

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

На правах рукописи



Харченко Антон Александрович

ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ В ВОЛНОВОДНЫХ
ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GaAs/AlGaAs С АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ НА ОСНОВЕ
КВАНТОВЫХ ЯМА-ТОЧЕК InGaAs

1.3.11 Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н. Надточий Алексей Михайлович

Санкт-Петербург

2026

Оглавление

Введение.....	5
Глава 1. Обзор литературы.....	17
1.1. Квантовые ямы и квантовые точки InGaAs/GaAs.....	17
1.2. Гетероструктуры, занимающие промежуточное положение между квантовыми ямами и квантовыми точками.....	19
1.3. Оптическое поглощение и усиление в наноструктурах.....	26
1.3.1. Методы исследования поглощения в гетероструктурах.....	26
1.3.2. Методы исследования усиления в гетероструктурах.....	28
1.3.3. Связь насыщенного усиления и поглощения.....	30
1.3.4. Поляризационные исследования квантово-размерных структур.....	31
1.4. Двухуровневая генерация в лазерах на квантовых точках и квантовых ямах.....	33
1.4.1. Переключение длины волны генерации при увеличении оптических потерь.....	34
1.4.2. Двухуровневая лазерная генерация при высоких плотностях тока накачки.....	36
Глава 2. Поглощение и насыщенное усиление в волноводных гетероструктурах с квантовыми яма-точками.....	39
2.1. Описание исследуемых гетероструктур с квантовыми яма-точками.....	39
2.2. Спектры фоточувствительности волноводных фотодиодов с квантовыми яма-точками.....	40
2.3. Оценка модального поглощения в волноводных фотодиодах с квантовыми яма-точками.....	46
2.4. Сопоставление квантовых яма-точек и квантовых точек по насыщенному усилению.....	48

2.4.1. Методика сравнения усиления в гетероструктурах различных размерностей	48
2.4.2. Сравнение модального поглощения в волноводных фотодиодах с квантовыми яма-точками и квантовыми точками	51
2.4.3. Сопоставление полученных результатов с литературными данными	54
2.5. Выводы по главе 2.....	56
Глава 3. Поляризационная селективность фоточувствительности и электролюминесценции в волноводных гетероструктурах с квантовыми яма-точками.....	58
3.1. Поляризационная анизотропия фоточувствительности волноводных фотодиодов с квантовыми яма-точками	58
3.1.1. Методика экспериментального исследования	58
3.1.2. Поляризационно-разрешённые спектры фоточувствительности волноводных фотодиодов с квантовыми яма-точками	60
3.1.3. Природа межзонных оптических переходов в квантовых яма-точках ...	62
3.1.4. Зависимость поляризационной анизотропии фоточувствительности от длины волновода.....	66
3.2. Исследование зависимости фототока от мощности падающего излучения .	78
3.3. Исследование спектров электролюминесценции с поляризационным разрешением	80
3.4. Выводы по главе 3.....	86
Глава 4. Особенности двухуровневой генерации в лазерных диодах с активной областью на основе квантовых яма-точек	88
4.1. Описание экспериментальных образцов и методик.....	88
4.2. Анализ спектров усиленного спонтанного излучения.....	94
4.3. Исследование генерации при высоких внешних потерях.....	96

4.4. Исследование генерации при высоких плотностях тока накачки	99
4.5. Связь переключения генерации с модовым составом излучения	102
4.6. Выводы по главе 4.....	103
Заключение	105
Благодарности.....	107
Список сокращений и условных обозначений.....	108
Литература	110

Введение

Актуальность темы

Создание и разработка полупроводниковых наногетероструктур для оптоэлектроники обернулись для мира настоящей технологической революцией, что было отмечено присуждением Ж. И. Алфёрову Нобелевской премии по физике в 2000 году [1]. На сегодняшний день гетероструктуры являются крайне перспективной областью для научных исследований, результаты которых помогают создавать такие приборы, как светодиоды, лазеры, фотодетекторы, солнечные батареи, устройства для оптической передачи информации и т. д. [2].

Ключевым элементом оптоэлектронных приборов на основе гетероструктур является область – место, в котором осуществляется поглощение или излучение света. Активные области различаются по химическому составу, размерам и форме. Настоящее исследование посвящено низкоразмерным приборам с активной областью на основе тройного соединения InGaAs (арсенида индия-галлия), работающим в ближнем инфракрасном диапазоне, востребованном для оптических интегральных схем, медицинских приборов и солнечных элементов.

Наиболее хорошо изученными в данной системе материалов являются приборы с активными областями на основе квантовых ям InGaAs/GaAs (КЯ) и квантовых точек InAs/GaAs (КТ). Квантовые ямы представляют собой слои полупроводникового материала, толщиной в несколько нанометров. Они способны ограничивать движение носителя заряда в одном направлении – перпендикулярно плоскости слоя. Квантовые точки представляют собой островки полупроводника таких же малых размеров и ограничивают движение носителей заряда во всех трёх возможных направлениях. Одна из причин большого интереса к данным структурам – технологические возможности: совместимость с подложками GaAs и отработанные технологии роста, позволяющие выращивать как двумерные КЯ, так и трёхмерные КТ. Структуры на основе квантовых ям или квантовых точек

называют квантоворазмерными структурами или наногетероструктурами. Ключевой особенностью квантоворазмерных структур является возможность управлять функцией плотности состояний [1]. Это позволяет гибко варьировать длину волны поглощения или излучения, что практически недостижимо в приборах с объёмными активными областями. Кроме того, модификация плотности состояний привела к радикальному снижению пороговой плотности тока лазерной генерации от $\sim 10^4$ А/см² для объёмных гетероструктур до 50 А/см² и рекордных 8–13 А/см² для КЯ и КТ соответственно [1,3]. В то же время, структуры как на основе КЯ, так и на основе КТ имеют свои ограничения. Квантовые точки, как правило, обладают невысокой поверхностной плотностью, что приводит к невысокому поглощению (усилению) света в приборах на их основе. Квантовые ямы обладают значительно более высоким усилением, однако их формирование сопряжено с появлением полей упругих напряжений, что приводит к образованию дислокаций при увеличении доли индия или числа последовательно осаждаемых КЯ [4].

Таким образом актуальной задачей является создание наноструктур, которые сочетали бы в себе преимущества КЯ и КТ. Ряд исследовательских групп ведёт разработку таких структур. Среди подходов к их созданию можно выделить использование разориентированных (вицинальных) подложек, способствующих формированию массивов КТ, обладающих повышенной плотностью и однородностью [5] или одномерных квантовых проволок [6–8]. В подобных структурах удалось получить более высокое поглощение чем в КТ, выращиваемых по механизму Странского-Крастанова, но меньшее, чем в КЯ [6]. Длинноволновое расширение рабочего диапазона привело к приросту фототока солнечных элементов с квантовыми проволоками [7], однако наличие электрически активных дефектов – ловушек для носителей зарядов, ограничивают эффективность таких устройств [8].

Другой подход заключается в создании модулированных квантовых ям за счёт миграции атомов индия в полях упругих напряжений [9,10]. Примером

является структура «яма-остров», получаемая путём осаждения слоя $\text{In}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}$ толщиной 10 нм на подложках GaAs [10]. В процессе роста при высоких температурах происходит миграция атомов индия с образованием островков InAs на поверхности слоя. В результате, в основном слое формируются участки с различным содержанием индия, что приводит к широкому и однородному спектру усиления. Однако спектр усиления (880-980 нм) не распространяется в более длинноволновую область.

Настоящее исследование посвящено недавно разработанному новому типу квантоворазмерных гетероструктур – квантовым яма-точкам InGaAs/GaAs (КЯТ) [11], формируемым осаждением слоя $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ на вицинальных подложках GaAs, что способствует созданию модуляций в толщине слоя. Возникающие при этом поля упругих напряжений способствуют миграции атомов индия к утолщённым областям, что стимулирует формирование трёхмерных In-обогащённых островков внутри In-обеднённой КЯ. Таким образом квантовые яма-точки с одной стороны можно рассматривать как КЯ InGaAs/GaAs со значительными модуляциями по толщине и составу, а с другой – как сверхплотный массив мелких КТ, представляющих собой In-обогащенные области внутри КЯ. Было показано, что этот новый тип гетероструктур лишен некоторых недостатков как КЯ, так и КТ, но сохраняет их ключевые преимущества. В частности, есть возможность последовательно выращивать более 15 слоев КЯТ без образования дислокаций, что невозможно для КЯ InGaAs/GaAs без применения сложных технологий компенсации упругих напряжений [12]. Применение КЯТ в однопереходных солнечных элементах на основе GaAs позволило расширить их спектральную чувствительность от 870 нм до 1100 нм и получить рекордный прирост фототока ($4,6 \text{ mA/cm}^2$ для наземных солнечных спектров) [11]. В торцевых лазерах с активной областью на основе КЯТ достигнуты низкие внутренние потери ($0,7 \text{ cm}^{-1}$), высокий внутренний квантовый выход ($\sim 80 \%$) [13].

Однако, многие свойства и особенности квантовых яма-точек еще не изучены в полной мере, что отчасти объясняется их относительной новизной. Ещё одна

причина заключается в том, что КЯТ выращиваются на разориентированных подложках и, как следствие, обладают более низкой симметрией, чем КЯ, выращиваемые на точных подложках, что существенно затрудняет их теоретическое моделирование. Так, электронная структура уровней КЯТ на момент начала работы не была исследована. Кроме того, были неизвестны такие параметры как показатель поглощения и максимальное возможное (насыщенное) усиление в КЯТ. Указанные обстоятельства подчёркивают высокую актуальность экспериментальных исследований КЯТ. Результаты таких исследований позволят глубже понять физические свойства и характеристики КЯТ, а также процессы, которые в них происходят.

Целью диссертационной работы является определение оптических и оптоэлектронных свойств квантовых яма-точек, характеристик приборов на их основе, а также сопоставление по этим параметрам квантовых яма-точек с квантовыми ямами и квантовыми точками.

Для достижения этой цели проводились сравнительные исследования волноводных гетероструктур GaAs/AlGaAs с квантовыми яма-точками InGaAs, квантовыми ямами InGaAs и квантовыми точками InAs, сформированными по механизму Странского-Крастанова, и решались следующие задачи:

1. Оценка коэффициента насыщенного усиления в $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ квантовых яма-точках.
 - Экспериментальное исследование волноводных *p-i-n*-фотодиодов с активными областями на основе квантовых яма-точек, и квантовых точек методом спектроскопии фоточувствительности.
 - Расчёт величины модального поглощения для различных оптических переходов на основании экспериментальных данных фоточувствительности волноводных фотодиодов различных длин.
 - Разработка и применение аналитического подхода для отдельного учёта вклада конструкции волновода и свойств активной области в значение модального поглощения или усиления.

2. Исследование поляризационной анизотропии фоточувствительности квантовых яма-точек в волноводной геометрии.
 - Экспериментальное исследование волноводных *p-i-n*-фотодиодов с активными областями на основе квантовых яма-точек, квантовых ям и квантовых точек методом спектроскопии фоточувствительности с поляризационным разрешением.
 - Анализ межзонных оптических переходов в квантовых яма-точках.
 - Численное моделирование преобразования интенсивности и поляризации излучения при взаимодействии с КЯТ.
3. Исследование явления переключения лазерной генерации на возбуждённый оптический переход в полосковых лазерах с квантовыми яма-точками.
 - Исследование лазерных диодов с активной областью на основе квантовых ям и квантовых яма-точек методом спектроскопии электролюминесценции.
 - Анализ волноводных мод лазерных диодов с КЯТ методом исследования распределения интенсивности излучения в дальнем поле.
 - Исследование влияния конструкции лазерных диодов с активной областью на основе квантовых яма-точек на лазерную генерацию.

Научная новизна

1. Предложен новый аналитический подход для отдельного учёта вклада конструкции волновода и свойств активной области в значение модального поглощения или усиления без необходимости вычисления точного значения материального усиления.
2. Впервые осуществлено сопоставление квантовых яма-точек и квантовых точек по насыщенному модальному усилению в сопоставимых волноводах.
3. Впервые для фотодиодов с активной областью на основе квантовых яма-точек исследована поляризационная анизотропия фоточувствительности на длинах волн различных оптических переходов.

4. Впервые показано, что структура оптических переходов в квантовых яма-точках соответствует таковой в квантовых ямах InGaAs сопоставимой длины волны.
5. Впервые для лазеров с активной областью на основе квантовых яма-точек определены условия генерации через основной оптический переход и переключения генерации на другие оптические переходы.

Теоретическая и практическая значимость

1. Установлена природа оптических переходов в квантовых яма-точках, что позволяет заложить основу для теоретического моделирования их энергетического спектра и оптических свойств.
2. Предложен аналитический подход, который открывает возможность рассчитывать модальное поглощение или усиление, а также сравнивать различные активные среды, без точного вычисления фактора оптического ограничения, которое может быть затруднено для неоднородных или несимметричных сред.
3. Установлено, что волноводные гетероструктуры с квантовыми яма-точками InGaAs обладают примерно на порядок более высоким насыщенным модальным усилением (поглощением), чем структуры с квантовыми точками InAs, выращенными по механизму Странского–Крастанова в сопоставимом волноводе. Это демонстрирует перспективность применения квантовых яма-точек в качестве активной области для приборов, требующих высоких значений усиления или поглощения, таких как: мощные торцевые лазеры, микролазеры (микродисковые/кольцевые или вертикально-излучающие лазеры), суперлюминесцентные диоды, или фотоэлектрические преобразователи.
4. Показано, что увеличение числа слоёв квантовых яма-точек или длины волновода снижает поляризационную анизотропию фоточувствительности в волноводных фотодиодах. Данный эффект представляет практический интерес как инструмент управления (не-)чувствительностью фотодиодов к поляризации падающего излучения.

5. Показано, что торцевые лазеры на основе квантовых яма-точек InGaAs демонстрируют генерацию через основной оптический переход в условиях высокой электрической накачки, при которой в аналогичных лазерах на основе квантовых ям InGaAs возникает двухуровневая генерация. Это демонстрирует перспективность лазеров с квантовыми яма-точками для практических применений, требующих стабильной генерации на основном оптическом переходе.

Методы исследования

Исследуемые гетероструктуры выращивались методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ). В постростовой обработке применялись стандартные методики: фотолитография, сухое травление, напыление диэлектрических покрытий и металлических контактов. Зеркала лазерных диодов и входные окна фотодетекторов формировались путем скалывания. Монтаж фотодиодов и лазерных диодов происходил методом пайки на медные теплоотводы с использованием индиевого припоя.

Исследования спектроскопии фоточувствительности с поляризационным разрешением проводились с использованием экспериментальной установки, включающей источник излучения с широким спектральным диапазоном (галогенную лампу), монохроматор, собирающие линзы, поляризатор, поверенный детектор InGaAs для проведения калибровки, а также оптический модулятор и синхронный усилитель для измерений фототока на частоте модуляции.

Спектры электролюминесценции с температурными зависимостями исследовались с помощью экспериментальной установки, состоящей из монохроматора, охлаждаемого до 78K Ge-фотодетектора, гелиевого криостата замкнутого цикла, оптического модулятора и синхронного усилителя lock-in для измерений в режиме синхронного детектирования.

Спектры лазерной генерации и ватт-амперные характеристики измерялись в импульсном режиме работы лазера с использованием калиброванных фотодетекторов, монохроматора и стробируемого интегратора.

Внутренние оптические потери лазеров были получены методом анализа зависимости внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора.

Модовый состав излучения лазеров определялся методом измерения диаграмм углового распределения интенсивности лазерного излучения на большом расстоянии от лазера с использованием двухосевой угловой платформы.

Положения, выносимые на защиту:

1. Максимальный коэффициент оптического усиления одного слоя квантовых яма-точек, полученных путем роста 8 монослоев $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$, на длине волны основного оптического перехода составляет $1,0037 \pm 0,0008$, что обеспечивает примерно на порядок большее насыщенное модальное усиление, чем у самоорганизованных по механизму Странского-Крастанова квантовых точек $\text{In}(\text{Ga})\text{As}$ с поверхностной плотностью порядка 10^{10} см^{-2} в сопоставимых волноводах.
2. Основной оптический переход в квантовых яма-точках, сформированных путем роста слоя $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ толщиной 4–8 монослоев, происходит между зоной проводимости и подзоной тяжёлых дырок, а коротковолновый переход – между зоной проводимости и подзоной лёгких дырок.
3. Фоточувствительность волноводных фотодиодов из $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ с квантовыми яма-точками, сформированными путем роста слоя $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ толщиной 8 монослоев, на длине волны основного оптического перехода имеет ТЕ-поляризационную анизотропию, спадающую с 99% до 30% с увеличением произведения длины волновода и числа слоев квантовых яма-точек с 0,3 до 20 мм.
4. Использование квантовых яма-точек, полученных путем роста 8 монослоев $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$, в качестве активной области торцевых лазеров с волноводом $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ толщиной менее 450 нм приводит к реализации лазерной генерации на основном оптическом переходе вплоть до переключения на генерацию в волноводном слое GaAs без появления генерации на

коротковолновом переходе квантовых яма-точек как при увеличении оптических потерь при пороговых условиях, так и при увеличении тока накачки выше порога.

Достоверность полученных результатов обеспечивается выполнением экспериментов на высокоточном лабораторном оборудовании, а также использованием широко распространённых методов и подходов. Воспроизводимость результатов на большой выборке образцов и с использованием различных методик, а также согласие полученных в работе данных с работами других групп, дополнительно подтверждает достоверность результатов. Полученные результаты прошли апробацию на всероссийских и международных научных конференциях и опубликованы в российских и зарубежных рецензируемых научных изданиях.

Апробация результатов работы

Основные результаты работы были представлены в виде докладов на конференциях:

1. Харченко А.А., Надточий А.М., Минтаиров С.А., Максимов М.В. «Исследование поглощения в волноводных InGaAs гетероструктурах квантовые яма-точки». Физика.СПб, 19-23 октября 2020 г., Санкт-Петербург.
2. Харченко А.А., Надточий А.М., «Энергетические состояния гетероструктур квантовые яма-точки». 21-я всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто-и наноэлектронике в Санкт-Петербурге. 25-29 ноября 2019 г., Санкт-Петербург.
3. Kharchenko A.A, Nadtochiy A.M., Maximov M.V. «Bimodality in the electroluminescence spectra in waveguiding InGaAs heterostructures "quantum well-dots"». Конференция с международным участием SPb.Open 27-30 апреля 2021 г., Санкт-Петербург.
4. А.А. Бекман, Г.О. Корнышов, Ю.М. Шерняков, А.С. Паюсов, А.А. Харченко, Н.Ю. Гордеев, М.В. Максимов, «Двухуровневая генерация в лазерах с квантовыми яма-точками», 2-ая Международная конференция ЛАЗЕРЫ,

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИЗЛУЧАТЕЛИ И СИСТЕМЫ НА ИХ ОСНОВЕ. 20
– 24 мая 2024 г., Минск, Беларусь.

5. А.А. Бекман, Г.О. Корнышов, Ю.М. Шерняков, А.С. Паюсов, А.А. Харченко, Н.Ю. Гордеев, М.В. Максимов, «Влияние дизайна волновода и модального усиления на двухуровневую генерацию в лазерах на квантовых яма-точках», Фотоника 2025, 8-12 сентября 2025 г., Новосибирск.

Личный вклад автора

Диссертационная работа является обобщением научных результатов, полученных автором во время обучения в аспирантуре СПбАУ им. Ж. И. Алфёрова РАН в лаборатории нанофотоники под руководством к.ф.-м.н. Надточего Алексея Михайловича. Автор принимал участие в разработке и юстировке экспериментальных установок и самостоятельно проводил измерения спектров фоточувствительности волноводных фотодиодов, спектров электролюминесценции лазерных диодов, измерения с разрешением по поляризации, а также измерения угловых диаграмм направленности излучения лазеров. Также автор самостоятельно выполнял обработку полученных данных, включая аппроксимацию экспериментальных данных. Автор принимал участие в подготовке публикаций, а также выступал на конференциях с докладами по результатам данной работы

Публикации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 6 публикациях в журналах, входящих в базы Web of Sciences/Web of Knowledge/Scopus и входящих в перечень ВАК. Список работ представлен в конце диссертации.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения, списка литературы и приложения. Общий объём диссертации составляет 127 страниц, включая 44 рисунка и 2 таблицы. Список литературы содержит 139 источников.

Во введении обоснована актуальность темы исследования и степень её разработанности, сформулированы цель и задачи работы, научная новизна, теоретическая и практическая значимость работы. Указан личный вклад автора и степень достоверности полученных результатов. Перечислены методы исследования и основные положения, выносимые на защиту. Представлена информация об апробации работы и публикациях автора по теме исследования. Кратко описана структура диссертации.

Первая глава посвящена обзору современного состояния исследований в области низкоразмерных гетероструктур InGaAs/GaAs. Проведен сравнительный анализ гетероструктур на основе квантовых ям InGaAs (КЯ), квантовых точек InAs (КТ) и других низкоразмерных структур гибридного типа, включая квантовые яма-точки $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ (КЯТ). Проанализированы методы измерения оптического поглощения и усиления, обоснована корректность определения насыщенного усиления через поглощение в отсутствие накачки. Подчёркнута информативность поляризационно-разрешённых измерений. Также рассмотрено явление двухуровневой генерации в лазерах с квантовыми ямами и квантовыми точками и механизмы её возникновения.

Вторая глава посвящена экспериментальному исследованию спектров фоточувствительности и оценке величины модального поглощения в волноводных фотодиодах. А также сопоставлению КЯТ и КТ по величине поглощения и насыщенного усиления с применением предложенной методики независимого учёта вклада активной области и волновода в модальное усиление/поглощение.

В третьей главе описано сравнительное исследование поляризационной анизотропии фоточувствительности волноводных фотодиодов с КЯТ и КЯ, на основе которого установлена природа основного и возбуждённого оптических переходов в квантовых яма-точках. Также описано исследование влияния параметров фотодиода на степень анизотропии.

В четвёртой главе представлено сравнительное исследование торцевых лазеров с активной областью на основе квантовых яма-точек и квантовых ям на

предмет двухуровневой генерации. Исследовались два механизма, вызывающие двухуровневую генерацию в типичных лазерах с КТ и КЯ: переключение длины волны генерации при увеличении внешних оптических потерь и двухуровневая генерация при увеличении тока накачки.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

Глава 1. Обзор литературы

1.1. Квантовые ямы и квантовые точки InGaAs/GaAs

Квантовые ямы (КЯ) и квантовые точки (КТ) в системе InGaAs/GaAs широко используются в качестве активных областей оптоэлектронных устройств, таких как лазерные диоды [14,15], солнечные элементы [16] и волноводные фотодетекторы [17].

Относительно близкие значения постоянных решётки InAs и GaAs (рисунок 1) позволяют реализовать псевдоморфный (с сохранением постоянной решётки подложки) эпитаксиальный рост твёрдого раствора $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ на подложке GaAs. Варьируя состав твёрдого раствора (величину x), можно управлять шириной запрещённой зоны, как показано на рисунке 1, и создавать для носителей заряда потенциальные ямы – области локализации.

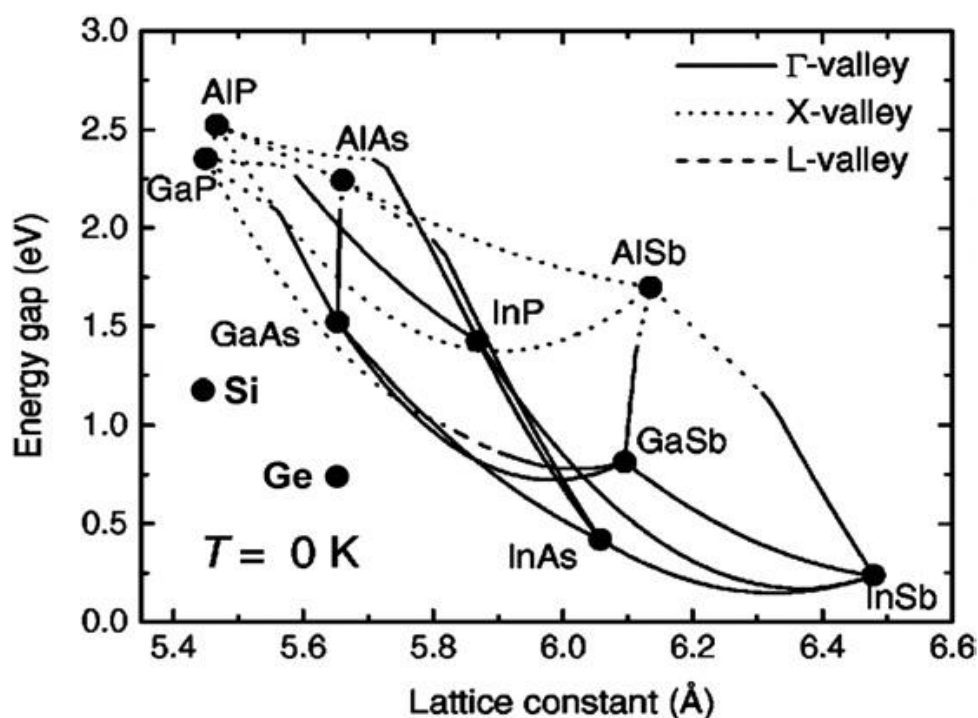


Рисунок 1. Ширина запрещённой зоны (ось ординат) и постоянная решётки (ось абсцисс) некоторых бинарных полупроводниковых соединений и их

трёхкомпонентных твёрдых растворов [18].

Слой $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ толщиной несколько монослоёв, находясь в матрице GaAs, представляет собой квантовую яму для носителей заряда, ограничивая их движение в направлении роста структуры. Варьируя толщину слоя (ширину ямы), можно точно настроить положение энергетических уровней и, как следствие, энергию и длину волны оптических переходов.

При высоком содержании индия эпитаксиальный рост нескольких монослоёв $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ приводит к образованию пирамидальных квантовых точек по механизму Странского–Крастанова [19], ограничивающих движение носителей заряда во всех направлениях. При этом разница между шириной запрещённой зоны квантовых точек InGaAs и матрицы GaAs может достигать $\sim 0,8$ эВ, что обеспечивает глубокую локализацию носителей заряда: энергия их теплового движения (~ 26 мэВ при комнатной температуре) оказывается значительно меньше энергии, необходимой для выхода из потенциальной ямы, что является причиной высокой температурной стабильности лазеров на КТ [20]. Кроме того, высокое содержание индия приводит к уменьшению ширины запрещенной зоны (рисунок 1), открывая возможности создавать устройства, работающие на длинах волн более 1.3 мкм, востребованные в телекоммуникациях [21–25].

Функция энергетической плотности состояний в КЯ имеет ступенчатый вид, а в КТ подобна набору дельта-функций, что способствует концентрации накачиваемых носителей заряда в узкой энергетической области, соответствующей основному оптическому переходу и тем самым обеспечивает более эффективное, чем в объемном материале, использование носителей для создания инверсии заселённости – одного из условий лазерной генерации. Данная модификация плотности состояний позволила существенно снизить плотность порогового тока лазерной генерации при переходе от объемных материалов ($\sim 10^4$ А/см²) к квантовым ямам (50 А/см²) и квантовым точкам (8–13 А/см²) [26,27].

Квантовые ямы на основе системы InGaAs/GaAs нашли применение в качестве активной области мощных лазеров с длинами волн 900-1000 нм [28–31], а

лазеры на квантовых точках InAs/GaAs, работающие на длине волны ~ 1.3 мкм активно используются в области телекоммуникаций [32].

Однако, и квантовым ямам и квантовым точкам в системе InGaAs/GaAs присущи свои недостатки. В частности, квантовые точки в силу низкой плотности состояний и неоднородного уширения массива обладают меньшим усилением (поглощением) в сравнении с КЯ. Одной из проблем квантовых ям является то, что даже при небольшой доле индия (20%), попытка увеличить толщину ямы с целью расширить рабочий диапазон в более длинноволновую область сопровождается образованием дислокаций, которые являются центрами безызлучательной рекомбинации, а значит ухудшают характеристики оптических приборов. [33,34]. Решение данной проблемы требует применения сложных методов компенсации упругих деформаций в полупроводниковых слоях [12,35].

С учетом вышеизложенного, особый фундаментальный интерес, а также практическую ценность представляет создание и исследование наноструктур, которые, с одной стороны, могли бы сочетать в себе полезные свойства КЯ и КТ, а с другой, быть в некоторой степени свободными от их недостатков. В следующем разделе представлен краткий обзор ряда таких структур, включая квантовые яма-точки, исследованию которых посвящена данная работа.

1.2. Гетероструктуры, занимающие промежуточное положение между квантовыми ямами и квантовыми точками

Рассмотрим два широко применяемых подхода к синтезу структур, сочетающих в себе свойства КЯ и КТ: рост на разориентированной подложке и использование миграции атомов индия в полях упругих напряжений. Данные подходы могут быть использованы как по отдельности, так и в сочетании друг с другом.

Опишем подробнее первый из подходов. На подготовительном этапе происходит осаждение слоя GaAs толщиной 100-500 нм на подложке GaAs, разориентированной на 2° – 6° относительно основной кристаллографической плоскости (001). Такая поверхность обладает атомарными ступенями, которые при определённых условиях роста, способствующих высокой подвижности атомов на поверхности (высокая температура, высокое соотношение потоков V/III, наличие упругих напряжений), объединяются в более крупные ступени (step bunching) [36]. Таким образом получается поверхность со ступенями толщиной уже в несколько атомарных слоёв, на которую далее осаждается активная область InGaAs. Начальные этапы роста InGaAs с небольшим содержанием индия (15%) проиллюстрированы на рисунке 2 [37].

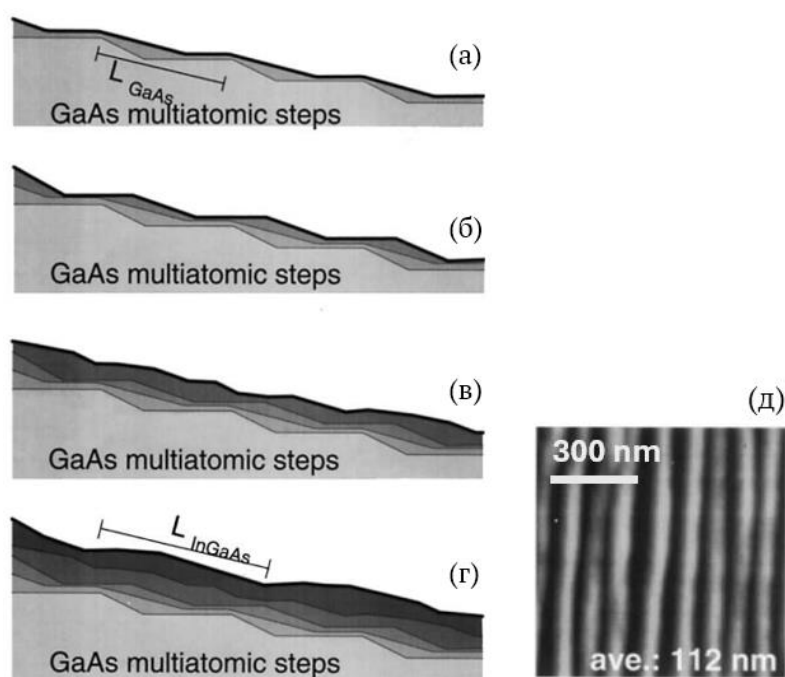


Рисунок 2. Схематическая иллюстрация режимов роста InGaAs на ступенчатых поверхностях GaAs (а)-(г). Изображение поверхности QWR, полученное атомно-силовым микроскопом (д) [37].

На начальном этапе роста (рисунок 2, а) атомы In и Ga преимущественно прикрепляются к нижним краям ступеней, тем самым сглаживая их. Далее (б) в слое InGaAs начинают формироваться ступени, совпадающие со ступенями GaAs

по периоду. На следующем этапе (в) периодичность ступеней пропадает, а затем возвращается (г), но уже с большим чем у GaAs периодом, из-за различий в длинах миграции атомов Ga и In на поверхностях InGaAs и GaAs. Таким образом, формируется модулированная по толщине поверхность InGaAs, которую можно представить как массив вытянутых вдоль ступеней квантовых проволок (QWR) – 1D-областей локализации носителей заряда. На рисунке 2, д представлено изображение поверхности InGaAs QWR, полученное методами атомно-силовой микроскопии [37].

Структуры на основе QWR обладают более высоким оптическим поглощением, чем у КТ, выращиваемых по механизму Странского-Крастанова за счёт большей площади покрытия поверхности [7], однако, внешняя квантовая эффективность у данных структур в 1,6 раз меньше, чем у КЯ [6]. Кроме того, в работе [8] сообщается о наличии в таких структурах электрически активных дефектов – ловушек для носителей зарядов, ограничивающих эффективность фотоэлектрических преобразователей.

Если повысить долю индия в InGaAs до ~50%, то рост на ступенчатых поверхностях GaAs приведёт к формированию массива квантовых точек, упорядоченного вдоль ступеней. Такие квантовые точки более плотные и более однородные по размеру, чем самоорганизованные по механизму Странского-Крастанова, что приводит к сужению ширины линии фотолуминесценции и увеличению её интенсивности [5,38].

Перейдем к рассмотрению другого подхода к созданию гибридных (КЯ/КТ) наноструктур. Он заключается в создании модулированных квантовых ям за счёт миграции атомов индия в полях упругих напряжений [9,10]. Так, осаждение слоя $\text{In}_{0,17}\text{Ga}_{0,83}\text{As}$ толщиной 10 нм на подложках GaAs сопровождается накоплением в слое значительных упругих напряжений. Для их релаксации атомы индия начинают мигрировать к поверхности вдоль направления роста, как показано на рисунке 3, а, поскольку их подвижность больше, чем у атомов галлия [10]. Этому процессу способствует высокая температура роста (660°C).

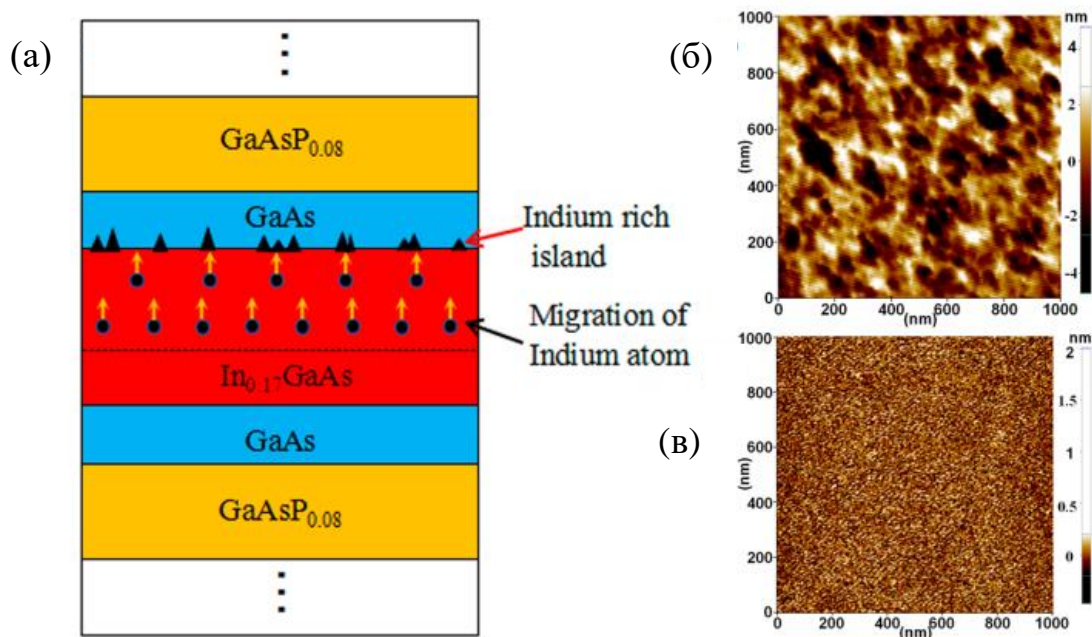


Рисунок 3. Схематическое изображение структуры InGaAs «яма-остров» и принцип формирования островков, обогащённых индием (а). Атомно-силовая микрофотография поверхности InGaAs (б). Атомно-силовая микрофотография поверхности GaAs (в) [10].

В результате, на поверхности осаждаемого слоя формируются трёхмерные островки, обогащённые индием. Они имеют различные размеры и хаотичное распределение, как показано на изображении, полученном при помощи атомно-силового микроскопа (рисунок 3, б). При этом в самом слое остаются обеднённые участки, с различным содержанием индия. Такая структура носит название «яма-остров».

Благодаря сосуществованию в пределах одной активной области InGaAs пространственных зон с различным содержанием индия, а значит и с различными ширинами запрещенной зоны и энергетическими уровнями, структуры типа «яма-остров» обладают широким и однородным спектром модального усиления: $20 \pm 2 \text{ см}^{-1}$ в полосе 880 – 980 нм. Из-за низкого содержания индия в изначально осаждаемом слое, рабочий спектральный диапазон таких приборов не распространяется в более длинноволновую область.

Относительно недавно был продемонстрирован новый тип квантоворазмерных InGaAs/GaAs гетероструктур - квантовые яма точки (КЯТ)

[11]. В основе механизма роста данных структур лежат оба вышеописанных подхода: использование вицинальной подложки и миграция индия в полях упругих напряжений. Рост осуществляется методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОГФЭ) на подложке GaAs (100), разориентированной на 6° к направлению [111]. Непосредственно слой $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$, содержащий КЯТ, растёт на поверхности GaAs с атомарными ступенями объединёнными в террасы высотой ~ 2 нм и длиной ~ 20 нм, как показано на рисунке 4 [39].

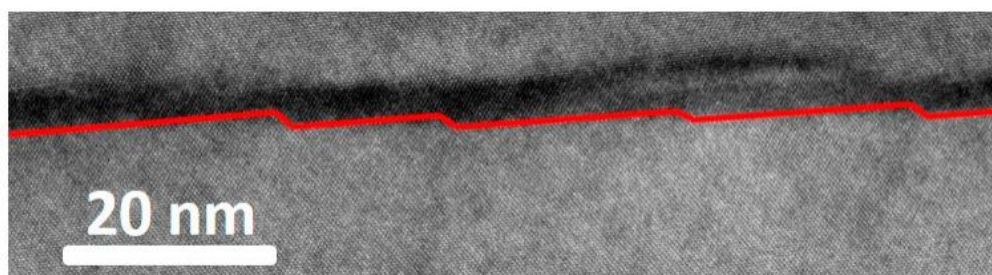


Рисунок 4. Изображение слоя $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ КЯТ, полученное на просвечивающем электронном микроскопе в направлении [110].

Атомы индия имеют высокую поверхностную подвижность и склонны мигрировать в области с пониженной энергией. На вицинальной подложке они предпочтительно оседают у краёв ступеней, где локально возрастает толщина и концентрация In. Высокая концентрация индия в осажденном слое приводит к возникновению полей упругих напряжений, которые дополнительно стимулируют миграцию атомов индия к ступеням, вызывая частичную релаксацию.

Таким образом КЯТ представляют собой плотный ($\sim 10^{11}\text{см}^{-2}$) массив обогащённых индием областей размерами (20–30 нм) внутри остаточных квантовых ям. На рисунке 5 показано изображение сечения образца (110) с 15 вертикально расположенными слоями КЯТ, полученное с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ).



Рисунок 5. ПЭМ-изображение (100) структуры, содержащей 15 слоёв $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ КЯТ.

Структура демонстрирует высокое качество кристалла, дислокации не наблюдаются. При этом, вертикальное расположение более чем 3 квантовых ям InGaAs с содержанием индия 15–20% привело бы к образованию дислокаций [39]. В массиве наблюдаются также объекты большего размера, которые можно рассматривать как обычные КТ, их плотность на порядок ниже, и они не оказывают существенного влияния на оптические свойства КЯТ [39].

На рисунке 6, а, КЯТ схематично сопоставлена с КЯ и КТ, выращиваемыми по механизму Странского-Крастанова. Квантовым яма-точкам присущи неоднородности по толщине и химическому составу (содержанию индия) с хаотическими нарушениями в периодичности. При этом они обладают большей

плотностью, чем КТ InAs. Это означает, что КЯТ можно рассматривать, как неоднородную по толщине и составу квантовую яму, либо как сверхплотный массив КТ.

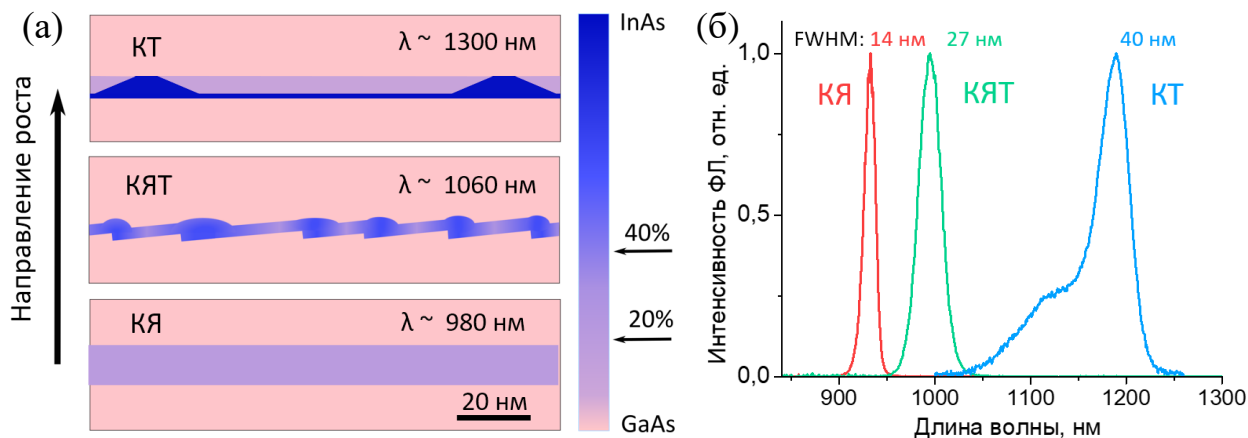


Рисунок 6. Иллюстративное сравнение квантовых яма-точек с квантовыми ямами и квантовыми точками в системе InGaAs/GaAs. Цветом показана доля индия в твёрдом растворе InGaAs (а). Спектры фотолюминесценции при 78 К для КЯ, КТ и КЯТ (б) [40].

На рисунке 6, б, приведены спектры фотолюминесценции (ФЛ) для гетероструктур с КЯ, КТ и КЯТ при температуре 78 К. Полуширина на полувысоте линии ФЛ для КЯТ близка к среднему значению для КЯ и КТ.

Использование КЯТ в однопереходных GaAs солнечных элементах позволило расширить длинноволновую границу спектра внутреннего квантового выхода с 860 нм до 1100 нм, что привело к рекордно высокому приращению фототока ($4,6 \text{ mA/cm}^2$ с 20 слоёв КЯТ, в земных условиях) [41].

Кроме того, были разработаны мощные (до 14,2 Вт в непрерывном режиме) торцевые лазеры с гребневым волноводом и активной областью содержащей 1-10 слоёв КЯТ, разделённых GaAs спейсерами толщиной 40 нм. Каждый слой был получен осаждением 8 монослоёв $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$. Такие лазеры работают в диапазоне 1075-1117 нм, (в зависимости от количества слоёв и длины волновода), имеют внутренние потери $0,7\text{-}2,4 \text{ cm}^{-1}$ и плотности пороговых токов от 38 A/cm^2 на один слой, что ниже, чем у аналогичных лазеров на КЯ [13,42,43].

Для компактных устройств нанопотоники, таких как микродисковые лазеры,

критически важным является подавление латеральной диффузии носителей заряда к протравленным боковым стенкам для снижения безызлучательной рекомбинации на поверхности. КЯТ обеспечивают более сильную локализацию носителей, чем КЯ, и тем самым обеспечивают подавление латеральной диффузии. В то же время, в микродисковых лазерах на основе КЯТ отсутствуют эффекты выжигания спектральных и пространственных дыр, характерные для лазеров на КТ [44].

В вышеупомянутых приборах используются КЯТ, получаемые осаждением 8 монослоёв $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$, что обеспечивает работу в спектральной области вблизи 1050 нм. Данная спектральная область представляет интерес для медицинских применений, например, для оптической когерентной томографии [45]. Также мощные лазеры данного спектрального диапазона применяются в лазерной резке металлов [46].

1.3. Оптическое поглощение и усиление в наноструктурах

1.3.1. Методы исследования поглощения в гетероструктурах

Количественной мерой способности вещества поглощать электромагнитное излучение определенных длин волн служит показатель поглощения α . По закону Бугера-Ламберта-Бера [47] он определяется следующим образом:

$$\alpha = \frac{1}{l} \ln \frac{I_0}{I_t} \quad (1.1)$$

где I_0 и I_t – интенсивности излучения, падающего на образец толщины l и прошедшего насквозь. Показатель поглощения является одним из фундаментальных параметров полупроводниковых структур. Его зависимость от длины волны называют спектром поглощения.

В процессе поглощения фотона с известной энергией электрон переходит с

более низкого на более высокое энергетическое состояния. Например, из валентной зоны в зону проводимости (межзонное поглощение), или из одной подзоны зоны проводимости в другую (внутризонное поглощение). Таким образом, по измеренным спектрам оптического поглощения можно исследовать некоторые из возможных переходов и распределение энергетических уровней в зонной диаграмме полупроводника. Исследование спектров поглощения и их зависимостей от внешних факторов, таких, как электрическое поле, поляризация падающего излучения и т. д., важны при создании таких оптоэлектронных устройств, как оптические детекторы, модуляторы, усилители. В частности это могут быть модуляторы на основе эффекта Франца-Келдыша [48,49] и эффекта Штарка [50].

Самым очевидным способом экспериментального исследования поглощения в полупроводнике является прямое измерение интенсивностей падающего, прошедшего и отражённого излучений. По этим данным можно легко вычислить показатель поглощения, используя выражение (1.1), сделав при этом поправку на коэффициент отражения от границ образца. Таким образом, например, можно вычислить ширины запрещённых зон в объёмном кремнии и германии [51], или исследовать оптическое поглощение в AlGaAs /GaAs волноводных структурах с толстым (3 мкм) волноводным слоем [52].

Однако, в случае, когда необходимо измерить оптическое поглощение в активной области волноводной гетероструктуры с толщиной волноводного слоя менее 1 мкм, данный метод уже не применяется, из-за невозможности точно определить интенсивность введённого в волновод излучения. Альтернативой прямому методу служат различные косвенные методы измерения показателя поглощения. Например, в тонких полупроводниковых плёнках n-CdTe с высоким показателем поглощения, где прямые измерения затруднительны из-за присутствующего рассеяния и дифракции излучения, а также из-за влияния подложки, показатель поглощения вычисляется по спектрам фототока, измеренным в режиме короткого замыкания в образцах с разной толщиной плёнок.

[53]. Схожий метод применяется и в настоящей работе применительно к волноводным p-i-n-структурам GaAs/AlGaAs с активной областью на основе КЯТ. Подробное его описание дано в главе 2. Ещё один из косвенных методов измерения спектров поглощения в тонких гетероструктурах с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs состоит в создании p-n перехода между структурой и подложкой, который служит своего рода фотодетектором. Спектры поглощения в этом случае можно получить с помощью измерения фотоэдс, возникающей на данном p-n переходе при поглощении излучения, проходящего через исследуемые слои. При этом сами квантовые ямы не дают вклада в фотоэдс, т. к. поглощаемые ими носители остаются в яме, заключенной между широкозонными барьерами, и не доходят до p-n перехода [54].

Отметим, что помимо измерения спектров оптического поглощения для исследования структуры энергетических уровней в полупроводниках широко применяются методы фотолюминесценции и методы фотоэлектрической спектроскопии. Последние имеют ряд преимуществ таких, как простота в реализации и возможность применения к структурам, у которых люминесценция слабая или вовсе отсутствует [55]. Так на спектрах фототока в p-i-n-структурах с квантовыми ямами в активной области можно увидеть пики, соответствующие экситонным переходам в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [56] и межзонным оптическим переходам в квантовых точках InAs/GaInAsP [57].

1.3.2. Методы исследования усиления в гетероструктурах

Оптическое усиление — это явление, при котором взаимодействие излучения с веществом приводит к увеличению интенсивности этого излучения. Механизм оптического усиления основан на предсказанном ещё в работах Эйнштейна (1917 г.) явлении вынужденного излучения. Это процесс, при котором фотон, падающий на систему с дискретным набором энергетических состояний, индуцирует процесс

перехода электрона с более высокого в более низкое энергетическое состояние с излучением второго фотона с такими же характеристиками (частотой, направлением, поляризацией), как и падающий. На возможность использования вынужденного излучения для наблюдения усиления излучения в веществе впервые указал В. А. Фабрикант (1940 г.) [58]. Оптическое усиление в полупроводниковых гетероструктурах лежит в основе работы всех современных полупроводниковых лазеров и оптических усилителей. Таким образом, исследование спектров оптического усиления является критически важным для разработки данных устройств.

Известно несколько методов определения оптического усиления в волноводных структурах. В методе Хакки-Паоли [59] спектры усиления вычисляются из спектров усиленного спонтанного излучения, записанных при различных токах накачки. Поскольку диапазон допустимых токов накачки здесь ограничен пороговым значением, данным методом трудно измерить максимальное (насыщенное) усиление. Спектры усиления при высоких токах накачки могут быть получены из спектров спонтанного излучения, собранного либо с боковой стороны волновода [60], либо через окна на верхней поверхности волновода [61]. Недостатком этого метода является то, что он основан на предположении о квазиравновесных распределениях носителей и требует определения разделения квазиуровней Ферми, что трудно сделать точно. В более сложном методе спектры усиления и поглощения [62] определяются из соотношения усиленных спектров спонтанного излучения, измеренных при различных комбинациях излучающих и поглощающих участков сегментированных структур. Ограничением этого подхода является то, что трудно или даже невозможно анализировать более высокоэнергетические переходы и поляризационные зависимости спектров. Зависимость модального усиления от тока может быть также получена с помощью хорошо известной методики [22], основанной на измерении пороговой плотности тока и дифференциальной квантовой эффективности серии лазерных чипов, имеющих разную длину резонатора. Зависимость в целом позволяет получить

насыщенный коэффициент усиления [25]. Однако этим методом определяется не спектральная зависимость усиления, а только максимальные значения спектров усиления при выбранных токах накачки.

1.3.3. Связь насыщенного усиления и поглощения

Усиление g , как и поглощение α в полупроводниках определяется следующим выражением [33].

$$g = -\alpha = \frac{BN}{v_{gr}} (f_2 - f_1) \quad (1.2)$$

Где f_2 и f_1 – вероятности заполнения носителями заряда зоны проводимости и валентной зоны соответственно, N – число инжектированных носителей, B – темп стимулированного излучения, v_{gr} – групповая скорость фотонов. Разность $f_2 - f_1$ представляет собой степень инверсной заселённости носителей. Зависимость усиления и степени инверсии от числа инжектированных носителей показана на рисунке 7.

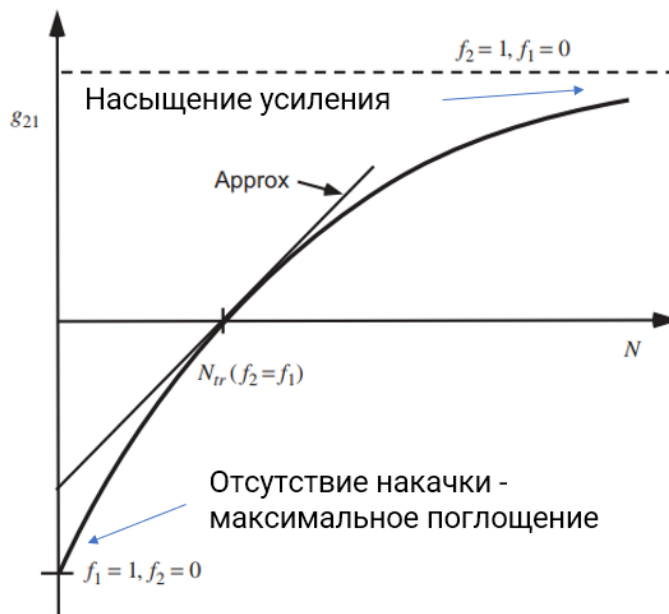


Рисунок 7. Зависимость усиления и степени инверсии от числа инжектированных носителей [63, с. 588].

При значениях разности $f_2 - f_1$ близких к единице, усиление стремится к насыщению. В то же время, в отсутствии накачки разность $f_2 - f_1 = -1$. Таким образом, можно заключить, что насыщенное усиление в полупроводниковых наноструктурах можно оценивать, как модуль показателя поглощения в отсутствие накачки [63, с. 588, 64]. Отметим, что взаимодействие между частицами [65] может усложнять взаимосвязь между усилением и поглощением, и, такая оценка применима только в рамках одночастичного приближения, когда взаимодействием между частицами можно пренебречь.

1.3.4. Поляризационные исследования квантово-размерных структур

Явление поляризации света было открыто Э. Л. Малюсом в 1808 г. Оно состоит в том, что вектор напряженности распространяемой электромагнитной волны описывает колебания по определённому закону. Он может совершать колебания вдоль какой-либо фиксированной плоскости, параллельной направлению распространения (линейная поляризация), либо же распространяться так, что его конец будет описывать эллипс в плоскости, перпендикулярной направлению распространения (эллиптическая поляризация). Если вместо эллипса будет окружность – получится поляризация, которую называют циркулярной. Если вектор напряженности излучения всё время совершает колебания в хаотично чередующихся направлениях, то такое излучение называют естественным или неполяризованным. При этом вектор магнитной индукции электромагнитной волны всегда расположен перпендикулярно вектору напряженности и направлению распространения, поэтому его поведение полностью можно описать по вектору напряженности и не рассматривается отдельно.

Исследования поляризации излучения и поглощения наноструктур таких, как КЯ и КТ дают возможность описать их микроскопические и макроскопические характеристики. Это может оказаться важным для понимания их свойств и

потенциальных применений в различных областях, например в спинтронике.

Так, в работе [66] сообщается о различной степени циркулярной поляризации фотолюминесценции гетероструктур с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs в зависимости от условия роста структуры. На основании поляризационных исследований делается вывод о способности островков роста с большими латеральными размерами сохранять состояние спина локализованных в них электронов, возбуждаемых светом.

Наблюдаемую линейную поляризацию фотолюминесценции квантовых ям ZnCdSe/ZnSe в работе [67] связывают с анизотропией профилей гетероинтерфейсов из-за наличия ступенек роста. Демонстрируется локализация поляризованных экситонов в областях, вытянутых вдоль ступенек.

В работе [68] обнаружена значительная линейная поляризация излучения в многослойных (30 рядов) массивах квантовых InAs точек. Она возникает при малых толщинах спейсерных слоёв GaAs (15 нм), разделяющих слои КТ и вызвана электронным связыванием отдельных квантовых точек за счет эффекта туннелирования.

В работе [69] для структуры с множественными квантовыми ямами GaAs/AlGaAs проанализирована связь анизотропии с поляризацией излучения, распространяющегося перпендикулярно оси роста. Показано, что помимо двулучепреломления, в данных структурах может происходить вращение плоскости поляризации (гирация). Однако, при проведении экспериментов по пропусканию в области прозрачности отделить оптическую активность от линейного двулучепреломления не удастся в силу его значительного преобладания.

Преобразование распространяющегося вдоль волноводных структур линейно-поляризованного света в эллиптически поляризованный было также продемонстрировано в нескольких работах, его объясняют наклоном главных оптических осей из-за нарушений симметрии в латеральной плоскости. В частности, на основании данного эффекта может быть реализовано преобразование ТЕ поляризации в ТМ. [70–72].

Поляризационные исследования также помогают идентифицировать оптические переходы и обнаружить особенности зонной структуры полупроводниковых соединений. Так, в квантовых ямах оптические переходы, происходящие из подзоны тяжелых дырок обладают ТЕ-поляризацией, а переходы с участием легких дырок обладают частичной поляризацией в ТМ-направлении, что диктуется соответствующими правилами отбора [73]. При этом, в работах [74,75] сообщается о нарушении правил отбора, обусловленном слабым взаимодействием оптического перехода из подзоны тяжелых дырок КЯ с ТМ-поляризованным светом, которое может быть описано смешиванием валентных зон. Подобные эффекты могут наблюдаться также из-за деполяризации света при распространении в волноводе из-за рассеяния на примесях [76] и гетерограницах [77,78].

Таким образом, исследования наноструктур таких, как КЯ и КТ методами спектроскопии с поляризационным разрешением могут дать информацию о природе оптических переходов и об анизотропии в кристаллических структурах.

1.4. Двухуровневая генерация в лазерах на квантовых точках и квантовых ямах

Скачкообразное изменение длины волны лазерной генерации, либо одновременная генерация на двух длинах волн может наблюдаться в полупроводниковых лазерах с активной областью на основе квантовых точек и квантовых ям. Данный эффект можно рассматривать как паразитный, однако для некоторых приложений он может оказаться полезным. Например, для лазеров с широким спектром [79], для двухволновых лазеров [80]. Управляемое переключение длины волны лазерной генерации может быть использовано в многоканальной оптической связи, операциях чтения и записи, а также в мультиплексировании с разделением по длине волны [81]. В работе [82]

предложена схема кодирования и передачи информации, основанная на использовании данного эффекта.

Данное физическое явление можно разделить на два подвида: переключение режима генерации при увеличении оптических потерь и двухуровневая генерация при высоких плотностях тока накачки. Их рассмотрение будет изложено в данном разделе.

1.4.1. Переключение длины волны генерации при увеличении оптических потерь

Как известно, пороговое условие лазерной генерации можно выразить следующим соотношением:

$$g = \alpha_{in} + \frac{1}{2L} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad (1.4)$$

Где g – модальное усиление (усиление оптической моды с учётом её перекрытия с активной областью), а правая часть выражения представляет собой полные оптические потери, т. е. сумму внутренних α_{in} и внешних оптических потерь. Последние выражаются через длину лазера L и коэффициенты отражения зеркал резонатора R_1 и R_2 .

Если полные оптические потери будут превосходить насыщенное усиление на основном оптическом переходе, то генерации на нём происходить не будет. При этом, если усиление на более высокоэнергетических оптических переходах выше, чем на основном, то пороговое условие (1.4) может выполняться для таких переходов и на них возникнет лазерная генерация.

В работе [83] исследовалось переключение генерации в квантовых точках InAs. На рисунке 8, а, представлены экспериментально полученные спектры модального усиления КТ InAs в зависимости от плотности тока накачки.

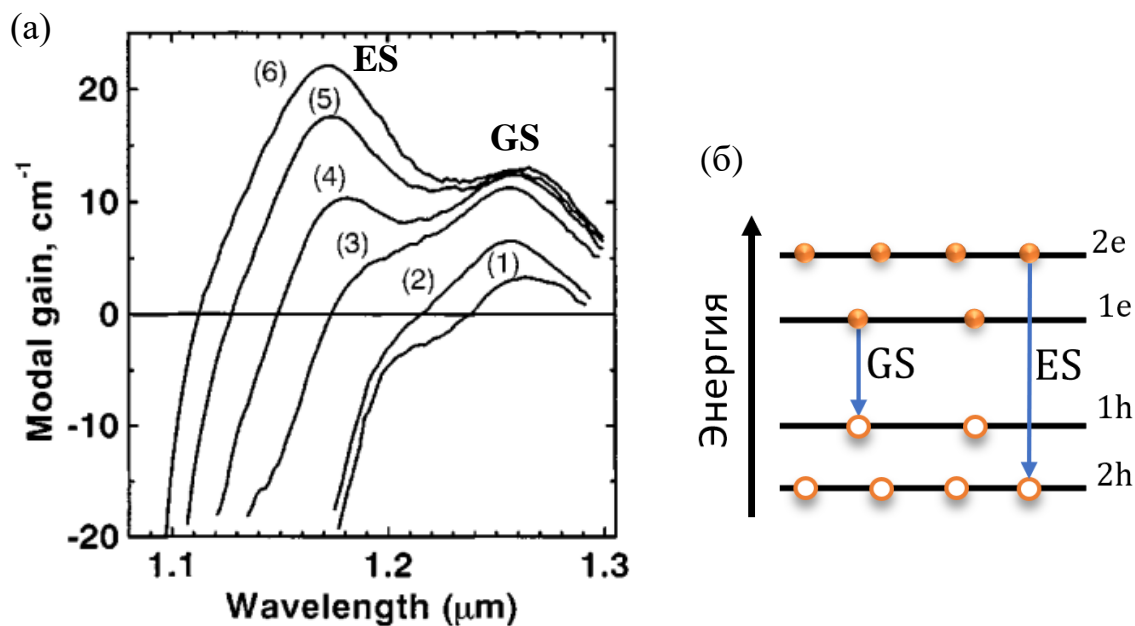


Рисунок 8. Спектры модального усиления КТ InAs, полученные при различных плотностях тока накачки 1–98; 2–195; 3–487; 4–975; 5–1950 и 6–2925 А/см² [83] (а). Схематическая иллюстрация межзонных оптических переходов в КТ (б).

Максимумы при 1,25 и 1,18 мкм соответствуют основному (GS) и возбужденному (ES) межзонным оптическим переходам (рисунок 8). Видно, что при плотностях тока накачки, начиная с 975 А/см² (кривая - 3), усиление на переходе GS достигает насыщения. Значение насыщенного усиления - 12 см⁻¹. Усиление на переходе ES продолжает расти с дальнейшим ростом тока накачки и при значении 1950 А/см² превышает насыщенное значение для перехода GS. Это означает, что если оптические потери превысят 12 см⁻¹, то генерация переключится на с основного оптического перехода на возбужденный.

Значением полных оптических потерь, согласно выражению (1.4), можно управлять, изменяя длину резонатора. На рисунке 9 приведены спектры электролюминесценции и спектры лазерной генерации исследуемых лазеров с КТ.

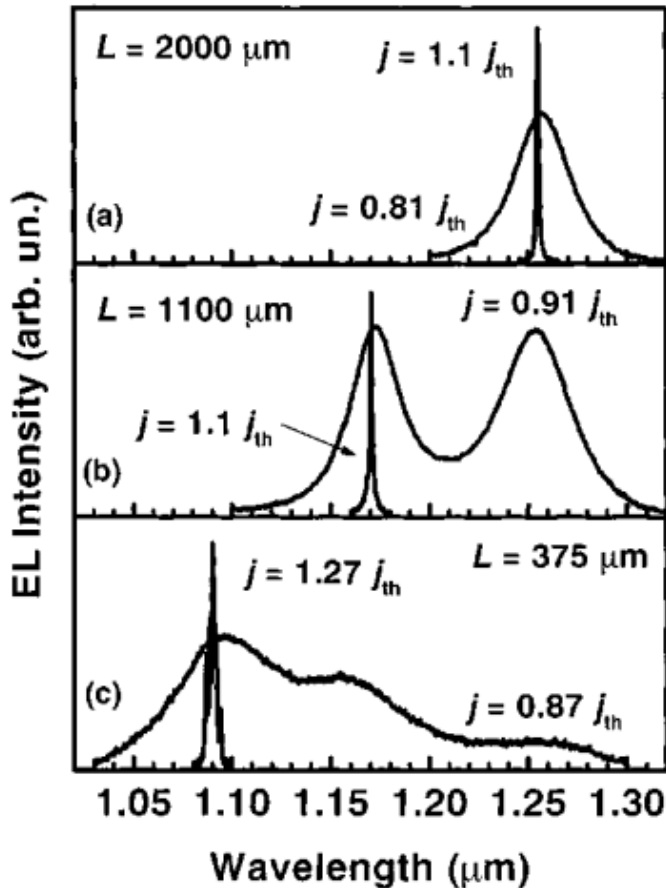


Рисунок 9. Спектры электролюминесценции и лазерной генерации при различных длинах резонатора. [83]

При укорочении резонатора с 2000 до 1500 мкм происходит переключение лазерной генерации с основного оптического перехода на первый возбужденный, а при дальнейшем укорочении до 375 мкм генерация происходит уже на втором возбужденном оптическом переходе.

1.4.2. Двухуровневая лазерная генерация при высоких плотностях тока накачки

Данное явление представляет собой возникновение генерации на возбужденном оптическом переходе при увеличении тока накачки лазера. Типичная для КТ InAs эволюция спектров лазерной генерации представлена на

рисунке 10 (а) [84].

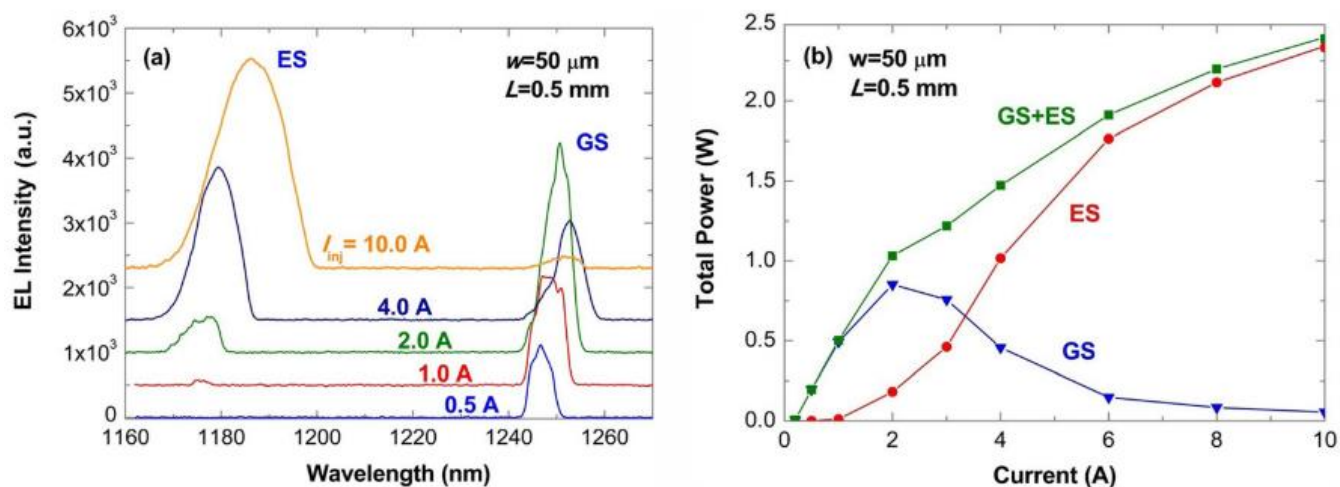


Рисунок 10. Спектры генерации лазера на КТ InAs при различных токах накачки (для наглядности, уровни нуля смещены по вертикали) (а) и спектрально разрешенные ватт-амперные характеристики (б) [84].

Видно, что при значении тока накачки 0,5 А есть линия на длине волны 1245 нм. Она соответствует лазерной генерации через основной оптический переход (GS). При значении тока 1 А появляется электролюминесценция в коротковолновой области спектра (1180 нм), которая при более высоких токах эволюционирует в лазерную генерацию на возбужденном оптическом переходе (ES). При дальнейшем увеличении тока накачки длинноволновая линия исчезает, это означает, что генерация через основной оптический переход прекратилась. Более детально за зависимостью интенсивности генерации от тока накачки можно проследить изучая спектрально разрешённые ватт-амперные характеристики, представленные на рисунке 10, б. Видно, что при увеличении тока накачки до значения 2 А мощность генерации через основной оптический переход достигает максимума и начинает уменьшаться при дальнейшем увеличении тока. Явление двухуровневой генерации, аналогичное наблюдаемому в квантовых точках, наблюдается также в лазерах на квантовых ямах [85,86].

Причиной начала генерации на переходе ES является недостаточная скорость релаксации носителей с возбужденного энергетического состояния на основное, что

приводит к их накоплению на возбужденном состоянии, что в свою очередь приводит к росту усиления вплоть до выполнения порогового условия генерации (1.4) [87].

Прекращение генерации на основном оптическом переходе изучалось с применением методов численного моделирования. Его связывают с асинхронной динамикой электронов и дырок в состояниях КТ и низкой скоростью дырок в барьере GaAs [88,89], а также с индуцированным током саморазогревом и ростом оптических потерь [90–92].

Таким образом, двухуровневая генерация в квантовых точках и квантовых ямах была теоретически и экспериментально изучена в большом числе работ. Однако для квантовых яма-точек этот процесс до сих пор оставался неисследованным. Изучению особенностей двухуровневой генерации в КЯТ посвящена глава 4 данной работы.

Глава 2. Поглощение и насыщенное усиление в волноводных гетероструктурах с квантовыми яма-точками

В данной главе описано экспериментальное исследование спектров фоточувствительности, оценка величины модального поглощения и насыщенного усиления в волноводных структурах с квантовыми яма-точками InGaAs и квантовыми точками InAs, а также сопоставление КЯТ и КТ по этим параметрам.

2.1. Описание исследуемых гетероструктур с квантовыми яма-точками

Исследуемые гетероструктуры с КЯТ, были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложках GaAs (100) разориентированных на 6° в направлении плоскости (111). Они представляют собой p-i-n структуры, содержащие 1, 2, 5 и 10 слоёв квантовых яма-точек $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$, расположенных в волноводном слое GaAs толщиной 800 нм. В таблице 1 более подробно представлен состав структуры, содержащей 1 слой КЯТ. Структуры, содержащие большее число слоёв КЯТ, имеют аналогичное строение, а слои КЯТ в них разделены барьерами GaAs толщиной 40 нм. Каждый слой КЯТ сформирован осаждением 8 монослоёв $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$. Постростовой обработкой были получены образцы, представляющие собой типичные лазерные диоды с широким (50 мкм и 100 мкм) полосковым p-контактом и торцевым выводом излучения (рисунок 11, б). Торцы образцов формировались скалыванием структуры без нанесения каких-либо просветляющих покрытий. Во время работы без электрической накачки при вводе внешнего излучения с торца они работают как волноводные фотодиоды, как мы и будем их называть в дальнейшем при исследовании поглощения в КЯТ. Длины волноводов варьировались от 0,1 до 2 мм. Никаких покрытий на сколотые грани не наносилось. Подробности выращивания

и обработки можно найти в [39].

Таблица 1 Состав и структура исследуемых гетероструктур с КЯТ.

Состав слоёв	Толщина, мкм
p ⁺⁺ -GaAs (Zn)	0,350
p-Al _{0,39} Ga _{0,61} As (Zn)	1,5
GaAs	0,780
In _{0,4} Ga _{0,6} As (КЯТ)	
GaAs	
n-Al _{0,39} Ga _{0,61} As (Si)	1,5
Подложка n-GaAs, разориентированная на 6°	

2.2. Спектры фоточувствительности волноводных фотодиодов с квантовыми яма-точками

Схема экспериментальной установки для измерения спектров фототока представлена на рисунке 11, а. В качестве источника света использовалась галогенная лампа в сочетании с монохроматором. Излучение фиксированной длины волны фокусируется на сколотой грани волноводного фотодиода (образца), как показано на рисунке 11, б, попадает в волновод и поглощается активной областью, что приводит к возникновению фототока, который измеряется в режиме синхронного детектирования. При этом обратное смещение к исследуемому фотодиоду не прикладывается.

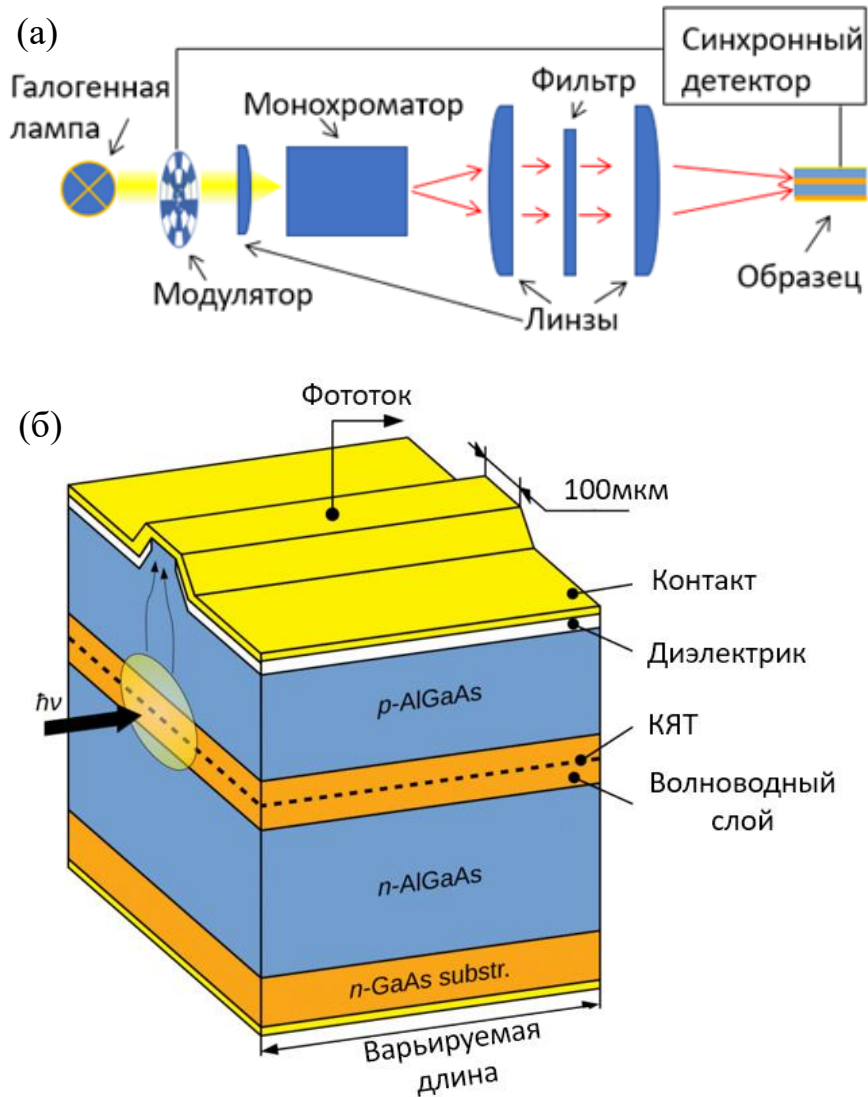


Рисунок 11. Схематическое изображение экспериментальной установки для измерения спектров фототока (а) и схематическое изображение исследуемого волноводного фотодиода (б) [93].

Отношение фототока к мощности падающего излучения называется фоточувствительностью [63]. Она является одной из важнейших характеристик фотодетекторов. Абсолютную фоточувствительность можно представить следующим выражением:

$$R(\lambda)_{\text{abs}} = \frac{i_{ph}(\lambda)}{\eta P_{in}(\lambda)},$$

Где i_{ph} - фототок, P_{in} - мощность излучения лампы, η - доля захваченной в волновод мощности, λ - длина волны падающего излучения. Спектр мощности

излучения лампы отдельно был прописан калиброванным германиевым детектором.

Оценка доли вошедшего в волновод излучения не производилась в силу её трудности: сфокусированное на торце фотодиода пятно значительно превосходит размеры волноводного слоя. Поэтому исследовалось относительное значение фоточувствительности, полученное нормировкой на значение GaAs в соответствии с выражением:

$$R(\lambda)_{\text{rel}} \equiv R(\lambda) = \frac{i_{ph}(\lambda)}{\eta P_{in}(\lambda)} : \frac{i_{ph}(\lambda_{GaAs})}{\eta P_{in}(\lambda_{GaAs})}, \quad (2.1)$$

В делителе данного выражения стоит фоточувствительность GaAs на длине волны $\lambda_{GaAs} \sim 870\text{нм}$. На этой длине волны наблюдается пик фототока, связанного с межзонным поглощением арсенида галлия в волноводном слое (рисунок 12). GaAs обладает очень большим показателем поглощения ($\sim 10^4 \text{ см}^{-1}$) [94], что в сочетании с высоким фактором оптического ограничения способствует поглощению практически всего падающего излучения с длиной волны 870 нм даже в самых коротких фотодиодах. Это означает, что фоточувствительность GaAs будет являться постоянной для всех исследуемых фотодиодов, отличающихся длиной волновода. Данный факт позволяет нам осуществить нормировку и не измерять долю вошедшего в волновод излучения, поскольку она сокращается в выражении (2.1.).

Полученные в ходе вышеописанного эксперимента спектры фоточувствительности фотодиодов с различными длинами волноводов и одним слоем КЯТ представлены на рисунке 12. Спектры аналогичны спектрам солнечных элементов с КЯТ [11,95] и имеют два пика при $\sim 1060 \text{ нм}$ и $\sim 960 \text{ нм}$. Поскольку спектры фототока качественно связаны со спектрами оптического поглощения [96], данные пики можно связать с межзонными оптическими переходами в КЯТ. Оптический переход, связанный с пиком на 1060 нм будем называть основным (GS, ground state), а коротковолновый (960 нм) – возбуждённым (ES, excited state), как это принято в КТ [84].

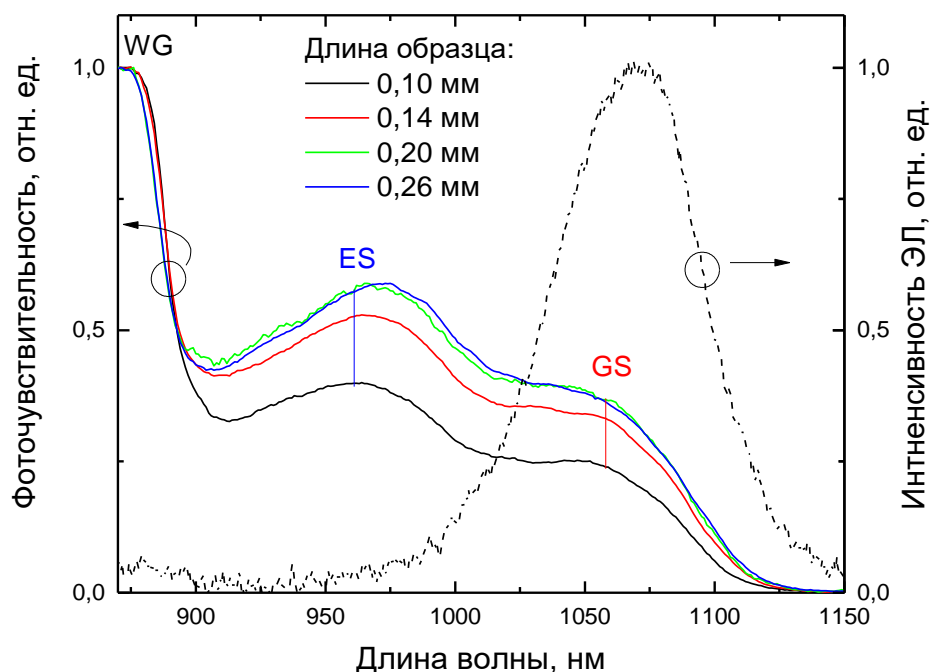


Рисунок 12. Спектры фоточувствительности волноводных фотодиодов с квантовыми яма-точками (сплошные линии). Спектр электролюминесценции лазерного диода с квантовыми яма-точками. Длина – 0,1 мм, плотность тока накачки – 100 A cm^{-2} .

На рисунке 12 также приведён спектр электролюминесценции (ЭЛ) лазерного диода с КЯТ длиной 0,1 мм в условиях накачки, далеких от генерации (при плотности тока накачки $\sim 100 \text{ A/cm}^2$). Он демонстрирует излучение, на основном оптическом переходе с учётом стоксова сдвига около 15 нм. Форма спектров фоточувствительности качественно не меняется при увеличении длины.

Для проверки того, что в текущих исследованиях волноводные фотодиоды работают в линейном режиме относительно вводимой оптической мощности, отдельно был измерен спектр фотоотклика (спектральной плотности фототока) при уменьшенной входной мощности (рисунок 13). Для этого перед образцом был установлен фильтр - оптическое стекло HC1, пропускающее 75% мощности на длине волны 875 нм.

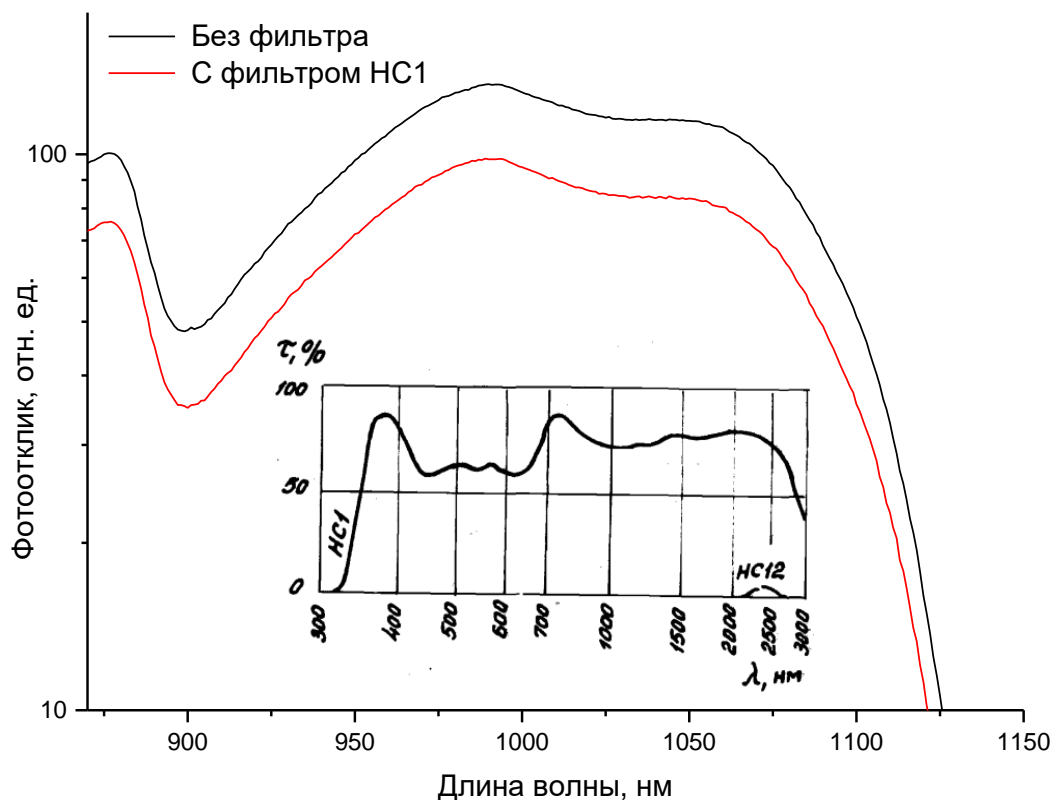


Рисунок 13. Спектр фоточувствительности (без нормировки на $R(\text{GaAs})$) при уменьшенной с помощью фильтра HC1 входной мощности в сравнении со спектром, полученным без фильтра. На вставке показан спектр пропускания фильтра [85, стр 43].

Из рисунка 13 легко видеть, что фототклик, при ослабленной на 25% входной мощности также падает на 25%, а форма спектра остаётся неизменной. Это свидетельствует о пропорциональности фототока входной мощности, то есть о том, что исследуемый фотодиод находится в линейном режиме.

На рисунке 14 представлены спектры фоточувствительности волноводного фотодиода с КЯТ в зависимости от прикладываемого напряжения – обратного электрического смещения.

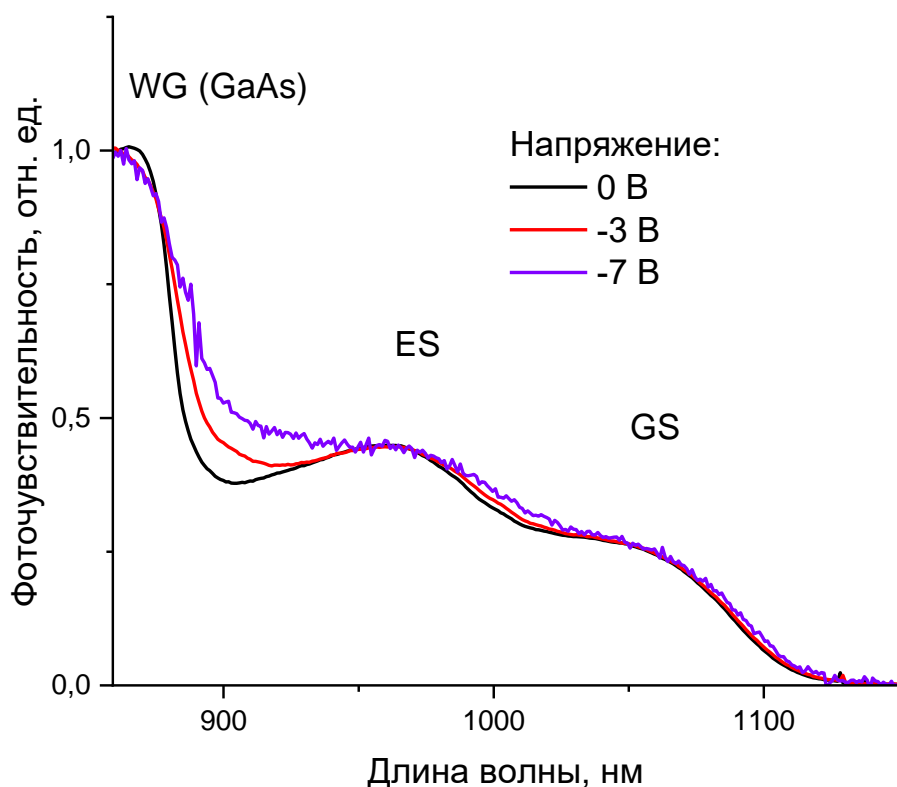


Рисунок 14. Спектры фоточувствительности волноводного фотодиода с одним слоем квантовых яма-точек в зависимости от величины обратного смещения. Длина волновода 0,25 мм.

Обратное электрическое смещение волноводного фотодиода приводит к небольшому увеличению фоточувствительности в спектральной области около 900 нм. Данный эффект можно объяснить эффектом Франца-Келдыша в GaAs волноводном слое. При обратном смещении в 3 В (напряженность поля 40 кВ/см) край межзонного поглощения сдвигается в длинноволновую область, при увеличении напряжения до 7 В (90 кВ/см) край поглощения смещается ещё сильнее и в нём появляются небольшие модуляции. Похожий эффект наблюдался в солнечных элементах на основе GaAs в работе [98].

В области длин волн, соответствующей поглощению в КЯТ, обратное смещение не вызывает прироста фоточувствительности что свидетельствует о высокой степени экстракции носителей из активной области при межзонном

поглощении света. Также отметим, что в КЯТ в электрическом поле величиной вплоть до 90 кВ/см заметного сдвига длинноволнового края поглощения, характерного для квантово-размерного эффекта Штарка не наблюдалось.

2.3. Оценка значения модального поглощения в волноводных фотодиодах с квантовыми яма-точками

На рисунке 15 представлены зависимости фоточувствительности на пиках GS и ES от длины образца.

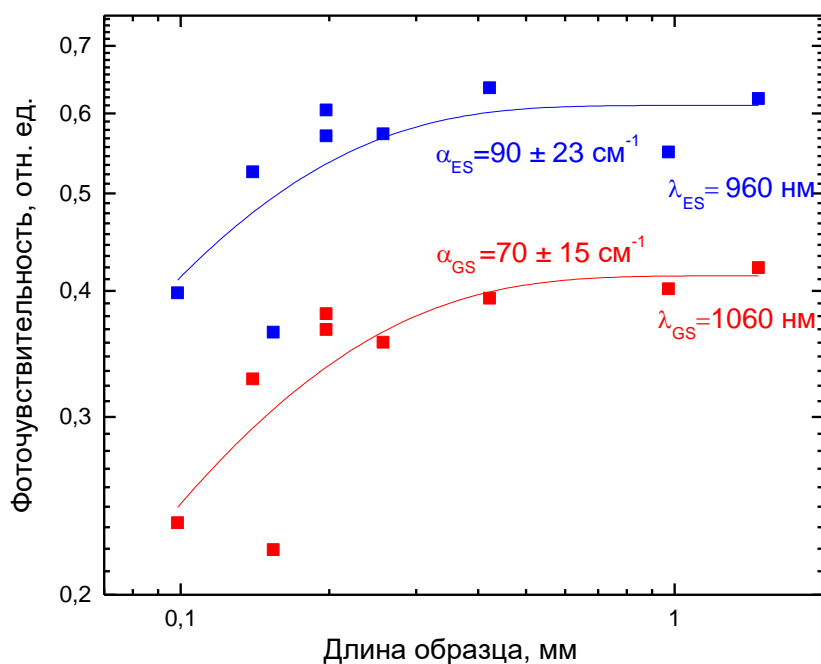


Рисунок 15. Зависимости фоточувствительности на пиках GS и ES от длины фотодиода и аппроксимация их кривыми согласно выражению (2.2). Показатели поглощения вычислены как параметры аппроксимации.

В предыдущем разделе показано, что фотодиод исследуется в линейном по мощности режиме, что означает, прямую пропорциональность фототока i_{ph} мощности падающего на фотодиод излучения. Также фототок можно считать

прямо пропорциональным мощности поглощенного в волноводе излучения, которую можно представить как разность мощностей падающего P_{in} и прошедшего P_t излучения. [63, с. 485].

$$i_{ph}(\lambda) = R(\lambda)P_{in} = A'(\lambda)(P_{in} - P_t),$$

Где $A'(\lambda)$ играет роль коэффициента, включающего в себя эффективность ввода света в волновод и эффективность экстракции носителей из активной области. Мощность излучения, проходящего через фотодиод длиной L можно представить, используя закон Бугера-Ламберта-Бера. Тогда фоточувствительность будет представлена следующим выражением [63, с. 485].

$$R(\lambda) = A'(\lambda)(1 - e^{-\alpha L}),$$

Где $\alpha(\lambda)$ – модальное поглощение. Однако, поскольку мы имеем дело в том числе и с образцами малых длин, необходимо учесть возможность многократного отражения излучения от торцов - сколотых граней чипа. Излучение, падающее на торец фотодиода, можно разделить на поглощенное, прошедшее и отражённое. Мощность прошедшего излучения даётся следующим выражением [99].

$$\Sigma P_t = P_{in} \frac{(1 - r)^2 e^{-\alpha L}}{1 - r^2 e^{-2\alpha L}}$$

Где r - коэффициент отражения (0,3 для GaAs). Мощность отражённого излучения даётся следующим выражением [100]:

$$\Sigma P_r = P_{in} \left(r + \frac{r(1 - r)^2 e^{-2\alpha L}}{1 - r^2 e^{-2\alpha L}} \right)$$

Тогда мощность поглощённого излучения можно вычислить как

$$P_{in} - \Sigma P_t - \Sigma P_r = P_{in} \left(1 - \frac{(1 - r)^2 e^{-\alpha L}}{1 - r^2 e^{-2\alpha L}} - r - \frac{r(1 - r)^2 e^{-2\alpha L}}{1 - r^2 e^{-2\alpha L}} \right)$$

После упрощения выражения в скобках получается

$$P_{in} - \Sigma P_t - \Sigma P_r = P_{in} (1 - r) \frac{1 - e^{-\alpha L}}{1 - r e^{-\alpha L}}$$

Множитель $(1 - r)$ представляет собой коэффициент ослабления интенсивности при вводе света в волновод из-за отражения на границе, поэтому можно внести его

в коэффициент перед выражением $A(\lambda) = A'(\lambda)(1 - r)$. После чего получим

$$R(\lambda) = \frac{P_{in} - \Sigma P_t - \Sigma P_r}{P_{in}} = A(\lambda) \frac{1 - e^{-\alpha L}}{1 - r e^{-\alpha L}} \quad (2.2)$$

Зависимость, приведённая на рисунке 15, была аппроксимирована выражением (2.2). Аппроксимация производилась в программной среде Origin 2016 с применением алгоритма Левенберга-Марквардта. Полученные значения модального поглощения α на длинах волн переходов GS и ES составляют $70 \pm 15 \text{ см}^{-1}$ и $90 \pm 23 \text{ см}^{-1}$ соответственно.

2.4. Сопоставление квантовых яма-точек и квантовых точек по насыщенному усилению

2.4.1. Методика сравнения усиления в гетероструктурах различных размерностей

Сравнение коэффициентов усиления между различными лазерными структурами является нетривиальной задачей, поскольку они зависят от конструкции волновода, активной области и других параметров. Часто используемое модальное усиление сильно зависит от фактора оптического ограничения, который в основном определяется конструкцией волновода. В результате одна и та же активная область, вставляемая в разные волноводные структуры, обладает разными модальным усилением или поглощением. Более фундаментальным параметром является материальное усиление активной области G , которое определяется следующим выражением.

$$G = \frac{g}{\Gamma} \quad (2.3)$$

Где g – модальное усиление, Γ – фактор оптического ограничения (гамма-фактор), который рассчитывается для активной области известной толщины d .

Материальное усиление легко можно получить для квантовых ям известной толщины, измерив модальное усиление и рассчитав гамма-фактор. Для таких сред, как квантовые точки, представляющие собой совокупность отдельных излучателей, имеющих различные размеры, формы, состав и поверхностную плотность, гораздо сложнее правильно оценить толщину слоя и, соответственно, вычислить гамма-фактор. Для этих целей используют номинальное значение толщины слоя d , равное толщине эквивалентной квантовой ямы с таким же составом и количеством осаждаемого материала. Например, для квантовых точек InAs это 2,7 монослоёв ($\sim 0,8$ нм), что значительно меньше типичных размеров квантовых ям InGaAs (8-10 нм) [22].

Кроме того, активные области в полупроводниковых лазерах могут содержать как один, так и несколько слоев КЯ или КТ. Поэтому определенная величина, характеризующая усиления одного слоя, была бы более удобной сравнительной характеристикой активных областей, чем материальное усиление.

В работе [101] мы предложили подход, аналогичный применяемому в проектировании мощных лазеров [102] и в исследованиях нормального поглощения света в многослойных структурах с квантовыми точками [103]. Ниже изложена его суть.

Соотношение (2.3) можно переписать как:

$$\frac{d}{\Gamma} g = dG \quad (2.4)$$

где d/Γ – параметр, известный как эквивалентный размер оптической моды или эффективная ширина моды [104], он проиллюстрирован на рисунке 16, а.

Хотя значение d/Γ рассчитывается для конкретной активной области, оно скорее характеризует волноводную структуру и положение активной области относительно профиля оптической моды. В случае, если толщина активного слоя неизвестна или её трудно определить, как, например, для квантовых точек или квантовых яма-точек, d/Γ может быть рассчитан для виртуального слоя, толщиной d' , как $d'/\Gamma' \approx d/\Gamma$ (рисунок 16, б). Значение толщины виртуального слоя

выбирается типичным для квантоворазмерных слоёв (\sim нм).

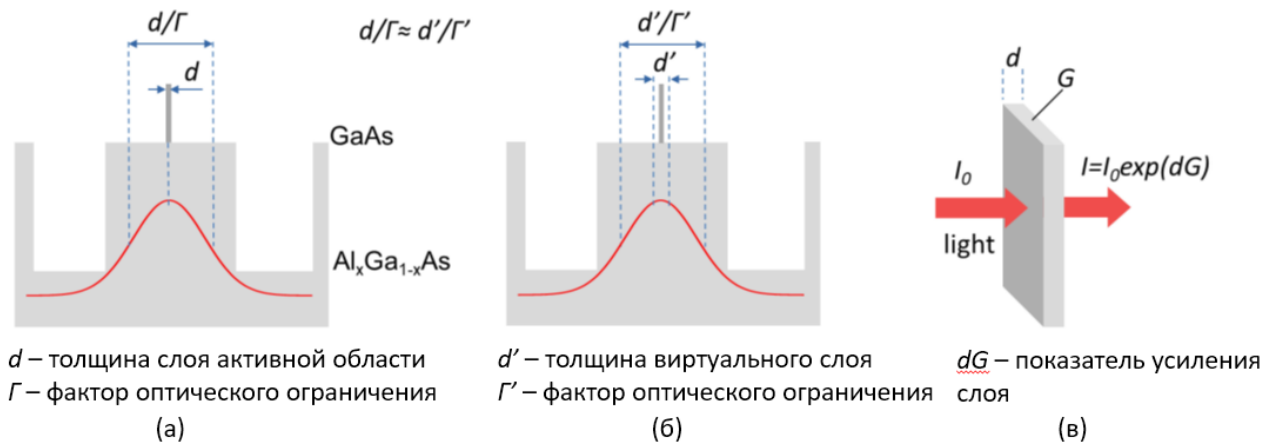


Рисунок 16. Иллюстрация эффективной ширины моды d/Γ , для волновода, содержащего слой активной области толщиной d (а) и виртуальный слой толщиной d' (б). Физический смысл показателя усиления слоя dG (в).

При малых значениях d , фактор оптического ограничения Γ пропорционален толщине слоя d , и, отношение d/Γ не зависит от значения d . Следовательно произведение dG также не зависит от выбранного d . Это означает, что для его вычисления нет необходимости знать d с высокой точностью, достаточно взять значение, сильно меньшее профиля моды (рисунок 16, б).

Произведение dG было названо показателем усиления слоя. Его можно легко вычислить, измерив модальное усиление для каждого слоя и рассчитав d/Γ . Если d и, следовательно, d/Γ выражены в сантиметрах, то значение dG становится безразмерным. Если g в уравнении (2.4) является модальным усилением одного слоя, тогда dG характеризует усиление слоя и имеет ясный физический смысл: значение $\exp(dG)$ представляет собой коэффициент усиления нормально падающего света, проходящего без какого-либо отражения через слой материала, имеющий толщину d и материальное усиление G (рисунок 16, в). Для проектирования N -слойных активных областей следует просто умножить dG на N [101].

Отметим, что вышесказанное остаётся справедливым лишь при выполнении

следующих условий: размеры активной области должны быть сильно меньше эквивалентного размера оптической моды d/Γ , а также активная область не должна быть расположена близко к краю волноводного слоя.

2.4.2. Сравнение модального поглощения в волноводных фотодиодах с квантовыми яма-точками и квантовыми точками

Методом спектроскопии фоточувствительности, описанным ранее, нами была произведена оценка модального поглощения в волноводных фотодиодах, активная область которых основана на квантовых точках. В исследуемой структуре два слоя самоорганизующихся квантовых точек были выращены путем осаждения 2,7 монослоёв InAs, впоследствии покрытых слоями квантовой ямы $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ толщиной 5 нм. Такие квантовые точки, излучающие на длине волны ~ 1300 нм, имеют типичную поверхностную плотность $(1-5) \cdot 10^{10}$ см⁻² и неоднородное уширение линии основного оптического перехода 30–50 нм. Слои КТ были разделены спейсерными слоями GaAs толщиной 33 нм и помещены в середину волноводного слоя GaAs толщиной 0,3 мкм, заключённого между эмиттерными слоями $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$ толщиной 1 мкм. Методами постростовой обработки были получены волноводные фотодиоды полосковой конструкции, аналогичные образцам с КЯТ, описанным ранее (рисунок 11).

Спектры фоточувствительности исследуемых волноводных фотодиодов с КТ показаны на рисунке 17. Они качественно соответствуют спектрам фотоотклика планарных фотоэлектрических элементов на основе КТ [105], измеренных при нормальном угле падения света.

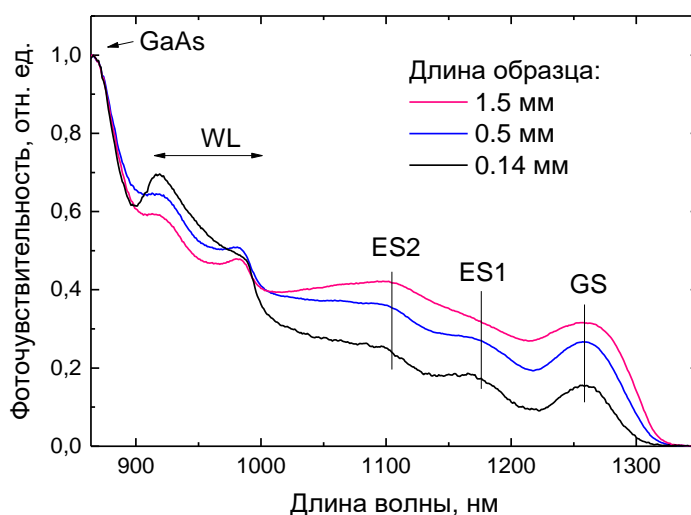


Рисунок 17. Спектры фоточувствительности волноводных фотодиодов на основе КТ InAs при различных длинах волновода.

В спектрах фоточувствительности присутствуют пики, связанные с основным (GS) и возбужденными (ES) оптическими переходами, а также смачивающим слоем (WL, wetting layer). Увеличение длины волновода с КТ приводит к росту значения фоточувствительности на пиках GS и ES.

В предыдущем разделе (2.3), оценивая модальное поглощение в КЯТ мы пренебрегли внутренними потерями в силу их малости по сравнению с модальным поглощением [13,42]. Однако в данном сравнительном исследовании внутренние потери как в КТ, так и в КЯТ измерены и учтены.

Следуя подходу, изложенному в работе [106], измеряемое модальное поглощение можно представить, как

$$\alpha = N\alpha_1 + \alpha_{in},$$

Где N – количество слоёв активной области, α_1 – модальное поглощение для одного слоя активной области, α_{in} – внутренние оптические потери. Тогда выражение для фоточувствительности (2.2) принимает следующий вид:

$$R(\lambda) = A(\lambda) \frac{1 - e^{-(N\alpha_1 + \alpha_{in})L}}{1 - r e^{-(N\alpha_1 + \alpha_{in})L}}, \quad (2.5)$$

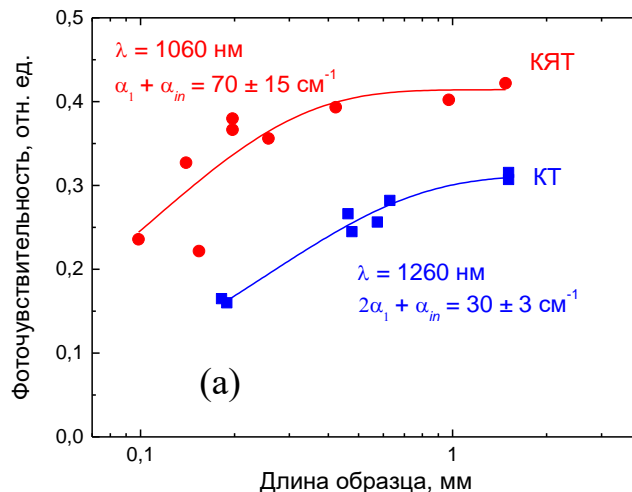
Где L – длина волновода, r – коэффициент отражения от сколотых граней, $A(\lambda)$ – коэффициент, включающий в себя эффективность ввода света в волновод и

эффективность экстракции носителей из активной области.

На рисунке 18, а, представлены полученные зависимости фоточувствительности от длины волновода на длине волны основного оптического перехода для фотодиодов на основе КЯТ и КТ. Оба типа образцов демонстрируют стремящуюся к насыщению зависимость фоточувствительности от длины резонатора. Аппроксимация кривых, согласно выражению (2.5), позволила нам оценить общие потери $N\alpha_1 + \alpha_{in} \approx 70 \text{ см}^{-1}$ и $\approx 30 \text{ см}^{-1}$ для структур КЯТ и КТ соответственно. Для оценки внутренних оптических потерь α_{in} волноводные фотодиоды с КТ и КЯТ были исследованы в режиме лазерной генерации при накачке импульсным электрическим током (500 нс, 5 кГц). Из зависимостей обратной дифференциальной квантовой эффективности от длины волновода (резонатора), приведённых на рисунке 18, б, определены внутренние потери α_{in} , равные $1,4 \text{ см}^{-1}$ и $3,5 \text{ см}^{-1}$ для образцов с КЯТ и КТ, соответственно.

Таким образом мы получили значение модального поглощения $\alpha_1 \sim 69 \text{ см}^{-1}$ для одного слоя КЯТ и $\alpha_1 \sim 13 \text{ см}^{-1}$ для слоя КТ.

Эти значения, как показано в разделе 1.3.3, можно интерпретировать как верхнюю границу модального усиления (насыщенное модальное усиление). Используя полученные значения, мы оценили показатель насыщенного усиления слоя dG как $(3,7 \pm 0,8) \cdot 10^{-3}$ и $(4,1 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$ для КЯТ и КТ, соответственно.



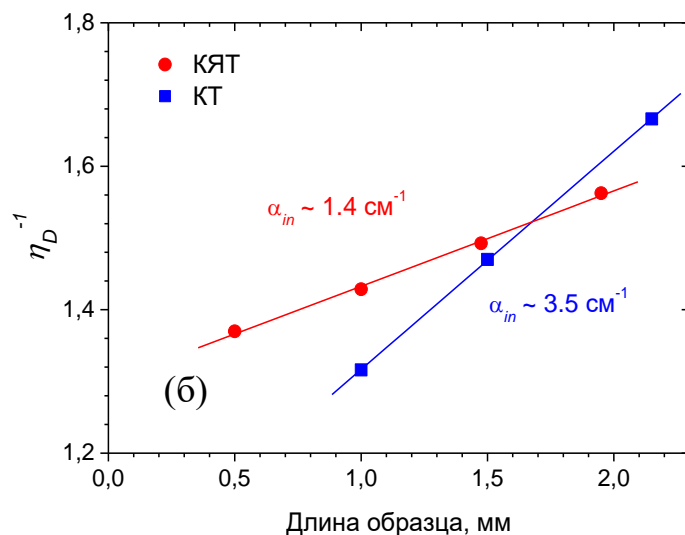


Рисунок 18. Зависимость фоточувствительности на основном состоянии волноводных фотодиодов с КЯТ (красный) и с КТ (синий) от длины волновода (а). Зависимости обратной дифференциальной эффективности от длины (б). Символы – эксперимент, линии – аппроксимация.

2.4.3. Сопоставление полученных результатов с литературными данными

Чтобы сравнить исследованные нами структуры с аналогичными лазерными структурами с КЯТ, КТ и КЯ, мы обработали некоторые известные экспериментальные данные о модальном усилении в КТ и КЯ [22–25,30,31,107], используя методику расчёта показателя усиления слоя. Полученные данные приведены в таблице 2, также в неё включены результаты, полученные нами для КТ и КЯТ [101].

В отдельных столбцах приведены максимальное измеренное и насыщенное модальное усиление. Последнее обычно является аппроксимационным параметром в токовой зависимости модального усиления [25] и не используется для лазеров на основе квантовых ям. Для каждой гетероструктуры, представленной в таблице, рассчитана эффективная ширина оптической моды d/Γ и, значение показателя

усиления слоя dG согласно выражению (2.4). Следуя физическому смыслу показателя усиления слоя, значения экспоненты от насыщенного dG представляют максимальные значения коэффициентов усиления при нормальном прохождении света через слой (рисунок 16, в) и составляют $1,0037 \pm 0,0008$ и $1,00041 \pm 0,000005$ для исследуемых в данной работе КЯТ и КТ соответственно.

Отношение показателей усиления слоя для КЯТ и КТ составляет $\frac{dG_{\text{КЯТ}}}{dG_{\text{КТ}}} = 9 \pm$

2. Исходя из выражения (2,4), данное значение можно принять за отношение насыщенных модальных усилений в волноводных структурах с КЯТ и КТ при условии одинаковых значений эффективной ширины моды, т.е. если размеры волновода сопоставимы.

Погрешности данного отношения, как и погрешности величин dG и e^{dG} , вычислялись по методике нахождения погрешностей косвенных измерений (через частные производные).

Значение насыщенного $dG = 4,1 \cdot 10^{-4}$, полученное, нами для КТ немного превышает типичные для квантовых точек значения, которые находятся в пределах $(2-3) \cdot 10^{-4}$. Это можно объяснить тем, что используемая нами методика оценки насыщенного dG по поглощению в волноводе без накачки является по сути оценкой сверху. Значения dG для КЯ в 4 раза превышают таковые для КТ. Наиболее значимым результатом является то, что гетероструктуры с КЯТ имеют почти в десять раз более высокое значение насыщенного показателя усиления слоя dG , чем гетероструктуры с КТ.

Эти данные хорошо согласуются с проведённым в работе [107] сравнительным исследованием материального усиления большого набора лазерных диодов различных конструкций с квантовыми яма-точками и эталонных лазеров с квантовыми ямами и квантовыми точками.

Полученные результаты демонстрируют преимущества квантовых яма-точек для применений в качестве активной области светоизлучающих устройств и фотоэлектрических преобразователей.

Таблица 2. Значения модального усиления на один слой активной области g_1 показатели усиления слоя dG для структур КЯТ, КТ и КЯ. Знаком * отмечены результаты, описанные в подразделе 2.4.2., N – число слоёв активной области, λ – длина волны.

ТИП структуры	N	λ , мкм	d/Γ , мкм	Наибольшее достигнутое		Насыщенное		Источник
				g_1 , см ⁻¹	dG , $\times 10^{-4}$	g_1 , см ⁻¹	dG , $\times 10^{-4}$	
КЯТ	1	1,06	0,54	–	–	69±15	37±8	[101]*
	1	1,06	0,44	49	22	–	30	[107]
КТ	2	1,26	0,32	–	–	13±2	4,1±0,5	[101]*
	5	1,3	0,46	5,6	2,6	6	2,8	[23]
	7	1,3	0,49	5,9	2,9	5,9	2,9	
	5	1,3	0,45	6,3	2,8	6,4	2,9	[22]
	3	1,3	0,32	8,1	2,6	–	–	[24]
	3	0,86	0,30	7,2	2,2	8,3	2,5	[25]
КЯ	1	1,06	0,38	15	5,7	–	–	[30]
	1	0,98	0,72	16,5	11,9	–	–	[31]

2.5. Выводы по главе 2

В волноводных фотодиодах с активной областью на основе квантовых ям-точек (КЯТ) $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ и квантовых точек (КТ) InAs исследованы спектры фоточувствительности. Для фотодиодов на основе квантовых ям-точек исследование было проведено впервые.

По зависимостям относительной фоточувствительности от длины волновода были вычислены значения модального поглощения на длине волны основного оптического перехода, они составляют 69 см^{-1} и 13 см^{-1} на один слой активной области для фотодиодов с КЯТ и КТ соответственно.

Значение модального поглощения в волноводных фотодиодах в отсутствие накачки принято равным насыщенному усилению на слой в этих структурах. Данная оценка согласуется с литературными данными по насыщенному усилению в квантовых точках.

Для сравнения усиления в гетероструктурах с различными конструкциями волноводов и типами активной области предложен параметр dG , названный показателем усиления слоя. Данный параметр вычисляется как произведение ширины оптической моды d/Γ и модального усиления g . Параметр dG характеризует коэффициент усиления слоя толщиной d материала, обладающего материальным усилением G , при нормальном падении излучения и отсутствия отражения.

Получены показатели усиления слоя для волноводных гетероструктур на основе квантовых ям точек ($37 \cdot 10^{-4}$) и квантовых точек ($4,1 \cdot 10^{-4}$). На основе анализа открыто опубликованных данных произведено вычисление показателя усиления слоя для референсных квантовых гетероструктур с квантовыми точками и квантовыми ямами.

По результатам, изложенным в главе, сформулировано следующее положение.

- Максимальный коэффициент оптического усиления одного слоя квантовых яма-точек, полученных путем роста 8 монослоев $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$, на длине волны основного оптического перехода составляет $1,0037 \pm 0,0008$, что обеспечивает примерно на порядок большее насыщенное модальное усиление, чем у самоорганизованных по механизму Странского-Крастанова квантовых точек $\text{In}(\text{Ga})\text{As}$ с поверхностной плотностью порядка 10^{10} см^{-2} в сопоставимых волноводах.

Глава 3. Поляризационная селективность фоточувствительности и электролюминесценции в волноводных гетероструктурах с квантовыми яма-точками

В данной главе описано сравнительное исследование поляризационной анизотропии фоточувствительности волноводных фотодиодов с КЯТ, КТ и КЯ, на основе которого установлена природа основного и возбуждённого оптических переходов в квантовых яма-точках. Описано влияние параметров фотодиода на степень анизотропии. Описано исследование электролюминесценции лазерных диодов с КЯТ с поляризационным разрешением.

3.1. Поляризационная анизотропия фоточувствительности волноводных фотодиодов с квантовыми яма-точками

3.1.1. Методика экспериментального исследования

Для экспериментального исследования фоточувствительности волноводных фотодиодов с поляризационным разрешением экспериментальная установка для измерения спектров фототока (рисунок 11) была модифицирована: был добавлен линейный поляризатор (призма Глана-Тейлора), как показано на рисунке 19, а. Таким образом в эксперименте производится управление углом линейной поляризации излучения, падающего на сколотую грань чипа. Угол линейной поляризации (ЛП), равный 0° в нашем случае соответствует колебанию вектора напряжённости электромагнитной волны параллельно слоям гетероструктуры (перпендикулярно оси роста). Такое состояние поляризации излучения называется ТЕ (transverse electric) – поляризацией, что продемонстрировано на рисунке 19, б.

Углу ЛП, равному 90° соответствуют колебания вектора напряженности перпендикулярно слоям гетероструктуры (вдоль оси роста). Данное состояние поляризации называется ТМ (transverse magnetic) поляризацией.

Неполяризованный свет от галогенной лампы, проходя через монохроматор, приобретает небольшую линейную поляризацию при отражении от зеркал внутри монохроматора. Чтобы учесть влияние данной паразитной поляризации спектры мощности излучения лампы были измерены с использованием калиброванного германиевого фотодетектора при тех же углах поворота поляризатора, при которых измерялись спектры фототока. Все спектры фототока были разделены на соответствующие спектры мощности лампы и нормированы на значение на длине волны 867 нм, соответствующей поглощению в GaAs, как это производилось в эксперименте, описанном в разделе 2.2.

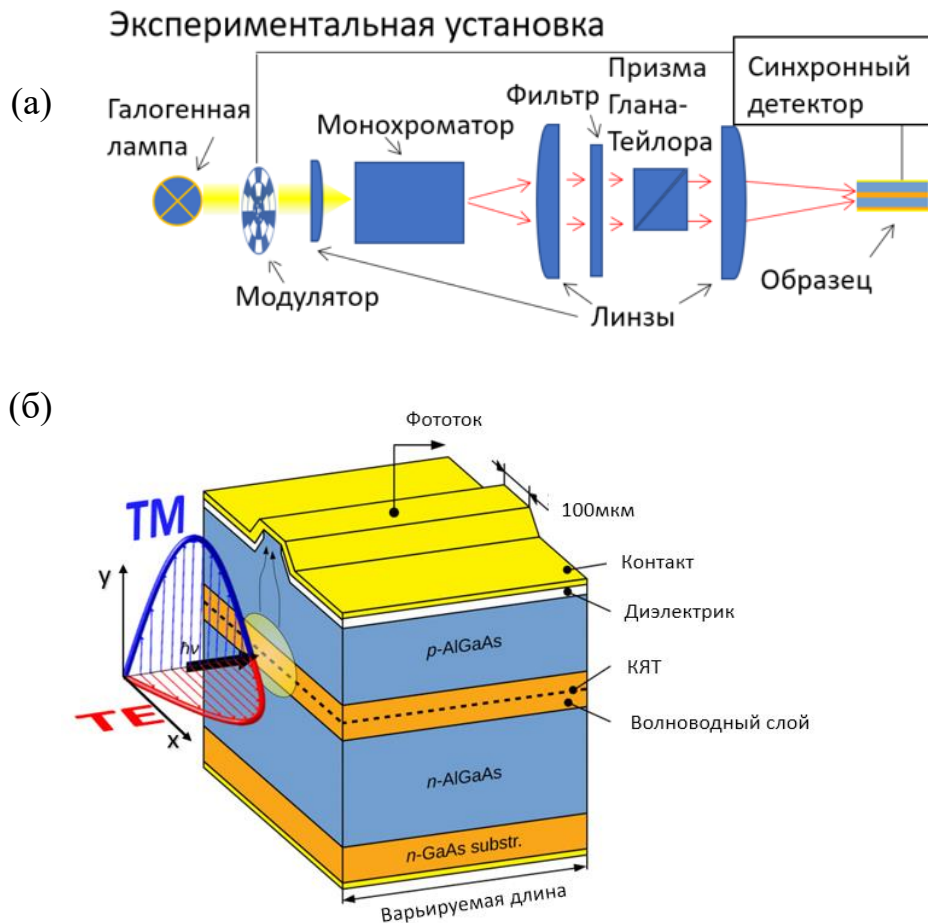


Рисунок 19. Схема экспериментальной установки (а) и схематическое изображение исследуемого волноводного фотодиода с иллюстрацией поляризации падающего

излучения (б).

3.1.2. Поляризационно-разрешённые спектры фоточувствительности волноводных фотодиодов с квантовыми яма-точками

На рисунке 20 представлены полученные спектры фоточувствительности волноводного фотодиода длиной 2 мм с одним слоем КЯТ при различных поляризациях падающего излучения. Наблюдается сильная зависимость высоты пика P_1 от поляризации, в то время как высота пика P_2 зависит от поляризации света намного слабее. Также на рисунке 20 для длин волн, соответствующих основному (GS) и возбужденному (ES) оптическим переходам, продемонстрированы зависимости значений фоточувствительности R от угла линейной поляризации падающего излучения α . Наблюдаемые зависимости хорошо аппроксимируются следующим выражением, аналогичным закону Малюса для частично линейно поляризованного излучения:

$$R(\alpha) = R_{min} + A_R \cos^2(\alpha) \quad (3.1)$$

где R_{min} и A_R – наименьшее и амплитудное значения на фиксированной длине волны.

В исследуемых волноводных фотодиодах присутствует поляризационная анизотропия фоточувствительности. Для оценки степени анизотропии фоточувствительности D_R обычно пользуются выражением, аналогичным общепринятому определению степени поляризации излучения [108].

$$D_R = \frac{R_{max} - R_{min}}{R_{max} + R_{min}} \quad (3.2)$$

Где R_{max} и R_{min} – наибольшее и наименьшее значения фоточувствительности на фиксированной длине волны, в данном случае достигаемые при падающем ТЕ и ТМ излучениях соответственно. Величина D_R является количественной мерой зависимости фоточувствительности образца от угла линейной поляризации

падающего излучения. В некоторых работах такой вид анизотропии называют фотоплеохроизмом, а величину D_R – коэффициентом фотоплеохроизма [109,110].

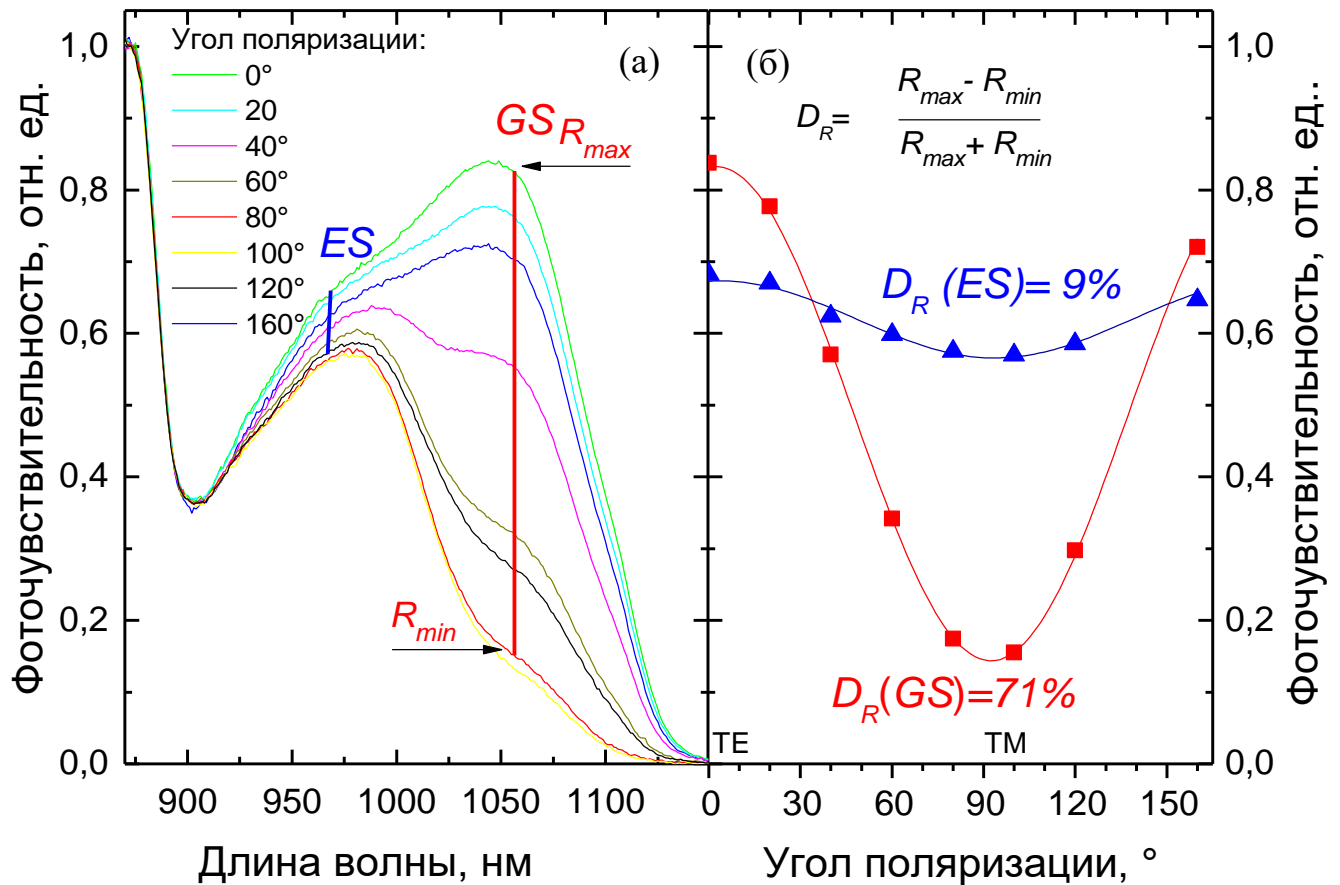


Рисунок 20. Спектры фоточувствительности R волноводного фотодиода длиной 2 мм с одним слоем КЯТ при разных углах линейной поляризации падающего излучения (а), и зависимости R от угла линейной поляризации на длинах волн основного (GS) и возбуждённого оптического перехода (ES) (б). Символы – эксперимент, линия – аппроксимация выражением (3.1).

На длине волны основного оптического перехода поляризационная анизотропия фоточувствительности достигает 70%, тогда как на длине волны возбуждённого оптического перехода она составляет всего 9% для образца длиной 2 мм, содержащего один слой КЯТ. Таким образом, в длинноволновой области спектра поглощения исследуемый волноводный фотодиод обладает высокой чувствительностью к углу поляризации падающего на образец излучения,

поглощая преимущественно ТЕ-поляризованное излучение.

3.1.3. Природа межзонных оптических переходов в квантовых яма-точках

Исследованные спектры фоточувствительности позволили нам определить, что в КЯТ существуют два межзонных оптических перехода, которые мы обозначили как основной (GS, ground state) и возбуждённый (ES, excited state), используя терминологию, которой обычно описываются структуры с квантовыми точками [26]. Однако зонная структура и особенности оптических переходов в КЯТ остаются недостаточно изучены. Одна из причин заключается в том, что их достаточно точное моделирование, например, на основе 8-зонной kr -модели требует точного знания формы и размеров КЯТ, а также распределения состава по индию и полям упругих напряжений [111]. Поэтому для установления природы наблюдаемых оптических переходов в КЯТ мы провели экспериментальное исследование фоточувствительности в волноводных фотодиодах с КЯТ в сравнении с волноводными фотодиодами с КЯ, природа оптических переходов в которых нам более известна.

Для проведения исследования были изготовлены два идентичных волноводных фотодиода длиной 2 мм, отличающихся составом активной области. Первая структура содержит в качестве активной области квантовую яму $\text{In}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{As}$ толщиной 8 нм. Вторая – квантовые яма-точки, полученные осаждением четырёх монослоёв $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$. В остальном дизайн обеих структур полностью соответствует приведённому ранее на рисунке 11.

На рисунке 21 приведены поляризационно-разрешённые спектры фоточувствительности для данных структур. Обе структуры демонстрируют два пика фоточувствительности: длинноволновый (980 нм) и коротковолновый (930 нм). Также на рисунке 21 приведены зависимости фоточувствительности от угла линейной поляризации падающего излучения для длин волн, соответствующих

максимумам пиков. Зависимости были аппроксимированы выражением (3.1), после чего были найдены соответствующие степени поляризационной анизотропии D_R .

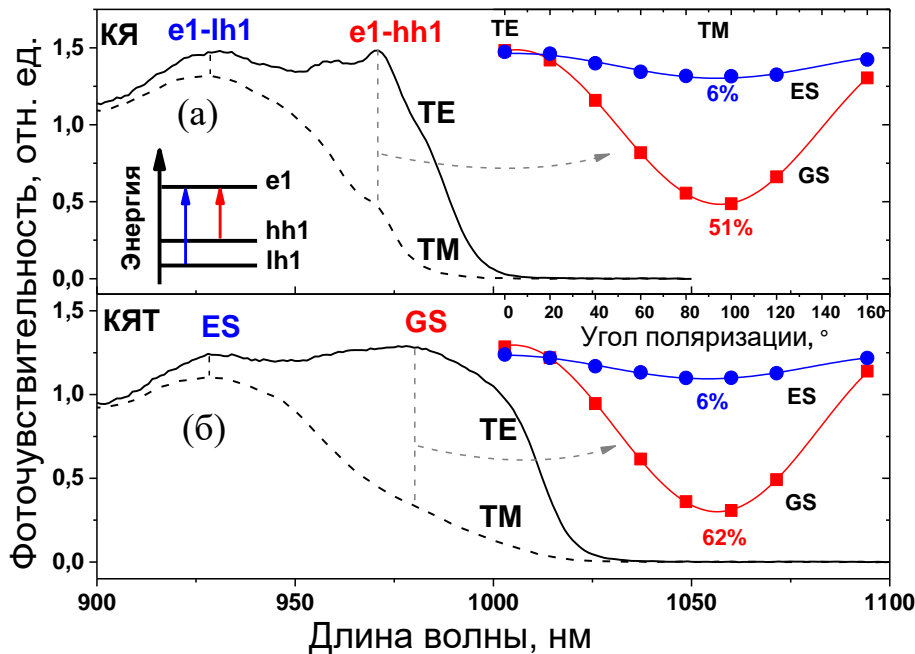


Рисунок 21. Спектры фоточувствительности волноводных фотодиодов с КЯ (а) и КЯТ (б) при линейных ТЕ и ТМ поляризациях падающего излучения. На вставках показаны зависимости фоточувствительности на длинах волн оптических переходов от угла поляризации и их аппроксимации выражением (3.1).

У фотодиодов с КЯТ фоточувствительность на длине волны перехода GS имеет ярко выраженную ТЕ-анизотропию (62 %), в то время как на длине волны перехода ES она выражена довольно слабо (6 %), что согласуется с описанным в предыдущих подразделах (3.1.1–3.1.3) поведением образцов, где слой КЯТ имел толщину 8 монослоёв.

Форма спектров волноводного фотодиода с КЯ отличается более выраженными и узким экситонным пиком в области перехода GS, однако зависимости фоточувствительности от угла поляризации падающего света воспроизводят поведение образца с КЯТ.

Интерпретация такого поведения в приборах с КЯ хорошо известна. В квантовых ямах InGaAs/GaAs валентная зона расщепляется на подзоны тяжёлых и лёгких дырок [112]. Межзонный оптический переход с участием тяжелых дырок (e1-hh1) имеет наименьшую энергию, является основным (GS) и взаимодействует

только с ТЕ-поляризованным излучением. Переходы с участием легких дырок ($e1-lh1$) имеют более высокую энергию и взаимодействуют преимущественно с ТМ-поляризованным излучением [73]. Поскольку в эксперименте КЯТ демонстрируют идентичные КЯ поляризационные зависимости переходов GS и ES (рисунок 21), можно сделать вывод, что переход GS в КЯТ происходит с участием тяжелых дырок, а переход ES – с участием лёгких дырок.

Отметим, что на длине волны перехода ES фоточувствительность в волноводных фотодиодах как с КЯТ, так и с КЯ имеет очень слабую анизотропию с преобладанием направления ТЕ. Такое поведение не противоречит утверждению о частичной ТМ-поляризации перехода ES в КЯ. Это можно объяснить тем, что пик GS имеет ступенчатую форму и распространяется в более коротковолновую область, перекрываясь с пиком ES, что в итоге приводит к наблюдаемой малой ТЕ-поляризации. Данный эффект не позволяет исследовать оптическое поглощение через переход ES изолированно от перехода GS. Обсуждение подобного эффекта в контексте лазерного усиления приведено в работе [77]. В работе [113] подобное поведение спектров фотоотклика структуры с КЯ называют эффектом смешивания дырочных состояний.

Таким образом, результаты сравнительного исследования фоточувствительности волноводных фотодиодов с КЯТ и КЯ указывают на сходство природы двух низших по энергии оптических переходов в КЯТ и КЯ.

Данный экспериментально установленный факт послужил основанием для использования модели КЯ для расчётов энергетических уровней КЯТ. Были проведены расчёты энергий оптических переходов с участием легких и тяжелых дырок ($e1-lh1$ и $e1-hh1$) для однородной по составу симметричной квантовой ямы. Разрывы зон рассчитывались при помощи модели Van de Walle [114] с использованием линейной интерполяции параметров бинарных соединений InAs и GaAs. Уровни размерного квантования для электронов и дырок определялись посредством решения одномерного уравнения Шредингера. Значения эффективных масс, а также деформационных потенциалов, взяты из работы [115].

Поскольку, как известно, КЯТ обладают модуляциями толщины и состава, то варьируемыми параметрами модели были выбраны доля индия в процентах и коэффициент k , равный отношению толщины модельной КЯ к номинальной толщине КЯТ. Данные параметры варьировались для достижения наилучшего согласия с экспериментальными значениями, как показано на рисунке 22. . Мерой согласия служило суммарное среднеквадратичное отклонение (СКО) энергий переходов GS и ES.

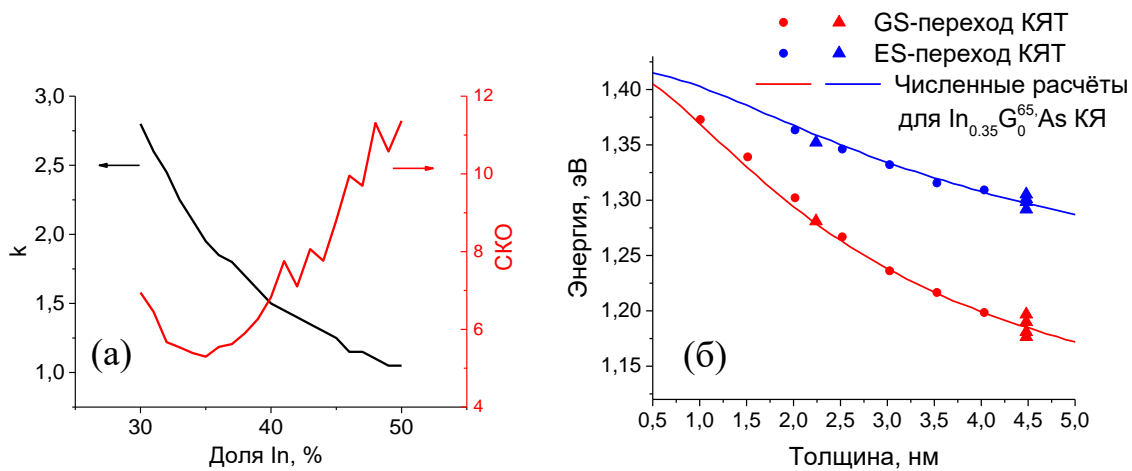


Рисунок 22. Значения параметров k (отношение толщины модельной КЯ к номинальной толщине КЯТ) и доли индия в модельной КЯ, при которых достигается качественное согласие длин волн переходов GS и ES с экспериментом (а). Расчетные зависимости энергии оптических переходов с участием тяжелой дырки ($e1 - hh1$) и легкой дырки ($e1 - lh1$) и спектральное положение максимумов пиков волноводных фотодиодов (треугольники) и солнечных элементов [116] (квадраты) с КЯТ (б).

Как показано на рисунке 22. а, наилучшее согласие модели с экспериментально полученными значениями длин волн оптических переходов достигается при $k=1.9$ и с долей In 35%.

Данная модель была применена как к исследуемым в данной работе волноводным фотодиодам с КЯТ (треугольники на рисунке 22. б), так и к описанным в работе [116] солнечным элементам на основе КЯТ (квадраты), для которых представлена большая выборка по толщине слоя КЯТ.

Таким образом, несмотря на то что КЯТ представляют собой неоднородную систему с модуляцией толщины и состава, их оптические переходы соответствуют переходам в симметричной КЯ с эффективной толщиной и составом, что подтверждается как численными расчётами, так и экспериментом.

3.1.4. Зависимость поляризационной анизотропии фоточувствительности от длины волновода

Спектры фоточувствительности с поляризационным разрешением были получены для серии волноводных фотодиодов, имеющих длины в диапазоне 0,1–2 мм и содержащих 1, 2, 5 или 10 слоёв квантовых яма-точек. В результате было обнаружено, что в образцах с десятью слоями КЯТ и длиной волновода 2 мм чувствительность к поляризации падающего излучения на длинах волн перехода GS заметно ослабевает по сравнению образцами с одним слоем КЯТ и длиной 100 мкм, как продемонстрировано на рисунке 23.

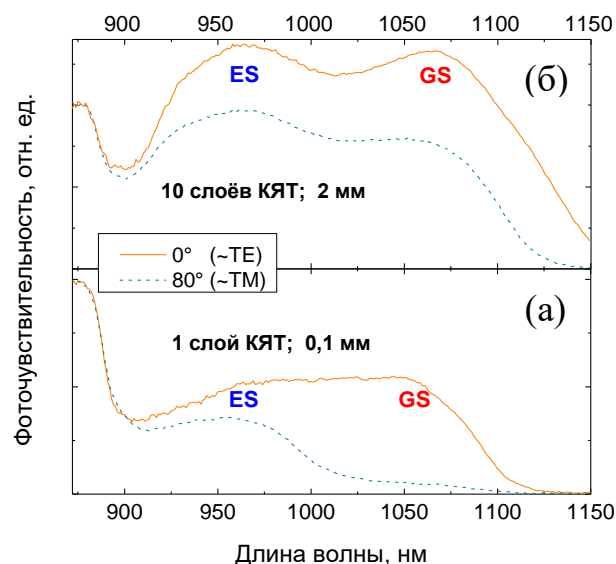


Рисунок 23. Спектры фоточувствительности волноводных фотодиодов длиной 2 мм (а) с 10 слоями КЯТ (а) и длиной 0,1 мм с 1 слоем КЯТ (б) при ТЕ- и ТМ-поляризациях падающего излучения.

Для каждого из исследованных волноводных фотодиодов была рассчитана степень поляризационной анизотропии фоточувствительности D_R на длинах волн переходов GS и ES. Экспериментально установлено, что величина D_R демонстрирует монотонное убывание как с увеличением физической длины волновода L , так и с увеличением количества слоёв КЯТ N в активной области. Аналогичное поведение демонстрирует интенсивность проходящего света в многослойных структурах, где интенсивность проходящего света спадает с увеличением произведения NL . Учитывая эти закономерности, введём параметр $L_{\text{эфф}} = NL$ – эффективную длину образца, построим зависимость $D_R(L_{\text{эфф}})$ (рисунок 24).

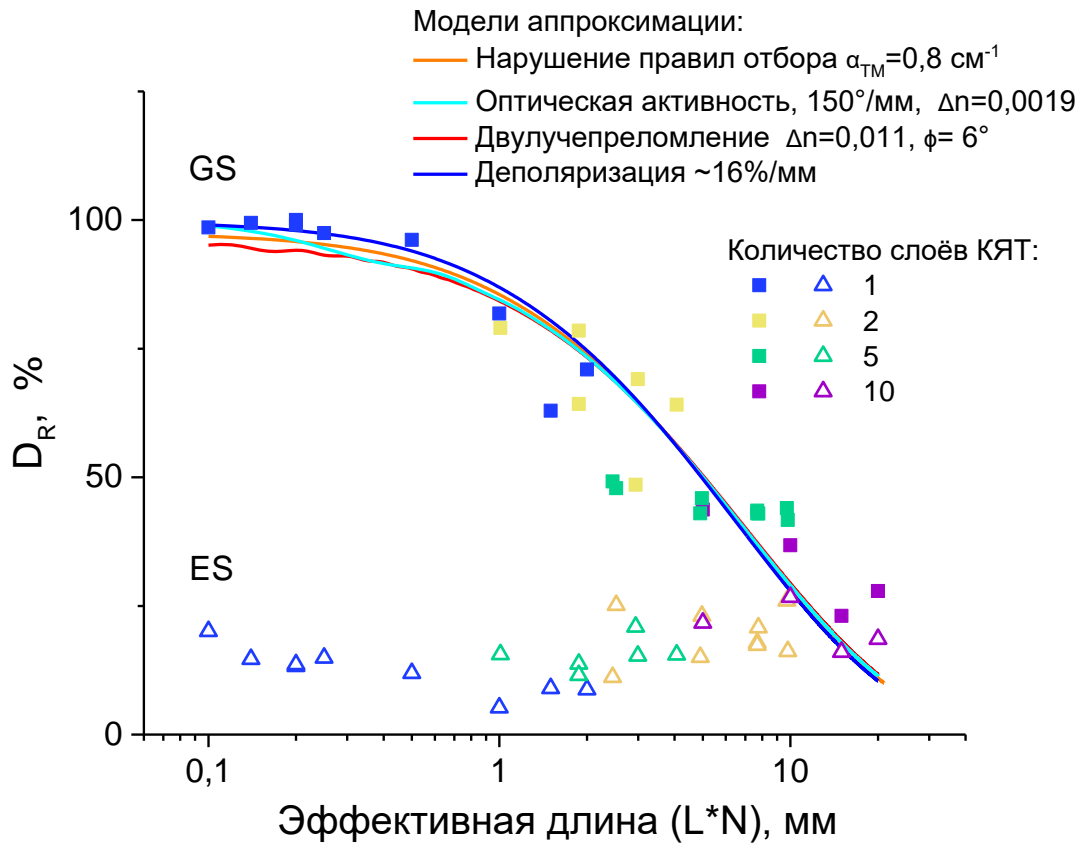


Рисунок 24. Степень поляризационной анизотропии фоточувствительности D_R на длинах волн переходов GS и ES в зависимости от эффективной длины (символы) и их аппроксимации в рамках рассматриваемых моделей.

Экспериментальные значения D_R на длине волны перехода GS действительно демонстрируют тенденцию к убыванию с ростом эффективной длины независимо

от количества слоёв КЯТ и длины волновода по отдельности, что подтверждает физическую обоснованность выбора параметра $L_{эфф}$.

В коротковолновом пике поглощения КЯТ, связанным с возбуждённым оптическим переходом (рисунок 24), ярко выраженный дихроизм отсутствует. Во всём диапазоне эффективных длин переход ES демонстрирует поляризационную анизотропию около 20%, что соответствует интерпретации, данной в предыдущем разделе. Далее мы сосредоточимся исключительно на анализе основного оптического перехода.

Образцы с эффективной длиной $L_{эфф} \leq 0,5$ мм демонстрируют степень поляризационной анизотропии фоточувствительности D_R близкую к 100% на длинах волн основного оптического перехода. Это согласуется с интерпретацией перехода GS как межзонного перехода с участием тяжелой дырки, для которого правила отбора предсказывают поглощение исключительно ТЕ-поляризованного излучения. Однако с увеличением $L_{эфф}$ до 20 мм, D_R монотонно уменьшается до 25%, что может указывать на поглощение излучения, имеющего ТМ-поляризацию при вводе в волновод, что достаточно сложно объяснить.

Зависимость $D_R(L_{эфф})$ указывает на то, что наблюдаемое уменьшение степени поляризационной анизотропии с ростом эффективной длины обусловлено именно свойствами КЯТ, а не размерами волновода. В качестве дополнительного аргумента сравним фотодиоды с КЯТ и КТ в сопоставимых волноводах GaAs/AlGaAs. Структуры на основе КТ, выращенные на точных (001) подложках, идентичны рассматриваемым в разделе 2.4.2. Для них были получены спектры фоточувствительности с поляризационным разрешением. На рисунке 25, а, пример таких спектров для образца с эффективной длиной 4 мм (2 мм * 2 слоя КТ). Наблюдается почти полная ТЕ анизотропию поглощения (98%) на основном оптическом переходе. При этом в структурах с КЯТ, имеющих сопоставимую эффективную длину 3 мм (1,5 мм * 2 слоя КЯТ) анизотропия фоточувствительности в области перехода GS ослабляется до 67% (рисунок 25, б).

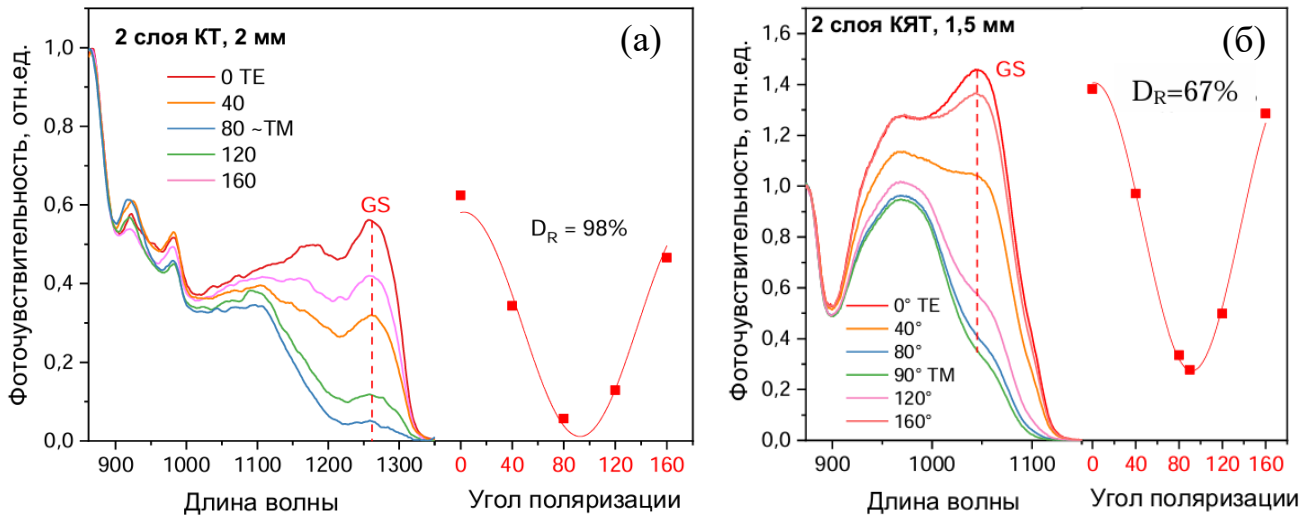


Рисунок 25. Спектры фоточувствительности и зависимости фоточувствительности на длине волны перехода GS от угла поляризации и их аппроксимации выражением (3.1) для волноводных фотодиодов с КТ (а) и КЯТ (б).

Для объяснения механизма снижения D_R с ростом $L_{эфф}$ прежде всего заметим, что эффект обусловлен взаимодействием излучения с активной областью, а не с параметрами волновода, поскольку одинаковым значениям $L_{эфф}$ (а значит и близким значениям D_R) могут соответствовать разные значения длин волновода. Ниже рассматривается 4 физических механизма взаимодействия излучения с КЯТ, которые гипотетически могут привести к наблюдаемому поведению D_R : малое поглощение ТМ-поляризованного излучения, гиротропия, двулучепреломление с наклоном оптических осей и деполяризация. Первый из них допускает нарушение жестких правил отбора для перехода GS, а остальные три – трансформацию поляризации излучения внутри образца без нарушений правил отбора. Таким образом, варьируя различные параметры активной области можно построить модели распространения света в волноводе, аппроксимировать зависимость $D_R(L_{эфф})$ и определить физический механизм модель, которая лучше всего согласуется с экспериментом.

Для моделирования распространения света в волноводе и аппроксимации зависимости $D_R(L_{эфф})$ применён математический аппарат матриц Мюллера [117]. Состояние излучения полностью можно описать вектором Стокса $\mathbf{S} =$

$[s_0 \ s_1 \ s_2 \ s_3]^T$, где s_0 – полная интенсивность, а коэффициенты s_1, s_2, s_3 – описывают поляризацию. В частности, для чисто ТЕ- и ТМ-поляризованного излучения единичной интенсивности векторы Стокса выглядят следующим образом:

$$\mathbf{S}^{TE} = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S}^{TM} = \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix},$$

Разобьём эффективную длину на одинаковые малые шаги ΔL_{eff} и будем считать, что излучение, проходя малый шаг, преобразовывается следующим образом: $\mathbf{S}_{i+1} = \mathbf{M}_{шаг} * \mathbf{S}_i$, где \mathbf{S}_i и \mathbf{S}_{i+1} – векторы Стокса, описывающие состояния излучения перед и после шага с номером i , а $\mathbf{M}_{шаг}$ – матрица Мюллера, которая описывает среду, преобразовывающую излучение на каждом из таких малых шагов. Таким образом, зная вектор Стокса для вводимого в волновод излучения, можно, многократно умножая на него матрицу $\mathbf{M}_{шаг}$, рассчитать вектор Стокса $\mathbf{S}(L_{эфф})$, который будет описывать излучение, выходящее из образца с эффективной длиной $L_{эфф}$, в частности $s_0(L_{эфф})$.

Принимая интенсивность падающего излучения за единицу, и полагая, что фоточувствительность пропорциональна доле интенсивности, поглощённой активной областью, $R \sim 1 - s_0(L_{эфф})$, выражение (3.2) можно преобразовать следующим образом:

$$D_R(L_{эфф}) = \frac{s_0^{TM}(L_{эфф}) - s_0^{TE}(L_{эфф})}{2 - s_0^{TE}(L_{эфф}) - s_0^{TM}(L_{эфф})}$$

Рассмотрим подробно 4 возможных механизма взаимодействия излучения с КЯТ:

1. Появление малого поглощения ТМ-поляризованного излучения. Оно может быть связано с тем, что КЯТ выращиваются на вицинальных подложках и имеют ступенчатые гетерограницы (рисунок 4), что нарушает симметрию структуры и приводит к нарушению правил отбора оптических переходов с участием тяжелой дырки. Малое поглощение ТМ-излучения на основном

оптическом переходе наблюдалось ранее в работе [74] для структур с одиночными КЯ при прямом измерении интенсивности излучения, проходящего через волновод. В работе [9] наблюдался ТМ-вклад в собственное излучение для структур с модулированными по толщине квантовыми ямами.

В рамках данной гипотезы КЯТ можно представить как дихроичную среду, которая описывается следующей матрицей Мюллера:

$$\mathbf{M}_{\text{шаг 1}} = \mathbf{M}_{\text{дихр}} = \begin{bmatrix} \frac{T_{TE} + T_{TM}}{2} & \frac{T_{TE} - T_{TM}}{2} & 0 & 0 \\ \frac{T_{TE} - T_{TM}}{2} & \frac{T_{TE} + T_{TM}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{T_{TE}T_{TM}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{T_{TE}T_{TM}} \end{bmatrix},$$

Где $T_{TE(TM)} = e^{-\alpha_{TE(TM)} \Delta L_{\text{эфф}}}$ – коэффициент пропускания на одном шаге, в котором α_{TE} и α_{TM} – значения модального поглощения одного слоя КЯТ для ТЕ- и ТМ-поляризаций. Если, согласно результатам из главы 2, принять $\alpha_{TE} = 70 \text{ см}^{-1}$, аппроксимация экспериментальной зависимости (рисунок 24) даёт $\alpha_{TM} = 0,8 \text{ см}^{-1}$, т. е. приблизительно 1% от величины ТЕ-поглощения. Аппроксимация проводилась путём минимизации среднеквадратичного отклонения, которое в данном случае составило $\sigma_{DR1} = 10,0\%$.

2. Оптическая активность КЯТ (гиротропия). В работе [69] указывалось, что системы с тетрагональной симметрией (КЯ или объемный GaAs с одноосевой деформацией) могут иметь вращательную составляющую двулучепреломления, что приводит к вращению плоскости поляризации. Однако, вращательная составляющая двулучепреломления ожидалась на несколько порядков слабее линейного двулучепреломления, авторам работы [69] не удалось её обнаружить. В рамках данной гипотезы мы представляем КЯТ как среду, обладающей как линейным, так и вращательным двулучепреломлением, а также поглощением ТЕ-излучения: $\mathbf{M}_{\text{шаг 2}} = \mathbf{M}_{\text{гир}} * \mathbf{M}_{\text{двлпр}} * \mathbf{M}_{\text{дихр}}$, где:

$$\mathbf{M}_{\text{гир}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\beta\Delta L_{\text{эфф}}) & -\sin(\beta\Delta L_{\text{эфф}}) & 0 \\ 0 & \sin(\beta\Delta L_{\text{эфф}}) & \cos(\beta\Delta L_{\text{эфф}}) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix},$$

Где β – угол вращения плоскости поляризации на единицу пройденного излучением пути.

$$\mathbf{M}_{\text{двпр}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\delta) & -\sin(\delta) \\ 0 & 0 & \sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix},$$

Где δ – фазовый сдвиг на единицу длины между ТЕ-и ТМ-излучением, $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot \Delta L_{\text{эфф}}$, где $\lambda = 1050$ нм – длина волны в вакууме, Δn – величина двулучепреломления – разность эффективных показателей преломления для ТЕ- и ТМ-излучений. Поскольку ТМ-поглощение в данной гипотезе не рассматривается, то $T_{\text{ТМ}} = 1$, а $\alpha_{\text{ТЕ}} = 70 \text{ см}^{-1}$.

Наилучшая аппроксимация экспериментальной зависимости происходит при $\beta = 150 \text{ }^\circ/\text{мм}$ и $\Delta n = 0,0019$ на слой КЯТ (рисунок 24). Среднеквадратичное отклонение для данного случая составило $\sigma_{D_{R2}} = 9,6\%$. Таким образом фазовый сдвиг $150 \text{ }^\circ/\text{мм}$ на единицу длины для вращательного двулучепреломления составляет 22% от линейного фазового сдвига, что противоречит выводам работы [69].

3. Поворот главных осей линейного двулучепреломления. Существует множество конструкций волноводов, эффективно поворачивающих поляризацию света вследствие асимметрии в плоскости, приводящей к наклону осей линейного двулучепреломления. Например, в работе [72] продемонстрирован ТЕ-ТМ преобразователь на основе асимметричного волновода GaInAsP/InP с одной боковой траншеей, выполненной за один этап травления. Показано, что геометрическая асимметрия, внесённая траншеей, приводит к повороту главных оптических осей собственных мод на 45° относительно координат подложки, что обеспечивает эффективность конверсии до 95% на длине всего 210 мкм. В работе

[118] сообщается о повороте оптических осей на угол 45° в GaAs/AlGaAs волноводе с одной наклонённой гранью, что обеспечивает эффективную ТЕ-ТМ конверсию поляризации на участке длиной ~ 720 мкм. В работе [119] исследовалась возможность поворота главных осей линейного двулучепреломления для приборов на основе GaAs вследствие продольных и сдвиговых деформаций материала. Была дана оценка величины угла поворота осей $\sim 0,6^\circ$ для экспериментально достижимых величин деформации среды. В случае приборов на основе КЯТ, как показано в разделе 1.2, происходит релаксация упругих напряжений за счёт формирования обогащённых индием областей. Однако, рост на vicинальных подложках, сопровождающийся механизмом группировки атомарных ступеней, может создавать асимметрию в волноводе.

В рамках данной модели волновод с КЯТ представлен как среда, обладающая линейным, двулучепреломлением с учётом поворота оптических осей на угол θ , а также линейным дихроизмом: $\mathbf{M}_{\text{шаг } 3} = \mathbf{R}(-\theta) * \mathbf{M}_{\text{двлпр}} * \mathbf{R}(\theta) * \mathbf{M}_{\text{дихр}}$, где:

$$\mathbf{R}(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(2\theta) & \sin(2\theta) & 0 \\ 0 & -\sin(2\theta) & \cos(2\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Аппроксимация экспериментальных данных модельной кривой (рисунок 24) даёт $\theta = 6^\circ$ и $\Delta n = 0,011$ при среднеквадратичном отклонении $\sigma_{DR3} = 9,7\%$. Такое значение угла наклона значительно превышает оценочное значение из [119], однако совпадает с углом разориентации подложки – т.е. с углом между кристаллографической плоскостью (100) и плоскостью КЯТ.

4. Наличие деполяризации в среде. Еще одна возможность конверсии поляризации из ТЕ в ТМ связана с деполяризацией света в среде. В обзорах [78,120] освещаются механизмы деполяризации в волноводах, связанные с дифракцией между модами, спин-орбитальным взаимодействием, а также рассеянием на мелких неоднородностях, вклад которых накапливается по мере распространения света. Модуляции толщины и состава, которые присущи КЯТ могут выступать в качестве таких неоднородностей. В работе [121] сообщается о том, что

деполяризация в микрорезонаторах с квантовыми ямами InGaAs может быть вызвана взаимодействием с поляритонами и эффект проявляется сильнее с уменьшением размеров резонатора. Возможность образования поляритонов в структурах с КЯТ на данный момент не исследована.

Для моделирования деполяризации, волновод с КЯТ представлен как среда, обладающая частичной деполяризацией и поглощением ТЕ-излучения: $\mathbf{M}_{\text{шаг 4}} = \mathbf{M}_{\text{деп}} * \mathbf{M}_{\text{дихр}}$, где

$$\mathbf{M}_{\text{деп}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & e^{-\gamma \Delta L_{\text{эфф}}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & e^{-\gamma \Delta L_{\text{эфф}}} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e^{-\gamma \Delta L_{\text{эфф}}} \end{bmatrix},$$

Оптимальная аппроксимация в данном случае получается при интенсивности деполяризации порядка $\gamma = 0,16/\text{мм}$ (т. е. при прохождении 1 мм 16% света потеряет исходную поляризацию). Среднеквадратичное отклонение здесь составило $\sigma_{D_{R4}} = 10,1\%$.

Таким образом, все четыре рассмотренные версии демонстрируют практически одинаковые аппроксимационным кривые и близкие значения среднеквадратичного отклонения. Однозначно определить механизм, ответственный за наблюдаемое в эксперименте снижение D_R с ростом $L_{\text{эфф}}$ не представляется возможным на основании измерения только лишь D_R . Необходимо проведение дополнительных исследований, например, прямого измерения состояния поляризации прошедшего через волновод излучения и сопоставления его с моделированием, которое описано ниже.

Используя параметры, полученные из аппроксимаций экспериментальной зависимости $D_R(L_{\text{эфф}})$ было проведено моделирование излучения, прошедшего через волноводный фотодиод с эффективной длиной $L_{\text{эфф}}$. В результате, были определены такие характеристики, как степень поляризации DOP, эллиптичность e , относительная интенсивность S_0 и угол поворота эллипса поляризации α , как продемонстрировано на рисунках 26–29.

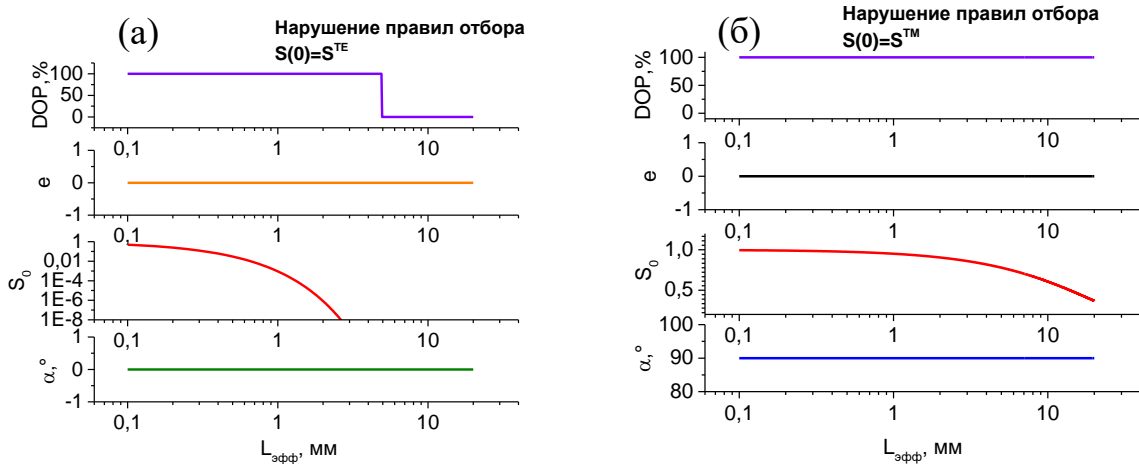


Рисунок 26. Характеристики излучения прошедшего расстояние $L_{\text{эфф}}$ в среде с ТЕ-поглощением 70 см^{-1} и ТМ-поглощением $0,8 \text{ см}^{-1}$: степень поляризации DOP, эллиптичность e , относительная интенсивность S_0 и угол поворота эллипса поляризации α . Излучение на входе имеет ТЕ-поляризацию (а), и ТМ-поляризацию (б).

На рисунке 26 представлено моделирование для первой гипотезы (ТМ-поглощение). Из-за сильного ТЕ-поглощения интенсивность излучения, которое при вводе имело ТЕ-поляризацию, уменьшается на 3 порядка на малой длине (1 мм). Резкое падение степени поляризации от 100% до 0% при $L_{\text{эфф}} = 5$ мм не имеет физического смысла, т. к. на длине 5 мм интенсивность ослабевает уже более чем на 10 порядков. Интенсивность ТМ-поляризованного излучения поглощается всего лишь наполовину на эффективной длине 20 мм.

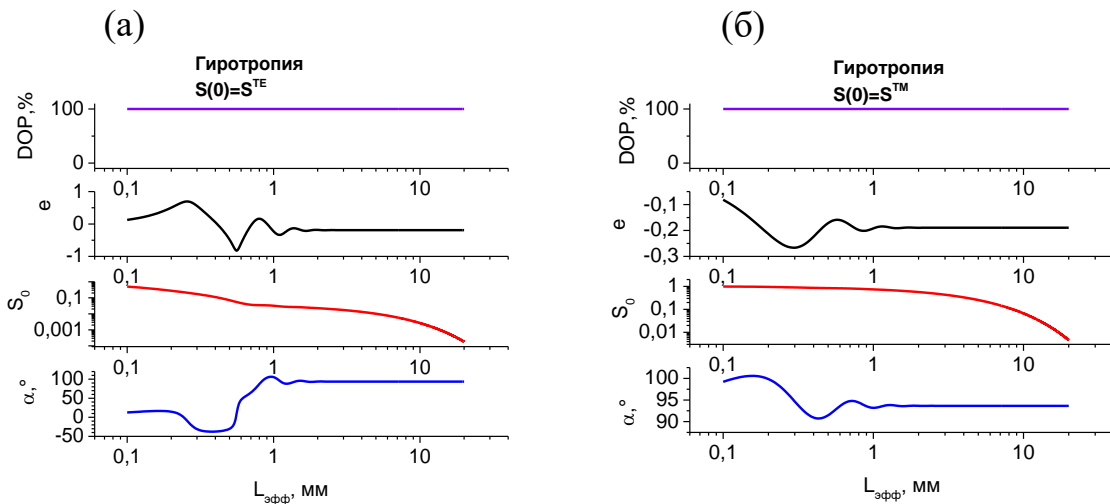


Рисунок 27. Характеристики излучения прошедшего расстояние $L_{\text{эфф}}$ в среде,

обладающей гиротропией $150^\circ/\text{мм}$, линейным двулучепреломлением $\Delta n = 0,002$ и ТЕ-поглощением 70 см^{-1} : степень поляризации DOP, эллиптичность e , относительная интенсивность S_0 и угол поворота эллипса поляризации α . Излучение на входе имеет ТЕ-поляризацию (а), и ТМ-поляризацию (б).

На рисунке 27 представлено моделирование с учетом гиротропии. Излучение как ТЕ- так и ТМ-поляризации, проходя через гиротропную среду с эффективной длиной менее 2 мм претерпевает значительные изменения. Оно становится эллиптически поляризованным, при этом соотношение полуосей эллипса и угол его поворота немонотонно изменяются с ростом длины. В обоих случаях при длинах более 2 мм состояние излучения становится стабильным: на выходе с образца будет наблюдаться ТМ-поляризованное излучение интенсивностью порядка 1% и 10% от входного для случаев, когда на излучение входе ТЕ- и ТМ-поляризовано соответственно.

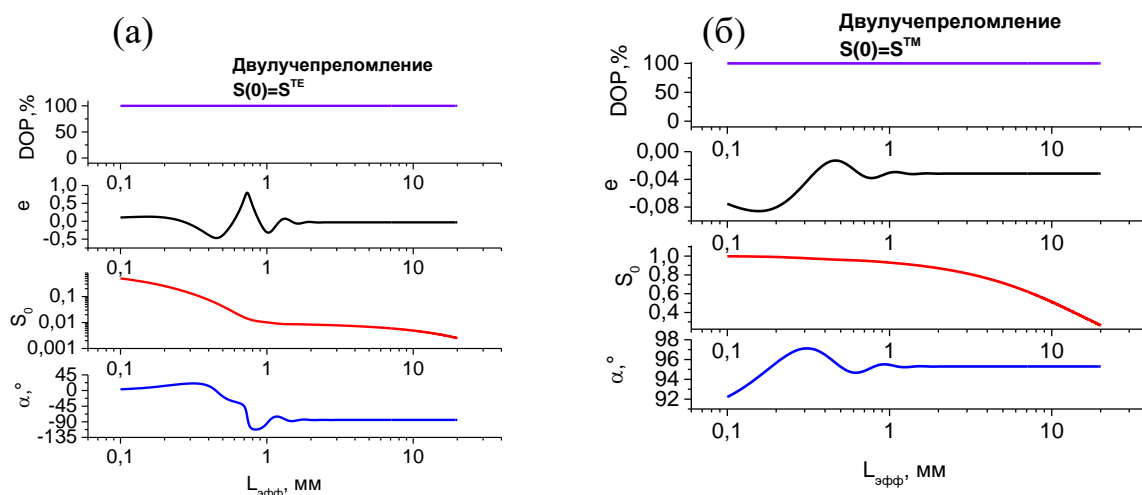


Рисунок 28. Характеристики излучения прошедшего расстояние $L_{\text{эфф}}$ в среде, обладающей линейным двулучепреломлением $\Delta n=0,011$ с наклоном оптических осей на 6° и ТЕ-поглощением 70 см^{-1} : степень поляризации DOP, эллиптичность e , относительная интенсивность S_0 и угол поворота эллипса поляризации α . Излучение на входе имеет ТЕ-поляризацию (а), и ТМ-поляризацию (б).

На рисунке 28 представлено моделирование с учетом наклона оптических осей. В случае линейного двулучепреломления с наклоном осей наблюдается картина, качественно похожая на случай с гиротропной средой. При $L_{\text{эфф}} < 2 \text{ мм}$

вводимое излучение становится поляризовано эллиптически, его параметры немонотонно изменяются, но количественно отличаются от предыдущего случая.

При $L_{\text{эфф}} > 2$ мм также происходит стабилизация параметров.

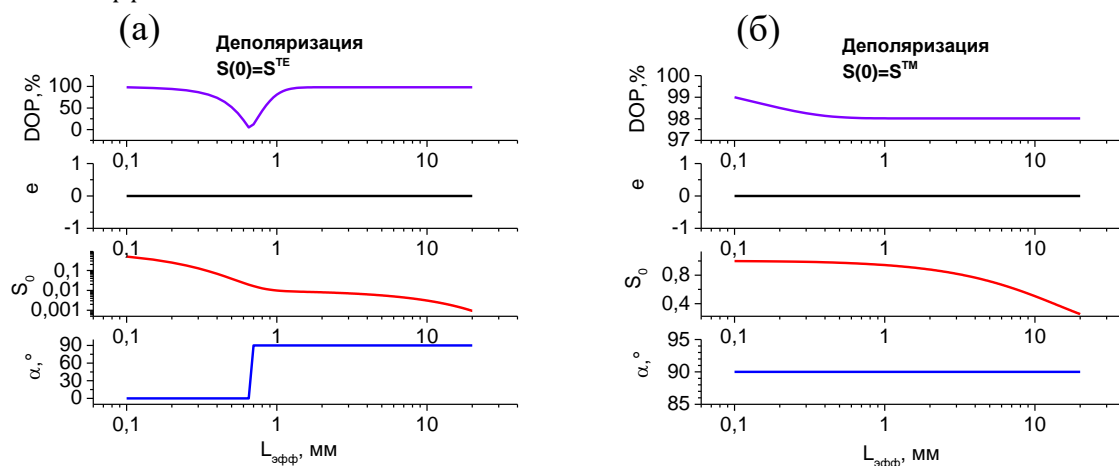


Рисунок 29. Характеристики излучения прошедшего расстояние $L_{\text{эфф}}$ в среде, обладающей депполяризацией 16%/мм и ТЕ-поглощением 70 см^{-1} : степень поляризации DOP, эллиптичность e , относительная интенсивность S_0 и угол поворота эллипса поляризации α . Излучение на входе имеет ТЕ-поляризацию (а), и ТМ-поляризацию (б).

На рисунке 29 представлено моделирование с учетом депполяризации. В случае прохождения ТЕ-излучением среды с депполяризацией, при $L_{\text{эфф}} = 0,7$ мм излучение становится полностью депполяризованным, однако при дальнейшем увеличении $L_{\text{эфф}}$ степень поляризации вновь возрастает до 100%, при этом направление линейной поляризации поворачивается на 90° : ТЕ-поляризация становится ТМ-поляризацией с интенсивностью на 2-3 порядка меньше изначальной. ТМ-поляризованное излучение, распространяясь через данную среду, претерпевает незначительную депполяризацию и остаётся сильно ТМ поляризованным. Это объясняется высоким ТЕ-поглощением в среде.

Можно заключить, что каждая из рассмотренных физических моделей демонстрирует характерные особенности эволюции параметров прошедшего излучения при малых значениях эффективной длины ($L_{\text{эфф}} < 1$ мм). Численный анализ показывает, что именно в этом диапазоне длин наиболее чувствительно

проявляются различия между рассматриваемыми гипотезами. Таким образом, данное моделирование позволило установить оптимальные условия для эксперимента по определению механизма взаимодействия излучения с КЯТ в исследуемых волноводных фотодиодах. Необходимо подготовить серию образцов с одним слоем КЯТ различных длин от 0,1 до 1 мм и провести прямые поляризметрические измерения: определить параметры вектора Стокса излучения, прошедшего через волноводный фотодиод, при ТЕ- и ТМ-поляризованных входных излучениях. Реализация подобного эксперимента может стать продолжением настоящего исследования. Однако для его корректного выполнения необходимо решить техническую задачу подавления паразитного сигнала, обусловленного прохождением излучения через р- и n-области фотодиода, которые остаются прозрачными на исследуемых длинах волн. Разработка методики исключения или минимизации этого вклада является необходимым условием для достоверной интерпретации результатов.

3.2. Исследование зависимости фототока от мощности падающего излучения

В разделе 2.2 было показано, что спектр фоточувствительности не меняется с уменьшением входной мощности, а сигнал фотоотклика уменьшается пропорционально. В экспериментах, где источником света служила лампа накаливания была возможность лишь ослабить вводимую в образец мощность, которая и без того составляла порядка десятков нВт. Чтобы увеличить мощность P падающего излучения и исследовать зависимость величины фототока $I_{ph}(P)$, в качестве источника излучения использовался Sacher Lion, перестраиваемый в диапазоне 990-1075 нм и настроенный на длину волны 1050 нм, что соответствует длинноволновому пику поглощения в волноводных фотодиодах с КЯТ.

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 30. Для

повышения коэффициента ввода излучения в торец вместо линзы был использован микрообъектив ($\times 100/NA0,5$). С учетом характеристик микрообъектива и выходного пучка перестраиваемого лазера размер сфокусированного на торце образца пятна был оценен как 1,4 мкм. Для контроля поляризации излучение лазера проходит через призму Глана-Тейлора и становится линейно поляризованным. Поворот угла линейной поляризации осуществляется при помощи полуволновой пластинки. Измерение фототока проводилось микроамперметром в режиме короткого замыкания. Мощность P на выходе с микрообъектива измерялась калиброванным Ge-фотодетектором.

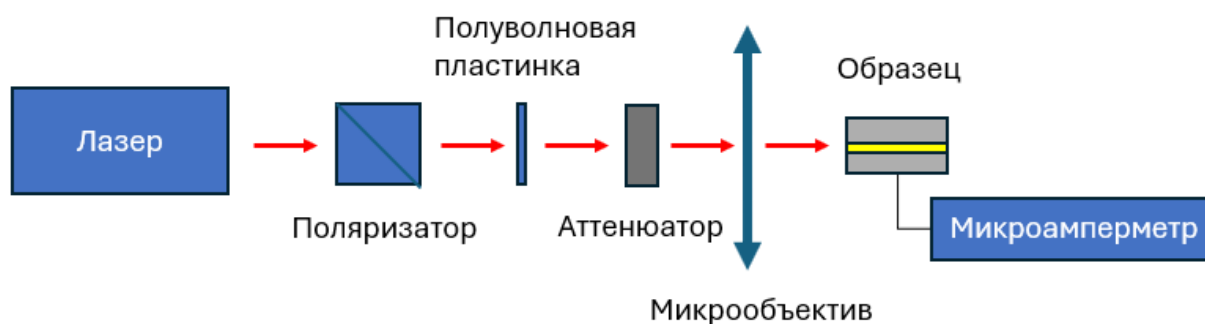


Рисунок 30. Схема экспериментальной установки по измерению зависимости фототока от мощности падающего излучения.

На рисунке 31. представлены полученные зависимости фототока от мощности падающего излучения. Доля мощности излучения, вошедшего в волновод считалась неизменной и не оценивалась.

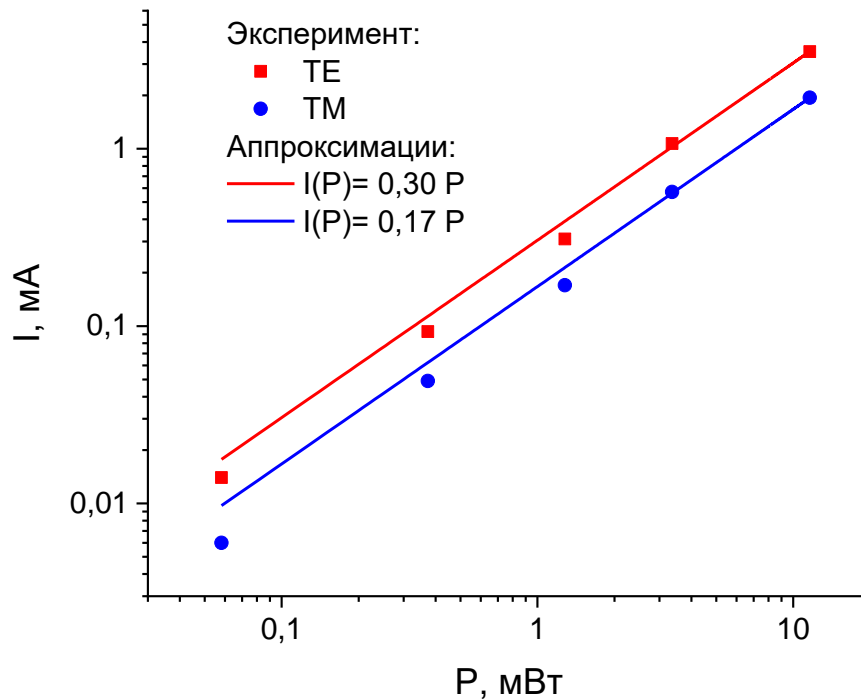


Рисунок 31. Зависимости фототока волноводного фотодиода длиной 0,5 мм с двумя слоями КЯТ от мощности падающего излучения в ТЕ- и ТМ- поляризациях и их аппроксимация прямой пропорциональностью. Длина волны 1050 нм.

Фототок остаётся пропорциональным падающей мощности вплоть до значений 4 мА. Кроме того, пропорциональность фототока мощности падающего излучения сохраняется с одинаковым коэффициентом как при ТЕ-, так и при ТМ- поляризациях, что говорит о том, что степень поляризационной анизотропии фотодиода не зависит от мощности падающего излучения.

3.3. Исследование спектров электролюминесценции с поляризационным разрешением

Данный раздел посвящён анализу поляризационных особенностей спектров электролюминесценции лазерных диодов с КЯТ. Исследования проводятся в режиме низких токовых накачек, когда заполняются преимущественно

низкоэнергетические (наиболее глубокие) электронные состояния, что обеспечивает условия для изучения поляризационных характеристик основного межзонного оптического перехода. Исследуемые образцы представляют собой торцевые лазерные диоды с широким (50 мкм) полосковым контактом, полностью идентичные, описанным в главе 1 (рисунок 11).

Схема экспериментальной установки представлена на рисунке 32. Лазерный диод с подведёнными к нему электрическими контактами помещён в гелиевый криостат замкнутого цикла. Излучение, выходящее с торца образца при накачке током, последовательно проходит через оптический модулятор, поляризатор (призму Глана-Тейлора) и монохроматор (МДР-23), после чего регистрируется охлаждённым Ge-фотодиодом в режиме синхронного детектирования на частоте модуляции. Измерения проводились при низких значениях тока накачки, на порядок ниже порога лазерной генерации. Поляризационно-разрешенные спектры ЭЛ измерялись в интервале температур 60–300 К для образца, длиной 2 мм и содержащем 10 слоёв КЯТ.

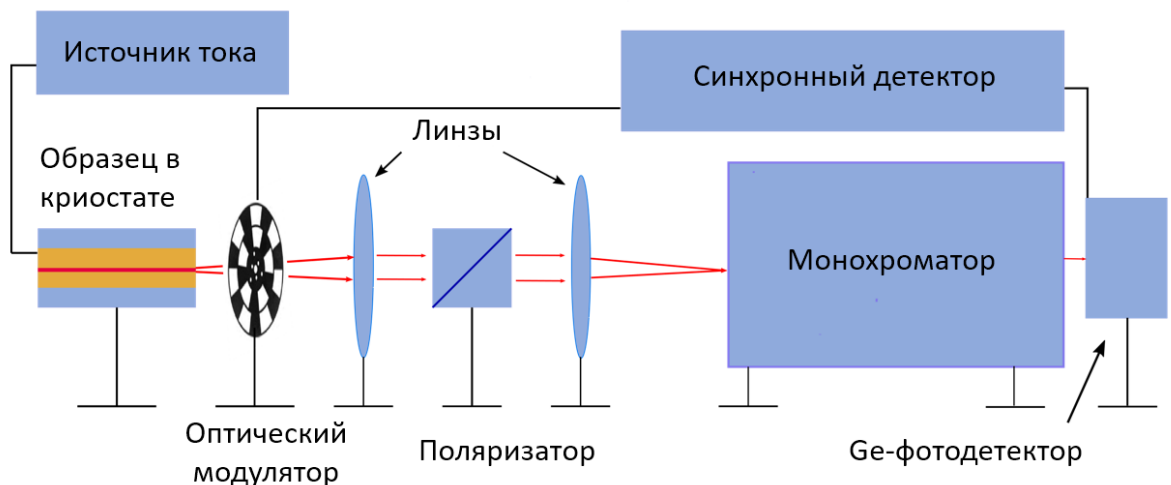


Рисунок 32. Схематическое изображение экспериментальной установки по исследованию спектров электролюминесценции.

На рисунке 33 приведены спектры, полученные при двух различных углах линейной поляризации падающего излучения: 0° – ТЕ (ось пропускания поляризатора параллельна плоскости волновода) и 90° – ТМ, а также спектра, полученного без использования поляризатора. Данные спектры измерялись при

температуре 300 К и плотности тока накачки 20 А/см^2 (в 25 раз меньше значения порога лазерной генерации). Максимальная интенсивность электролюминесценции без поляризационного разрешения приходится на длину волны 1120 нм. В коротковолновой части спектра, наблюдается неоднородное уширение (плечо), которое может свидетельствовать о наличии второго пика. Поляризационное разрешение позволило уверенно разделить два пика в спектре ЭЛ. У длинноволнового пика преобладает ТЕ-поляризация, а коротковолновый выглядит как неполяризованный или слабо поляризованный.

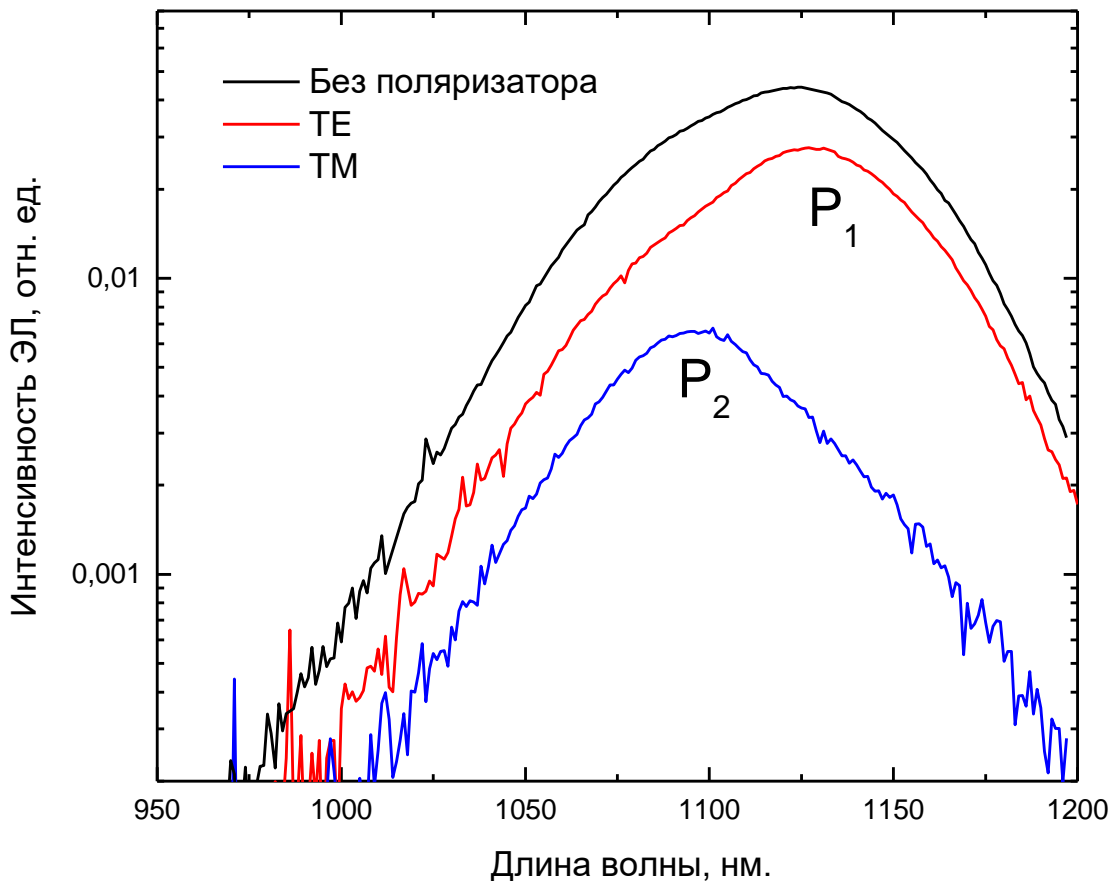


Рисунок 33 Экспериментальные спектры ЭЛ лазерного диода длиной 2 мм с 10 слоями КЯТ при температуре 300 К для неполяризованного (черная кривая), ТЕ (0°) и ТМ (90°) - поляризованного излучения (красная и синяя кривые, соответственно).

Установить природу этих пиков, определить положения и степени

поляризации соответствующего им излучения помогли измерения ЭЛ в различных поляризациях в зависимости от температуры. Полученные спектры были представлены в виде трехмерного графика, отображающего зависимость интенсивности излучения от угла поворота поляризатора θ и длины волны λ (рисунок 34, а).

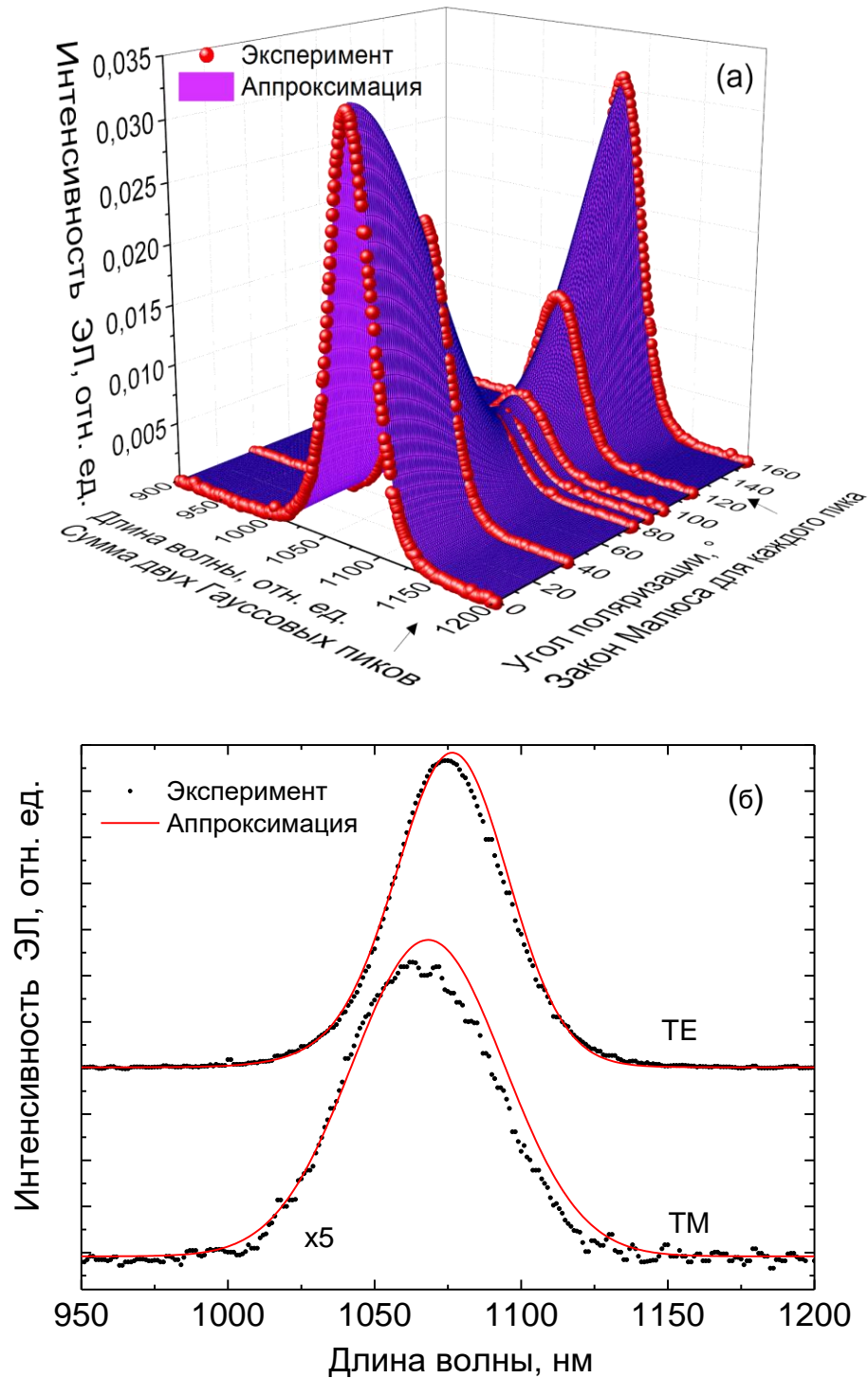


Рисунок 34. Спектры электролюминесценции, полученные с разными углами

поворота поляризатора при температуре 100 К и их аппроксимация поверхностью на основе выражения (3.5) (а) Сечения модельной поверхности и экспериментальные данные для ТЕ (0°) и ТМ (90°) поляризаций (б).

Данный трехмерный график был аппроксимирован модельной поверхностью, представленной следующим аналитическим выражением:

$$I(\theta, \lambda) = PG_1(\theta, \lambda) + PG_2(\theta, \lambda) \quad (3.5)$$

Где PG_1 и PG_2 частично поляризованные функции Гаусса, которые можно представить следующим, основанным на законе Малюса, выражением:

$$PG_i = \left(a_i + b_i \cos^2 \frac{\pi(\theta_{0i} - \theta)}{180} \right) * e^{-\frac{(\lambda - \lambda_i)^2}{2w_i^2}},$$

где a_i, b_i – постоянная часть и амплитуда i -го пика (они являются параметрами аппроксимации), λ_i – длина волны, соответствующая i -му пику, w_i и θ_{0i} – полуширина i -го пика и угол, показывающий направление линейной поляризации (0-ТМ, 90-ТЕ). Последние две величины также являются параметрами аппроксимации. В таком случае степень поляризации DoP_i соответствующего пика можно вычислить по формуле:

$$DoP_i = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{b_i}{2a_i + b_i}$$

На рисунке 34, б приведены сечения аппроксимирующей поверхности в ТЕ (0°) - и ТМ (90°) -поляризациях, а также соответствующие экспериментальные точки из спектров электролюминесценции. Можно видеть, что высокий длинноволновый пик аппроксимируется достаточно хорошо, в то время как аппроксимация коротковолнового пика с меньшей амплитудой недостаточно качественная. Мы связываем это с отклонением реальной формы пиков ЭЛ от гауссовой, которая была использована в модели. Однако, полученные с помощью такой аппроксимации зависимости в достаточной мере отражают температурные тенденции реальных пиков в спектрах ЭЛ, о которых будет сказано далее.

На рисунке 35 представлены температурные зависимости положений пиков в спектрах ЭЛ и степеней их поляризации.

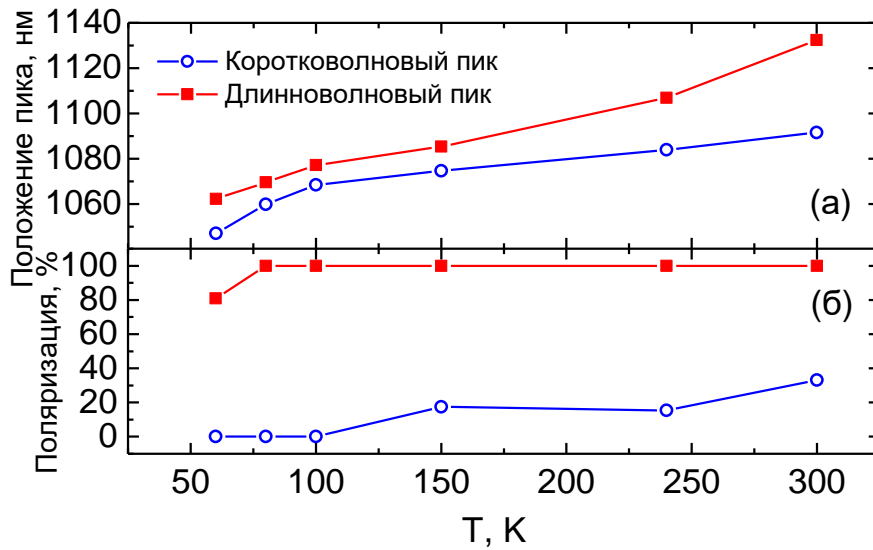


Рисунок 35. Температурные зависимости длины волны пиков в спектре ЭЛ (а) и степень их поляризации (б), определенные в результате аппроксимации.

На приведённых зависимостях наблюдается сближение коротковолнового и длинноволнового пика с понижением температуры. Похожее поведение ранее наблюдалось при исследованиях гетероструктур с КЯТ методом фотолюминесценции (ФЛ) [122], где было показано, что такое поведение свидетельствует о бимодальности излучающих объектов – образовании нескольких ансамблей (мод), каждый из которых имеет свои специфические признаки (размер, форму и т. д.) и излучает на характерных длинах волн. Было установлено, что более коротковолновая линия ФЛ соответствуют излучению из массива квантовых ям-точек, в то время как длинноволновая линия связана с излучением из объектов большего размера: квантовых точек, сходных по геометрии с классическими точками, формируемыми в режиме роста Странского-Крастанова. Наличие двух ансамблей наноструктур разной формы и размера подтверждалось изображениями, полученными методом просвечивающей электронной микроскопии [122]. Это даёт нам основание и в спектрах ЭЛ связать коротковолновый пик с излучением квантовых ям-точек, а длинноволновый пик с излучением более крупных квантовых точек.

На рисунке 35, б, представлены температурные зависимости степени поляризации излучения на длинах волн обоих пиков. Длинноволновое излучение,

соответствующее квантовым точкам, оказывается практически полностью ТЕ-поляризованным, в то время как у коротковолнового пика, наблюдается частичная ТЕ-поляризация при комнатной температуре, ослабевающая с понижением температуры.

Отметим, что обнаружение почти неполяризованного излучения и поглощения в массиве КЯТ кажется достаточно нетипичным и может оказаться полезным для создания волноводных оптических усилителей, источников неполяризованного излучения и волноводных фотодиодов. Обычно низкоразмерные гетероструктуры на основе InGaAs имеют ярко выраженную ТЕ-поляризацию излучения на основном состоянии [112,123]. Чтобы реализовать взаимодействие таких сред с ТМ-составляющей излучения требуются специальные усилия, включая, например, создание многослойных массивов с вертикальным связыванием электронных уровней [123–125], использование различных подходов по управлению упругими напряжениями [126] и др. [127]. Применение квантовых яма-точек в качестве поляризационно-нечувствительной активной области может существенно упростить процесс создания таких приборов.

3.4. Выводы по главе 3

Исследование спектров фоточувствительности с поляризационным разрешением для волноводных фотодиодов на основе КЯТ и КЯ помогло идентифицировать обнаруженные оптические переходы в КЯТ как переход между зоной проводимости и подзоной тяжёлых дырок и переход между зоной проводимости и подзоной лёгких дырок. Установлено сходство природы двух низших по энергии оптических переходов в КЯТ и КЯ.

На длинах волн основного оптического перехода в КЯТ показана сильно выраженная поляризационная анизотропия фоточувствительности в образцах с короткими длинами (до 2 мкм) и содержащих один слой КЯТ. При увеличении

длины образца и количества слоёв активной области чувствительность фотодиода к поляризации излучения сильно снижается, что объясняется наличием малого поглощения ТМ-поляризованного излучения, вызванного нарушением правил отбора основного оптического перехода.

В результате исследований лазерных диодов длиной 2 мм с 10 слоями КЯТ методом электролюминесценции с поляризационным разрешением установлено, что их излучение на длинах волн основного оптического перехода состоит из двух пиков разной степени линейной поляризации, которые мы связываем с наличием двух типов объектов в активной области – КЯТ и КТ, излучающих в более длинноволновой области спектра. Излучение квантовых точек является полностью ТЕ-поляризованным, а излучение квантовых яма-точек практически не поляризованным.

Полученные результаты могут оказаться важными как для понимания фундаментальных свойств электронной структуры КЯТ, так и для реализации оптоэлектронных приборов с возможностью управления поляризационной чувствительностью.

По результатам, изложенным в главе, сформулированы следующие положения.

- Основной оптический переход в квантовых яма-точках, сформированных путем роста слоя $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ толщиной 4–8 монослоев, происходит между зоной проводимости и подзоной тяжёлых дырок, а коротковолновый переход - между зоной проводимости и подзоной лёгких дырок.
- Фоточувствительность волноводных фотодиодов из $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ с квантовыми яма-точками, сформированными путем роста слоя $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ толщиной 8 монослоев, на длине волны основного оптического перехода имеет ТЕ-поляризационную анизотропию, спадающую с 99% до 30% с увеличением произведения длины волновода и числа слоев квантовых яма-точек с 0,3 до 20 мм.

Глава 4. Особенности двухуровневой генерации в лазерных диодах с активной областью на основе квантовых яма-точек

Данная глава посвящена сравнительному экспериментальному исследованию переключения лазерной генерации с основного оптического перехода на возбужденный в лазерах на основе квантовых ям и квантовых яма-точек. Изучено влияние длины резонатора и ширины волновода в вертикальном направлении на режим генерации в лазерах на основе КЯТ.

4.1. Описание экспериментальных образцов и методик

Для проведения сравнительного исследования были выбраны три типа гетероструктур. Они схематически проиллюстрированы на рисунке 36 с указанием состава и толщин эпитаксиальных слоёв.

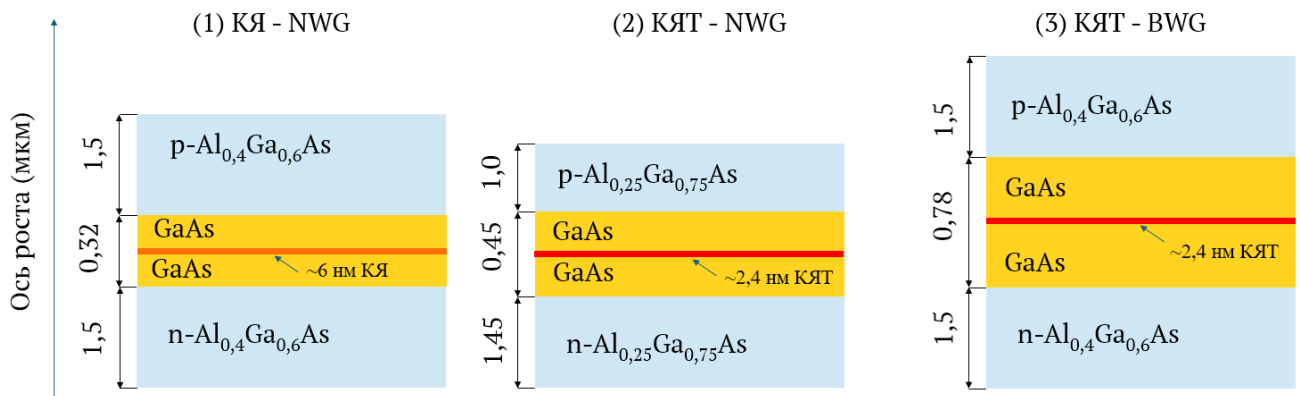


Рисунок 36. Схематическое изображение исследуемых структур с указанием состава и толщин слоёв. КЯ-NWG – структура с квантовой ямой и узким волноводом (1), КЯТ-NWG – структура с квантовыми яма-точками и узким волноводом (2), КЯТ-BWG – структура с квантовыми яма-точками и широким волноводом (3).

Структура первого типа содержит в качестве активной области одиночную

квантовую яму (КЯ) $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ толщиной 6 нм в узком (0,32 мкм) GaAs волноводном слое. В дальнейшем будем сокращённо обозначать лазеры на её основе как КЯ-NWG (narrow waveguide). Вторая структура также имеет узкий волновод (0,45 мкм). В качестве активной области она содержит один слой квантовых яма-точек (КЯТ) $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$. Будем её обозначать как КЯТ-NWG. Третья структура, как и вторая, содержит один слой КЯТ, но имеет широкий волновод (0,78 мкм). Она будет обозначена как КЯТ-BWG (broad waveguide).

Выбор двух типов структур с КЯТ, различающихся по ширине волновода, обусловлен тем, что оба из них представляют практический интерес. Лазеры с узкими волноводами позволяют реализовать работу только на одной фундаментальной оптической моде, что позволяет вводить излучение в оптическое волокно и использовать их в коммуникациях [128]. Широкие волноводы позволяют уменьшить плотность мощности на зеркалах резонатора, а также уменьшить внутренние оптические потери, что важно для мощных лазеров [129].

Все три типа структур выращивались методом газофазной эпитаксии из металлорганических соединений (МОГФЭ). Рост структуры с квантовой ямой (КЯ) происходил на высоко n-легированных подложках GaAs, ориентированных в кристаллографической плоскости (100). Рост структур с КЯТ осуществлялся на подложках, разориентированных на 6° в сторону плоскости (111), что способствует формированию плотного массива наноостровков, обогащённых индием при осаждении слоя $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ номинальной толщиной $\sim 2,4$ нм (восемь монослоев) [39]. Во всех трёх типах структур активная область располагалась по центру волноводного слоя. Также были сформированы BWG- и NWG-структуры, содержащие в активной области два слоя КЯТ $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$, разделённых GaAs слоем толщиной 40 нм. После эпитаксиального роста происходило формирование полосковых структур методом оптической литографии, реактивно-ионное травление p-слоя до остаточной толщины 200 нм, осаждение диэлектрика и нанесение омических металлических контактов. Ширина полоскового контакта составляла 50 и 100 мкм в лазерах с широким полосковым контактом, и 5 мкм в

лазерах с узким полосковым контактом. Полоски ориентировались вдоль направления (011) для обеспечения перпендикулярности граней резонатора при скалывании. Просветляющие покрытия на сколотые грани не наносились. Таким образом были сформированы чипы с длиной резонатора от 0,1 до 4 мм, которые монтировались медные теплоотводы р-стороной вниз с использованием индиевого припоя.

В рамках экспериментального исследования были получены основные характеристики исследуемых лазеров, спектры лазерной генерации и электролюминесценции образцов, а также угловые распределения интенсивности лазерного излучения на дальнем расстоянии от самого лазера (дальние поля). Все измерения проводились в импульсном режиме токовой накачки (длительность - 200 нс, частота следования - 1 кГц) для предотвращения перегрева активной области [130].

Схема экспериментальной установки для измерения зависимости мощности от тока накачки (ватт-амперной характеристики) представлена на рисунке 37

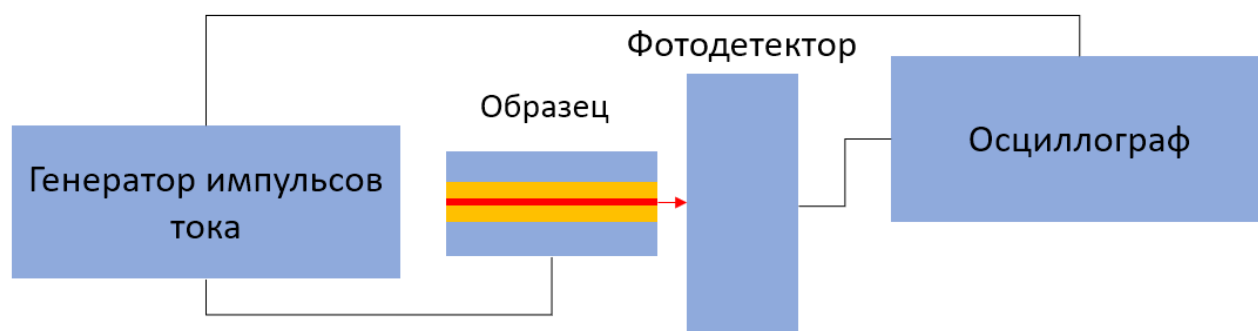


Рисунок 37. Схема измерения ватт-амперной характеристики.

Откалиброванный Ge-фотодетектор большой площади ($78,5 \text{ мм}^2$) поставлен практически вплотную к выходной грани образца и собирает всю выходящую с одной грани мощность. В дальнейшем полученный сигнал умножается на два, чтобы учесть эквивалентную мощность, выходящую с противоположной грани образца. Импульсы тока накачки (200 нс, 1 кГц) подаются от генератора и контролируются осциллографом. С помощью данной схемы измеряются

пороговые значения токов накачки, наклон ватт-амперной характеристики и мощность в абсолютных единицах (мВт).

Для определения внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности использовался широко известный метод анализа зависимости внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора [45, стр. 75]. Внешняя дифференциальная квантовая эффективность η_D рассчитывалась по наклону ватт-амперной характеристики в режиме генерации:

$$\eta_D = \frac{e}{\hbar\omega} \frac{dP}{dI} \quad (4.1)$$

где e – элементарный заряд, $\hbar\omega$ – энергия фотона на длине волны генерации, P – выходная оптическая мощность, I – ток накачки.

Экспериментальные значения η_D измерялись для серии лазерных чипов с одинаковой конструкцией активной области, но различной длиной резонатора L в диапазоне от 0,1 до 4 мм. В типичных лазерах с КЯТ с длинами более 0,5 мм зависимость обратной дифференциальной эффективности является линейной [131] и хорошо аппроксимируется следующим выражением, связывающим η_d с внутренними и внешними потерями [45, стр. 75]:

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{\alpha_i}{\eta_i \cdot \ln\left(\frac{1}{R}\right)} L + \frac{1}{\eta_i} \quad (4.2)$$

где η_i – внутренняя квантовая эффективность (доля инжектированных носителей, участвующих в излучательной рекомбинации), α_{in} – внутренние оптические потери, R – коэффициент отражения граней резонатора.

На рисунке 38 показана схема экспериментальной установки по исследованию спектров генерации.

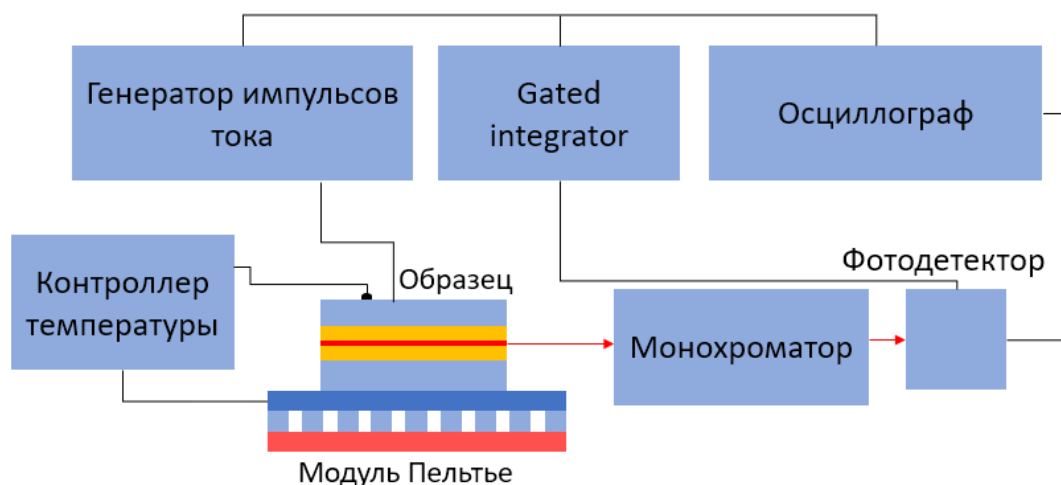


Рисунок 38. Схематическое изображение экспериментальной установки по исследованию спектров генерации.

На образец, температура которого поддерживается постоянной, подаются импульсы тока накачки (200 нс, 1 кГц). С помощью осциллографа контролируется форма импульса и измеряется их амплитуда. Импульсы фотоотклика с детектора поступают на стробируемый интегратор (gated integrator) – устройство, которое вычисляет среднее значение входного импульсного сигнала за заданный временной интервал. Этот интервал определяется стробирующим прямоугольным импульсом, формируемым самим интегратором: в течение его длительности происходит интегрирование входного сигнала, после чего результат делится на длительность стробирующего импульса. Для измерения нужно осуществить синхронизацию стробирующего и исследуемого импульса, что делается с помощью вывода обоих на экран осциллографа. Таким образом мы, по сути, осуществляем синхронное детектирование сигнала большой скважности, избавляясь от влияния шумов, фоновых помех, а также от влияния переходных процессов, связанных с нарастанием и спадом импульса тока накачки. Интегрируя измеренные спектры и сопоставляя их с измеренными ранее ватт-амперными характеристиками, можно получить ватт-амперные характеристики со спектральным разрешением при высоких уровнях накачки.

Исследование углового распределения интенсивности лазерного излучения на большом расстоянии (50 см) от лазера (измерение дальнего поля) позволяет

определить модовый состав, а также расходимость лазерного излучения. Для измерений дальнего поля использовался метод, описанный в [132] и проиллюстрированный на рисунке 39.

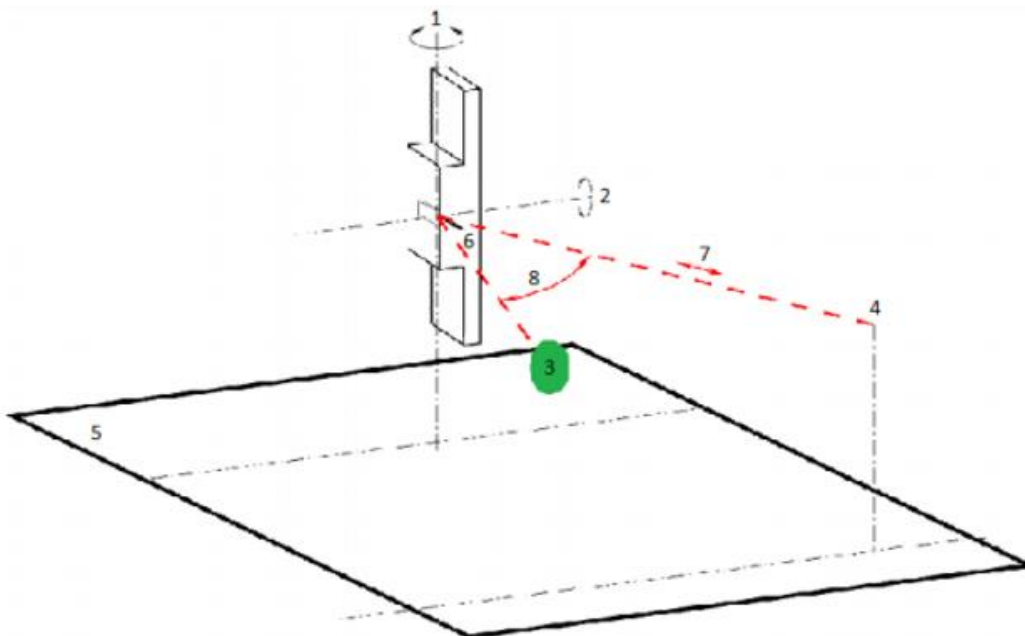


Рисунок 39. Иллюстрация для пояснения методики измерения дальнего поля. [132]

Исследуемый образец устанавливается на платформу подключения электрических контактов с контролем температуры. Платформа расположена на двух угловых моторизированных подвижках с взаимно перпендикулярными осями (1) и (2). Эта конструкция закреплена на поступательных подвижках, для установления положения образца. Юстировка осуществляется с помощью гелий-неонового лазера (4), пучок которого направлен параллельно плоскости оптического стола (5) и попадает в точку пересечения осей (1) и (2), в которой находится образец после юстировки. Начало отсчёта угла определяется по двум положениям вращающейся подвижки: при возврате луча, отражённого от выходного зеркала образца, и при его попадании на приёмник (3). Нулевой угол равен второму положению плюс половина разности между ними. Измерения проводятся в схеме синхронного детектирования.

4.2. Анализ спектров усиленного спонтанного излучения

Усиленным спонтанным излучением называют электролюминесценцию (ЭЛ), индуцированную вынужденными переходами в активной области в отсутствие лазерной генерации. Его можно наблюдать, когда степень инверсной заселённости носителей достаточно высока, но оптические потери в волноводе превышают усиление. Усиленное спонтанное излучение, достигаемое при насыщении усиления называют насыщенным спонтанным излучением [133,134]. В условиях высокой электрической накачки и подавления лазерной генерации анализ спектров усиленного спонтанного излучения позволяет извлечь информацию о спектрах усиления. Было показано теоретически и экспериментально, что в КЯ и КТ спектры насыщенного спонтанного излучения демонстрируют качественное сходство с формой спектра насыщенного оптического усиления [133,134]. Поэтому для характеристики спектров усиления в КЯ и КЯТ были измерены спектры электролюминесценции (ЭЛ) в зависимости от тока накачки вплоть до очень высоких плотностей тока (20 кА/см^2) (рисунок 40), приводящих к насыщению спонтанного излучения. Длины резонаторов выбирались достаточно короткими (100 мкм). Такие резонаторы имеют высокие внешние оптические потери, что предотвращает начало лазерной генерации через основной оптический переход и позволяет заполнить возбужденные состояния носителями.

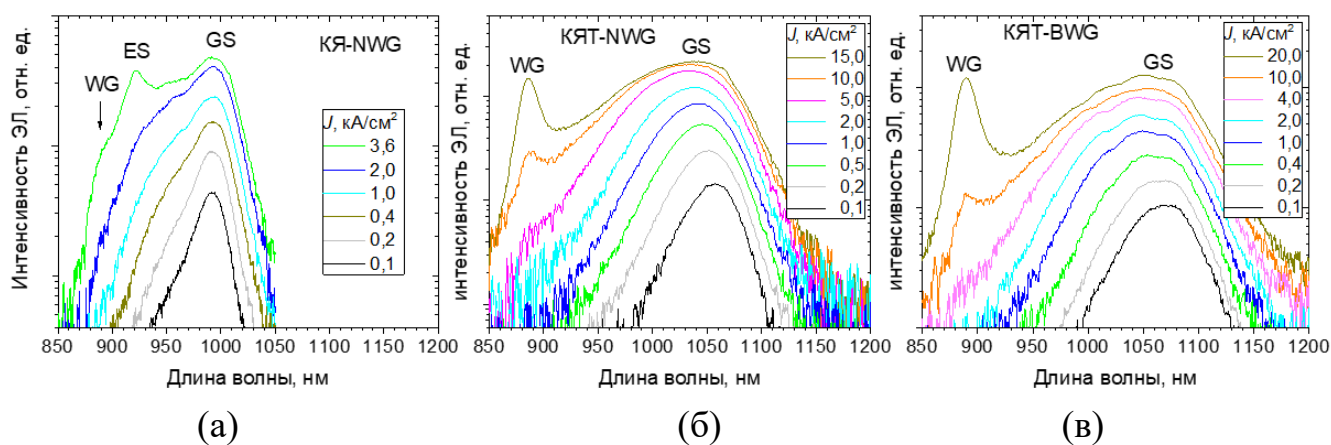


Рисунок 40. Спектры электролюминесценции коротких (100 мкм) лазеров: КЯ-NWG (а), КЯТ-NWG (б) и лазеров с КЯТ-BWG (в).

Опишем и проанализируем поведение спектров ЭЛ с ростом плотности тока накачки. Для лазера с КЯ (рисунок 40, а) при низких значениях плотности тока накачки в спектре наблюдается один пик на длине волны 990 нм, связанный с основным оптическим переходом (GS). Его полуширина на полувысоте составляет 29 нм. При увеличении тока интенсивность данного пика растёт, а также у него появляется коротковолновое неоднородное уширение (плечо), которое при значении плотности тока $3,6 \text{ кА/см}^2$ становится отчётливо выраженным пиком на длине волны 920 нм. Этот пик соответствует возбуждённому оптическому переходу (ES). При дальнейшем увеличении плотности тока накачки до 4 кА/см^2 в спектре начинает доминировать коротковолновый пик, а длинноволновый перестает расти. При этом у коротковолнового пика заметно плечо на длине волны 880 нм, связанное с излучательными переходами в волноводном слое GaAs (WG). При дальнейшем увеличении тока накачки в лазере начиналась генерация. Таким образом, можно утверждать, что при плотности тока 4 кА/см^2 переход GS уже находится в состоянии насыщения, а ES – ещё нет.

Лазеры с КЯТ как с узким (NWG), так и с широким (BWG) волноводом имеют качественно схожие спектры ЭЛ (рисунок 40 б, в). При небольших токах накачки наблюдаются пики GS на длинах волн 1060 и 1070 нм в NWG и BWG образцах соответственно. Значения полуширины на полувысоте для них составили 49 и 66 нм. Незначительные различия в спектрах образцов с номинально одинаковой активной областью мы связываем с флуктуациями ростовых параметров. При значениях плотности тока накачки 5 кА/см^2 основной переход еще не перешел в режим насыщения и его интенсивность продолжает значительно расти с током накачки. При дальнейшем увеличении плотности тока до значения $15\text{--}20 \text{ кА/см}^2$ этот рост замедляется и практически прекращается, при этом в спектре появляется пик WG на длине волны 880 нм, интенсивность которого возрастает.

В отличие от лазеров с КЯ, в спектрах лазеров с КЯТ не наблюдается пика, соответствующего переходу ES даже при плотностях тока накачки, превышающих в 5 раз те, при которых этот переход отчётливо проявляется в КЯ-NWG лазерах. В спектральной области, охватывающей и переходы GS и ES для КЯТ (950–1100 нм), наблюдаемые спектры электролюминесценции при токах 15–20 кА/см² соответствуют спектрам насыщенного спонтанного излучения, а значит и спектрам насыщенного усиления [133,134]. Интенсивный пик излучения из волноводного слоя GaAs (пик WG на 880 нм) дополнительно свидетельствует о высоком уровне заполнении носителями.

Из данного сравнительного анализа следует, что в КЯТ усиление на возбуждённом оптическом переходе насыщается одновременно с усилением на основном и не превышает его по величине. В отличие от КЯ, где усиление, достигая насыщения на основном оптическом переходе, продолжает расти на возбужденном. Исходя из этого, в лазерах на КЯТ можно ожидать более стабильную генерацию на основном оптическом переходе, чем в лазерах с КЯ, где в случае высоких оптических потерь, или при высоких уровнях накачки может произойти переключение на генерацию через возбуждённый переход. Экспериментальная проверка данной гипотезы представлена в следующем разделе.

4.3. Исследование генерации при высоких внешних потерях

В литературном обзоре данной работы рассматривались два условия, при каждом из которых может возникнуть генерация на возбуждённом оптическом переходе: большие внешние потери и высокий уровень электрической накачки. Данный раздел посвящен первому из них: при увеличении оптических потерь (например, за счёт уменьшения длины резонатора) до уровня, превышающего насыщенное усиление на основном оптическом переходе генерация может переключиться на возбуждённый оптический переход, если усиление на нём выше.

Ниже приведено описание проведённых экспериментальных исследований характеристик генерации в лазерах КЯ и КЯТ с широким полосковым контактом (50 мкм) при различных оптических потерях. Основные полученные результаты опубликованы в [135] и [136].

Спектры лазерной генерации и ватт-амперные характеристики измерялись в образцах с широким полосковым контактом (50 мкм) с различными длинами резонатора. Токи накачки незначительно превышали пороговые значения. В результате были получены: зависимость длины волны лазерной генерации от длины резонатора L (рисунок 41, а) и зависимость пороговой плотности тока от L (рисунок 41, б).

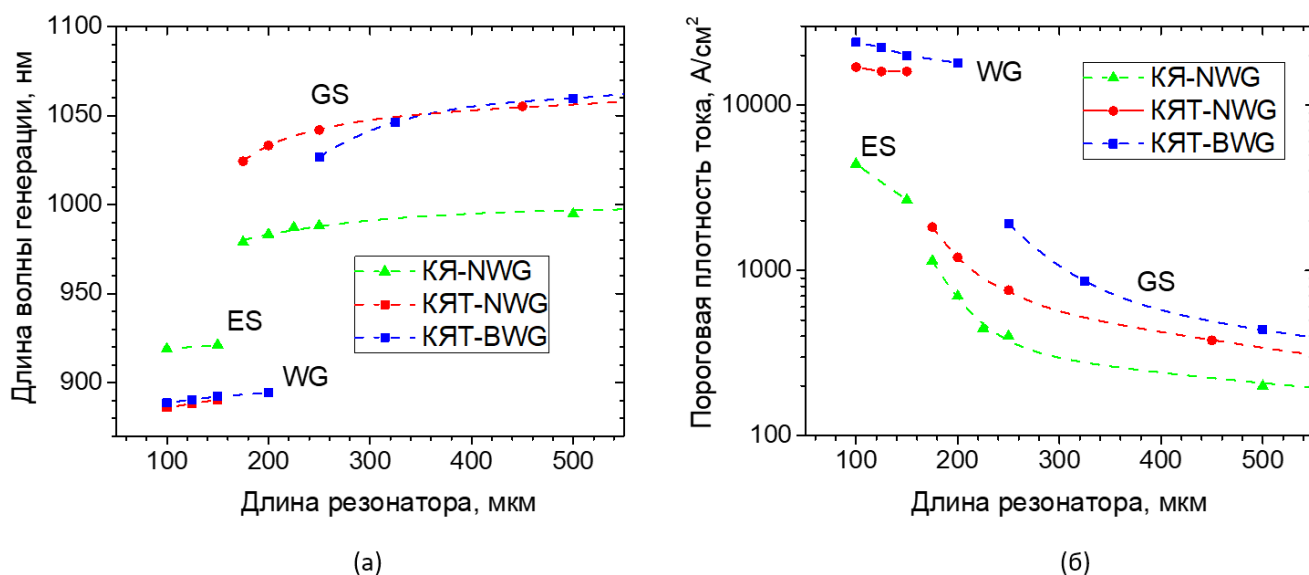


Рисунок 41. Длина волны генерации (а) и пороговая плотность тока (б) в зависимости от длины резонатора для исследуемых трёх типов лазеров с широким полосковым контактом.

У всех трёх типов лазеров при больших длинах резонатора (более 250 мкм) генерация происходит в спектральной области, соответствующей основному оптическому переходу. С уменьшением длины резонатора от 500 до 250 мкм наблюдается небольшое смещение длины волны генерации в коротковолновую сторону (синее смещение), а также увеличение пороговой плотности тока (рисунок 41 б), что обусловлено увеличением внешних оптических потерь.

В литературном обзоре описано поведение лазеров на квантовых точках:

когда длина резонатора становится меньше некоторого критического значения $L_{кр}$, потери начинают превышать усиление на основном оптическом переходе и длина волны генерации последовательно переключается на более короткие значения, соответствующие возбужденным оптическим переходам (рисунок 9). Данная интерпретация хорошо подходит для представленного рисунке 41 (а) случая с лазерами на квантовых ямах, где при длинах меньше $L_{кр} \approx 150$ мкм длина волны генерации переключается с значения 980 нм на 920 нм, которое соответствует возбужденному оптическому переходу.

Однако, в лазерах с КЯТ-NWG, при длинах меньших, чем $L_{кр} \approx 175$ мкм, длина волны генерации сразу переключается на значение 885 нм, соответствующее излучению из волноводного слоя GaAs, минуя возбужденный оптический переход. В лазерах с КЯТ-BWG также наблюдается переключение генерации с линии GS на линию WG, минуя линию ES, при длинах резонатора менее $L_{кр} \approx 250$ мкм. Более высокое значение $L_{кр}$ обусловлено тем, что лазер с широким волноводом имеет меньший фактор оптического ограничения, чем лазер с узким волноводом, а значит прекращение условия лазерной генерации в BWG будет наступать при меньших оптических потерях, чем у NWG.

Отсутствие генерации на возбужденном оптическом переходе в КЯТ лазерах обусловлено тем, что насыщенное усиление на возбужденном оптическом переходе не превышает таковое на основном (как показано в предыдущем разделе 4.2). Значит, когда при уменьшении длины внешние оптические потери превышают насыщенное усиление на основном переходе, они превышают таковое и на возбужденном, и переключение генерации происходит на переход в GaAs. Достижение усиления, близкого к насыщенному, подтверждается экспериментально. Как показано на рисунке 41, (б), генерацию через переход GS удавалось зафиксировать при высоких значениях плотностей порогового тока, вплоть до 2 кА/см². При этом, из анализа спектров ЭЛ (рисунок 40) следует, что при значениях плотностей тока накачки 4–5 кА/см² усиление начинает насыщаться областях как переходов GS так и ES. Это говорит о том, что при генерации на линии

GS в лазерах с короткими длинами усиление в КЯТ действительно было близко к насыщенному.

Таким образом, показано, что в отличие от лазеров с активной областью на основе КЯ и КТ, в лазерах с активной областью на основе КЯТ не наблюдается переключения генерации при увеличении внешних оптических потерь в резонаторе (при уменьшении длины).

4.4. Исследование генерации при высоких плотностях тока накачки

В данном разделе представлено экспериментальное исследование спектров генерации КЯ-NWG, КЯТ-NWG и КЯТ-BWG лазеров при высоких плотностях порогового тока на предмет переключений с основного оптического перехода на возбуждённый.

Мы установили, что лазеры всех трёх типов с широким полосковым контактом и длиной резонатора более 300 мкм сохраняют генерацию только на основном оптическом переходе вплоть до самых высоких плотностей тока накачки (35–48 кА/см²) и выходных мощностей 2–4 Вт, при которых происходила необратимая деградация характеристик лазеров [135]. Однако при уменьшении длины резонатора до 250 мкм в некоторых устройствах наблюдалась генерация на переходе ES и генерация через GaAs-волновод (WG) при очень высоких плотностях тока накачки, как показано на рисунке 42 на приведённых спектрах лазерной генерации. На рисунке 43 для данных лазеров представлены интегральные интенсивности линий генерации в зависимости от тока накачки.

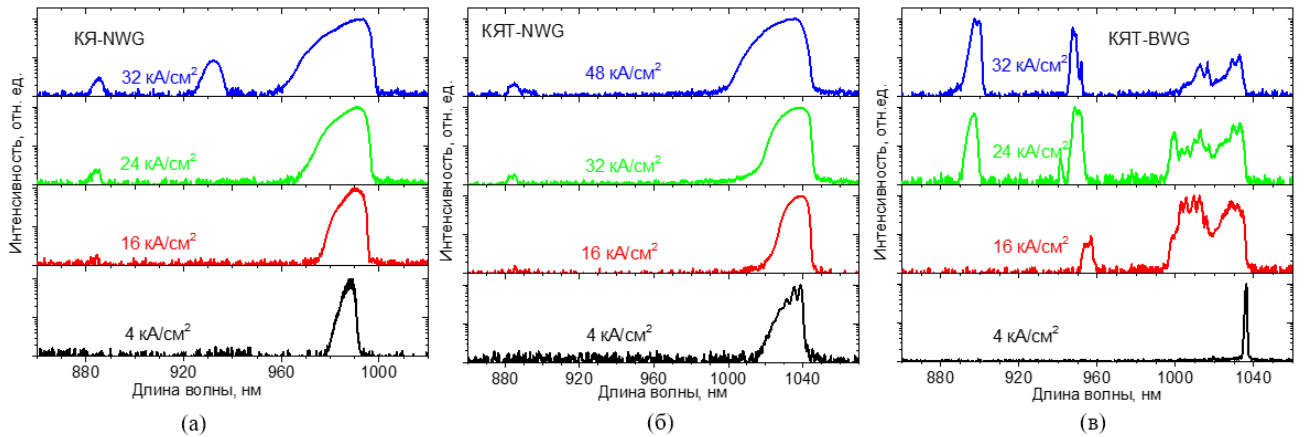


Рисунок 42. Спектры генерации лазеров с широким полосковым контактом (50 мкм) и длиной резонатора 250 мкм при различных плотностях тока накачки. КЯ-NWG (а), КЯТ-NWG (б) и КЯТ- BWG (в).

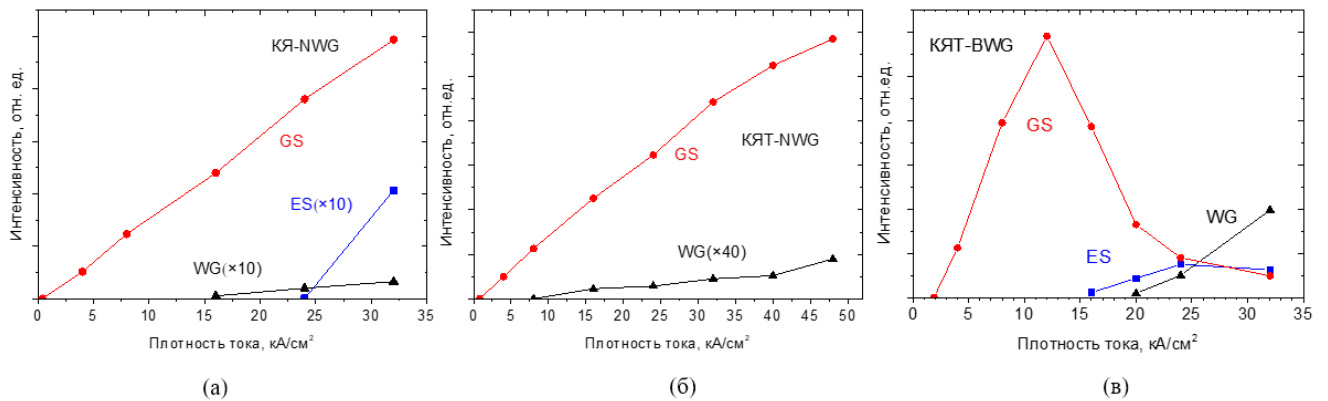


Рисунок 43 Интегральные интенсивности линий генерации в зависимости от тока накачки для лазеров КЯ-NWG (а), КЯТ-NWG (б) и КЯТ- BWG (в) длиной 0,25 мм. Кривые WG и ES (а) масштабированы в 10 раз. Кривая WG (в) масштабирована в 40 раз.

В образце с квантовой ямой (рисунки 42 а, 43 а) генерация на переходе GS (980 нм) начинается при значении плотности тока накачки около $0,4 \text{ кА/см}^2$. С ростом тока накачки в спектре происходит уширение пика GS, а его интегральная интенсивность линейно возрастает. При дальнейшем увеличении плотности тока накачки до 16 кА/см^2 в спектре появляется слабое излучение на длине волны 885 нм, связанное с генерацией в волноводном слое GaAs (WG). При дальнейшем увеличении до 24 кА/см^2 одновременно с линиями GS и WG появляется дополнительная линия на длине волны 930 нм, соответствующая генерации на

переходе ES. Интегральные интенсивности пиков ES и WG также линейно возрастают с током вплоть до его максимальных значений 32 кА/см^2 . При еще более высоких плотностях тока накачки происходила катастрофическая деградация зеркал лазеров, аналогично описанной в работе [137], что необратимо выводило прибор из строя.

В КЯТ-NWG лазере (рисунки 42 б, 43 б) во всем диапазоне токов накачки доминирует линия GS, а при плотности тока накачки 24 кА/см^2 начинается слабое излучение из волновода GaAs, интенсивность которого линейно возрастает с ростом тока. Стоит отметить, что такая картина сохраняется и при более высоких, чем в случае лазеров с КЯ, плотностях тока накачки, вплоть до 48 кА/см^2 .

Иная картина наблюдается в КЯТ-BWG лазере (рисунки 42 в, 43 в). В диапазоне плотностей тока накачки от 4 до 16 кА/см^2 наблюдается генерация на основном оптическом переходе. Интенсивность пика GS линейно возрастает с увеличением тока до 12 кА/см^2 и резко падает при дальнейшем увеличении. При высоких значениях плотностей токов накачки (более 16 кА/см^2) пик GS демонстрирует заметное увеличение полуширины (до 36 нм) и модуляции по интенсивности. Мы связываем это с эффектом группировки продольных волноводных мод, который, как предполагается в работе [138], может быть обусловлен интерференционными явлениями, связанными с частичной утечкой волноводных мод в подложку. Уменьшение интенсивности пика GS сопровождается возникновением генерации на длине волны 950 нм (ES). При плотности тока накачки свыше 20 кА/см^2 наблюдается одновременная генерация через переходы GS и ES, а также генерация в волноводном слое. При накачке выше 24 кА/см^2 интенсивности всех трёх пиков становятся сопоставимыми. Увеличение плотности тока накачки от 20 до 32 кА/см^2 сопровождается уменьшением интенсивности генерации на GS, сохранением практически постоянной интенсивности генерации на ES и сверхлинейным возрастанием интенсивности волноводной генерации.

Таким образом, лазеры на КЯ и КЯТ в узком волноводе демонстрируют

поведение, которое согласуется с описанным в предыдущих разделах: переключение с генерации с перехода GS на переход ES в КЯ и отсутствие такового для КЯТ. Однако, лазеры с КЯТ в широком волноводе демонстрируют качественно иное поведение – переключение на длину волны перехода ES при повышении тока накачки. Чтобы понять причину наблюдаемых различий, мы проанализировали модовый состав излучения, исследовав распределение интенсивности в дальнем поле в вертикальном направлении (в направлении оси роста структуры).

4.5. Связь переключения генерации с модовым составом излучения

Диаграммы вертикального углового распределения интенсивности излучения для лазеров с широким полосковым контактом представлены на рисунке 44.

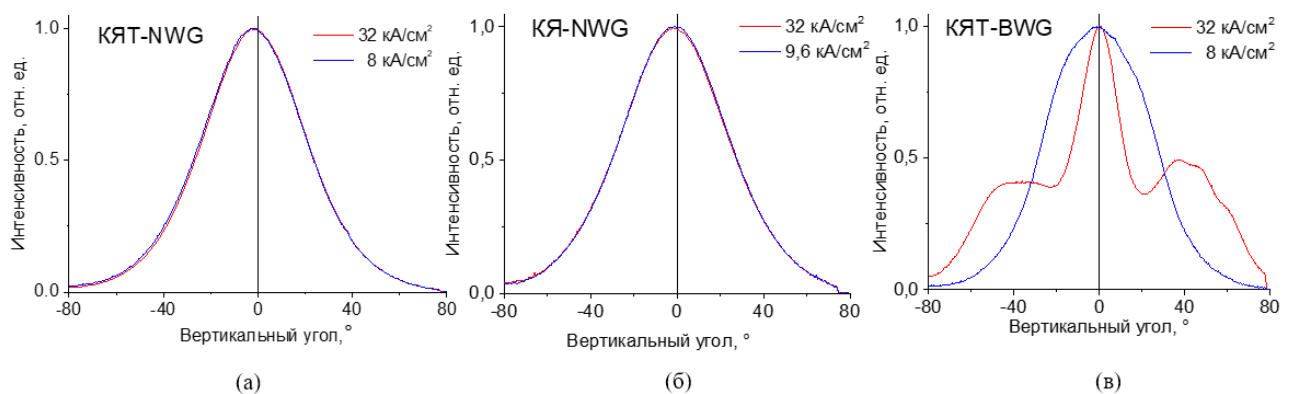


Рисунок 44 Диаграммы вертикального распределения интенсивности излучения в дальнем поле при различных плотностях тока накачки лазеров с широким полосковым контактом КЯ-NWG (а), КЯТ-NWG (б) и КЯТ- BWG (в) длиной 0,25 мм.

Образцы КЯ-NWG и КЯТ-NWG вплоть до самых высоких токов накачки демонстрируют диаграммы гауссовой формы с полушириной 58° и 51° соответственно. Это означает, что лазерная генерация в КЯ-NWG и КЯТ-NWG происходит на фундаментальной вертикальной оптической моде.

Лазер КЯТ-BWG демонстрирует качественно иной вид диаграмм дальнего

поля при высоких токах накачки (рисунок 44, в). При плотностях тока, начиная от порога генерации на основном оптическом переходе до начала генерации на возбуждённом оптическом переходе, на диаграмме виден один широкий лепесток, с полушириной на полувысоте 57° . Когда плотность тока накачки превышает пороговое значение генерации на переходе ES (16 кА/см^2) и в спектре на рисунке 42 (а) появляется линия ES, вид угловой диаграммы качественно меняется. Видно три хорошо разрешимых лепестка, что свидетельствует о генерации на вертикальной волноводной моде второго порядка.

Известно, что вертикальные TE-моды высших порядков имеют больший коэффициент отражения от зеркала резонатора, чем фундаментальная, из-за большего угла падения [139]. Это облегчает возникновение лазерной генерации на переходе ES в лазерах КЯТ-BWG. Отметим, что в лазерах КЯТ-NWG может существовать только фундаментальная мода, поскольку толщина волновода слишком мала для существования моды второго порядка. Это объясняет наличие в лазерах КЯТ-BWG генерации на возбуждённом оптическом переходе при отсутствии таковой в КЯТ-NWG.

4.6. Выводы по главе 4

Анализ спектров насыщенного спонтанного излучения показал, что в лазерах на квантовых яма-точках с ростом тока накачки усиление на коротковолновом переходе (ES) приходит в насыщение одновременно с усилением на основном (GS) и не превышает его.

В лазерах с волноводом толщиной 440 мкм и активной областью на основе квантовых яма-точек не возникает генерации на возбуждённом состоянии, в отличие от лазеров с активной областью на основе квантовых ям.

В лазерах на квантовых яма-точках с толщиной волновода 780 мкм и длиной менее 250 мкм генерация на возбуждённом состоянии возникает благодаря

переключению на вертикальную моду второго порядка, для которой оптические потери ниже, чем для фундаментальной.

По результатам, изложенным в главе, сформулировано положение.

- Использование квантовых яма-точек, полученных путем роста 8 монослоев $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$, в качестве активной области торцевых лазеров с волноводом $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ толщиной менее 450 нм приводит к реализации лазерной генерации на основном оптическом переходе вплоть до переключения на генерацию в волноводном слое GaAs без появления генерации на коротковолновом переходе квантовых яма-точек как при увеличении оптических потерь при пороговых условиях, так и при увеличении тока накачки выше порога.

Заключение

В диссертационном исследовании получены следующие основные результаты:

1. Предложен аналитический подход для отдельного учёта вклада конструкции волновода и свойств активной области в значение модального поглощения или усиления. Это позволяет рассчитывать характеристики волноводных оптоэлектронных приборов инвариантно относительно типа используемой в качестве активной области квантоворазмерной гетероструктуры.
2. Установлено, что волноводные гетероструктуры GaAs/AlGaAs с квантовыми яма-точками $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ обладают в 9 ± 2 раз более высоким насыщенным модальным усилением (или поглощением в отсутствие накачки), чем аналогичные структуры с квантовыми точками InAs, выращенными по механизму Странского–Крастанова.
3. Показана применимость модели КЯ с эффективными значениями содержания In и толщины для расчёта энергий оптических переходов в КЯТ.
4. Найден способ управления поляризационной чувствительностью волноводных фотодетекторов на основе КЯТ варьированием длины волновода и числа слоёв КЯТ.
5. Определены условия эксперимента для установления механизма снижения поляризационной чувствительности волноводных фотодиодов с КЯТ.
6. Показано, что торцевые лазеры на основе квантовых яма-точек InGaAs демонстрируют генерацию через основной оптический переход как в условиях высокой электрической накачки, так и при высоких внешних потерях, когда лазеры с сопоставимым волноводом на основе квантовых ям InGaAs демонстрируют переключение генерации на возбуждённый оптический переход.
7. Показано, что генерация на возбуждённом оптическом переходе в КЯТ возможна только на волноводных модах высших порядков.

Список публикаций по теме диссертации:

- A1. Минтаиров С.А. Экспериментальное и теоретическое исследование спектров фоточувствительности структур с квантовыми ямами-точками $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ оптического диапазона 900–1050 нм / С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, М.В. Максимов, А.М. Надточий, А.А. Харченко, М.З. Шварц, А.Е. Жуков // Письма в журнал технической физики. — 2020. — Т. 46, №3. — С. 3-6.
- A2. Kharchenko A.A. Study of waveguide absorption in InGaAs "quantum well-dots" heterostructures / A.A. Kharchenko, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, Y.M. Shernyakov, A.A. Serin, N.Y. Gordeev, M.V. Maximov, A.E. Zhukov // Nano-Structures and Nano-Objects. — 2021. — Vol. 25. — Art. 100628.
- A3. Nadtochiy A.M. Saturated layer gain in waveguides with InGaAs quantum well-dot heterostructures / A.M. Nadtochiy, N.Y. Gordeev, A.A. Kharchenko, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, Y.M. Shernyakov, M.V. Maximov, A.E. Zhukov, Y. Berdnikov // Journal of Lightwave Technology. — 2021. — Vol. 39. — P. 7479-7485.
- A4. Харченко А.А. Бимодальность в спектрах электролюминесценции InGaAs квантовых ям-точек / А.А. Харченко, А.М. Надточий, А.А. Серин, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, А.Е. Жуков, М.В. Максимов, S. Breuer // Физика и техника полупроводников. — 2022. — Т. 56, № 1. — С. 97-100.
- A5. Maximov M.V. Impact of modal gain and waveguide design on two-state lasing in quantum well-dot lasers / M.V. Maximov, Y.M. Shernyakov, G.O. Kornyshev, A.A. Beckman, F.I. Zubov, A.A. Kharchenko, A.S. Payusov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.G. Dubrovskii, N.Y. Gordeev // Optics Letters. — 2024. — Vol. 49. — P. 6213-6216.
- A6. Beckman A.A. Two-State Lasing in Quantum Well and Quantum Well-Dot Lasers / A.A. Beckman, G.O. Kornyshev, Y.M. Shernyakov, N.Y. Gordeev, A.S. Payusov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, O.I. Simchuk, A.A. Kharchenko, M.V. Maximov // Journal of Applied Spectroscopy. — 2025. — Vol. 92. — P. 76–82.

Благодарности

Выражаю огромную благодарность своему научному руководителю – Надточему Алексею Михайловичу, а также своим коллегам – коллективу Лаборатории нанофотоники СПБАУ РАН им. Ж. И. Алферова и Лаборатории физики полупроводниковых гетероструктур ФТИ им. А.Ф. Иоффе: Паюсову Алексею Сергеевичу, Гордееву Никите Юрьевичу, Бекману Артёму Александровичу, Корнышову Григорию Олеговичу, Зубову Фёдору Ивановичу, Шернякову Юрию Михайловичу, Минтаирову Сергею Александровичу, Калюжному Николаю Александровичу, Морозу Алексею Юрьевичу, а также заведующему Лаборатории нанофотоники – Максимову Михаилу Викторовичу за плодотворное сотрудничество и всестороннюю помощь.

Особую благодарность выражаю своей супруге – Юлии, за понимание, поддержку и прочтение диссертации целиком!

Благодарю своих родителей за то, что обеспечили мне возможность получить достойное образование, которое привело к написанию данной работы.

Список сокращений и условных обозначений

- BWG – Обозначение лазеров с широким в вертикальном направлении волноводом
- DoP – Степень поляризации излучения
- D_R – Степень поляризационной анизотропии фоточувствительности (коэффициент фотоплетохроизма)
- dG – Показатель усиления слоя (произведение толщины слоя среды и её материального усиления)
- $e1, hh1, lh1$ – Уровни электронов, тяжёлых и лёгких дырок соответственно на энергетической зонной диаграмме квантоворазмерной структуры
- ES – Обозначение возбужденного (коротковолнового) межзонного оптического перехода
- FWHM – Полуширина спектрального пика на полувысоте
- GS – Обозначение основного межзонного оптического перехода
- NWG – Обозначение лазеров с узким в вертикальном направлении волноводом
- p-i-n – Полупроводниковая структура с чередующимися слоями с дырочным, собственным и электронным типом проводимости
- R (*responsivity*) – Фоточувствительность фотодиода (фототок на единицу вводимой мощности)
- TE – Направление поляризации, при которой вектор электрического поля параллелен гетерослоям
- TM – Направление поляризации, при которой вектор электрического поля перпендикулярен гетерослоям
- WG – Волновод (волноводный слой)
- WL – Смачивающий слой
- Г-фактор — Фактор оптического ограничения
- КТ – Квантовые точки
- КЯ – Квантовая яма

КЯТ – Квантовые яма-точки

ЛП – Линейная поляризация

МОГФЭ – Газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений

ПЭМ – Просвечивающая электронная микроскопия

СКО – Среднеквадратичное отклонение

ФЛ – Фотолюминесценция

ЭЛ – Электролюминесценция

Литература

1. Алферов Ж.И. Двойные гетероструктуры: концепция и применения в физике, электронике и технологии / Ж.И. Алферов // Успехи физических наук. — 2002. — Т. 172, № 9. — С. 1068–1086.
2. Sun X. Recent advances in two-dimensional heterostructures: from band alignment engineering to advanced optoelectronic applications / X. Sun, C. Zhu, X. Zhu, J. Yi, Y. Liu, D. Li, A. Pan // Advanced Electronic Materials. — 2021. — Vol. 7, № 7. — Art. 2001174.
3. Жуков А.Е. Приборные характеристики длинноволновых лазеров на основе самоорганизующихся квантовых точек: обзор / А.Е. Жуков, М.В. Максимов, А.Р. Ковш // Физика и техника полупроводников. — 2012. — Т. 46, № 10. — С. 1249–1273.
4. Hou X. Effect of InAs insertion layer on the structural and optical property improvement of InGaAs/InAlAs multiple quantum wells / X. Hou, Y. Kang, F. Lin, B. Meng, K. Li, J. Tang, Z. Wei, Q. Hao // Journal of Alloys and Compounds. — 2024. — Vol. 984. — Art. 173910.
5. Evtikhiev V.P. Growth of InAs quantum dots on vicinal GaAs(001) surfaces misoriented in the [010] direction / V.P. Evtikhiev, V.E. Tokranov, A.K. Kryzhanovskii, A.M. Boiko, R.A. Suris, A.N. Titkov, A. Nakamura, M. Ichida // Semiconductors. — 1998. — Vol. 32, № 7. — P. 765–769.
6. Alonso-Álvarez D. InGaAs/GaAsP strain balanced multi-quantum wires grown on misoriented GaAs substrates for high efficiency solar cells / D. Alonso-Álvarez, T. Thomas, M. Führer, N.P. Hylton, N.J. Ekins-Daukes, D. Lackner, S.P. Philipps, A.W. Bett, H. Sodabanlu, H. Fujii, K. Watanabe, M. Sugiyama, L. Nasi, M. Campanini // Applied Physics Letters. — 2014. — Vol. 105, № 8. — Art. 083124.
7. Kunets V.P. InGaAs quantum wire intermediate band solar cell / V.P. Kunets, C.S. Furrow, T. Al Morgan, Y. Hirono, M.E. Ware, V.G. Dorogan, Y.I. Mazur, G.J.

- Salamo // *Applied Physics Letters*. — 2012. — Vol. 101, № 4. — Art. 043901.
8. Al Saqri N.A. Investigation of electrically active defects in InGaAs quantum wire intermediate-band solar cells using deep-level transient spectroscopy technique / N.A. Al Saqri, J.F. Felix, M. Aziz, V.P. Kunets, D. Jameel, D. Taylor, M. Henini, M.S. Abd El-Sadek, C. Furrow, M.E. Ware, M. Benamara, M. Mortazavi, G. Salamo // *Nanotechnology*. — 2017. — Vol. 28, № 4. — Art. 045707.
 9. Ledentsov N.N. Properties of strained (In, Ga, Al)As lasers with laterally modulated active region / N.N. Ledentsov, D. Bimberg, Y.M. Shernyakov, V. Kochnev, M.V. Maximov, A.V. Sakharov, I.L. Krestnikov, A.Y. Egorov, A.E. Zhukov, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, V.M. Ustinov, P.S. Kop'ev, Z.I. Alferov, A.O. Kosogov, P. Werner // *Applied Physics Letters*. — 1997. — Vol. 70, № 21. — P. 2888–2890.
 10. Yu Q. InGaAs-Based Well–Island Composite Quantum-Confined Structure with Superwide and Uniform Gain Distribution for Great Enhancement of Semiconductor Laser Performance / Q. Yu, X. Li, Y. Jia, W. Lu, M. Zheng, X. Zhang, Y. Ning, J. Wu // *ACS Photonics*. — 2018. — Vol. 5, № 12. — P. 4896–4902.
 11. Mintairov S.A. Hybrid InGaAs quantum well–dots nanostructures for light-emitting and photo-voltaic applications / S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.M. Lantratov, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S. Rouvimov, A.E. Zhukov // *Nanotechnology*. — 2015. — Vol. 26, № 38. — Art. 385202.
 12. Baidus N.V. On the Application of Strain-Compensating GaAsP Layers for the Growth of InGaAs/GaAs Quantum-Well Laser Heterostructures Emitting at Wavelengths above 1100 nm on Artificial Ge/Si Substrates / N.V. Baidus, V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, Z.F. Krasilnik, K.E. Kudryavtsev, S.M. Nekorkin, A.V. Novikov, A.V. Rykov, D.G. Reunov, M.V. Shaleev, P.A. Yunin, D.V. Yurasov // *Semiconductors*. — 2018. — Vol. 52, № 12. — P. 1547–1550.
 13. Zhukov A.E. Internal Loss in Diode Lasers with Quantum Well-Dots / A.E. Zhukov, A.M. Nadtochiy, N.V. Kryzhanovskaya, Y.M. Shernyakov // *Semiconductors*. — 2023. — Vol. 57, № 11. — P. 922–927.

14. Gordeev N.Y. Edge-emitting InGaAs/GaAs laser with high temperature stability of wavelength and threshold current / N.Y. Gordeev, I.I. Novikov, A.V. Chunareva, N.D. Il'inskaya, Y.M. Shernyakov, M.V. Maximov, A.S. Payusov, N.A. Kalyuzhnyy, S.A. Mintairov, V.M. Lantratov, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov // *Semiconductor Science and Technology*. — 2010. — Vol. 25, № 4. — Art. 045003.
15. Reitzenstein S. Lasing in high-Q quantum-dot micropillar cavities / S. Reitzenstein, A. Bazhenov, A. Gorbunov, C. Hofmann, S. Münch, A. Löffler, M. Kamp, J.P. Reithmaier, V.D. Kulakovskii, A. Forchel // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. 89, № 20. — Art. 201107.
16. Barkhouse D.A.R. Yield predictions for photovoltaic power plants: empirical validation, recent advances and remaining uncertainties / D.A.R. Barkhouse, O. Gunawan, T. Gokmen, T.K. Todorov, D.B. Mitzi // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 2015. — Vol. 20, № 1. — P. 6–11.
17. Ozdemir C.I. Leakage mechanisms of sub-pA InGaAs/GaAs nano-ridge waveguide photodetectors monolithically integrated on a 300-mm Si wafer / C.I. Ozdemir, Y. De Koninck, S.K. Patra, M. Baryshnikova, B. Kunert, M. Pantouvaki, J. Van Campenhout, D. Van Thourhout // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2024. — Vol. 57, № 40. — Art. 405101.
18. Cotal H. III–V multijunction solar cells for concentrating photovoltaics / H. Cotal, C. Fetzer, J. Boisvert, G. Kinsey, R. King, P. Hebert, H. Yoon, N. Karam // *Energy & Environmental Science*. — 2009. — Vol. 2, № 2. — P. 174–192.
19. Bimberg D. Quantum dots for lasers, amplifiers and computing / D. Bimberg // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2005. — Vol. 38, № 13. — P. 2055–2058.
20. Park J.-S. High operating temperature (> 200 °C) InAs/GaAs quantum-dot laser with co-doping technique / J.-S. Park, H. Deng, S. Pan, H. Wang, Y. Wang, J. Yuan, X. Zhang, H. Zeng, H. Jia, M. Dang, P. Mishra, G. Jandu, S. Chen, P.M. Smowton, A. Seeds, H. Liu, M. Tang // *Journal of Physics D: Applied Physics*. — 2025. — Vol. 58, № 18. — Art. 185101.
21. Ledentsov N.N. Quantum-dot heterostructure lasers / N.N. Ledentsov, M.

- Grundmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, Z.I. Alferov, J.A. Lott // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 2000. — Vol. 6, № 3. — P. 439–451.
22. Salhi A. High efficiency and high modal gain InAs/InGaAs/GaAs quantum dot lasers emitting at 1300 nm / A. Salhi, L. Fortunato, L. Martiradonna, M.T. Todaro, R. Cingolani, A. Passaseo, M. De Vittorio // *Semiconductor Science and Technology*. — 2007. — Vol. 22, № 4. — P. 396–398.
23. Salhi A. Enhanced modal gain of multilayer InAs/InGaAs/GaAs quantum dot lasers emitting at 1300 nm / A. Salhi, L. Fortunato, L. Martiradonna, R. Cingolani, M. De Vittorio, A. Passaseo // *Journal of Applied Physics*. — 2006. — Vol. 100, № 12. — Art. 123111.
24. Amano T. 1.3- μm InAs quantum-dot laser with high dot density and high uniformity / T. Amano, T. Sugaya, K. Komori // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2006. — Vol. 18, № 4. — P. 619–621.
25. Zhukov A.E. Gain characteristics of quantum dot injection lasers / A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, A.Y. Egorov, N.N. Ledentsov, A.F. Tsatsul'nikov, M.V. Maximov, Y.M. Shernyakov, V.I. Kopchatov, A.V. Lunev, P.S. Kop'ev, D. Bimberg, Z.I. Alferov // *Semiconductor Science and Technology*. — 1999. — Vol. 14, № 1. — P. 118–123.
26. Жуков А.Е. Влияние возбужденного оптического перехода на фактор уширения спектральной линии лазеров на квантовых точках / А.Е. Жуков, А.В. Савельев, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Е.М. Аракчеева // *Физика и техника полупроводников*. — 2012. — Т. 46, № 2. — С. 235–240.
27. Ledentsov N.N. QD lasers: physics and applications / N.N. Ledentsov, A.R. Kovsh, V.A. Shchukin, S.S. Mikhrin, I.L. Krestnikov, A.V. Kozhukhov, L.Y. Karachinsky, M.V. Maximov, I.I. Novikov, Y.M. Shernyakov, I.P. Soshnikov, A.E. Zhukov, E.L. Portnoi, V.M. Ustinov, D. Gerthsen, P.K. Bhattacharya, N.F. Zakharov, P. Werner, F. Hopfer, M. Kuntz, D. Bimberg // *Proceedings of SPIE*. — 2005. — Vol. 5624. — P. 335.

28. Coleman J.J. Strained-layer InGaAs quantum-well heterostructure lasers / J.J. Coleman // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 2000. — Vol. 6, № 6. — P. 1008–1013.
29. Tarasov I.S. High power CW (16 W) and pulse (145 W) laser diodes based on quantum well heterostructures / I.S. Tarasov, N.A. Pikhtin, S.O. Slipchenko, Z.N. Sokolova, D.A. Vinokurov, K.S. Borschev, V.A. Kapitonov, M.A. Khomylev, A.Y. Leshko, A.V. Lyutetskiy, A.L. Stankevich // *Spectrochimica Acta Part A: Molecular and Biomolecular Spectroscopy*. — 2007. — Vol. 66. — P. 819–823.
30. Wan C.T. Low Transparency Current Density and Low Internal Loss of 1060-nm InGaAs Laser With GaAsP–GaAs Superlattices as Strain-Compensated Layer / C.T. Wan, Y.K. Su, H.C. Yu, C.Y. Huang, W.H. Lin, W.C. Chen, H.C. Tseng, J.B. Horng, C. Hu, S. Tsau // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2009. — Vol. 21, № 19. — P. 1474–1476.
31. Tsvid G. Spontaneous Radiative Efficiency and Gain Characteristics of Strained-Layer InGaAs–GaAs Quantum-Well Lasers / G. Tsvid, J. Kirch, L.J. Mawst, M. Kanskar, J. Cai, R.A. Arif, N. Tansu, P.M. Snowton, P. Blood // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 2008. — Vol. 44, № 8. — P. 732–739.
32. Yu Y. Telecom-band quantum dot technologies for long-distance quantum networks / Y. Yu, S. Liu, C.M. Lee, P. Michler, S. Reitzenstein, K. Srinivasan, E. Waks, J. Liu // *Nature Nanotechnology*. — 2023. — Vol. 18, № 12. — P. 1389–1400.
33. Жуков А.Е. Основы физики и технологии полупроводниковых лазеров / А.Е. Жуков. — СПб.: Изд-во Акад. ун-та, 2016.
34. Жуков А.Е. Метаморфные лазеры спектрального диапазона 1.3 мкм, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках GaAs / А.Е. Жуков, А.Р. Ковш, С.С. Михрин, Е.С. Семенова, Н.А. Малеев, А.П. Васильев, Н.В. Крыжановская, А.Г. Гладышев, Ю.М. Шерняков, Ю.Г. Мусихин, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов // *Физика и техника полупроводников*. — 2003. — Т. 37, № 9. — С. 1143–1147.
35. Griffin P.R. Effect of strain relaxation on forward bias dark currents in

- GaAs/InGaAs multiquantum well p-i-n diodes / P.R. Griffin, J. Barnes, K.W.J. Barnham, G. Haarpaintner, M. Mazzer, C. Zanotti-Fregonara, E. Grünbaum, C. Olson, C. Rohr, J.P.R. David, J.S. Roberts, R. Grey, M.A. Pate // *Journal of Applied Physics*. — 1996. — Vol. 80, № 10. — P. 5815–5820.
36. Martini S. Step bunching in InGaAs/GaAs quantum wells grown by molecular beam epitaxy on GaAs(001) vicinal surfaces / S. Martini, A. Quivy, D. Ugarte, C. Lange, W. Richter, V. Tokranov // *Journal of Crystal Growth*. — 2001. — Vol. 227–228. — P. 46–50.
37. Lee S. The initial stage of InGaAs growth by MOVPE on multiatomic-stepped GaAs structures / S. Lee, M. Akabori, T. Shirahata, K. Takada, J. Motohisa, T. Fukui // *Journal of Crystal Growth*. — 2001. — Vol. 231, № 1–2. — P. 75–81.
38. Weir N. Growth of InAs quantum dots on vicinal GaAs substrates by molecular beam epitaxy / N. Weir, R. Yao, C. Sen Lee, W. Guo // *Journal of Crystal Growth*. — 2016. — Vol. 451. — P. 79–82.
39. Maximov M.V. Light Emitting Devices Based on Quantum Well-Dots / M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, N.V. Kryzhanovskaya, E.I. Moiseev, N.Y. Gordeev, Y.M. Shernyakov, A.S. Payusov, F.I. Zubov, V.N. Nevedomskiy, S.S. Rouvimov, A.E. Zhukov // *Applied Sciences*. — 2020. — Vol. 10, № 3. — Art. 1038.
40. Надточий А.М. Фотолюминесценция с временным разрешением наноструктур InGaAs различной квантовой размерности / А.М. Надточий, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, М.В. Максимов, Д.А. Санников, Т.Ф. Ягафаров, А.Е. Жуков // *Физика и техника полупроводников*. — 2019. — Т. 53, № 11. — С. 1520.
41. Mintairov S.A. GaAs quantum well-dots solar cells with spectral response extended to 1100 nm / S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, S. Rouvimov, A.E. Zhukov // *Electronics Letters*. — 2015. — Vol. 51, № 20. — P. 1602–1604.
42. Payusov A.S. Reducing thermal resistance of high-power semiconductor diode lasers with coupled waveguides / A.S. Payusov, A.A. Beckman, G.O. Kornyshev,

- Y.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.M. Kulagina, M.V. Maximov, N.Y. Gordeev // *Optics & Laser Technology*. — 2023. — Vol. 164. — Art. 109479.
43. Gordeev N.Y. Transverse single-mode edge-emitting lasers based on coupled waveguides / N.Y. Gordeev, A.S. Payusov, Y.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.M. Kulagina, M.V. Maximov // *Optics Letters*. — 2015. — Vol. 40, № 9. — P. 2150.
44. Moiseev E. Highly efficient injection microdisk lasers based on quantum well-dots / E. Moiseev, N. Kryzhanovskaya, M. Maximov, F. Zubov, A. Nadtochiy, M. Kulagina, Y. Zadiranov, N. Kalyuzhnyy, S. Mintairov, A. Zhukov // *Optics Letters*. — 2018. — Vol. 43, № 19. — P. 4554.
45. Lane M. Visualizing the choriocapillaris under drusen: Comparing 1050-nm swept-source versus 840-nm spectral-domain optical coherence tomography angiography / M. Lane, E.M. Moulton, E.A. Novais, R.N. Louzada, E.D. Cole, B. Lee, L. Husvogt, P.A. Keane, A.K. Denniston, A.J. Witkin, C.R. Baumal, J.G. Fujimoto, J.S. Duker, N.K. Waheed // *Investigative Ophthalmology & Visual Science*. — 2016. — Vol. 57, № 9. — P. OCT585–OCT590.
46. Scintilla L.D. Laser cutting of lightweight alloys sheets with 1 μm laser wavelength / L.D. Scintilla, L. Tricarico // *Proceedings of SPIE*. — 2013. — Vol. 8603. — Art. 86030U.
47. Mayerhöfer T.G. Employing Theories Far beyond Their Limits—The Case of the (Bouguer-) Beer–Lambert Law / T.G. Mayerhöfer, H. Mutschke, J. Popp // *ChemPhysChem*. — 2016. — Vol. 17, № 13. — P. 1948–1955.
48. Oehme M. Franz-Keldysh effect in GeSn pin photodetectors / M. Oehme, K. Kostecky, M. Schmid, M. Kaschel, M. Gollhofer, K. Ye, D. Widmann, R. Koerner, S. Bechler, E. Kasper, J. Schulze // *Applied Physics Letters*. — 2014. — Vol. 104, № 16. — Art. 161105.
49. Kiesel P. Waveguide modulators based on the Franz-Keldysh effect with linear

- transmission-voltage characteristics / P. Kiesel, M. Kneissl, N. Linder, B. Knüpfer, S. Quassowski, S.U. Dankowski, P. Riel, G.H. Döhler // Conference on Lasers and Electro-Optics Europe. — Washington, D.C.: Optica Publishing Group, 1994. — P. CTuR1.
50. Traiwattanapong W. Design and simulation of waveguide-integrated Ge/SiGe quantum-confined Stark effect optical modulator based on adiabatic coupling with SiGe waveguide / W. Traiwattanapong, P. Chaisakul, J. Frigerio, D. Chrastina, G. Isella, L. Vivien, D. Marris-Morini // AIP Advances. — 2021. — Vol. 11, № 3. — Art. 035316.
51. Essick J.M. Characterization of a bulk semiconductor's band gap via a near-absorption edge optical transmission experiment / J.M. Essick, R.T. Mather // American Journal of Physics. — 1993. — Vol. 61, № 7. — P. 646–649.
52. Bobretsova Y.K. Experimental technique for studying optical absorption in waveguide layers of semiconductor laser heterostructures / Y.K. Bobretsova, D.A. Veselov, A.A. Podoskin, N.V. Voronkova, S.O. Slipchenko, M.A. Ladugin, T.A. Bagaev, A.A. Marmalyuk, N.A. Pikhtin // Quantum Electronics. — 2021. — Vol. 51, № 2. — P. 124–128.
53. Basol B.M. Optical absorption coefficients from short-circuit current measurements of solar cells / B.M. Basol, O.M. Stafsudd // Applied Physics Letters. — 1981. — Vol. 38, № 11. — P. 918–919.
54. Blood P. Measurement of optical absorption in epitaxial semiconductor layers by a photovoltage method / P. Blood // Journal of Applied Physics. — 1985. — Vol. 58, № 6. — P. 2288–2295.
55. Истомина Л.А. О применении фотоэлектрической спектроскопии для исследования энергетического спектра квантово-размерных гетеронаноструктур InGaAs/GaAs, выращенных газофазной эпитаксией / Л.А. Истомина, И.А. Карпович, А.П. Горшков, Б.Н. Звонков // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. — 2008. — № 4. — С. 43–48.

56. Yamanaka K. Photocurrent spectroscopy in GaAs/AlGaAs multiple quantum wells under a high electric field perpendicular to the heterointerface / K. Yamanaka, T. Fukunaga, N. Tsukada, K.L.I. Kobayashi, M. Ishii // *Applied Physics Letters*. — 1986. — Vol. 48, № 13. — P. 840–842.
57. Richard S. Photocurrent study of InAs/GaInAsP(Q_{1.18}) quantum dots / S. Richard, J.P. Burin, C. Labbe, C. Cornet, H. Folliot, C. Paranthoen, A. Nakkar, T. Rohel, F. Thoumyre, K. Tavernier, S. Loualiche // *20th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*. — IEEE, 2008. — P. 1–3.
58. Пихтин А.Н. Оптическая и квантовая электроника / А.Н. Пихтин. — М.: Высшая школа, 2001.
59. Paoli T.L. cw degradation at 300°K of GaAs double-heterostructure junction lasers. I. Emission spectra / T.L. Paoli, B.W. Hakki // *Journal of Applied Physics*. — 1973. — Vol. 44, № 9. — P. 4108–4112.
60. Henry C.H. Measurement of gain and absorption spectra in AlGaAs buried heterostructure lasers / C.H. Henry, R.A. Logan, F.R. Merritt // *Journal of Applied Physics*. — 1980. — Vol. 51, № 6. — P. 3042–3050.
61. Blood P. Measurement and calculation of spontaneous recombination current and optical gain in GaAs-AlGaAs quantum-well structures / P. Blood, A.I. Kucharska, J.P. Jacobs, K. Griffiths // *Journal of Applied Physics*. — 1991. — Vol. 70, № 3. — P. 1144–1156.
62. Blood P. Characterization of semiconductor laser gain media by the segmented contact method / P. Blood, G.M. Lewis, P.M. Snowton, H. Summers, J. Thomson, J. Lutti // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 2003. — Vol. 9, № 5. — P. 1275–1282.
63. Coldren L.A. Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits / L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mashanovitch. — 2nd ed. — Hoboken: Wiley, 2012.
64. Fry P.W. Photocurrent spectroscopy of InAs/GaAs self-assembled quantum dots / P.W. Fry, D.J. Mowbray, I.E. Itskevich, M.S. Skolnick, J.A. Barker, E.P. O'Reily,

- M. Hopkinson, M. Al-Khafaji, J.P.R. David, A.G. Cullis, G. Hill // *Phys. Rev. B.* — 2000. Vol. — 62, № 24. — P. 16784–16791.
65. Ogawa T. Optical absorption and Sommerfeld factors of one-dimensional semiconductors: An exact treatment of excitonic effects / T. Ogawa, T. Takagahara // *Physical Review B.* — 1991. — Vol. 44, № 15. — P. 8138–8156.
66. Москаленко Е.С. Циркулярная поляризация люминесценции квантовых ям GaAs/AlGaAs в зависимости от условий роста структуры / Е.С. Москаленко, Н.К. Полетаев, А.Ф. Ран // *Физика твердого тела.* — 2011. — Т. 53, № 2. — С. 371.
67. Travnikov V.V. Linear polarization of radiation from ZnCdSe/ZnSe quantum wells induced by the anisotropic profile of interfaces / V.V. Travnikov, V.K. Kaibyshev // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters.* — 2006. — Vol. 83, № 7. — P. 288–292.
68. Надточий А.М. Многослойные массивы квантовых точек высокой объемной плотности / А.М. Надточий, А.С. Паюсов, М.В. Максимов, А.Е. Жуков, О.И. Симчук // *Физика и техника полупроводников.* — 2014. — Т. 48, № 11. — С. 1487–1491.
69. Fainstein A. In-plane birefringence of GaAs/AlAs multiple quantum wells / A. Fainstein, P. Etchegoin, P.V. Santos, M. Cardona, K. Töttemeyer, K. Eberl // *Physical Review B.* — 1994. — Vol. 50, № 16. — P. 11850–11860.
70. Brooks C. Passive silicon-on-insulator polarization-rotating waveguides / C. Brooks // *Optical Engineering.* — 2006. — Vol. 45, № 4. — Art. 044603.
71. Nikoufard M. Analysis of ultra-compact TE to TM polarization rotator in InGaAsP and SOI technologies / M. Nikoufard, M. Hatami // *Optik.* — 2018. — Vol. 153. — P. 9–15.
72. Kim S.-H. Single-trench waveguide TE-TM mode converter / S.-H. Kim, R. Takei, Y. Shoji, T. Mizumoto // *Optics Express.* — 2009. — Vol. 17, № 14. — P. 11267.
73. Davies J. *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors* / J. Davies. — Cambridge: Cambridge University Press, 1997.

74. Weiner J.S. Highly anisotropic optical properties of single quantum well waveguides / J.S. Weiner, D.S. Chemla, D.A.B. Miller, H.A. Haus, A.C. Gossard, W. Wiegmann, C.A. Burrus // *Applied Physics Letters*. — 1985. — Vol. 47, № 7. — P. 664–667.
75. Yamada M. Polarization-dependent gain in GaAs/AlGaAs multi-quantum-well lasers: Theory and experiment / M. Yamada, S. Ogita, M. Yamagishi, K. Tabata, N. Nakaya, M. Asada, Y. Suematsu // *Applied Physics Letters*. — 1984. — Vol. 45, № 4. — P. 324–325.
76. Ogawa K. Polarization dependence of excitonic-polariton propagation in a GaAs quantum-well waveguide / K. Ogawa, T. Katsuyama, H. Nakamura // *Physical Review Letters*. — 1990. — Vol. 64, № 7. — P. 796–799.
77. Yu Q.-N. Experimental characterization of true spontaneous emission rate of optically-pumped InGaAs/GaAs quantum-well laser structure / Q.-N. Yu, Y. Jia, W. Lu, M.-Q. Wang, F. Li, J. Zhang, X. Zhang, Y.-Q. Ning, J. Wu // *AIP Advances*. — 2017. — Vol. 7, № 8. — Art. 085319.
78. Petrov N.I. Depolarization of light in a graded-index isotropic medium / N.I. Petrov // *Journal of Modern Optics*. — 1996. — Vol. 43, № 11. — P. 2239–2249.
79. Kovsh A. Quantum dot laser with 75 nm broad spectrum of emission / A. Kovsh, I. Krestnikov, D. Livshits, S. Mikhlin, J. Weimert, A. Zhukov // *Optics Letters*. — 2007. — Vol. 32, № 7. — P. 793.
80. Huang C.C. 174-nm Mode Spacing in Dual-Wavelength Semiconductor Laser Using Nonidentical InGaAsP Quantum Wells / C.C. Huang, C.H. Cheng, Y.S. Su, C.F. Lin // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2004. — Vol. 16, № 2. — P. 371–373.
81. Chen S.M. Room temperature simultaneous three-state lasing in hybrid quantum well/quantum dot laser / S.M. Chen, K.J. Zhou, Z.Y. Zhang, O. Wada, D.T.D. Childs, M. Hugues, X. Jin, R.A. Hogg // *Electronics Letters*. — 2012. — Vol. 48, № 11. — P. 644–645.
82. Максимов М.В. Кодирование информации с использованием двухуровневой

- генерации в лазере на квантовых точках / М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Н.Ю. Гордеев, А.М. Надточий, А.Е. Жуков // Письма в журнал технической физики. — 2023. — Т. 49, № 5. — С. 18.
83. Maximov M.V. Gain and threshold characteristics of long wavelength lasers based on InAs/GaAs quantum dots formed by activated alloy phase separation / M.V. Maximov, L.V. Asryan, Y.M. Shernyakov, A.F. Tsatsul'nikov, I.N. Kaiander, V.V. Nikolaev, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, Z.I. Alferov, N.N. Ledentsov, D. Bimberg // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 2001. — Vol. 37, № 5. — P. 676–683.
84. Korenev V.V. Effect of modulation p-doping level on multi-state lasing in InAs/InGaAs quantum dot lasers having different external loss / V.V. Korenev, A.V. Savelyev, M.V. Maximov, F.I. Zubov, Y.M. Shernyakov, M.M. Kulagina, A.E. Zhukov // Applied Physics Letters. — 2017. — Vol. 111, № 13. — Art. 131103.
85. Tokuda Y. Widely separate wavelength switching of single quantum well laser diode by injection-current control / Y. Tokuda, N. Tsukada, K. Fujiwara, K. Hamanaka, T. Nakayama // Applied Physics Letters. — 1986. — Vol. 49, № 24. — P. 1629–1631.
86. Veselov D.A. Two-state operation of high-power semiconductor lasers with a thick quantum well / D.A. Veselov, K.R. Ayusheva, N.A. Pikhtin, A.V. Lyutetskiy, S.O. Slipchenko, I.S. Tarasov // Journal of Applied Physics. — 2017. — Vol. 121, № 16. — Art. 163103.
87. Markus A. Simultaneous two-state lasing in quantum-dot lasers / A. Markus, J.X. Chen, C. Paranthoën, A. Fiore, C. Platz, O. Gauthier-Lafaye // Applied Physics Letters. — 2003. — Vol. 82, № 12. — P. 1818–1820.
88. Gioannini M. Ground-state power quenching in two-state lasing quantum dot lasers / M. Gioannini // Journal of Applied Physics. — 2012. — Vol. 111, № 4. — Art. 043108.
89. Viktorov E.A. Electron-hole asymmetry and two-state lasing in quantum dot lasers / E.A. Viktorov, P. Mandel, Y. Tanguy, J. Houlihan, G. Huyet // Applied Physics Letters. — 2005. — Vol. 87, № 5. — Art. 051104.

90. Ji H.M. Self-heating effect on the two-state lasing behaviors in 1.3- μm InAs-GaAs quantum-dot lasers / H.M. Ji, T. Yang, Y.L. Cao, P.F. Xu, Y.X. Gu, Z.G. Wang // *Japanese Journal of Applied Physics*. — 2010. — Vol. 49, № 7. — Art. 072103.
91. Asryan L.V. Maximum power of quantum dot laser versus internal loss / L.V. Asryan // *Applied Physics Letters*. — 2006. — Vol. 88, № 7. — Art. 071114.
92. Sokolova Z.N. Two-Valued Characteristics in Semiconductor Quantum Well Lasers / Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, L.V. Asryan // *Journal of Lightwave Technology*. — 2018. — Vol. 36, № 11. — P. 2295–2300.
93. Kharchenko A.A. Study of waveguide absorption in InGaAs "quantum well-dots" heterostructures / A.A. Kharchenko, A.M. Nadtochiy, S.A. Mintairov, Y.M. Shernyakov, A.A. Serin, N.Y. Gordeev, M.V. Maximov, A.E. Zhukov // *Nano-Structures and Nano-Objects*. — 2021. — Vol. 25. — Art. 100628.
94. Akinlami J.O. Optical properties of GaAs / J.O. Akinlami, A.O. Ashamu // *Journal of Semiconductors*. — 2013. — Vol. 34, № 3. — Art. 032002.
95. Mintairov S.A. InGaAs quantum well-dots based GaAs subcell with enhanced photocurrent for multijunction GaInP/GaAs/Ge solar cells / S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, A.E. Zhukov // *Semiconductor Science and Technology*. — 2017. — Vol. 32, № 1. — Art. 015006.
96. Slipchenko S.O. Electroluminescence and absorption spectra of low-optical-loss semiconductor lasers based on InGaAs/AlGaAs/GaAs QW heterostructures / S.O. Slipchenko, A.A. Podoskin, N.A. Pikhtin, A.L. Stankevich, N.A. Rudova, A.Y. Leshko, I.S. Tarasov // *Semiconductors*. — 2011. — Vol. 45, № 5. — P. 673–678.
97. Вейнберг И. Каталог цветного стекла / И. Вейнберг. — М.: Машиностроение, 1967.
98. Vlieg E. Observation and implications of the Franz-Keldysh effect in ultrathin GaAs solar cells / E. Vlieg, J. Van Gastel, G.J. Bauhuis, J.J. Schermer // *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*. — 2020. — Vol. 28. — P. 779–787.
99. Воробьёв Л.Е. Оптические свойства наноструктур / Л.Е. Воробьёв. — СПб.: Изд-во СПбГУ, 2001.

100. Morozov G.V. Multiple reflection method for electromagnetic waves in layered dielectric structures / G.V. Morozov, R.G. Maev, G.W.F. Drake // *Quantum Electronics*. — 2001. — Vol. 31, № 9. — P. 767–773.
101. Nadtochiy A.M. Saturated layer gain in waveguides with InGaAs quantum well-dot heterostructures / A.M. Nadtochiy, N.Y. Gordeev, A.A. Kharchenko, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, Y.M. Shernyakov, M.V. Maximov, A.E. Zhukov, Y. Berdnikov // *Journal of Lightwave Technology*. — 2021. — Vol. 39, № 23. — P. 1–1.
102. Petrescu-Prahova I.B. High d/γ values in diode laser structures for very high power / I.B. Petrescu-Prahova, P. Modak, E. Goutain, D. Silan, D. Bambrick, J. Riordan, T. Moritz, S.D. McDougall, B. Qiu, J.H. Marsh // *Proceedings of SPIE*. — 2009. — Vol. 7198. — Art. 71981I.
103. Fry P.W. Modal gain and lasing states in InAs/GaAs self-organized quantum dot lasers / P.W. Fry, L. Harris, S.R. Parnell, J.J. Finley, A.D. Ashmore, D.J. Mowbray, M.S. Skolnick, M. Hopkinson, G. Hill, J.C. Clark // *Journal of Applied Physics*. — 2000. — Vol. 87, № 1. — P. 615–617.
104. Botez D. Design considerations and analytical approximations for high continuous-wave power, broad-waveguide diode lasers / D. Botez // *Applied Physics Letters*. — 1999. — Vol. 74, № 21. — P. 3102–3104.
105. Shatalina E.S. Analysis of mechanisms of carrier emission in the p-i-n structures with In(Ga)As quantum dots / E.S. Shatalina, S.A. Blokhin, A.M. Nadtochy, A.S. Payusov, A.V. Savelyev, M.V. Maximov, A.E. Zhukov, N.N. Ledentsov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov // *Semiconductors*. — 2010. — Vol. 44, № 10. — P. 1308–1312.
106. Madison S.M. Limits to Maximum Absorption Length in Waveguide Photodiodes / S.M. Madison, J. Klamkin, D.C. Oakley, A. Napoleone, J.J. Plant, P.W. Juodawlkis // *IEEE Photonics Journal*. — 2011. — Vol. 3, № 4. — P. 676–685.
107. Gordeev N.Y. Material gain of InGaAs/GaAs quantum well-dots / N.Y. Gordeev, M.V. Maximov, A.S. Payusov, A.A. Serin, Y.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A.

- Kalyuzhnyy, A.M. Nadtochiy, A.E. Zhukov // *Semiconductor Science and Technology*. — 2021. — Vol. 36, № 1. — Art. 015008.
108. Yu Y. Photocurrent polarization anisotropy of randomly oriented nanowire networks / Y. Yu, V. Protasenko, D. Jena, H. Xing, M. Kuno // *Nano Letters*. — 2008. — Vol. 8, № 5. — P. 1352–1357.
109. Кесаманлы Ф.П. Естественный фотоплекроизм в полупроводниках / Ф.П. Кесаманлы, В.Ю. Рудь, Ю.В. Рудь // *Физика и техника полупроводников*. — 1996. — Т. 30, № 11. — С. 1921.
110. Катеринчук В.Н. Фотоплекроизм диодных структур оксид-p-InSe / В.Н. Катеринчук, М.З. Ковалюк // *Физика и техника полупроводников*. — 1997. — Т. 31, № 1. — С. 2–4.
111. Stier O. Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band k·p theory / O. Stier, M. Grundmann, D. Bimberg // *Physical Review B*. — 1999. — Vol. 59, № 8. — P. 5688–5701.
112. Ji G. Optical investigation of highly strained InGaAs-GaAs multiple quantum wells / G. Ji, D. Huang, U.K. Reddy, T.S. Henderson, R. Houdré, H. Morkoç // *Journal of Applied Physics*. — 1987. — Vol. 62, № 8. — P. 3366–3373.
113. Filatov D.O. Polarization dependence of photosensitivity of the Schottky barrier diodes based on the InGaAs/GaAs quantum well and quantum dot structures / D.O. Filatov, I.A. Karpovich, V.Y. Demikhovskii, D.V. Khomitskiy, V.V. Levichev // *AIP Conference Proceedings*. — 2005. — Vol. 772. — P. 961–962.
114. Van de Walle C.G. Theoretical study of band offsets at semiconductor interfaces / C.G. Van de Walle, R.M. Martin // *Physical Review B*. — 1987. — Vol. 35, № 15. — P. 8154–8165.
115. Krijn M.P.C.M. Heterojunction band offsets and effective masses in III-V quaternary alloys / M.P.C.M. Krijn // *Semiconductor Science and Technology*. — 1991. — Vol. 6, № 1. — P. 27–31.
116. Минтаиров С.А. Экспериментальное и теоретическое исследование спектров фоточувствительности структур с квантовыми ямами-точками $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$

- оптического диапазона 900–1050 нм / С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, М.В. Максимов, А.М. Надточий, А.А. Харченко, М.З. Шварц, А.Е. Жуков // Письма в журнал технической физики. — 2020. — Т. 46, № 5. — С. 3.
117. Wang B.B. Polarimetry / B.B. Wang // Handbook of Optical Metrology: Principles and Applications. — 2nd ed. — Boca Raton: CRC Press, 2015. — P. 627–675.
118. Huang J.Z. Realization of a Compact and Single-Mode Optical Passive Polarization Converter / J.Z. Huang, R. Scarmozzino, G. Nagy, M.J. Steel, R.M. Osgood // IEEE Photonics Technology Letters. — 2000. — Vol. 12, № 3. — P. 317–319.
119. Kulakova L.A. Effects of induced birefringence in nanoscale heterostructures / L.A. Kulakova // Physics of the Solid State. — 2014. — Vol. 56, № 12. — P. 2480–2484.
120. Petrov N.I. Depolarization of light in optical fibers: Effects of diffraction and spin-orbit interaction / N.I. Petrov // Fibers. — 2021. — Vol. 9, № 6. — Art. 34.
121. Gnusov I. Optical orientation, polarization pinning and depolarisation dynamics in optically confined polariton condensates / I. Gnusov, H. Sigurdsson, S. Baryshev, T. Ermatov, A. Askitopoulos, P.G. Lagoudakis // Physical Review B. — 2020. — Vol. 102, № 12. — Art. 125419.
122. Надточий А.М. Влияние бимодальности массива квантовых точек на оптические свойства и пороговые характеристики лазеров на их основе / А.М. Надточий, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, С.С. Рувимов, Ю.М. Шерняков // Физика и техника полупроводников. — 2015. — Т. 49, № 8. — С. 1115–1119.
123. Kita T. Polarization-insensitive optical gain characteristics of highly stacked InAs/GaAs quantum dots / T. Kita, M. Suwa, T. Kaizu, Y. Harada // Journal of Applied Physics. — 2014. — Vol. 115, № 23. — Art. 233102.
124. Yu P. Optical anisotropy in vertically coupled quantum dots / P. Yu, W. Langbein, K. Leosson, J.M. Hvam, N.N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.Y. Egorov, A.E. Zhukov, A.F. Tsatsul'nikov, G. Musikhin // Physical Review B. — 1999. — Vol. 60, № 24. — P. 16680–16685.
125. Ridha P. Polarization dependence of electroluminescence from closely-stacked and columnar quantum dots / P. Ridha, L. Li, M. Rossetti, G. Patriarche, A. Fiore //

- Optical and Quantum Electronics. — 2008. — Vol. 40. — P. 239–248.
126. Choy W.C.H. Tailoring light and heavy holes of GaAsP-AlGaAs quantum wells by using interdiffusion for polarization-independent amplifier applications / W.C.H. Choy // IEEE Journal of Quantum Electronics. — 2000. — Vol. 36, № 2. — P. 164–174.
127. Jayavel P. Control of optical polarization anisotropy in edge emitting luminescence of InAs/GaAs self-assembled quantum dots / P. Jayavel, H. Tanaka, T. Kita, O. Wada, H. Ebe, M. Sugawara, J. Tatebayashi, Y. Arakawa, Y. Nakata, T. Akiyama // Applied Physics Letters. — 2004. — Vol. 84, № 11. — P. 1820–1822.
128. Wilkens M. Highly Efficient High-Brightness 970-nm Ridge Waveguide Lasers / M. Wilkens, G. Erbert, H. Wenzel, A. Maaßdorf, J. Fricke, P. Ressel, A. Knigge, P. Crump // IEEE Photonics Technology Letters. — 2020. — Vol. 32, № 7. — P. 406–409.
129. Афоненко А.А. Мощностные характеристики лазеров с волноводом на основе квантовых ям и блокирующими слоями / А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, Н.В. Дикарева, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков // Физика и техника полупроводников. — 2018. — Т. 52, № 4. — С. 390–394.
130. Kornyshev G.O. High-power 0.98 μm range diode lasers based on InGaAs/GaAs quantum well-dot active region / G.O. Kornyshev, A.S. Payusov, N.Y. Gordeev, A.A. Serin, Y.M. Shernyakov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, A.M. Nadtochiy, M.V. Maximov, A.E. Zhukov // Journal of Physics: Conference Series. — 2019. — Vol. 1400, № 6. — Art. 066045.
131. Шерняков Ю.М. Влияние конструкции активной области и волновода на характеристики лазеров на основе структур квантовые ямы-точки InGaAs/GaAs / Ю.М. Шерняков, Н.Ю. Гордеев, А.С. Паюсов, А.А. Серин, Г.О. Корнышов, А.М. Надточий, М.М. Кулагина, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, М.В. Максимов, А.Е. Жуков // Физика и техника полупроводников. — 2021. — Т. 55, № 3. — С. 256.
132. Паюсов А.С. Диссертация кандидата физико-математических наук / А.С.

- Паюсов. — СПб.: ФТИ им. А.Ф. Иоффе, 2011.
133. Chang C.-S. Amplified spontaneous emission spectroscopy in strained quantum-well lasers / C.-S. Chang, S.L. Chuang, J.R. Minch, W.-C.W. Fang, Y.K. Chen, T. Tanbun-Ek // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. — 1995. — Vol. 1, № 4. — P. 1100–1107.
134. Asryan L.V. Effect of excited-state transitions on the threshold characteristics of a quantum dot laser / L.V. Asryan, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, O. Stier, R.A. Suris, D. Bimberg // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. — 2001. — Vol. 37, № 3. — P. 418–425.
135. Бекман А.А. Двухуровневая генерация в лазерах с квантовыми ямами и квантовыми яма-точками / А.А. Бекман, Г.О. Корнышов, Ю.М. Шерняков, Н.Ю. Гордеев, А.С. Паюсов, С.А. Минтаиров, Н.А. Калюжный, О.И. Симчук, А.А. Харченко, М.В. Максимов // *Журнал прикладной спектроскопии*. — 2025. — Т. 92, № 1. — С. 85–91.
136. Maximov M.V. Impact of modal gain and waveguide design on two-state lasing in quantum well-dot lasers / M.V. Maximov, Y.M. Shernyakov, G.O. Kornyshev, A.A. Beckman, F.I. Zubov, A.A. Kharchenko, A.S. Payusov, S.A. Mintairov, N.A. Kalyuzhnyy, V.G. Dubrovskii, N.Y. Gordeev // *Optics Letters*. — 2024. — Vol. 49, № 21. — P. 6213.
137. Sin Y. Catastrophic facet and bulk degradation in high power multi-mode InGaAs strained quantum well single emitters / Y. Sin, N. Presser, B. Foran, N. Ives, S.C. Moss // *Proceedings of SPIE*. — 2009. — Vol. 7198. — Art. 719818.
138. O'Reilly E.P. Longitudinal mode grouping in InGaAs/GaAs/AlGaAs quantum dot lasers: Origin and means of control / E.P. O'Reilly, A.I. Onischenko, E.A. Avrutin, D. Bhattacharyya, J.H. Marsh // *Electronics Letters*. — 1998. — Vol. 34, № 21. — P. 2035–2037.
139. Reinhart F.K. Mode reflectivity and waveguide properties of double-heterostructure injection lasers / F.K. Reinhart, I. Hayashi, M.B. Panish // *Journal of Applied Physics*. — 1971. — Vol. 42, № 11. — P. 4466–4479.