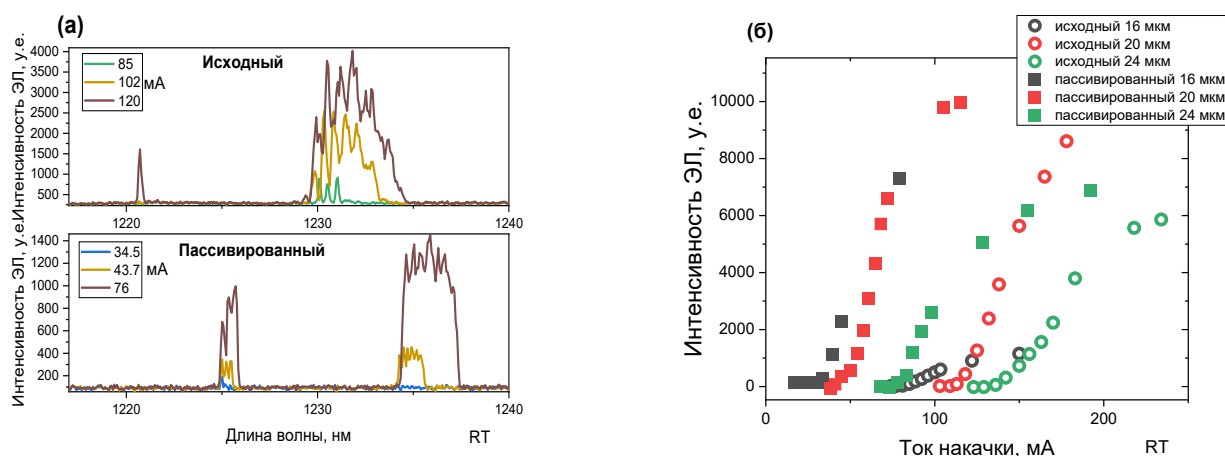


Рисунок 4.19 – (а) Спектр ЭЛ пассивированного и исходного МДЛ диаметром 16 мкм на основе КЯ InGaAsN/GaAs за порогом генерации. (б) Зависимость пиковой интенсивности ЭЛ для пассивированных и исходных МДЛ диаметрами 16, 20 и 24 мкм от тока накачки.

На рис. 4.19 (б) представлена зависимость интенсивности лазерной генерации МДЛ от тока накачки. Порог генерации определялся характерным перегибом на зависимости интенсивности ЭЛ от тока (характеристика «свет-ток»). Наклон участка кривой свет-ток выше порога определяет дифференциальную квантовую эффективность. Видно, что после пассивации дифференциальная квантовая эффективность МДЛ диаметром 16 мкм возрастает примерно в 7 раз. Это наблюдение согласуется с нашим предположением, что пассивация ведет к подавлению оптических потерь, вызванных приповерхностным поглощением, препятствующих выводу излучения из микролазера. Даже в случае относительно крупных МДЛ поверхностная рекомбинация остаётся существенным каналом потерь, поэтому эффект пассивации явно проявляется как в снижении порога генерации, так и увеличении дифференциальной эффективности.

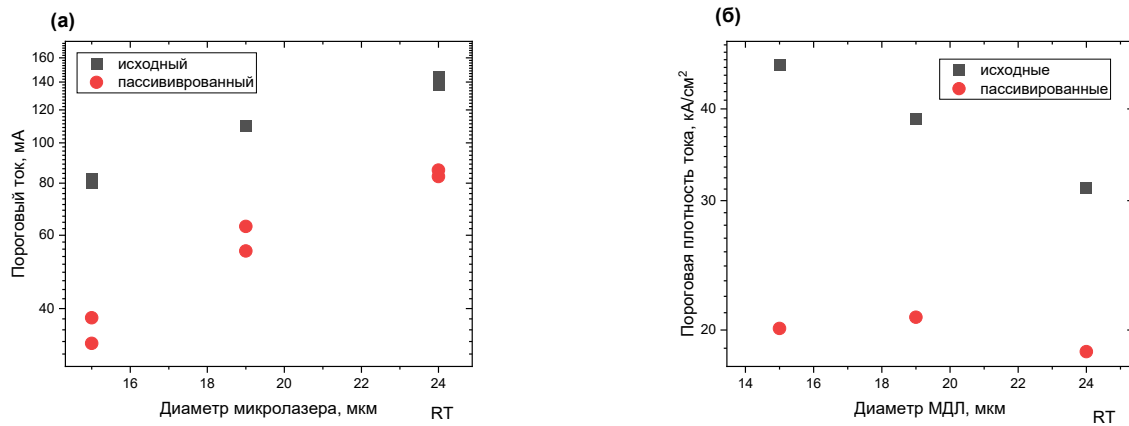


Рисунок 4.20 – (а) Зависимость значений порогового тока и (б) зависимость значений пороговой плотности тока для МДЛ на основе КЯ InGaAsN/GaAs разного диаметра до и после пассивации при комнатной температуре.

На рис. 4.20 (а) показана зависимость порогового тока для МДЛ различных диаметров до и после пассивации, на рисунке 4.20 (б) - значения пороговой плотности тока для микролазеров различного диаметра до и после пассивации. Для МДЛ малого диаметра боковая поверхность играет значительную роль в процессе генерации; следовательно, подавление паразитной безызлучательной рекомбинации на боковых стенках посредством поверхностной пассивации существенно способствует снижению порога лазерной генерации МДЛ. Наибольшее снижение плотности порогового тока наблюдалось для МДЛ диаметром 16 мкм — с 45,8 кА/см² до 20,1 кА/см². По мере увеличения диаметра МДЛ влияние поверхности на его оптические характеристики ослабевает, однако абсолютные значения порогового тока для пассивированных микролазеров остаются значительно ниже по всему исследуемому диапазону размеров.

Заключение по 4 главе

Выполнен экспериментальный и теоретический анализ влияния поверхностной безызлучательной рекомбинации на оптические свойства мезоструктур с учётом латерального транспорта носителей заряда. С использованием модели диффузии носителей в цилиндрической мезоструктуре и экспериментальных данных время-разрешенной спектроскопии разработан метод определения величины диффузионной длины, скорости поверхностной рекомбинации, время жизни носителей заряда в отсутствие поверхностной рекомбинации, критического диаметра мезоструктур. Для мезоструктур с активной областью на основе КЯТ InGaAs/GaAs впервые получены значения параметров, характеризующих поверхностную рекомбинацию: диффузионная длина $L_D = 1,3$ мкм и время жизни $\tau_0 = 4,6$ нс (соответствующий коэффициент амбиполярной диффузии $D = 3,7$ см²/с), скорость поверхностной рекомбинации $2,8 \cdot 10^4$ см/с,

критический диаметр мезоструктур, при достижении которого вклад поверхностной безызлучательной рекомбинации становится доминирующим $d_{cr} \approx 2,6$ мкм. Показано, что дальнейшее уменьшение диаметра мезоструктур приводит к заметному снижению интенсивности ФЛ вследствие усиления рекомбинации на боковых стенках. Разработанный метод обладает универсальностью и может быть применим для оценки перечисленных параметров и для других полупроводниковых составов наноструктурной излучающей области мезоструктур.

Также экспериментально исследовано влияние пассивации поверхности мезоструктур с КЯ InGaAs/GaAs с использованием диэлектрических слоёв Al_2O_3 , нанесённых методом атомно-слоевого осаждения. Продемонстрировано увеличение интенсивности ФЛ и времени жизни носителей заряда после пассивации, наиболее выраженное для мезоструктур малого диаметра (менее 8 мкм), при этом установлена существенная роль предварительной обработки поверхности в водородной плазме в формировании пассивирующего эффекта. Разработан альтернативный метод пассивации поверхности с использованием золь-гель осаждения слоёв SiO_2 толщиной порядка 10 нм, позволяющий снизить плотность поверхностных состояний без воздействия плазмы и высоких температур. Для мезоструктур с активной областью на основе КЯ InGaAs/GaAs показано значительное усиление интенсивности ФЛ при комнатной температуре до 50 раз для диаметров мезоструктур 1,25 мкм. Максимальный эффект усиления ФЛ наблюдается для структур с КЯ InGaAs/GaAs, минимальный — для структур с КТ InAs/InGaAs, что было связано с различным характером локализации носителей заряда.

Впервые продемонстрирована лазерная генерация при комнатной температуре в МДЛ с активной областью на основе КЯ InGaAsN/GaAs после пассивации поверхности золь-гель слоем SiO_2 при оптической накачке. Для МДЛ без пассивации при комнатной температуре лазерной генерации не наблюдалось. Для МДЛ с инжекционной накачкой после пассивации золь-гель слоем SiO_2 показано существенное снижение пороговых характеристик: для МДЛ диаметром 16 мкм плотность порогового тока снижена более чем в два раза — с $\sim 45,8$ кА/см² до $\sim 20,1$ кА/см². МДЛ демонстрируют более низкие абсолютные значения порогового тока во всем исследуемом диапазоне размеров (15-31 мкм) и кратное увеличение внешней дифференциальной эффективности после пассивации слоем SiO_2 .

Результаты, полученные в данной главе, демонстрируют ключевую роль поверхностных эффектов в формировании оптических характеристик мезоструктур и лазерных параметров микролазеров на основе GaAs при уменьшении их характерных размеров. Показано, что применение различных методов пассивации поверхности позволяет эффективно снижать вклад

поверхностной безызлучательной рекомбинации и существенно улучшать излучательные свойства мезоструктур и микролазеров на основе GaAs.

ГЛАВА 5. Исследование факторов, определяющих азимутальный и радиальный порядок лазерной МШГ в МДЛ; использование МДЛ в качестве оптического сенсора локального изменения показателя преломления окружающей среды

Исследования, описанные в предыдущей главе, демонстрируют существенное влияние безызлучательной поверхностной рекомбинации на латеральных стенках мезоструктур на характеристики МДЛ различного состава. Выполненные исследования влияния пассивации как на оптические характеристики мезоструктур, так и МДЛ позволяют судить о том, что латеральная поверхность существенно влияет не только на люминесцентные, но и на лазерные характеристики. Это особенно важно учитывая то, что в МШГ-резонаторе лазерная мода локализована около латеральной поверхности [66,169]. Таким образом, поверхность может существенно влиять на порядок (номер) лазерной МШГ. При этом порядок лазерной МШГ и связанный с ним характер углового распределения интенсивности излучения, который определяется азимутальным и радиальным порядками лазерной МШГ, носит важный характер, так как использование МДЛ в составе оптоэлектронных интегральных схем обычно предполагает использование эванесцентной связи МДЛ с волноводом. При этом сила такой связи напрямую зависит от того, какая МШГ является лазерной. Однако, за исключением самых ранних работ по МШГ микрорезонаторам [170], в литературе практически отсутствуют исследования, посвященные обсуждению факторов, влияющих на то, какой радиальный порядок МШГ будет иметь преимущество в лазерном спектре.

В данной главе экспериментально исследуется угловое распределение интенсивности излучения МДЛ, работающих при токовой накачке, с активной областью на основе КЯТ InGaAs/GaAs. Выполненное исследование демонстрирует, что порядок лазерной МШГ может быть далек от первой радиальной МШГ. Обсуждаются поверхностная рекомбинация носителей и утечка моды в подложку как основные факторы, влияющие на порядок лазерной МШГ. Взаимное влияние этих факторов приводит к существованию некоторого «оптимального» радиального порядка, для которого модовое усиление оказывается максимальным среди прочих МШГ. Чувствительность лазерной МШГ и ее локализацию около поверхности можно использовать для различных задач сенсорики и детектирования. В данной главе приведены результаты исследования чувствительности МДЛ с активной областью на основе КТ InAs/InGaAs, работающего при оптической накачке к окружающей среде: в частности, к растворам с различной концентрацией соли (NaCl) и глюкозы (C₆H₁₂O₆).

5.1. Факторы, определяющие азимутальный и радиальный порядок лазерной моды в МШГ резонаторах

5.1.1. Ограничение модового усиления для МШГ с малым радиальным порядком

МШГ описывается азимутальным (m) и радиальным (q) порядками, указывающими на характер распределения интенсивности поля по окружности и вдоль радиуса, соответственно. Внутри резонатора электрическое поле описывается функцией Бесселя первого рода m -го порядка, а число ее нулей внутри МДЛ плюс один называется радиальным порядком q . Для фиксированного диаметра цилиндра существует множество пар значений m и q , для которых резонансная длина волны оказывается вблизи максимума спектра усиления активной области. Чем меньше q , тем больше оказывается m и наоборот.

Обычно предполагается, что лазерной является МШГ 1-го радиального порядка ($q = 1$), наиболее сильно прижатая к краю микрорезонатора. Это связано с тем, что излучательные потери идеального цилиндрического резонатора для таких мод являются наименьшими [29,53]. Однако, излучательные потери, вызванные кривизной боковой поверхности МДЛ, не являются единственным видом оптических потерь в микродисковых резонаторах [168,171,172], а кроме того, существуют и другие факторы, оказывающие влияние на селекцию лазерной МШГ в микролазере.

Для МШГ микролазеров наблюдается азимутальная модуляция интенсивности излучения, которая отражает пространственное распределение МШГ внутри резонатора лазера. Ранее было показано, что число максимумов пространственного распределения интенсивности излучения в МДЛ соответствует азимутальному порядку МШГ m (не $2m$) вследствие интерференции высокодобротной МШГ с фоновым излучением и низкодобротными МШГ [173]. Оценка, которую можно сделать из экспериментально измеренного углового распределения интенсивности МДЛ [174], дает значения $M \approx 80$ и 170 для МДЛ диаметром 20 и 30 мкм, что значительно меньше ожидаемого для МШГ порядка $q = 1$, который должны составлять 207 (для МДЛ с $D = 20$ мкм) и 310 (для МДЛ с $D = 30$ мкм). Это свидетельствует о том, что генерация происходит через МШГ, чей радиальный порядок заметно больше $q = 1$ [174].

Рассмотрим возможные механизмы, влияющие на выбор лазерной МШГ. Условие резонанса для моды радиального порядка q и азимутального порядка m могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{2\pi nR}{\lambda_{mq}} \sim T_{mq}, \quad (5.1)$$

где T_{mq} – q -й корень функции Бесселя J_m , λ_{mq} – резонансная длина волны, R – радиус резонатора, n – показатель преломления в среде резонатора. Для мод $q = 1$ или близкого к 1 радиального

порядка при достаточно больших m можно утверждать, что $T_{mq} \approx m$. Это означает, что на периметре МДЛ укладывается m число длин волн λ_{mq}/n . Справедливо также, что для МШГ с низкими радиальными порядками уравнение (5.1) можно преобразовать в более простую форму $m \approx 2n\pi R/\lambda_0$, где λ_0 максимум спектра усиления.

Когда диаметр МДЛ относительно велик ($(\frac{D}{\lambda}) \gtrsim 5$), существует множество МШГ, с разными порядками q и m , чьи резонансные длины волн $\lambda_{m,q}$ близки к максимуму спектра усиления λ_0 . Как следует из данных расчета, приведенных на рисунке 5.1, радиальный порядок q и азимутальный порядок m_q таких МШГ связаны друг с другом обратно пропорционально, то есть m_q приблизительно обратно пропорционально q . Наибольший азимутальный порядок $m_1 \cong \pi Dn/\lambda_0$ отвечает моде первого радиального порядка, а наименьший $m_{qmax} \cong \pi D/\lambda_0$ – МШГ максимального возможного радиального порядка q_{max} . Как видно из рисунка 5.1, большинство МШГ сосредоточены в пределах $\frac{|\lambda_q - \lambda_0|}{\lambda_0} < 0.004$.

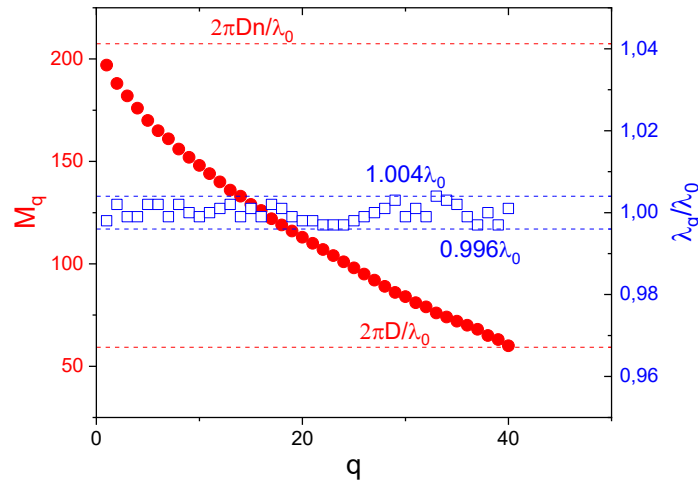


Рисунок 5.1 – Зависимость азимутального числа от радиального числа для различных МШГ (красные круги), которые имеют длину волны (квадраты) максимально близкую к $\lambda_0 = 1,06$ мкм $\pm 0.4\%$.

Поскольку InGaAs/GaAs КЯТ обладают достаточно широким спектром усиления, каждая из таких МШГ $q - m_q$ может оказаться лазерной модой. Для определения, какая именно из МШГ будет лазерной, необходимо моделирование модового усиления: для моды с наибольшим модовым усилением порог лазерной генерации будет достигнут раньше остальных.

Излучательная добротность МДЛ Q_{rad} , связанная с кривизной боковой стенки, зависит от азимутального порядка m приблизительно как $Q_{rad} \sim \exp(2m)$, что было получено в работе [175]. Поскольку Q_{rad} возрастает с увеличением m , предполагалось, что МШГ с максимально

возможным азимутальным порядком, то есть МШГ первого радиального порядка, достигает порога генерации первой. Однако исследования [174] показали, что это не обязательно соответствует действительности.

Чтобы объяснить разницу в радиальном порядке m , рассмотрим модовое усиление для МШГ некоторого радиального характера:

$$G_q = \frac{\int g(\rho) |E_q(\rho, z_{\text{КЯТ}})|^2 \rho d\rho dz}{\int |E_q(\rho, z_{\text{КЯТ}})|^2 \rho d\rho dz} \approx d_z \frac{\int_0^R \frac{g(\rho)}{g_0} |E_q(\rho, z = z_0)|^2 \rho d\rho}{\int |E_q(\rho, z_{\text{КЯТ}})|^2 \rho d\rho dz} g_0 = \Gamma_q g_0 \quad (5.2)$$

где поле $E_q(\rho, z_{\text{КЯТ}})$ берется в плоскости расположения активной области InGaAs/GaAs КЯТ. В формуле (5.2) ρ – радиальная координата, $R = D/2$ – радиус МДЛ, z – вертикальная координата, $z_{\text{КЯТ}}$ – координата, соответствующая расположению активной области, $E_q(\rho, z)$ – пространственный профиль поля МШГ порядка q , d_z – эффективная толщина активной области, g_0 – материальное усиление КЯТ InGaAs/GaAs, соответствующее случаю однородного распределения носителей заряда в плоскости активной области InGaAs/GaAs КЯТ, Γ_q – фактор оптического ограничения для МШГ порядка q , показывающий, какая доля поля МШГ взаимодействует с усилением КЯТ InGaAs/GaAs.

Фактор оптического ограничения удобно представить в виде произведения двух сомножителей $\Gamma_q = \Gamma_q^{(\rho)} \Gamma_q^{(z)}$:

$$\Gamma_q^{(\rho)} = \frac{\int_0^R \frac{g(\rho)}{g_0} |E_q(\rho, z = z_{\text{КЯТ}})|^2 \rho d\rho}{\int_0^\infty |E_q(\rho, z = z_0)|^2 \rho d\rho} \quad (5.3, a)$$

$$\Gamma_q^{(z)} = d_z \frac{\int_0^\infty |E_q(\rho, z = z_{\text{КЯТ}})|^2 \rho d\rho}{\int_{-\infty}^\infty \int_0^\infty |E_q(\rho, z)|^2 \rho d\rho dz} \quad (5.3, б)$$

Если распределение концентрации носителей заряда вдоль радиуса МДЛ $n(\rho)$ однородно, радиальный фактор оптического ограничения Γ_r будет равен 1, поскольку МШГ практически полностью локализованы в пределах микрорезонатора ($\rho = 0 \dots R$). Если же имеет место снижение концентрации носителей заряда вследствие поверхностной рекомбинации, $\Gamma_q^{(\rho)}$ будет уменьшаться тем сильнее, чем большая доля конкретной МШГ будет локализована в приповерхностной области с пониженным усилением. Второй сомножитель отражает характерный размер моды в вертикальном направлении. Если мода сильно проникает в подложку, это ведет к уменьшению ее $\Gamma_q^{(z)}$.

Рассмотрим сначала только радиальную компоненту $\Gamma_q^{(\rho)}$ и предположим, что $\Gamma_q^{(z)} = \text{const}$. Аналогично случаю, ранее рассмотренному для оценки влияния поверхностной рекомбинации в главе 4.1, используем граничное условие уравнения диффузии для

неравновесных носителей [157]: $D \frac{dn}{d\rho} = -v_s n$, где v_s это скорость поверхностной рекомбинации, D – коэффициент амбиполярной диффузии носителей заряда в слое с КЯТ активной области микролазера. В этом случае можно использовать выражение для концентрации (4.3), полученное в главе 4.1:

$$n(\rho) = n_0 \left[1 - \frac{I_0 \left(\frac{\rho}{L_D} \right)}{\frac{1}{s} I_1 \left(\frac{R}{L_D} \right) + I_0 \left(\frac{R}{L_D} \right)} \right] \quad (5.4)$$

Распределение концентрации носителей вдоль радиального направления МДЛ представлено на рисунке 5.2 вместе с распределением квадрата модуля напряженности электрического поля для двух МШГ с разными радиальными порядками $q = 1$ и 20 . Можно наблюдать, что в области мод малых радиальных порядков формируется более сильное падение концентрации, связанное с поверхностной рекомбинацией. В расчете учитывались следующие значения параметров рекомбинации и диффузионной длины $s = 1$ и $L_D = 1,3$ мкм, аналогично тому, как это было сделано в главе 4.1.

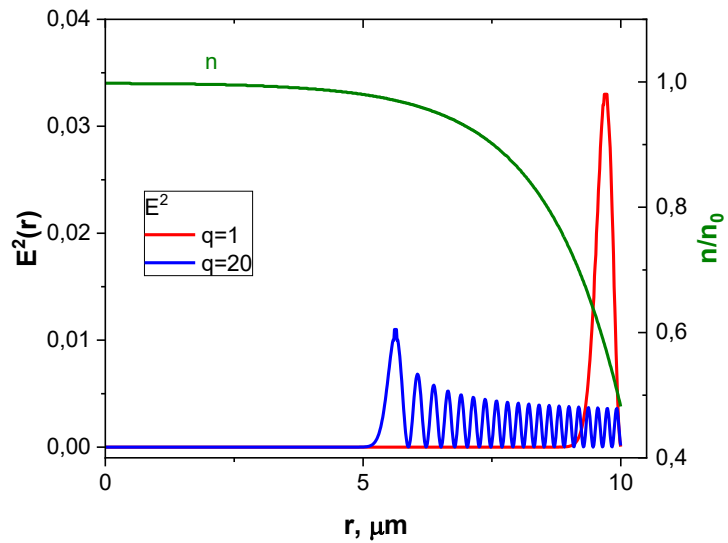


Рисунок 5.2 – Распределение поля радиальных мод $q=1$ и $q=20$ профиль концентрации носителей заряда.

Для дальнейшей связи распределения носителей заряда с модовым усилением предлагается использовать следующую зависимость материального усиления от концентрации, которая фактически представляет собой первые два члена разложение в ряд Тэйлора:

$$g(n) \approx g_{max} \left(\frac{n}{n_{tr}} - 1 \right), \quad (5.5)$$

Выражение (5.5) справедливо до тех пор, пока плотность носителей заряда меняется в не слишком широких пределах. Здесь n_{tr} представляет концентрацию, для которой материальное усиление обращается в ноль, g_{max} , которое представляет максимальное материальное усиление, соответствующее случаю полностью заполненных КЯТ InGaAs/GaAs. Совмещая выражения (5.3, а), (5.4) и (5.5), можно получить следующее выражение модового усиления для МШГ q порядка с учетом вклада поверхностной рекомбинации:

$$G_q^{(\rho)} = \Gamma_q^{(\rho)} g_0 = g_{max} \frac{\int_0^R \left[\left(\frac{n_0}{n_{tr}} \frac{n(\rho)}{n_0} - 1 \right) \right] |E_q(\rho, z = z_{КЯТ})|^2 \rho d\rho}{\int_0^\infty |E_q(\rho, z = z_{КЯТ})|^2 \rho d\rho} \approx g_{max} \left(\frac{n_0}{n_{tr}} \frac{\int_0^R \frac{n(\rho)}{n_0} |E_q(\rho, z = z_{КЯТ})|^2 \rho d\rho}{\int_0^\infty |E_q(\rho, z = z_{КЯТ})|^2 \rho d\rho} - 1 \right) \quad (5.6)$$

Результаты представленной выше зависимости приведены на рисунке 5.3.

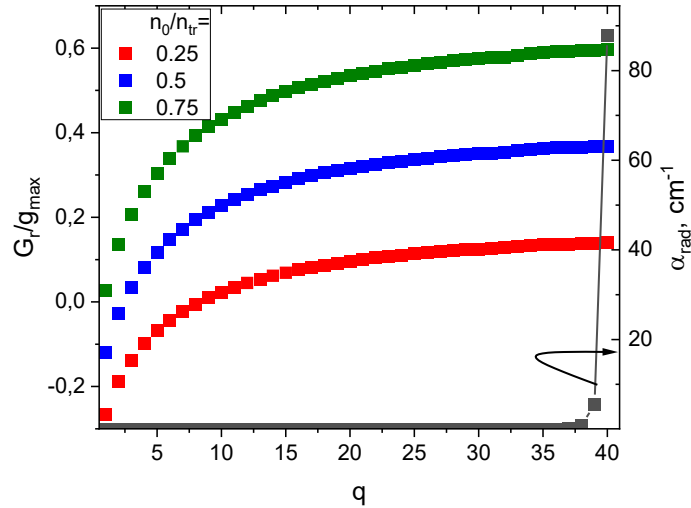


Рисунок 5.3 – Нормированное модовое усиление для различного уровня накачки и излучательные потери в зависимости от радиального порядка МШГ. Расчет для МДЛ диаметром 10 мкм, $s = 1$, $L_D = 1,3$ мкм.

Абсолютное значение модового усиления зависит от уровня накачки, который задает величину n_0 по отношению к n_{tr} . Однако, вне зависимости от величины отношения $\frac{n_0}{n_{tr}}$, на рисунке 5.3 можно наблюдать, что моды с меньшим значением q характеризуются малым, либо отрицательным модовым усилением. Такая общая тенденция наблюдается для всех отношений концентраций. Для начала лазерной генерации, общее модовое усиление должно уравновесить общие потери для конкретной МШГ радиального порядка q . Продемонстрированные на рисунке зависимости позволяют заключить, что, если фактор оптического ограничения в вертикальном

направлении (Γ_z) и оптические потери одинаковы для всех МШГ, то лазерная генерация будет наблюдаться на той МШГ, которая обладает наибольшим радиальным порядком q .

На графике 5.3 также приведена зависимость величины излучательных потерь α_{rad} , рассчитанных в соответствии с [29]. Наблюдается, что потери для МШГ с $q \leq 37$ минимальны (меньше $0,05 \text{ см}^{-1}$), в то время как для $q = 38$ составили всего $0,8 \text{ см}^{-1}$, для $q = 39$ уже $5,5 \text{ см}^{-1}$, а для $q = 40$ уже 88 см^{-1} . Таким образом, излучательные потери, вызванные кривизной резонатора, не влияют на выбор МШГ с наибольшим радиальным порядком в качестве лазерной моды.

Потери, обусловленные поглощением на свободных носителях в волноводе типично малы в КТ лазерах ($< 2 \text{ см}^{-1}$ для микролазеров с $R > 10 \text{ мкм}$) [66]. Потери, связанные с рассеянием на шероховатостях резонатора, играют существенную роль только для малых радиальных чисел q , которые прижаты к боковой стенке резонатора. Строго говоря, для МШГ с радиальным порядком больше $q > 10$, потери на рассеяние становятся несущественны и не зависят от q . Кажется, что на этом основании можно утверждать, что соотношение усиления и потерь делают наиболее выгодным для лазерной генерации МШГ с радиальными числами $q_{\max} - 2$ или $q_{\max} - 1$ (рисунок 5.3). Тем не менее, эти значения радиального порядка моды q и соответствующие значения азимутального порядка m_q , все еще не совсем коррелируют с экспериментальными данными. Для резонатора с диаметром 20 мкм радиальному порядку $q_{\max} - 1$ соответствует азимутальный порядок $m_q \approx 65$, тогда как экспериментально наблюдаемое значение азимутального порядка лазерной моды около 80 [174,176]. Экспериментальные результаты позволяют предположить, что это несоответствие связано с необходимостью учета оптического ограничения в вертикальном направлении и связанным с этим явлением утечки лазерной моды в подложку.

Пространственное распределение электрического поля МШГ в трехмерном случае непросто рассчитать аналитически, но мы можем получить его с помощью численного расчета, используя метод конечных элементов, реализованный в COMSOL. Мы использовали квази-3D геометрию, где модель является двумерной, представляя собой поперечное сечение МДЛ через его центр вдоль оси симметрии, а азимутальный угол ϕ учитывается путем постулирования угловой зависимости в виде $\exp(i m \phi)$. Моделирование позволяет получить распределение $E_q(\rho, z)^2$ для разных МШГ с различными значениями азимутальных порядков m , а затем вычислить коэффициент оптического ограничения Γ как интеграл по объему всего микролазера. Используя выражения (5.2) и (5.5), можно записать:

$$\frac{G_q}{g_{\max}} = \frac{n_0}{n_{tr}} \frac{\int_0^R \frac{n(\rho)}{n_0} |E_q(\rho, z_{\text{КЯТ}})|^2 \rho d\rho dz}{\int_0^\infty |E_q(\rho, z_{\text{КЯТ}})|^2 \rho d\rho dz} - \frac{\int_0^R |E_q(\rho, z_{\text{КЯТ}})|^2 \rho d\rho dz}{\int_0^\infty |E_q(\rho, z_{\text{КЯТ}})|^2 \rho d\rho dz}$$

Аналогично тому, как это указывалось выше, поле $E_q(\rho, z_{\text{КЯТ}})$ берется в плоскости расположения активной области КЯТ InGaAs/GaAs. Указанные интегралы могут быть

рассчитаны численно. Результаты представлены на рисунке 5.4. Оптические потери были посчитаны численно с помощью выражения $\alpha_{\text{rad}} = 2\pi n/\lambda Q$, где $Q = \text{Re}(\lambda)/2\text{Im}(\lambda)$ бралось из вычисленных в результате моделирования собственных значений МШГ. При этом нами учитывались не только излучение, обусловленное кривизной боковой поверхности, но также и утеkanie излучения моды в подложку [177], как будет более детально обсуждаться в следующем разделе.

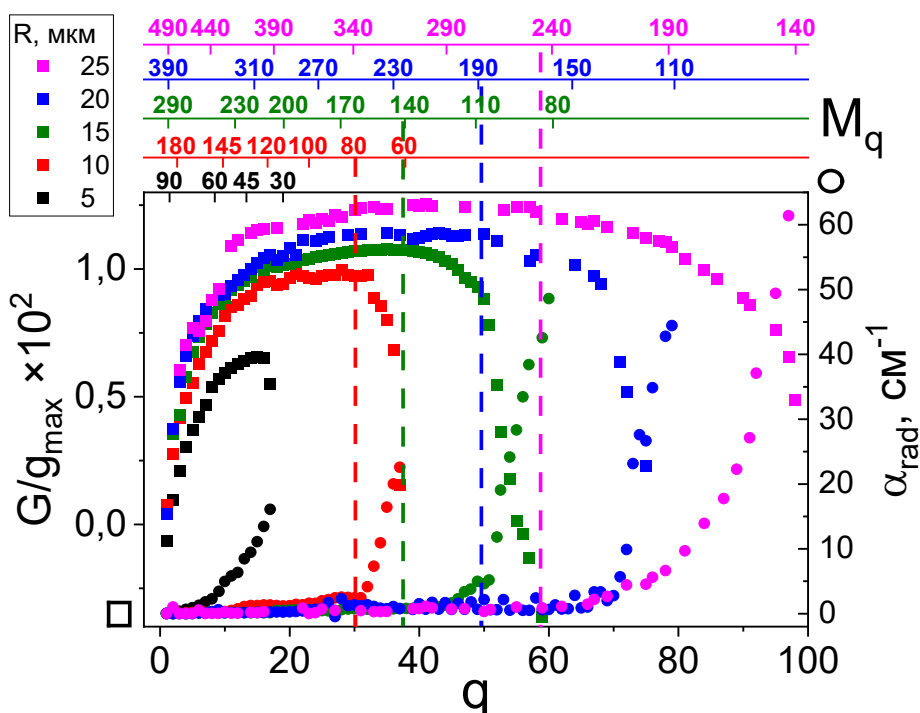


Рисунок 5.4 – Зависимость модового усиления (квадраты) и оптических потерь (круги) для $n_0/n_{\text{tr}} = 1.75$ от радиального порядка моды с учетом ограничения в вертикальном направлении. Сверху указаны примерные азимутальные порядки m_q , соответствующие лазерной МШГ.

На рисунке 5.4 можно наблюдать результаты расчета описанной трехмерной модели. Можно отметить, что для больших значений радиального порядка q картина несколько отличается от результатов, представленных на рисунке 5.3; рост модового усиления наблюдается только до определенных значений q , после которых наблюдается снижение. При этом рост потерь начинается при меньших значениях радиального числа q , чем это наблюдалось на рисунке 5.3. Лазерная МШГ должна иметь максимальное модовое усиление G при минимуме потерь; тогда на рисунке 5.4 можно приблизительно определить радиальный порядок q для лазерной МШГ, либо объяснить ее отсутствие. Например, для МДЛ радиусом 5 мкм для МШГ низкого радиального порядка модовое усиление мало в принципе из-за поверхностной рекомбинации на

латеральной поверхности лазера, в то время как для более высоких радиальных порядков сильно возрастают излучательные потери, вызванные утеканием моды в вертикальном направлении. Эти результаты находятся в хорошем качественном согласии с экспериментальными исследованиями, которые демонстрируют отсутствие лазерной генерации в дисках малого диаметра [174]. Для лазеров радиусом 15 мкм оптимальное значение радиального порядка для лазерной моды составляет $q = 37$ и азимутальный порядок $M_q = 150$, что подтверждается предыдущими полученными экспериментальными результатами [178]. Результаты расчетов для МДЛ других диаметров так же демонстрируют лучшее согласие с экспериментальными значениями.

5.1.2 Исследования факторов, определяющих порядок лазерной МШГ с помощью методики СБОМ

Снижение величин модового усиления G , а также возрастание излучательных потерь с ростом радиального порядка q , которое наблюдается для аналитического расчета на рисунке 5.4, как показало выполненное моделирование, связано с ухудшением вертикальной локализации таких МШГ и их утеканием в GaAs подложку. Для более детального исследования феномена утекания лазерной МШГ в подложку, экспериментально исследовались МДЛ радиусом 25 мкм и скол GaAs подложки рядом с помощью методики СБОМ. Для уточнения азимутального порядка лазерной моды МДЛ также было исследовано распределение интенсивности МШГ в волноводном слое боковой поверхности МДЛ с активной областью на основе InGaAs/GaAs КЯТ.

Эпитаксиальная структура для МДЛ была выращена методом МОГФЭ на вицинальной подложке GaAs. Инжекционная p-i-n структура формировалась слоем n-типа легированного эмиттерного слоя $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ толщиной 1,5 мкм, волноводного слоя GaAs толщиной 0,8 мкм и верхнего легированного эмиттера $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ p-типа толщиной 1,5 мкм. Пять слоев $In_{0.4}Ga_{0.6}As/GaAs$ КЯТ были равномерно распределены внутри волновода GaAs толщиной 800 нм. С помощью обратной фотолитографии и термического напыления формировались омические контакты с использованием AgMn/Ni/Au для верхнего p-контакта. Нижний n-контакт формировался сплошным со стороны подложки с помощью металлизации AuGe/Ni/Au. С помощью фотолитографии и плазмохимического травления на поверхности эпитаксиальной структуры были сформированы МДЛ диаметром 50 мкм. Для исследования утечки МШГ образец с МДЛ был сколот таким образом, чтобы скол находился в непосредственной близости от исследуемого микродиска (не более 5 мкм), как это продемонстрировано на рисунке 5.6 (а). После этого к МДЛ были припаяны контактные проволоки, структура была установлена на

металлический теплоотвод так, как это схематически изображено на принципиальной схеме измерений рисунка 5.5.

Исследование распределения интенсивности лазерных МШГ утекающих из волновода МДЛ в GaAs подложку проводилось с помощью метода СБОМ. Измерения с помощью СБОМ позволяют наблюдать распределение интенсивности ЭЛ затухающих колебаний ближнего поля и определить характер распределения МШГ в подложке и в МДЛ. Для этой цели использовался волоконный модуль на базе микроскопа NT-MDT Ntegra Spectra II, принцип работы которого описан в разделе 2.2.3. На рисунке 5.5 приведено схематическое изображение процесса сканирования скола подложки GaAs в ближнем поле с помощью волоконно-оптического зонда.

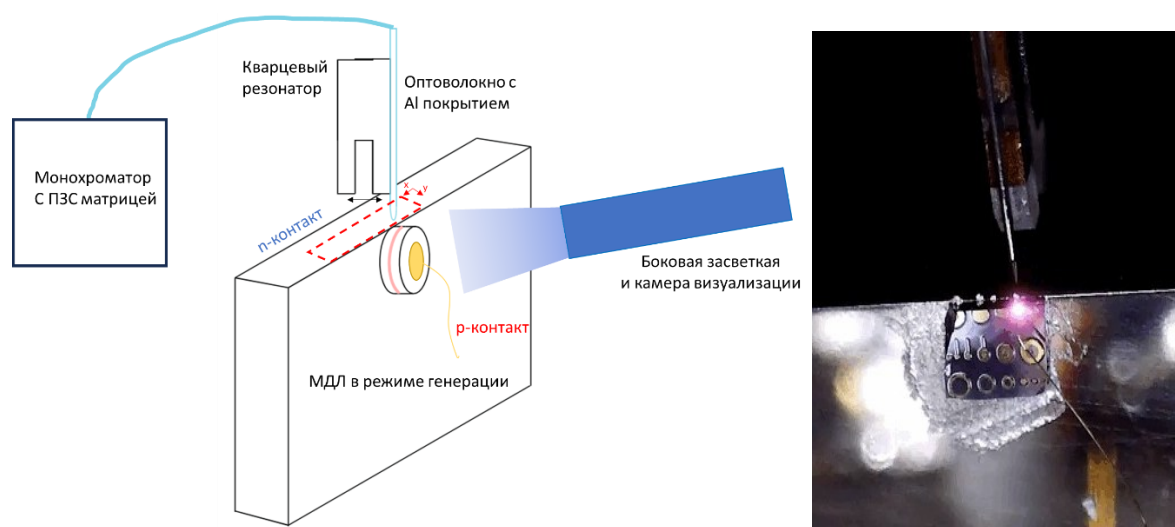


Рисунок 5.5 – принципиальная схема экспериментальной установки СБОМ, которая использовалась для исследования МДЛ рядом со сколом подложки и фотография микролазера в момент измерений. Красным пунктиром выделена область сканирования методикой СБОМ.

Измерения выполнялись в непрерывном режиме лазерной генерации МДЛ диаметром 50 мкм. Размер области сканирования скола GaAs подложки составил область примерно $\sim 50 \times 20$ мкм (красная прямоугольная область на рисунке 5.6, (а)).

На рисунке 5.6 (в) продемонстрированы результаты сканирования латеральной поверхности скола подложки GaAs рядом с МДЛ с помощью СБОМ. На верху рисунка 5.6 приведен рельеф поверхности скола подложки GaAs и боковой стороны МДЛ, полученный волоконным зондом СБОМ.

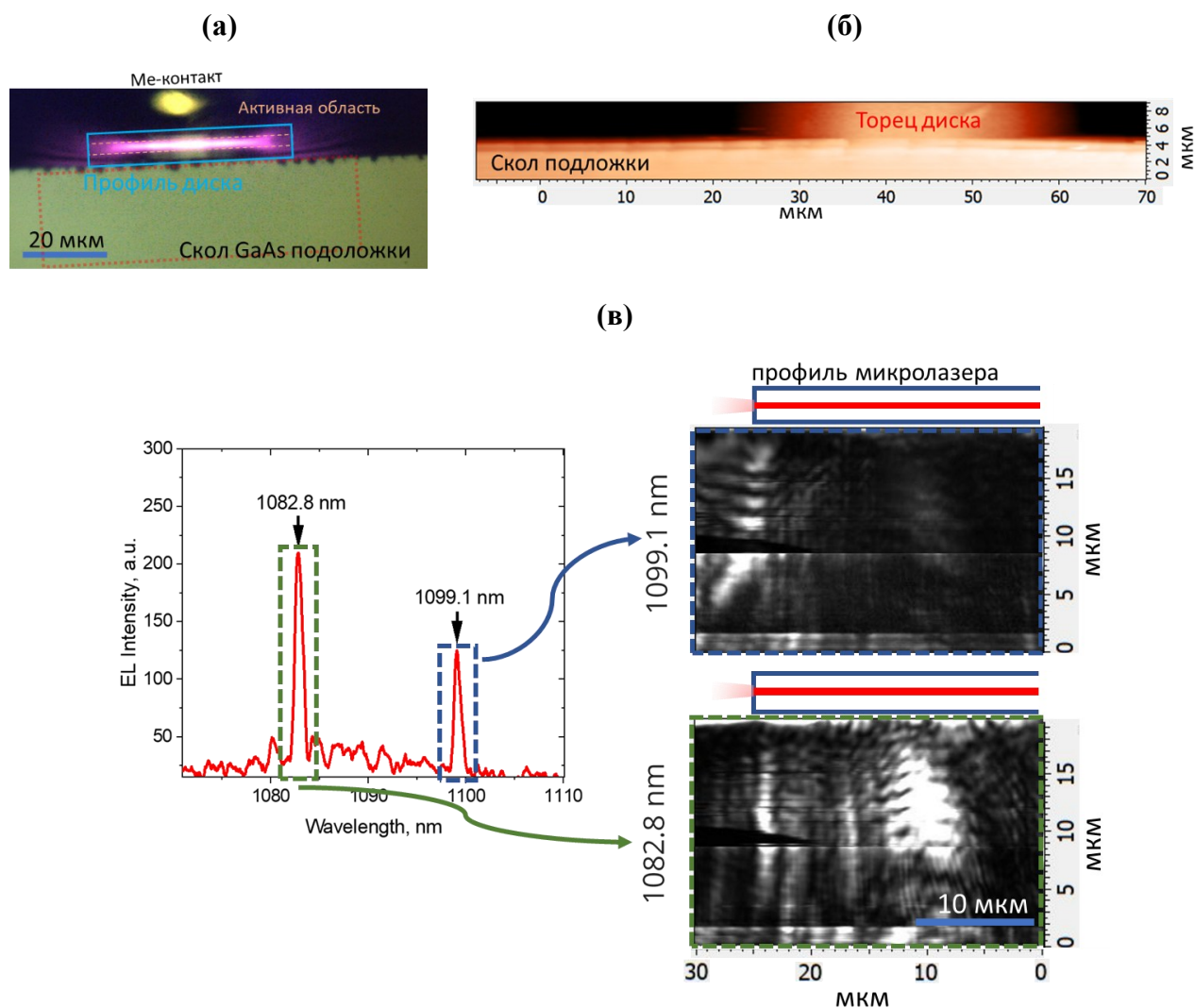


Рисунок 5.6 – (а) Фотография профиля МДЛ с инжекционной накачкой вблизи края скола подложки GaAs. Красным пунктиром выделена область, с которой собиралось излучение. (б) Результаты сканирования АСМ бокового скола GaAs подложки и боковой стенки МДЛ. (в) Спектр лазерного излучения, полученный в режиме СБОМ с бокового скола GaAs подложки под половиной МДЛ. Карты пространственного распределения интенсивности МШГ с длинами волн 1099,1 нм (синяя рамка) и 1082,8 (зеленая рамка).

На рисунке 5.6 также приведены спектры ЭЛ лазерных МШГ, полученный со скола подложки GaAs рядом с МДЛ диаметром 50 мкм. В исследуемом диапазоне длин волн было выявлено две лазерные МШГ (с длинами волн 1082,8 нм и 1099,1 нм), утечка излучения которых была обнаружена в GaAs подложке. Как видно, пространственное распределение интенсивности МШГ в подложке различается для разных МШГ.

Для МШГ с длиной волны 1082,8 нм большая часть утекающей интенсивности МШГ сосредоточена в области GaAs подложки вблизи центральной части МДЛ. Интенсивность утечки

МШГ на длине волны 1099,1 нм расположена в частях подложки ближе к периферии МДЛ. Из результатов эксперимента также видно, что интенсивности лазерных МШГ, наблюдаемые на рисунке 5.6 (в), имеют большое количество локальных минимумов и максимумов, которые могут быть связаны с интерференцией лазерных МШГ от краев GaAs подложки, неровностями скола поверхности GaAs подложки и эффектом локального изменения показателя преломления вследствие приближения волоконного зонда.

На рисунке 5.7 (а) приведено моделирование вертикальных распределений электрического поля МШГ с радиальными порядками $q = 30$ и $q = 40$ для случая с GaAs подложкой и для случая с частично стравленной GaAs подложкой, которая после травления представляет собой МДЛ на цилиндрическом пьедестале. Моделирование выполнено в среде COMSOL Multiphysics с использованием метода конечных элементов и численной модели МДЛ, обсуждавшейся в предыдущем разделе диссертации. Моделирование показывает, что проникновение моды в GaAs подложку происходит под той областью, где в основном локализована МШГ в МДЛ. Для МДЛ на пьедестале (нижний рисунок) наблюдается вертикальное ограничение МШГ с радиальным порядком $q=40$, в то время как для МДЛ на подложке наблюдается утекание в подложку GaAs (два верхних рисунка).

Из моделирования следует, что МШГ с более высоким радиальным порядком q демонстрирует более интенсивную утечку МШГ в подложку GaAs, чем МШГ меньших радиальных порядков. Утеkanie в подложку, как следует из рисунка 5.4, ведет к уменьшению фактора вертикального оптического ограничения Γ_z и, как результат, модового усиления G . Когда ограничение МШГ в волноводе сильное, утечка в подложку минимальна, что приводит к высоким значениям добротности Q (и к более низким излучательным потерям).

Это видно на рисунке 5.7 (б) для МДЛ на пьедестале, на котором наблюдается, что потери МШГ высоких радиальных порядков так же будут малы. Для МДЛ на GaAs подложке, в свою очередь, наблюдается, что с увеличением радиального порядка МШГ наблюдается рост потерь и более интенсивная утечка МШГ в подложку GaAs.

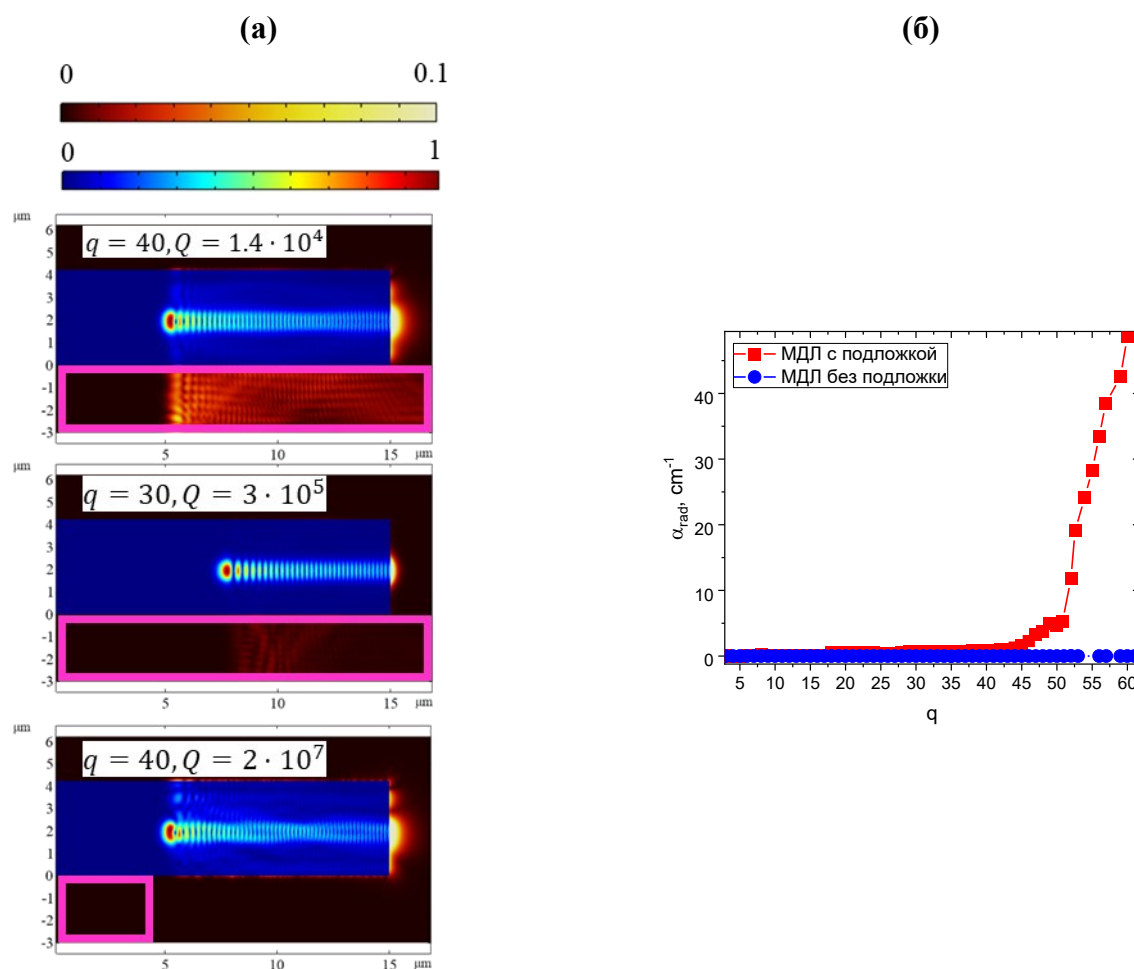


Рисунок 5.7 – (а) Распределение напряженности ЭМ поля МШГ, нормированное к максимальному значению в поперечном сечении МДЛ с $R = 15$. Продемонстрированы МШГ с $q = 30$ и 40 , а так же влияние GaAs подложки (обведена розовым цветом): верхний и средний рисунок демонстрируют распределение МШГ в МДЛ с GaAs подложкой, нижний рисунок – GaAs подложка стравлена до узкого пьедестала. Для отображения интенсивности поля в МДЛ используется радужная цветовая шкала; в GaAs - тепловая цветовая шкала. (б)

Зависимость радиационных потерь от радиального порядка МШГ для МДЛ с GaAs подложкой (красные квадраты) и без нее (синие круги).

Картины распределения ближнего поля, полученные с помощью СБОМ на рис. 5.6, и с помощью аналитического расчета на рисунке 5.7 дают схожие результаты растекания интенсивности МШГ в подложке под МДЛ.

Для количественного анализа, было проведено сравнение распределения интенсивности лазерных МШГ в области волновода и в подложке GaAs полученного методом СБОМ (рисунке 5.8). Величина утечки МШГ в подложку GaAs была рассчитана как отношение максимума интенсивности МШГ в подложке GaAs к максимуму интенсивности МШГ в области волновода МДЛ. Точками на рисунке 5.8 обозначены места на волноводе МДЛ (точка 1) и в подложке (точка

2), где были зарегистрированы максимальные интенсивности излучения МШГ; также на рисунке представлены величины времени экспонирования сигнала ЭЛ для распределения МШГ, полученного с боковой поверхности МДЛ (время накопления сигнала 0,0001 с) и со скола подложки (время накопления сигнала 0,1 с). Величины отношения интенсивностей лазерных МШГ для МДЛ и GaAs подложки в обозначенных на рисунке 5.8 точках приведены в таблице 5.1. Для экспериментальных данных значение максимальной утечки МШГ для двух лазерных МШГ на длине волны 1099,1 нм было оценено как $\sim 5 \cdot 10^{-3}$.

Таблица 5.1 – Отношение максимальных интенсивностей лазерных МШГ на длинах волн 1082,8 и 1099,1 нм, на поверхности волновода МДЛ и в подложке

λ	$I_{\text{substrate}}/I_{\text{waveguide}}$
1082,8 нм	$\sim 1,2 \cdot 10^{-3}$
1099,1 нм	$\sim 5 \cdot 10^{-3}$

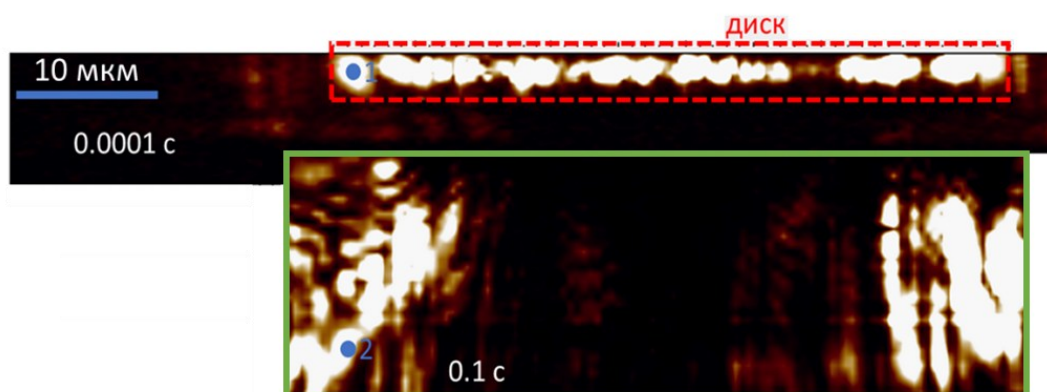


Рисунок 5.8 – Пространственное распределение интенсивности лазерной МШГ на длине волны 1099,1 нм для области МДЛ и подложки. Зеленым прямоугольником выделен скан с временем накопления сигнала 0,1 с для области утекания моды в подложку, красным пунктиром обозначено положение бокового профиля МДЛ.

Расчет пространственного распределения МШГ разных радиальных порядков в GaAs подложке (рисунок 5.9) позволяет предположить, что для МШГ разных радиальных и азимутальных порядков распространение в подложке GaAs происходит под разными углами по отношению к плоскости подложки. Для МШГ с низким радиальным порядком угол к поверхности подложки, под которым интенсивность МШГ рассеивается, больше, чем тот же угол для МШГ с высоким радиальным порядком. Такая же обратная зависимость наблюдается для добротности МШГ: чем меньше добротность МШГ, тем больше будет угол распространения к поверхности подложки. Несмотря на то, что в подложке GaAs межзонного поглощения для

исследуемых длин волн нет, наблюдается рассеяние и затухание интенсивности МШГ по мере удаления от МДЛ в GaAs подложку.

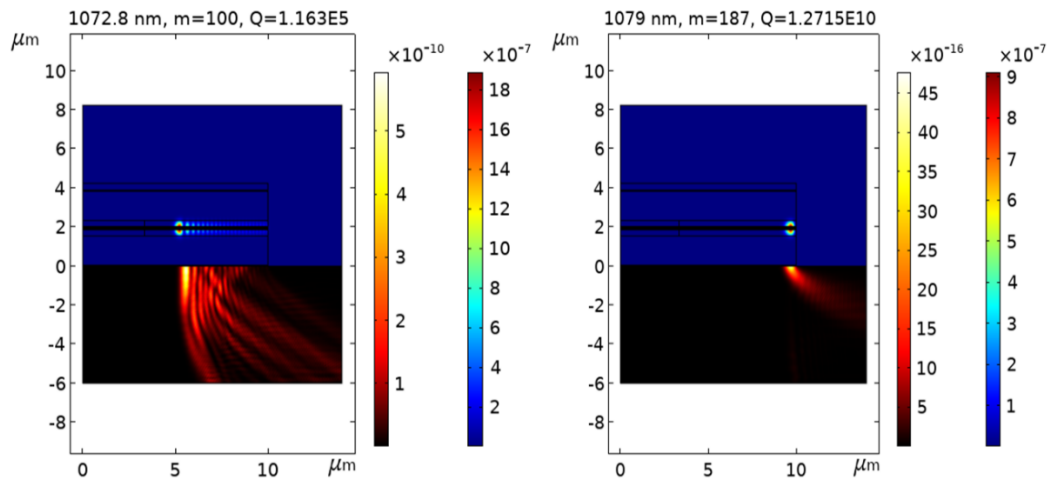


Рисунок 5.9 – Пространственные распределения интенсивности МШГ радиальных порядков $q=20$ и $q=1$ в МДЛ радиусом 50 мкм.

Далее было выполнено исследование боковой поверхности МДЛ в области его волноводного слоя с КЯТ InGaAs/GaAs. Использовался тот же МДЛ диаметром 50 мкм. Сбор сигнала и сканирование методом СБОМ проводилось для выступающей боковой части МДЛ; в частности, на рисунке 5.10 приведена морфология распределения АСМ с боковой поверхности МДЛ. Изображения МДЛ, полученные с помощью СБОМ показывают распределение излучения лазерных МШГ, перпендикулярное поверхности МДЛ.

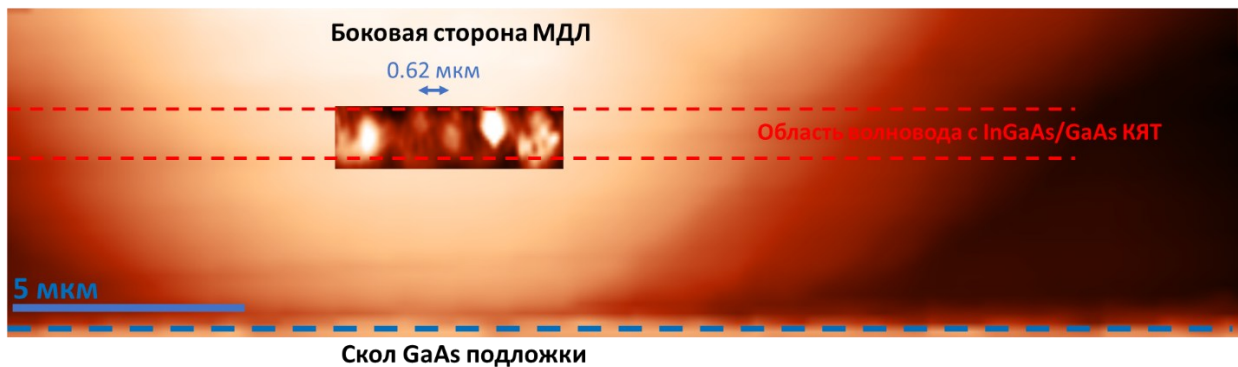


Рисунок 5.10 – Рельеф поверхности, полученный с помощью сканирования поверхности с помощью волоконного зонда СБОМ. На вставке - карта распределения интенсивности излучения для МШГ на 1087 нм для выделенной красным прямоугольником на (а) области боковой поверхности микролазера. Распределения интенсивности МШГ регистрировались при комнатной температуре.

Использованная для измерений волоконная СБОМ позволила наблюдать пучности интенсивности МШГ. На вставке к рисунку 5.10 приведена карта распределения интенсивности ЭЛ для отдельно взятой лазерной МШГ на длине волны 1087 нм. Наблюдаемая неоднородность в формировании максимумов интенсивности МШГ может быть связана с частотной синхронизацией пространственных МШГ [177,179,180], а также с гибридизацией разных МШГ [181,182]. Локальное изменение показателя преломления на поверхности волновода МДЛ вследствие приближения волоконного СБОМ зонда так же может внести свой вклад в общую картину пространственного распределения интенсивности МШГ.

Рассмотрение вставки на рисунке 5.10 позволяет приблизительно оценить расстояние между соседними максимумами лазерной МШГ. Оценивалось межмодовое расстояние между двумя максимумами интенсивности МШГ примерно одной величины, значение которого составило $\sim 0,62$ мкм. Анализ распределения максимумов интенсивности МШГ проводился из центральной области волновода МДЛ; краевое распределение не рассматривалось из-за возможных искажений связанных с наклоном МДЛ. Расстояние между пучностями Δx связано с азимутальным порядком m_q лазерной моды соотношением $m_q = \frac{2\pi R}{\Delta x}$, где R – радиус МДЛ, который составлял 25 мкм. Тогда азимутальный порядок m_q для данной МШГ можно оценить как $m_q \sim 253$. Учитывая описанные неточности измерения методом СБОМ, полученный результат превосходно коррелирует с результатами теоретических оценок на рисунке 5.4 для микродиска указанного размера (максимальное модальное усиление наблюдалось для МШГ с $M_q \sim 247$ и $q \sim 58$).

Таким образом, представленные в главе результаты позволяют определить фундаментальные параметры МДЛ, а именно примерные азимутальные и радиальные порядки лазерных МШГ для которых модовое усиление будет максимально, и на которых, в результате этого, и будет осуществляться лазерная генерация. Исследование было выполнено с использованием МДЛ с активной областью на основе InGaAs/GaAs КЯТ, однако разработанная методика применима и к другим типам активной области и материалам.

5.2. Исследование чувствительности латеральной поверхности МДЛ к изменению показателя преломления

Несмотря на обеднение свободными носителями заряда латеральной области МДЛ, возникающего вследствие паразитной поверхностной рекомбинации, боковая поверхность МДЛ остается чувствительной к локальному изменению показателя преломления [67,183,184]. Эванесцентный характер электромагнитного поля лазерной МШГ вблизи боковой поверхности МДЛ приводит к перекрытию с окружающей средой, благодаря чему МДЛ и оказывается

чувствительным к изменению показателя преломления окружающей его среды. Это обстоятельство открывает возможность использования МДЛ в качестве компактных и высокочувствительных оптических сенсоров.

Один из механизмов детектирования с помощью МДЛ основан на измерении сдвига длины волны резонанса, вызванного изменением показателя преломления окружающей среды. Биосенсоры на МДЛ обладают рядом принципиальных преимуществ по сравнению с пассивными МШГ резонаторами. Активные микролазеры совмещают в себе функции как чувствительного резонатора, так и источника когерентного излучения, благодаря чему могут упростить измерительную конфигурацию систем и снизить необходимость использования сложного и дорогого оборудования. Кроме того, они характеризуются высокой добротностью лазерной линии, малой потребляемой мощностью и малой занимаемой площадью [185]. При этом, в процессе лазерной генерации МДЛ даже незначительные изменения параметров окружающей среды могут приводить к заметному изменению его спектральных характеристик (таких как смещение и уширение лазерной линии), а также интенсивности излучения, что является дополнительными факторами повышения чувствительности сенсора [186].

В этой части главы была экспериментально исследована зависимость спектрального положения линии лазерной генерации МДЛ с оптической накачкой от показателя преломления водной среды, в которую помещался лазер. В качестве тестовых растворов были использованы водные растворы хлорида натрия (NaCl) и глюкозы ($\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_6$), для которых хорошо известны зависимости показателя преломления от концентрации веществ в воде. Также была выполнена теоретическая оценка сдвига МШГ резонанса. Активной областью МДЛ являлся массив КТ InAs/InGaAs , полученных методом Странского-Крастанова.

Полупроводниковая гетероструктура была выращена методом МПЭ на нелегированной подложке GaAs (100). После осаждения буферного слоя GaAs выращивался слой $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ толщиной 400 нм. Активная область помещалась в волноводный слой GaAs (220 нм) и представляла собой пять слоев КТ $\text{InAs/In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$, разделенных спейсерами GaAs толщиной 30 нм. КТ формировались с помощью осаждения небольшого (около 2,5 монослоев) количества InAs на поверхность GaAs (100) при температуре 480-490 °C. Массивы КТ, сформированные таким методом, обладают высокой поверхностной плотностью вплоть до $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Слой $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$ впоследствии был преобразован в оксид $(\text{AlGa})_x\text{O}_y$ методом селективного окисления. Такой сформированный оксидированный слой препятствует утеканию моды в подложку и позволяет достичь необходимого оптического ограничения для лазерной генерации.

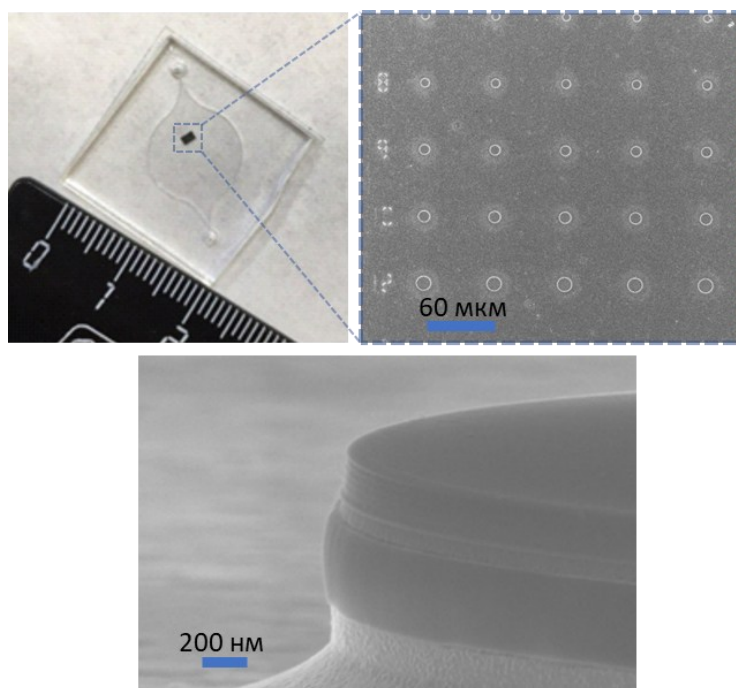


Рисунок 5.11 – Фотография микрофлюидного чипа с помещенным вовнутрь образцом с МДЛ; изображения сканирующей электронной микроскопии массива МДЛ с оптической накачкой и отдельно стоящего МДЛ диаметром 8 мкм.

Из эпитаксиальной структуры были сформированы МДЛ диаметром от 7 до 10 мкм с помощью фотолитографии и ионно-лучевого травления. Структура с микролазерами была помещена в прозрачную кювету (микрофлюидный чип) из полидиметилсилаксана (ПДМС). После обработки в кислородной плазме верхней части ПДМС кюветы, снабженной двумя каналами стока и истока подаваемых растворов, две части герметично скреплялись благодаря активированным химическим связям на поверхности ПДМС. На рисунке 5.11 приведена фотография кюветы с массивом МДЛ, а также изображения сканирующей электронной микроскопии массивов МДЛ и изометрии МДЛ диаметром 7 мкм.

МДЛ в различных водных растворах исследовались с помощью конфокального микроскопа Ntegra Spectra II при комнатной температуре, подробное описание которой находится в разделе 2.2.2. Структура кюветы, изготовленная из ПДМС, была выполнена плоской для обеспечения удобного размещения под объективом микроскопа. ПДМС является прозрачным как в диапазоне длины волны лазерной накачки, так и в спектральной области регистрируемого сигнала ФЛ.

Использование высокоразрешающей дифракционной решетки для регистрации спектров лазерной генерации позволило достичь спектрального разрешения 16 пм. Спектры излучения МДЛ исследовались вблизи порога лазерной генерации для предотвращения перегрева образцов излучением лазера накачки. В таком режиме полуширина линии лазерной генерации МДЛ вблизи

порога составила около 60 пм, что позволяет выполнить оценку добротности МДЛ по формуле $Q \sim \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ и сделать вывод, что добротность Q близка к $2 \cdot 10^4$.

С помощью численного моделирования в программном пакете COMSOL Multiphysics, был выполнен расчет изменения спектрального положения линии лазерной генерации МДЛ в зависимости от изменения показателя преломления. Моделирование производилось для МДЛ диаметром 8 мкм; рассматривались три МШГ, ближайšie к длине волны 1,3 мкм, на которой лазерная генерация наблюдалась для опытных образцов. Для МДЛ с активной областью на основе InAs/InGaAs КТ эти МШГ представляют собой моды первых трех радиальных порядков (рисунок 5.12), поскольку поверхностная рекомбинация, сравнительно с InGaAs/GaAs КЯТ, значительно подавлена и эффект подавления генерации мод с низким q практически отсутствует. Результаты расчета показали длинноволновый сдвиг длины волны МШГ резонанса при увеличении показателя преломления окружающей среды в интервале 1,32 – 1,35, причем полученная зависимость имеет линейный характер (рис. 5.12).

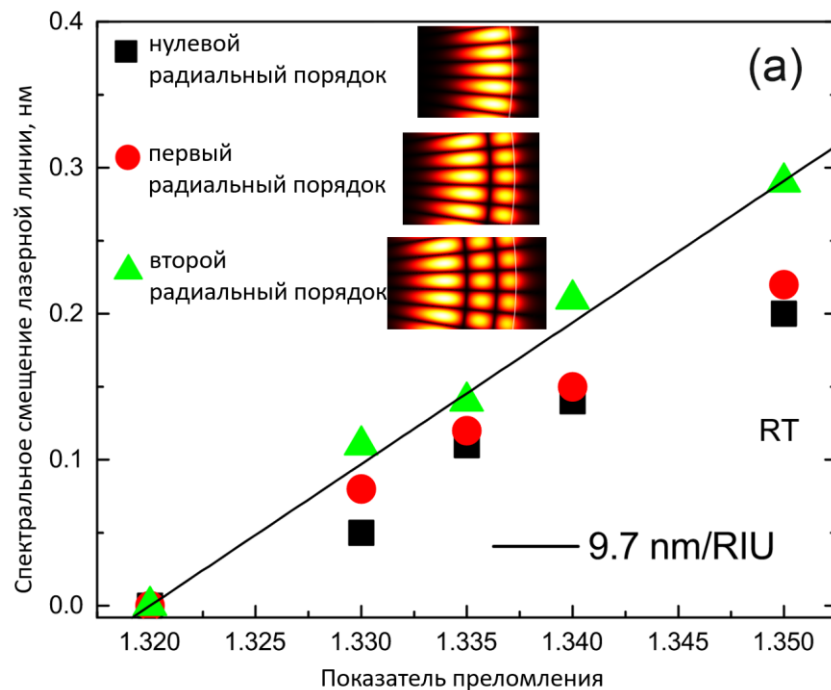


Рисунок 5.12 – Результаты аналитического расчета спектрального положения лазерных МШГ для МДЛ диаметром 8 мкм в зависимости от показателя преломления окружающей среды для случаев нулевого (квадраты), первого (кружки) и второго (треугольники) радиального порядка МШГ. Линия соответствует чувствительности 9,7 нм/RIU. На вставках приведены аналитические расчеты ЭМ поля рассматриваемых МШГ в латеральной плоскости МДЛ.

Спектральный сдвиг лазерной линии возрастает от 6 нм/RIU (refractive index unit, единицы измерения показателя преломления) для МШГ с нулевым радиальным порядком до 9,7 нм/RIU

(как показано на рисунке 5.12) для МШГ со вторым радиальным порядком. Более высокая чувствительность для МШГ второго радиального порядка связана с тем, что МШГ высокого радиального порядка характеризуются более выраженным полем, выходящим за пределы резонатора [187].

Далее были проведены экспериментальные исследования с использованием растворов соли (NaCl) и глюкозы ($\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_6$). Концентрация растворов соли составляла соответственно 5, 10, 15 и 20%, глюкозы 10, 20, 30%. Все растворы были сделаны на основе деионизированной воды; подача растворов в кювету с МДЛ производилась с помощью медицинских шприцов. Подача растворов в кювету чередовалась с промывкой деионизированной водой. Следует отметить, что наличие кюветы из ПДМС, а также окружающей МДЛ водной среды приводит к некоторому ухудшению пороговых характеристик его лазерной генерации, что было показано в работе [186]. В рамках настоящего раздела данный эффект не рассматривается; основное внимание уделено анализу чувствительности микродискового лазера в различных водных средах за порогом лазерной генерации.

На рисунке 5.13 изображены спектры лазерной генерации, полученные при мощности накачки $\sim 0,3$ мВт (вблизи порога лазерной генерации) МДЛ диаметром 10 мкм для различных концентраций растворов соли и глюкозы.

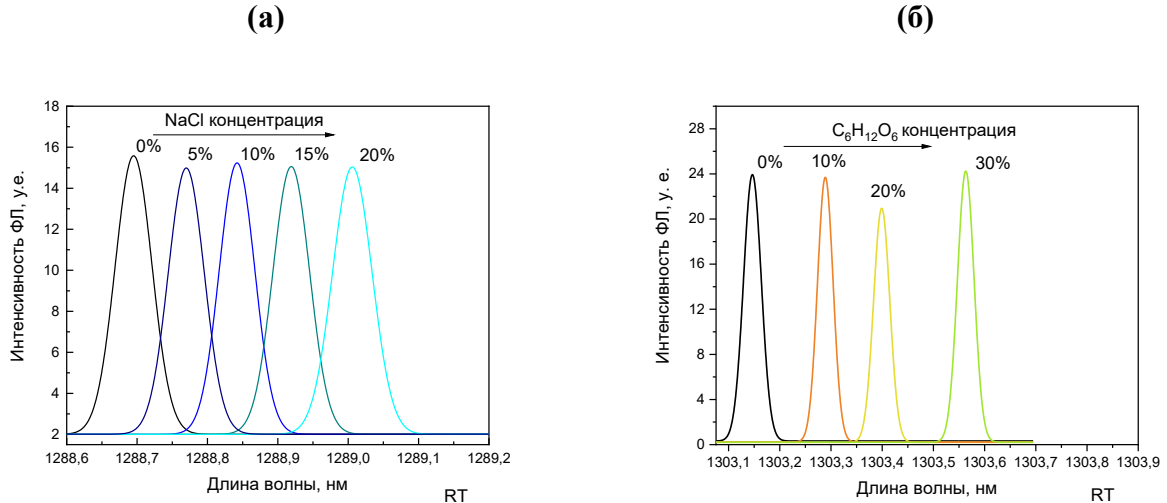


Рисунок 5.13 – Спектры лазерной генерации МДЛ диаметром 10 мкм, полученные при погружении в (а) водные растворы соли и (б) водные растворы глюкозы различной концентрации.

Линия лазерной генерации демонстрирует длинноволновый сдвиг при увеличении концентрации раствора, связанный с изменением эффективного показателя преломления на границе раздела МДЛ и внешней среды. Некоторое различие в значениях полуширины на полувысоте лазерной линии объясняется различным порядком моды для двух разных МДЛ

одинакового размера, исследованных в растворе соли и глюкозы. При увеличении концентрации ширина лазерной линии не меняется, что свидетельствует о неизменности их добротности и уровня оптических потерь.

Смещение в длинноволновую область спектра происходит линейно в зависимости от концентрации соли и глюкозы в водном растворе, как это приведено на рисунке 5.14 (а). Для длины волны $\sim 1,3$ мкм изменение раствора соли от 0% до 20% и глюкозы от 0% до 30% соответствует линейному изменению коэффициента преломления $n = 1,32 - 1,40$, как это продемонстрировано на рисунке 5.14 (б) [188]. В совокупности, эти зависимости позволяют определить чувствительность МДЛ к изменению показателя преломления как $S = \frac{\Delta\lambda}{\Delta n}$. Таким образом можно оценить чувствительность МДЛ к изменению показателя преломления в соли как 7 нм/RIU, и в глюкозе как 9 нм/RIU. Различие в чувствительности может быть связано с лазерной генерацией на МШГ с различным радиальным порядком и, как следствие, разной степенью перекрытия эванесцентного поля с окружающей средой.

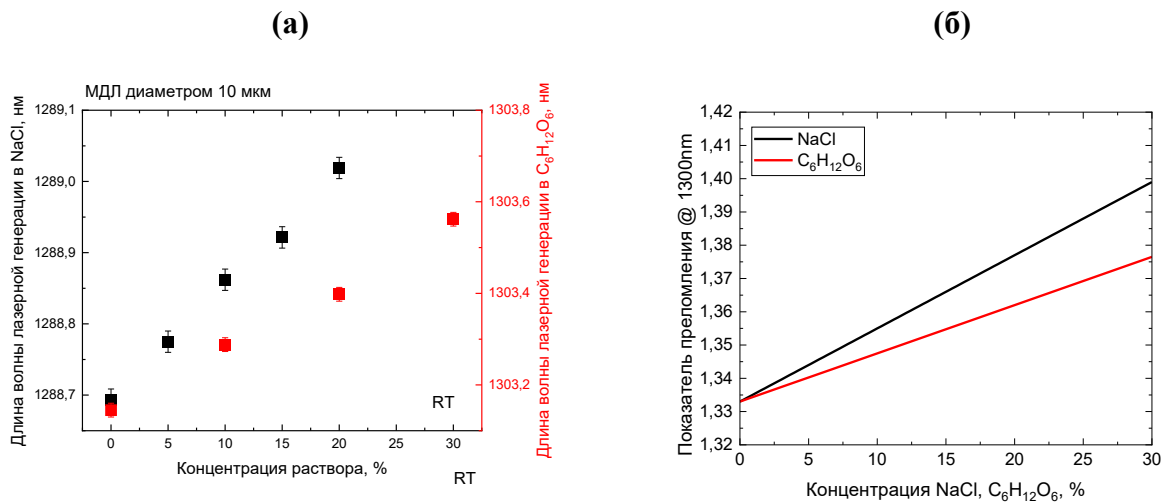


Рисунок 5.14 – (а) Зависимость длины волны лазерной генерации МДЛ диаметром 10 мкм от концентрации водного раствора соли и глюкозы; (б) - зависимость показателя преломления от концентрации водного раствора соли и глюкозы.

Для уточнения возможного разброса чувствительности в зависимости от порядка МШГ, были выполнены измерения чувствительности для МДЛ различных диаметров. Исследовались МШГ, которые в том числе не являлись лазерными.

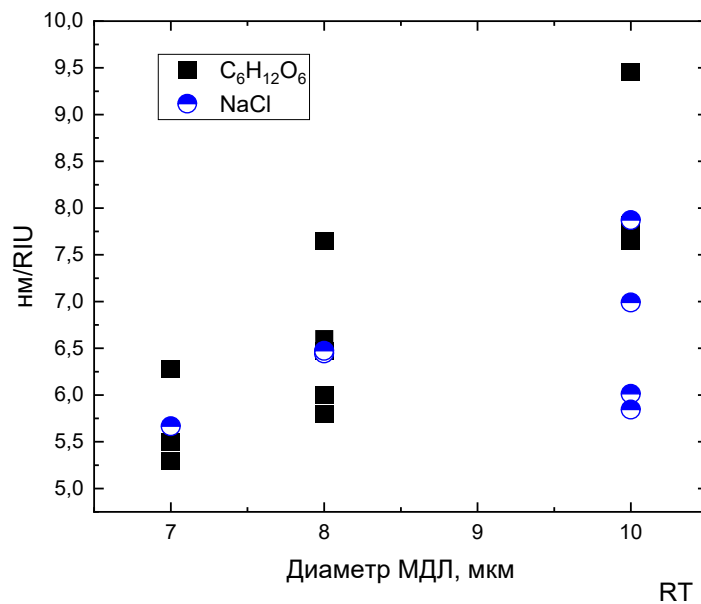


Рисунок 5.15 – Значения чувствительности различных МШГ для МДЛ различного диаметра для водных растворов соли (круги) и глюкозы (квадраты).

Полученные значения для МДЛ диаметром 7 - 10 мкм, погруженных в растворы соли и глюкозы, представлены на рисунке 5.15. Наблюдается разброс значений чувствительности от 5,5 нм/RIU до 9,4 нм/RIU, связанный с наличием в спектре мод различного радиального порядка.

Полученные величины чувствительности хорошо согласуются с результатами, полученными с помощью аналитического моделирования. Полученные значения чувствительности позволяет судить о возможности создания биосенсоров, пригодных для детектирования таких веществ, как бычий сывороточный альбумин (BSA) или человеческий IgG (Human IgG) в концентрациях порядка пг/мл [189,190].

Заключение по 5 главе.

В данной главе экспериментально и теоретически исследованы факторы, которые могут влиять на порядок моды лазерной генерации в МДЛ, а также продемонстрирована функциональная роль латеральной поверхности МДЛ для задач оптического детектирования.

Показано, что лазерная генерация в инжекционных МДЛ с активной областью на основе КЯТ InGaAs/GaAs осуществляется не на модах первого радиального порядка. Экспериментальные измерения углового распределения интенсивности лазерного излучения [174] и последующий аналитический расчет продемонстрировали, что азимутальный порядок лазерной моды оказывается в 2 – 3 раза меньше ожидаемого для МШГ первого радиального порядка, что означает, что лазерная генерация происходит на МШГ с более высоким радиальным

порядком. Установлено, что выбор радиального порядка лазерной МШГ определяется конкуренцией нескольких факторов. Поверхностная безызлучательная рекомбинация носителей приводит к существенному снижению усиления для МШГ с малыми радиальными порядками, локализованных вблизи боковой поверхности МДЛ. С другой стороны, для МШГ с высокими радиальными порядками возрастает вклад утечки электромагнитного поля в подложку GaAs, что приводит к снижению коэффициента вертикального ограничения и росту излучательных потерь. На основе численного моделирования показано существование «оптимального» радиального порядка лазерной МШГ, при котором достигается максимум модового усиления G при допустимых оптических потерях. Полученные расчётные значения радиальных и азимутальных порядков лазерных МШГ находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными для МДЛ, а также объясняют отсутствие лазерной генерации в МДЛ малого размера.

С использованием методики СБОМ впервые экспериментально исследована утечка лазерных МШГ из МДЛ на основе КЯТ InGaAs/GaAs в подложку GaAs. Показано, что интенсивность утечки существенно зависит от радиального порядка моды и возрастает для МШГ с более высоким радиальным порядком. Экспериментально подтверждено, что характер пространственного распределения утекающего излучения и величина излучательных потерь хорошо согласуются с результатами численного моделирования, что подчёркивает необходимость учёта утечки МШГ в подложку при анализе лазерных характеристик МДЛ, а также обеспечивать хорошее оптическое ограничение моды со стороны подложки.

Во второй части главы продемонстрирована высокая чувствительность латеральной поверхности МДЛ с активной областью на основе КТ InAs/InGaAs к изменению показателя преломления окружающей среды. Экспериментально показана возможность использования МДЛ с оптической накачкой в качестве сенсоров, работающих в жидких средах. Для водных растворов соли и глюкозы получены зависимости изменения длины волны лазерной линии МШГ от концентрации водных растворов, и демонстрирующие чувствительность в диапазоне от 5,5 нм/RIU до 9,4 нм/RIU. Различие в величинах чувствительности зависит от радиального порядка МШГ и степени перекрытия эванесцентного поля с внешней окружающей средой. Полученные экспериментальные значения чувствительности находятся в хорошем согласии с результатами численного моделирования и демонстрируют возможность использования МДЛ для оптического биодетектирования.

Заключение

В ходе выполнения диссертационной работы были получены следующие основные результаты:

1. Проведено комплексное исследование кинетики ФЛ гетероструктур с КЯТ InGaAs/GaAs методом время-разрешённой спектроскопии с ап-конверсией. Характерное время захвата носителей из матрицы GaAs составило при комнатной температуре ~ 10 пс для одиночного слоя КЯТ InGaAs/GaAs. Наблюдаемый временной интервал с постоянной интенсивностью сигнала ФЛ (плато) КЯТ InGaAs/GaAs, длящийся в диапазоне от 50 пс до 2,5 - 3 нс, связан с заполнением доступных квантованных состояний КЯТ InGaAs/GaAs вследствие быстрого обмена носителями с матрицей GaAs. Характерное время спада сигнала люминесценции для КЯТ InGaAs/GaAs после обеднения носителей заряда в матрице GaAs составляет при комнатной температуре около 3 нс. При уменьшении температуры время спада снижается, приближаясь к величине около 0,7 нс.
2. Экспериментально полученные результаты кинетики ФЛ гетероструктур с КЯТ InGaAs/GaAs и их изменение с температурой удовлетворительно описаны с помощью двухуровневой модели скоростных уравнений. Показано, что при низких температурах время спада отражает время излучательной рекомбинации, а при увеличении температуры время спада возрастает вследствие увеличения темпа выброса носителей заряда из состояний КЯТ InGaAs/GaAs в матрицу GaAs. В результате аппроксимации результатов моделирования были определены время излучательной рекомбинации в КЯТ InGaAs/GaAs 0,7 нс, энергетический барьер для электронов (глубина электронного уровня) в КЯТ InGaAs/GaAs 50 мэВ, а энергетический барьер для дырки — 150 мэВ.
3. Разработан метод определения величины длины латеральной амбиполярной диффузии носителей заряда и скорости поверхностной рекомбинации, основанный на совместном анализе экспериментальных результатов спектроскопии ФЛ и время-разрешённой спектроскопии ФЛ в цилиндрических мезоструктурах различного диаметра. Для мезоструктур с КЯТ InGaAs/GaAs получено значение скорости поверхностной рекомбинации $\sim 2,8 \cdot 10^4$ см/с, а диффузионная длина составила $L_D = 1,3$ мкм при комнатной температуре.
4. Выполнено исследование влияния пассивации поверхности мезоструктур с активными областями на основе КЯ InGaAs/GaAs с использованием методов АСО слоев Al_2O_3 . Показано, что пассивация приводит к существенному увеличению интегральной интенсивности ФЛ; для цилиндрических мезоструктур диаметром 9 мкм усиление составило 8 раз. В результате пассивации также наблюдается значительное увеличение времени жизни носителей заряда, так, для мезоструктур диаметром 9 мкм его увеличение составило с $\sim 0,14$ нс до ~ 1 нс.
5. Выполнено исследование влияния пассивации поверхности с помощью золь-гель технологии SiO_2 для цилиндрических мезоструктур с активными областями различной квантовой

размерности и при этом близких полупроводниковых материалов: на основе КЯ InGaAs/GaAs, КТ InAs/InGaAs и КЯТ InGaAs/GaAs. Максимальный эффект усиления ФЛ наблюдается для структур с КЯ InGaAs/GaAs, минимальный — для структур с КТ InAs/InGaAs, что было связано с различным характером локализации носителей заряда. Для мезоструктур с активной областью на основе КЯ InGaAs/GaAs показано значительное усиление интенсивности ФЛ при комнатной температуре до 50 раз для диаметров мезоструктур 1,25 мкм.

6. Впервые продемонстрирована лазерная генерация при комнатной температуре в МДЛ с активной областью на основе КЯ InGaAsN/GaAs после пассивации поверхности золь-гель слоем SiO₂ при оптической накачке. Для МДЛ без пассивации при комнатной температуре лазерной генерации не наблюдалось. Максимальное снижение пороговой плотности мощности после пассивации по сравнению с исходными МДЛ достигло 2,4 раза при 280 К.

7. Для МДЛ с инжекционной накачкой после пассивации золь-гель слоем SiO₂ показано существенное снижение пороговых характеристик: для МДЛ диаметром 16 мкм плотность порогового тока снижена более чем в два раза — с ~45,8 кА/см² до ~20,1 кА/см². МДЛ демонстрируют более низкие абсолютные значения порогового тока во всем исследуемом диапазоне размеров (15-31 мкм) и кратное увеличение внешней дифференциальной эффективности после пассивации слоем SiO₂.

8. Установлено, что порядок лазерной МШГ в МДЛ на основе КЯТ InGaAs/GaAs определяется конкуренцией нескольких факторов. С одной стороны, для мод с низкими радиальными порядками, локализованным вблизи боковой поверхности МДЛ, существенно снижено усиление из-за поверхностной безызлучательной рекомбинации. С другой стороны, для МШГ с высокими радиальными порядками возрастает вклад утечки электромагнитного поля в подложку GaAs, что приводит к снижению коэффициента вертикального ограничения и росту излучательных потерь. С помощью моделирования продемонстрирована существование «оптимального» радиального порядка лазерной МШГ, при котором достигается максимум модового усиления G при допустимых оптических потерях.

9. Экспериментально исследовано пространственное распределение излучения МШГ на сколе подложки GaAs в непосредственной близости (5 мкм) от МДЛ диаметром 50 мкм. Впервые экспериментально продемонстрировано утечение излучения МШГ в подложку GaAs и количественно подтверждены результаты численного моделирования. С помощью СБОМ было также продемонстрировано распределение МШГ на латеральной стенке МДЛ диаметром 50 мкм и оценено межмодовое расстояние, позволившее экспериментально установить азимутальный порядок лазерной моды.

10. Продemonстрирована возможность использования МДЛ с активной областью на основе КТ InAs/InGaAs в качестве чувствительных оптических сенсоров показателя преломления.

Исследования МДЛ, помещенных в водные растворы NaCl и глюкозы различной концентрации достигнута чувствительность до 9,4 нм/RIU.

Вся совокупность полученных результатов показывает, что поверхностная рекомбинация является одним из ключевых факторов, определяющих оптические характеристики микродисковых резонаторов, микродисковых лазеров и иных формируемых глубоким травлением мезоструктур на основе квантоворазмерных гетероструктур InGaAs; её подавление является необходимым условием как для реализации интенсивной ФЛ в случае мезоструктур, так и для реализации эффективной лазерной генерации в случае МДЛ. Полученные результаты открывают возможности для дальнейшего повышения эффективности МДЛ на основе таких гетероструктур и их интеграции в состав фотонных интегральных схем. Полученные значения параметров, характеризующих динамические процессы и поверхностные явления в структурах с новым типом активной области – квантовыми яма-точками InGaAs (плотными массивами КТ, формируемыми не по механизму Странского-Крастанова), также важны для разработки и оптимизации свойств оптических сенсоров, фотоприемников, оптопар, волноводов и иных полупроводниковых приборов на их основе.

Список сокращений и условных обозначений

АСО – атомно-слоевое осаждение

ИК – инфракрасный

КТ – квантовые точки

КЯТ – квантовые яма-точки

КЯ – квантовые ямы

МДЛ – микродисковый лазер

МОГФЭ – метал-органическая газофазная эпитаксия

МПЭ – молекулярно-пучковая эпитаксия

МШГ – моды шепчущей галереи

СБОМ – сканирующая ближнепольная оптическая микроскопия

СР – сверхрешетка

СЭМ – сканирующая электронная микроскопия

ФЛ – фотолюминесценция

RIU – refractive index units

Список литературы

1. Kryzhanovskaya N. V. и др. A Micro Optocoupler Based on a Microdisk Laser and a Photodetector with an Active Region Based on Quantum Well-Dots // *Tech. Phys. Lett.* 2020. Т. 46, № 7. С. 629–632.
2. Maximov M. V. и др. Light Emitting Devices Based on Quantum Well-Dots // *Applied Sciences*. 2020. Т. 10, № 3. С. 1038.
3. Mintairov S. A. и др. Hybrid InGaAs quantum well-dots nanostructures for light-emitting and photovoltaic applications // *Nanotechnology*. 2015. Т. 26, № 38. С. 385202.
4. Mintairov S. A. и др. GaAs quantum well-dots solar cells with spectral response extended to 1100 nm // *Electronics Letters*. 2015. Т. 51, № 20. С. 1602–1604.
5. Moiseev E. и др. Highly efficient injection microdisk lasers based on quantum well-dots // *Opt. Lett.* 2018. Т. 43, № 19. С. 4554.
6. Nadtochiy A. M. и др. Saturated layer gain in waveguides with InGaAs quantum well-dot heterostructures // *J. Lightwave Technol.* 2021. С. 1–1.
7. Tansu N., Mawst L. J. Current injection efficiency of InGaAsN quantum-well lasers // *Journal of applied physics*. AIP Publishing, 2005. Т. 97, № 5.
8. Korpijärvi V.-M. и др. High-power temperature-stable GaInNAs distributed Bragg reflector laser emitting at 1180 nm // *Optics letters*. Optical Society of America, 2016. Т. 41, № 4. С. 657–660.
9. Kao K. C., Davies T. W. Spectrophotometric studies of ultra low loss optical glasses I: single beam method // *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 1968. Т. 1, № 11. С. 1063.
10. Sun C. и др. Single-chip microprocessor that communicates directly using light // *Nature*. Nature Publishing Group UK London, 2015. Т. 528, № 7583. С. 534–538.
11. Shastri B. J. и др. Photonics for artificial intelligence and neuromorphic computing // *Nature Photonics*. Nature Publishing Group UK London, 2021. Т. 15, № 2. С. 102–114.
12. Xu R. и др. Hybrid photonic integrated circuits for neuromorphic computing // *Optical Materials Express*. Optica Publishing Group, 2023. Т. 13, № 12. С. 3553–3606.
13. Xiao Z. и др. Recent progress in silicon-based photonic integrated circuits and emerging applications // *Advanced Optical Materials*. Wiley Online Library, 2023. Т. 11, № 20. С. 2301028.
14. Langenfelder T., Grothe H. Hybrid mirror VCSEL with sub-100 μA threshold current emitting at 850 nm wavelength // *Electronics Letters*. IET, 1998. Т. 34, № 21. С. 2034–2035.
15. Suzuki N. и др. 25-Gbps operation of 1.1- μm -range InGaAs VCSELs for high-speed optical interconnections. *IEEE*, 2006. С. 3-pp.
16. Blokhin S. и др. Oxide-confined 850 nm VCSELs operating at bit rates up to 40 Gbit/s // *Electronics Letters*. IET, 2009. Т. 45, № 10. С. 501–503.

17. Moser P. и др. 81 fJ/bit energy-to-data ratio of 850 nm vertical-cavity surface-emitting lasers for optical interconnects // *Applied Physics Letters*. AIP Publishing, 2011. Т. 98, № 23.
18. Hill M. T. и др. Lasing in metallic-coated nanocavities // *Nature Photonics*. Nature Publishing Group UK London, 2007. Т. 1, № 10. С. 589–594.
19. Lu C.-Y., Chuang S. L., Bimberg D. Metal-cavity surface-emitting nanolasers // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. IEEE, 2012. Т. 49, № 1. С. 114–121.
20. Chang S.-W., Lin T.-R., Chuang S. L. Theory of plasmonic Fabry-Perot nanolasers // *Optics Express*. Optical Society of America, 2010. Т. 18, № 14. С. 15039–15053.
21. Noginov M. и др. Demonstration of a spaser-based nanolaser // *Nature*. Nature Publishing Group UK London, 2009. Т. 460, № 7259. С. 1110–1112.
22. Kryzhanovskaya N. V. и др. Output Power of III-V Injection Microdisk and Microring Lasers // *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron.* 2025. Т. 31, № 2: Pwr. and Effic. Scaling. С. 1–12.
23. Vahala K. J. Optical microcavities // *Nature*. Nature Publishing Group, 2003. Т. 424, № 6950. С. 839–846.
24. Rayleigh, Lord. CXII. The problem of the whispering gallery // *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*. Taylor & Francis, 1910. Т. 20, № 120. С. 1001–1004.
25. Raman C. V., Sutherland G. On the whispering-gallery phenomenon // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*. The Royal Society London, 1922. Т. 100, № 705. С. 424–428.
26. Richtmyer R. D. Dielectric resonators // *Journal of applied physics*. AIP Publishing, 1939. Т. 10, № 6. С. 391–398.
27. Garrett C., Kaiser W., Bond W. Stimulated emission into optical whispering modes of spheres // *Physical Review*. APS, 1961. Т. 124, № 6. С. 1807.
28. Marcatili E. A. Bends in optical dielectric guides // *Bell System Technical Journal*. Wiley Online Library, 1969. Т. 48, № 7. С. 2103–2132.
29. Городецкий М. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. ЛитРес, 2016.
30. Baer T. Continuous-wave laser oscillation in a Nd: YAG sphere // *Optics letters*. Optical Society of America, 1987. Т. 12, № 6. С. 392–394.
31. Janz S., Čtyroky J., Tanev S. *Frontiers in Planar Lightwave Circuit Technology*. Springer, 2006.
32. He L., Özdemir Ş. K., Yang L. Whispering gallery microcavity lasers // *Laser & Photonics Reviews*. 2013. Т. 7, № 1. С. 60–82.
33. Yang S., Wang Y., Sun H. *Advances and Prospects for Whispering Gallery Mode Microcavities*. 2015.

34. Stock E. и др. On-Chip Quantum Optics with Quantum Dot Microcavities // *Advanced Materials*. 2013. Т. 25, № 5. С. 707–710.
35. Ahn W. и др. Photonic–plasmonic mode coupling in on-chip integrated optoplasmonic molecules // *ACS nano*. ACS Publications, 2012. Т. 6, № 1. С. 951–960.
36. Hong Y. и др. Directed assembly of optoplasmonic hybrid materials with tunable photonic–plasmonic properties // *The Journal of Physical Chemistry Letters*. ACS Publications, 2015. Т. 6, № 11. С. 2056–2064.
37. Chen B. и др. Hybrid photon–plasmon coupling and ultrafast control of nanoantennas on a silicon photonic chip // *Nano Letters*. ACS Publications, 2018. Т. 18, № 1. С. 610–617.
38. Baaske M. D., Foreman M. R., Vollmer F. Single-molecule nucleic acid interactions monitored on a label-free microcavity biosensor platform // *Nature nanotechnology*. Nature Publishing Group UK London, 2014. Т. 9, № 11. С. 933–939.
39. Baaske M. D., Vollmer F. Optical observation of single atomic ions interacting with plasmonic nanorods in aqueous solution // *Nature Photonics*. Nature Publishing Group UK London, 2016. Т. 10, № 11. С. 733–739.
40. Chuang S. L., Peyghambarian N., Koch S. *Physics of optoelectronic devices*. American Institute of Physics, 1996.
41. Pan J. S. и др. 0.66 μm InGaP/InGaAlP single quantum well microdisk lasers // *Japanese journal of applied physics*. 1998. Т. 37, № 6A. С. L643.
42. Hovinen M. и др. Blue-green laser emission from ZnSe quantum well microresonators // *Applied physics letters*. 1993. Т. 63, № 23. С. 3128–3130.
43. Chang S. и др. Stimulated emission and lasing in whispering-gallery modes of GaN microdisk cavities // *Applied physics letters*. American Institute of Physics, 1999. Т. 75, № 2. С. 166–168.
44. Shur M. S. *GaAs devices and circuits*. Springer Science & Business Media, 2013.
45. Ryu J.-W. и др. Optimization of conformal whispering gallery modes in limaçon-shaped transformation cavities // *Scientific Reports*. Nature Publishing Group UK London, 2019. Т. 9, № 1. С. 8506.
46. Albert F. и др. Directional whispering gallery mode emission from Limaçon-shaped electrically pumped quantum dot micropillar lasers // *Applied Physics Letters*. 2012. Т. 101, № 2. С. 021116.
47. Kryzhanovskaya N. и др. 3.5- μm radius race-track microlasers operating at room temperature with 1.3- μm quantum dot active region // *Journal of Applied Physics*. AIP Publishing, 2017. Т. 121, № 4.
48. Yang Y.-D. и др. Whispering-gallery mode hexagonal micro-/nanocavity lasers // *Photonics Research*. Chinese Laser Press and Optical Society of America, 2019. Т. 7, № 5. С. 594–607.

49. Chen R. и др. Nanolasers grown on silicon // Nature Photonics. Nature Publishing Group UK London, 2011. Т. 5, № 3. С. 170–175.
50. Wirths S. и др. Room-temperature lasing from monolithically integrated GaAs microdisks on silicon // ACS nano. ACS Publications, 2018. Т. 12, № 3. С. 2169–2175.
51. McCall S. и др. Whispering-gallery mode microdisk lasers // Applied physics letters. American Institute of Physics, 1992. Т. 60, № 3. С. 289–291.
52. Slusher R. E. и др. Threshold characteristics of semiconductor microdisk lasers // Applied Physics Letters. 1993. Т. 63, № 10. С. 1310–1312.
53. McCall S. L. и др. Whispering-gallery mode microdisk lasers // Applied Physics Letters. 1992. Т. 60, № 3. С. 289–291.
54. Levi A. и др. Room temperature operation of microdisc lasers with submilliamp threshold current // Electronics letters. IET, 1992. Т. 28, № 11. С. 1010–1012.
55. Zhang Z. и др. Visible submicron microdisk lasers // Appl. Phys. Lett. AIP Publishing, 2007. Т. 90, № 11.
56. Ries M. и др. Planar native-oxide-based AlGaAs-GaAs-InGaAs quantum well microdisk lasers // Applied physics letters. 1996. Т. 68, № 11. С. 1540–1542.
57. Wong W. W. и др. Epitaxially grown InP micro-ring lasers // Nano Letters. ACS Publications, 2021. Т. 21, № 13. С. 5681–5688.
58. Hagness S. и др. FDTD microcavity simulations: design and experimental realization of waveguide-coupled single-mode ring and whispering-gallery-mode disk resonators // Journal of lightwave technology. IEEE, 2002. Т. 15, № 11. С. 2154–2165.
59. Absil P. и др. Wavelength conversion in GaAs micro-ring resonators // Optics letters. Optical Society of America, 2000. Т. 25, № 8. С. 554–556.
60. Van V. и др. Propagation loss in single-mode GaAs-AlGaAs microring resonators: measurement and model // Journal of Lightwave Technology. IEEE, 2002. Т. 19, № 11. С. 1734–1739.
61. Haas J., Artmann P., Mizaikoff B. Mid-infrared GaAs/AlGaAs micro-ring resonators characterized via thermal tuning // RSC advances. Royal Society of Chemistry, 2019. Т. 9, № 15. С. 8594–8599.
62. Swaminathan V. и др. Evidence for surface recombination at mesa sidewalls of self-electro-optic effect devices // Journal of applied physics. American Institute of Physics, 1990. Т. 68, № 8. С. 4116–4118.
63. Nolte D. Surface recombination, free-carrier saturation, and dangling bonds in InP and GaAs // Solid-state electronics. Elsevier, 1990. Т. 33, № 2. С. 295–298.
64. Krijn M. Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys // Semiconductor Science and Technology. 1991. Т. 6, № 1. С. 27–31.

65. Zou L.-X. и др. Thermal and high speed modulation characteristics for AlGaInAs/InP microdisk lasers // Optics Express. Optical Society of America, 2015. Т. 23, № 3. С. 2879–2888.
66. Zhukov A. E. и др. Quantum-dot microlasers based on whispering gallery mode resonators // Light: Science & Applications. Nature Publishing Group UK London, 2021. Т. 10, № 1. С. 80.
67. Toropov N. и др. Review of biosensing with whispering-gallery mode lasers // Light Sci Appl. 2021. Т. 10, № 1. С. 42.
68. Fang W. и др. Detection of chemical species using ultraviolet microdisk lasers // Applied Physics Letters. AIP Publishing, 2004. Т. 85, № 17. С. 3666–3668.
69. Tang S.-J. и др. Laser particles with omnidirectional emission for cell tracking // Light: Science & Applications. Nature Publishing Group UK London, 2021. Т. 10, № 1. С. 23.
70. Fikouras A. H. и др. Non-obstructive intracellular nanolasers // Nature communications. Nature Publishing Group UK London, 2018. Т. 9, № 1. С. 4817.
71. Hill M. T. и др. A fast low-power optical memory based on coupled micro-ring lasers // nature. Nature Publishing Group UK London, 2004. Т. 432, № 7014. С. 206–209.
72. Liu L. и др. An ultra-small, low-power, all-optical flip-flop memory on a silicon chip // Nature Photon. 2010. Т. 4, № 3. С. 182–187.
73. Alferov Z. Double heterostructure lasers: early days and future perspectives // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. IEEE, 2000. Т. 6, № 6. С. 832–840.
74. Esaki L., Tsu R. Superlattice and negative differential conductivity in semiconductors // IBM Journal of Research and Development. IBM, 1970. Т. 14, № 1. С. 61–65.
75. Dingle R., Wiegmann W., Henry C. H. Quantum states of confined carriers in very thin Al_xGa_{1-x}As-GaAs-Al_xGa_{1-x}As heterostructures // Physical Review Letters. APS, 1974. Т. 33, № 14. С. 827.
76. Van der Ziel J. и др. Laser oscillation from quantum states in very thin GaAs-Al_{0.2}Ga_{0.8}As multilayer structures // Applied Physics Letters. American Institute of Physics, 1975. Т. 26, № 8. С. 463–463.
77. Fujita M., Sakai A., Baba T. Ultrasmall and ultralow threshold GaInAsP-InP microdisk injection lasers: design, fabrication, lasing characteristics, and spontaneous emission factor // IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics. IEEE, 1999. Т. 5, № 3. С. 673–681.
78. Fujita M., Ushigome R., Baba T. Continuous wave lasing in GaInAsP microdisk injection laser with threshold current of 40 μ A // Electronics Letters. IET, 2000. Т. 36, № 9. С. 790–791.
79. Dobbs H., Vvedensky D., Zangwill A. Theory of quantum dot formation in Stranski-Krastanov systems // Applied surface science. Elsevier, 1998. Т. 123. С. 646–652.

80. Chen J. и др. Tuning InAs/GaAs quantum dot properties under Stranski-Krastanov growth mode for 1.3 μm applications // Journal of applied physics. American Institute of Physics, 2002. Т. 91, № 10. С. 6710–6716.
81. Seravalli L. и др. The effect of strain on tuning of light emission energy of InAs/InGaAs quantum-dot nanostructures // Applied physics letters. American Institute of Physics, 2003. Т. 82, № 14. С. 2341–2343.
82. Gerard Jm. и др. Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case // Applied Physics Letters. American Institute of Physics, 1996. Т. 69, № 4. С. 449–451.
83. Gayral B. и др. High- Q wet-etched GaAs microdisks containing InAs quantum boxes // Applied Physics Letters. 1999. Т. 75, № 13. С. 1908–1910.
84. Wan Y., Norman J., Bowers J. Quantum dot microcavity lasers on silicon substrates // Semiconductors and Semimetals. Elsevier, 2019. Т. 101. С. 305–354.
85. Ouyang D. и др. High performance narrow stripe quantum-dot lasers with etched waveguide // Semicond. Sci. Technol. 2003. Т. 18, № 12. С. L53–L54.
86. Fiore A. и др. Carrier diffusion in low-dimensional semiconductors: A comparison of quantum wells, disordered quantum wells, and quantum dots // Phys. Rev. B. American Physical Society, 2004. Т. 70, № 20. С. 205311.
87. Maximov M. и др. A 1.33 μm InAs/GaAs quantum dot laser with a 46 cm⁻¹ modal gain // Semiconductor science and technology. 2008. Т. 23, № 10. С. 105004.
88. Gayral B. и др. High-Q wet-etched GaAs microdisks containing InAs quantum boxes // Applied physics letters. American Institute of Physics, 1999. Т. 75, № 13. С. 1908–1910.
89. Michler P. и др. Laser emission from quantum dots in microdisk structures // Applied Physics Letters. American Institute of Physics, 2000. Т. 77, № 2. С. 184–186.
90. Ide T. и др. Lasing characteristics of InAs quantum-dot microdisk from 3K to room temperature // Applied physics letters. AIP Publishing, 2004. Т. 85, № 8. С. 1326–1328.
91. Ide T. и др. Room temperature continuous wave lasing in InAs quantum-dot microdisks with air cladding // Opt. Express. 2005. Т. 13, № 5. С. 1615.
92. Zubov F. и др. High speed data transmission using directly modulated microdisk lasers based on InGaAs/GaAs quantum well-dots // Optics Letters. Optical Society of America, 2019. Т. 44, № 22. С. 5442–5445.
93. Queisser H. J., Haller E. E. Defects in semiconductors: some fatal, some vital // Science. American Association for the Advancement of Science, 1998. Т. 281, № 5379. С. 945–950.
94. Frosch C. J., Derick L. Surface Protection and Selective Masking during Diffusion in Silicon // J. Electrochem. Soc. IOP Publishing, 1957. Т. 104, № 9. С. 547.

95. Atalla M. M., Tannenbaum E., Scheibner E. Stabilization of silicon surfaces by thermally grown oxides // *Bell System Technical Journal*. Wiley Online Library, 1959. Т. 38, № 3. С. 749–783.
96. Laukkanen P. и др. Passivation of III–V surfaces with crystalline oxidation // *Applied Physics Reviews*. AIP Publishing, 2021. Т. 8, № 1.
97. Baca A. G., Ashby C. I. Fabrication of GaAs devices. IET, 2005.
98. Zhou L. и др. Brief Review of Surface Passivation on III-V Semiconductor: 5 // *Crystals*. Multidisciplinary Digital Publishing Institute, 2018. Т. 8, № 5. С. 226.
99. Robertson J., Guo Y., Lin L. Defect state passivation at III-V oxide interfaces for complementary metal–oxide–semiconductor devices // *Journal of Applied Physics*. AIP Publishing, 2015. Т. 117, № 11.
100. Hasegawa H. и др. Surface passivation of III–V semiconductors for future CMOS devices—Past research, present status and key issues for future // *Applied Surface Science*. 2010. Т. 256, № 19. С. 5698–5707.
101. Theeuwes R. J., Kessels W. M. M., Macco B. Surface passivation approaches for silicon, germanium, and III–V semiconductors // *Journal of Vacuum Science & Technology A*. 2024. Т. 42, № 6. С. 060801.
102. Schmidt J. и др. Atomic-layer-deposited aluminum oxide for the surface passivation of high-efficiency silicon solar cells. IEEE, 2008. С. 1–5.
103. Arab S. и др. Effects of Surface Passivation on Twin-Free GaAs Nanosheets // *ACS Nano*. 2015. Т. 9, № 2. С. 1336–1340.
104. Lunt S. R. и др. Chemical studies of the passivation of GaAs surface recombination using sulfides and thiols // *Journal of Applied Physics*. American Institute of Physics, 1991. Т. 70, № 12. С. 7449–7467.
105. Aierken A. и др. Comparison of epitaxial thin layer GaN and InP passivations on InGaAs/GaAs near-surface quantum wells // *Applied physics letters*. AIP Publishing, 2006. Т. 88, № 22.
106. Ashby C. I. и др. Ultraviolet photosulfidation of III-V compound semiconductors: A new approach to surface passivation // *Applied physics letters*. American Institute of Physics, 1994. Т. 64, № 18. С. 2388–2390.
107. Oshima M. и др. Oxidation of Sulfur-Treated GaAs Surfaces Studied by Photoluminescence and Photoelectron Spectroscopy // *Jpn. J. Appl. Phys.* IOP Publishing, 1993. Т. 32, № 1S. С. 518.
108. Крыжановская Н. В. и др. Влияние сульфидной пассивации на люминесценцию микродисков с квантовыми ямами и квантовыми точками // *Письма В Журнал Технической Физики*. 2015. Т. 41, № 13. С. 86–94.
109. Kryzhanovskaya N. V. и др. The effect of sulfide passivation on luminescence from microdisks with quantum wells and quantum dots // *Tech. Phys. Lett.* 2015. Т. 41, № 7. С. 654–657.

110. Paccagnella A. и др. Schottky diodes on hydrogen plasma treated n-GaAs surfaces // Applied physics letters. American Institute of Physics, 1989. Т. 55, № 3. С. 259–261.
111. Yoon E. и др. GaAs surface modification by room-temperature hydrogen plasma passivation // Applied physics letters. American Institute of Physics, 1992. Т. 60, № 21. С. 2681–2683.
112. Malygin A. A. и др. From VB Aleskovskii's "Framework" hypothesis to the method of molecular layering/atomic layer deposition // Chemical Vapor Deposition. Wiley Online Library, 2015. Т. 21, № 10-11–12. С. 216–240.
113. Puurunen R. L. Surface chemistry of atomic layer deposition: A case study for the trimethylaluminum/water process // Journal of applied physics. AIP Publishing, 2005. Т. 97, № 12.
114. Suntola T., Antson J. Method for producing compound thin films: пат. US4058430A USA. 1977.
115. Black L. E. и др. Effective Surface Passivation of InP Nanowires by Atomic-Layer-Deposited Al_2O_3 with PO_x Interlayer // Nano Lett. 2017. Т. 17, № 10. С. 6287–6294.
116. Wang Z. и др. Manipulating the band bending of InGaN/GaN quantum dots in nanowires by surface passivation // The Journal of Physical Chemistry C. ACS Publications, 2017. Т. 121, № 11. С. 6380–6385.
117. Wong M. S. и др. High efficiency of III-nitride micro-light-emitting diodes by sidewall passivation using atomic layer deposition // Opt. Express, OE. Optica Publishing Group, 2018. Т. 26, № 16. С. 21324–21331.
118. Shen J. и др. Enhanced surface passivation of GaAs nanostructures via an optimized SiO_2 sol-gel shell growth // Applied Physics Letters. AIP Publishing, 2024. Т. 124, № 12.
119. Zha J., Roggendorf H. Sol-gel science, the physics and chemistry of sol-gel processing, Ed. by CJ Brinker and GW Scherer, Academic Press, Boston 1990, xiv, 908 pp., bound—ISBN 0-12-134970-5. Wiley Online Library, 1991.
120. Dislich H., Hinz P. History and principles of the sol-gel process, and some new multicomponent oxide coatings // Journal of Non-Crystalline Solids. Elsevier, 1982. Т. 48, № 1. С. 11–16.
121. Avellaneda C. и др. Sol-gel coatings for optoelectronic devices. 1994. Т. 2255.
122. Sun Z. и др. Silicon Surface Passivation by Laser Processing a Sol-Gel TiO_x Thin Film // ACS Appl. Energy Mater. 2018. С. acsaem.8b01043.
123. Livage J., Henry M., Sanchez C. Sol-gel chemistry of transition metal oxides // Progress in solid state chemistry. Elsevier, 1988. Т. 18, № 4. С. 259–341.
124. Dehghanghadikolaei A., Ansary J., Ghoreishi R. Sol-gel process applications: A mini-review // Proceedings of the Nature Research Society. 2018. № 2. С. 02008.
125. Liao Y., Xu Y., Chan Y. Semiconductor nanocrystals in sol-gel derived matrices // Phys. Chem. Chem. Phys. 2013. Т. 15, № 33. С. 13694.

126. Bondoux C. и др. Development of Sol-Gel MgO Thin Films for SiC Insulation Applications // MSF. 2004. Т. 457–460. С. 1373–1376.
127. Stöber W., Fink A., Bohn E. Controlled growth of monodisperse silica spheres in the micron size range // Journal of Colloid and Interface Science. 1968. Т. 26, № 1. С. 62–69.
128. Innocenzi P., Abdirashid M. O., Guglielmi M. Structure and properties of sol-gel coatings from methyltriethoxysilane and tetraethoxysilane // J Sol-Gel Sci Technol. 1994. Т. 3, № 1. С. 47–55.
129. Cho Y.-H. и др. Exploring the Influence of Localized Surface Plasmon and Sol–Gel Passivation on Blue InGaN/GaN Micro/Nano Light Emitting Diodes // ACS Photonics. ACS Publications, 2024. Т. 12, № 1. С. 409–418.
130. Hai-Qing X. и др. Excellent passivation of p-type Si surface by sol-gel Al₂O₃ films // Chinese Physics Letters. 2009. Т. 26, № 8. С. 088102.
131. Sheen M. и др. Highly efficient blue InGaN nanoscale light-emitting diodes // Nature. Nature Publishing Group UK London, 2022. Т. 608, № 7921. С. 56–61.
132. Huang W., Miao X., Liu Z. Investigations of Sidewall Passivation Using the Sol-Gel Method on the Optoelectronic Performance for Blue InGaN Micro-LEDs // Micromachines. 2023. Т. 14, № 3. С. 566.
133. Hecht B. и др. Scanning near-field optical microscopy with aperture probes: Fundamentals and applications // The Journal of Chemical Physics. 2000. Т. 112, № 18. С. 7761–7774.
134. Paesler M. A., Moyer P. J., Lewis A. Near-Field Optics: Theory, Instrumentation, and Applications. American Institute of Physics, 1997.
135. Lee H. и др. Tip-enhanced photoluminescence nano-spectroscopy and nano-imaging // Nanophotonics. 2020. Т. 9, № 10. С. 3089–3110.
136. Kazantsev D. V. и др. Apertureless near-field optical microscopy.
137. George S. M. Atomic layer deposition: an overview // Chemical reviews. ACS Publications, 2010. Т. 110, № 1. С. 111–131.
138. Knez M., Nielsch K., Niinistö L. Synthesis and surface engineering of complex nanostructures by atomic layer deposition // Advanced materials. Wiley Online Library, 2007. Т. 19, № 21. С. 3425–3438.
139. Максимов А. и др. Основы золь-гель-технологии нанокompозитов. Издательство «Элмор», 2008.
140. Nadtochiy A. M. и др. Time-Resolved Photoluminescence of InGaAs Nanostructures Different in Quantum Dimensionality // Semiconductors. 2019. Т. 53, № 11. С. 1489–1495.
141. Mintairov S. A. и др. Experimental and theoretical examination of the photosensitivity spectra of structures with In_{0.4}Ga_{0.6}As quantum well-dots of the optical range (900–1050 nm) // Technical Physics Letters. Springer, 2020. Т. 46, № 3. С. 203–206.

142. Aleshkin V. Y. и др. Picosecond photoluminescence dynamics in an InGaAs/GaAs quantum-well heterostructure // *Semiconductors*. Springer, 2012. Т. 46, № 7. С. 917–920.
143. Zhang L. и др. Dynamic response of 1.3- μm -wavelength InGaAs/GaAs quantum dots // *Applied physics letters*. American Institute of Physics, 2000. Т. 76, № 10. С. 1222–1224.
144. Morin S. и др. Capture of photoexcited carriers in a single quantum well with different confinement structures // *IEEE journal of quantum electronics*. IEEE, 1991. Т. 27, № 6. С. 1669–1675.
145. Kharchenko A. A. и др. Study of waveguide absorption in InGaAs "quantum well-dots" heterostructures // *Nano-Structures & Nano-Objects*. 2021. Т. 25. С. 100628.
146. Grosse S. и др. Carrier relaxation dynamics in quantum dots: Scattering mechanisms and state-filling effects // *Phys. Rev. B*. 1997. Т. 55, № 7. С. 4473–4476.
147. Bimberg D. и др. InAs-GaAs quantum dots: From growth to lasers // *physica status solidi (b)*. Wiley Online Library, 1996. Т. 194, № 1. С. 159–173.
148. Panda D. и др. Enhanced performance of in (Ga) as QD based optoelectronic devices through improved interface quality between QD and matrix material // *physica status solidi (b)*. Wiley Online Library, 2019. Т. 256, № 11. С. 1900138.
149. Markus A., Fiore A. Modeling carrier dynamics in quantum-dot lasers // *physica status solidi (a)*. Wiley Online Library, 2004. Т. 201, № 2. С. 338–344.
150. Asryan L. V., Suris R. A. Upper limit for the modulation bandwidth of a quantum dot laser // *Applied Physics Letters*. AIP Publishing, 2010. Т. 96, № 22.
151. Varshni Y. Band-to-Band Radiative Recombination in Groups IV, VI, and III-V Semiconductors // February 1. Walter de Gruyter GmbH & Co KG, 1967. Т. 20, № 1. С. 9–36.
152. Asryan L., Suris R. Inhomogeneous line broadening and the threshold current density of a semiconductor quantum dot laser // *Semiconductor Science and Technology*. 1996. Т. 11, № 4. С. 554–567.
153. Peter Y., Cardona M. Fundamentals of semiconductors: physics and materials properties. Springer Science & Business Media, 2010.
154. Varshni Y. P. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors // *physica*. Elsevier, 1967. Т. 34, № 1. С. 149–154.
155. Philipp H., Ehrenreich H. Optical properties of semiconductors // *Physical Review*. APS, 1963. Т. 129, № 4. С. 1550.
156. Palik E. D. Handbook of optical constants of solids. Academic press, 1998. Т. 3.
157. Coldren L. A., Corzine S. W., Mashanovitch M. L. Diode lasers and photonic integrated circuits. John Wiley & Sons, 2012.

158. Hu S. Y. и др. Lateral carrier diffusion and surface recombination in InGaAs/AlGaAs quantum-well ridge-waveguide lasers // *Journal of Applied Physics*. American Institute of Physics, 1994. Т. 76, № 8. С. 4479–4487.
159. Moore S. A. и др. Reduced surface sidewall recombination and diffusion in quantum-dot lasers // *IEEE photonics technology letters*. IEEE, 2006. Т. 18, № 17. С. 1861–1863.
160. Ivanov K. A. и др. Time-resolved temperature-dependent photoluminescence spectroscopy of InGaAs/GaAs quantum well-dots // *Journal of Luminescence*. 2023. Т. 255. С. 119620.
161. Abramowitz M., Stegun I. A. Handbook of mathematical functions with formulas, graphs, and mathematical tables. US Government printing office, 1948. Т. 55.
162. McKelvey J. Volume and surface recombination of injected carriers in cylindrical semiconductor ingots // *IRE Transactions on Electron Devices*. IEEE, 2005. Т. 5, № 4. С. 260–264.
163. Kryzhanovskaya N. и др. III–V microdisk/microring resonators and injection microlasers // *J. Phys. D: Appl. Phys.* IOP Publishing, 2021. Т. 54, № 45. С. 453001.
164. Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: наука Москва, 1977. Т. 672.
165. You T.-H. и др. Damage analysis and mechanism study of sol–gel coating over KDP crystal under multi-pulse of laser irradiation at low flux // *Scientific Reports*. Nature Publishing Group UK London, 2023. Т. 13, № 1. С. 3451.
166. You T. и др. Damage regularity and multifractal analysis of sol-gel reflection coating of KDP crystal under low UV irradiation flux // *Microscopy Research and Technique*. Wiley Online Library, 2024. Т. 87, № 12. С. 2850–2861.
167. You T.-H. и др. Study on UV-laser fatigue damage of sol-gel antireflective coating using XPS and slow positron beam Doppler broadening spectrum // *Vacuum*. Elsevier, 2023. Т. 212. С. 112065.
168. Zhukov A. E. и др. Optical Loss in Microdisk Lasers With Dense Quantum Dot Arrays // *IEEE J. Quantum Electron*. 2023. Т. 59, № 1. С. 1–8.
169. Kryzhanovskaya N. и др. III–V microdisk/microring resonators and injection microlasers // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 2021. Т. 54, № 45. С. 453001.
170. Frateschi N. C., Levi A. F. J. The spectrum of microdisk lasers // *Journal of Applied Physics*. 1996. Т. 80, № 2. С. 644–653.
171. Srinivasan K. и др. Optical loss and lasing characteristics of high-quality-factor AlGaAs microdisk resonators with embedded quantum dots // *Applied Physics Letters*. AIP Publishing, 2005. Т. 86, № 15.
172. Borselli M., Johnson T. J., Painter O. Beyond the Rayleigh scattering limit in high-Q silicon microdisks: theory and experiment // *Optics express*. Optical Society of America, 2005. Т. 13, № 5. С. 1515–1530.

173. Mintairov A. M. и др. High-spatial-resolution near-field photoluminescence and imaging of whispering-gallery modes in semiconductor microdisks with embedded quantum dots // *Phys. Rev. B*. 2008. Т. 77, № 19. С. 195322.
174. Moiseev E. и др. Investigation of far-field patterns of semiconductor microlasers with an active region based on InGaAs/GaAs quantum well-dots. *St. Petersburg State Polytechnical University Journal. Physics and Mathematics*, 2022.
175. Gorodetsky M. L., Fomin A. E. Geometrical theory of whispering-gallery modes // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. IEEE, 2006. Т. 12, № 1. С. 33–39.
176. Ivanov K. A. и др. Analysis of factors determining the azimuthal and radial order of lasing mode in III-V quantum dot disk microlasers.
177. Melnichenko I. A. и др. Mode leakage into substrate in microdisk lasers // *St. Petersburg Polytechnic University Journal: Physics and Mathematics*. 2024. Т. 76, № 3.2. С. 212–216.
178. Moiseev E. и др. Far-field patterns and lasing threshold of limaçon – and quadrupole-shaped microlasers with InGaAs quantum well-dots // *Optics & Laser Technology*. 2025. Т. 183. С. 112299.
179. Harayama T., Sunada S., Ikeda K. S. Theory of two-dimensional microcavity lasers // *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics*. APS, 2005. Т. 72, № 1. С. 013803.
180. Kryzhanovskaya N. V. и др. Room-temperature lasing in microring cavities with an InAs/InGaAs quantum-dot active region // *Semiconductors*. Springer, 2013. Т. 47, № 10. С. 1387–1390.
181. Song Q. и др. Chaotic microcavity laser with high quality factor and unidirectional output // *Physical Review A—Atomic, Molecular, and Optical Physics*. APS, 2009. Т. 80, № 4. С. 041807.
182. Alekseev P. A. и др. Half-disk laser: insight into the internal mode structure of laser resonators // *Opt. Express*. 2018. Т. 26, № 11. С. 14433.
183. Feng Z., Bai L. Advances of Optofluidic Microcavities for Microlasers and Biosensors // *Micromachines*. 2018. Т. 9, № 3. С. 122.
184. Vollmer F., Yang L. Review Label-free detection with high-Q microcavities: a review of biosensing mechanisms for integrated devices // *Nanophotonics*. 2012. Т. 1, № 3–4. С. 267–291.
185. Chen Y.-C. и др. Laser-emission imaging of nuclear biomarkers for high-contrast cancer screening and immunodiagnosis // *Nature biomedical engineering*. Nature Publishing Group UK London, 2017. Т. 1, № 9. С. 724–735.
186. Fetisova M. V. и др. Room temperature lasing from microdisk laser in aqueous medium // *J. Phys.: Conf. Ser.* 2018. Т. 1124. С. 051007.
187. Reduto I. и др. Lasing in III–V microdisk core–TiO₂ shell lasers // *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB*. Optica Publishing Group, 2019. Т. 36, № 8. С. 2285–2291.

188. Polyanskiy M. N. Refractiveindex.info database of optical constants // Sci Data. 2024. T. 11, № 1. C. 94.
189. Guo Z. и др. Hyperboloid-drum microdisk laser biosensors for ultrasensitive detection of human IgG // Small. Wiley Online Library, 2020. T. 16, № 26. C. 2000239.
190. Toropov N., Vollmer F. Whispering-gallery microlasers for cell tagging and barcoding: the prospects for in vivo biosensing // Light, Science & Applications. 2021. T. 10. C. 77.