

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук

На правах рукописи

Кириченко (Бобрецова) Юлия Константиновна

Внутренние оптические потери  
в мощных полупроводниковых лазерах на основе AlGaAs/InGaAs/GaAs гетероструктур

Специальность:

1.3.11 – физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание научной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

к. ф.-м. н., Пихтин Н.А.

Санкт-Петербург

2022

## Оглавление

Введение.....	4
Глава 1. Обзор литературы.....	10
Параграф 1.2. Температурные причины насыщения оптической мощности.....	19
Параграф 1.3. Нетемпературные причины насыщения оптической мощности.....	27
Параграф 1.4. Оптическое поглощение на свободных носителях.....	42
Параграф 1.5. Выводы по обзору литературы.....	48
Глава 2. Изготовление и исследование характеристик полупроводниковых лазеров на основе различных гетероструктур .....	50
Параграф 2.1. Разработка лазерных гетероструктур .....	50
Параграф 2.2. Эпитаксиальный рост гетероструктур.....	61
Параграф 2.3. Изготовление лазерных образцов .....	65
Параграф 2.4. Характеризация лазерных образцов .....	69
Параграф 2.5. Выводы по главе 2 .....	83
Глава 3. Исследования внутренних оптических потерь .....	84
Параграф 3.1. Методика измерений внутренних оптических потерь в работающем лазере..	84
Параграф 3.2. Исследования внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности в импульсном режиме работы .....	103
Параграф 3.3. Исследования внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности в непрерывном режиме работы .....	124
Параграф 3.4. Выводы по главе 3 .....	133
Глава 4. Достижение максимальных мощностных характеристик .....	135
Глава 5. Теоретический расчет характеристик мощных полупроводниковых лазеров .....	142
Параграф 5.1. Математическое моделирование характеристик лазера, работающего в импульсном режиме.....	142
Параграф 5.2. Результаты математического моделирования характеристик лазера, работающего в импульсном режиме.....	148
Параграф 5.3. Математическое моделирование характеристик лазера, работающего в непрерывном режиме.....	151

Параграф 5.4. Результаты математического моделирования характеристик лазера, работающего в непрерывном режиме .....	153
Параграф 5.5. Результаты математического моделирования характеристик лазера при пониженной температуре .....	156
Параграф 5.6. Выводы по главе 5 .....	161
Заключение .....	162
Благодарности.....	167
Список сокращений и обозначений.....	168
Список литературы .....	169

## Введение

### Актуальность работы.

Достижения современной техники во многом обязаны развитию физики полупроводников и, в частности, созданию полупроводниковых лазеров и приборов на их основе. Лазеры полосковой геометрии с торцевым выводом излучения являются исторически первым типом полупроводниковых лазеров и на сегодняшний момент наиболее проработанной и массово применяемой их конструкцией. Такие лазеры отличаются малыми размерами, высокой эффективностью преобразования электрической энергии в оптическую, высокими уровнями оптической мощности, технологичностью, надежностью и долгим сроком службы. Среди наиболее важных областей применения следует отметить накачку мощных твердотельных и волоконных лазеров полупроводниковыми матрицами, обработку материалов, дальнометрию и различные военные задачи (наведение, целеуказание, газоанализ).

Мощный торцевой лазер изготавливается на основе двойной гетероструктуры раздельного ограничения с квантоворазмерной активной областью (КР РО ДГС). Параметры исходной гетероструктуры (толщины, составы слоёв и т.д.) определяют свойства лазера. Именно прогресс в технологии и разработке гетероструктур позволил кардинально повысить лазерные характеристики, сделав эти приборы привлекательными для широкого круга практических применений. Несмотря на достигнутые успехи, мощностной потенциал полупроводниковых лазеров всё ещё реализован далеко не полностью: в настоящий момент значительные усилия направлены на чисто экстенсивное развитие лазеров – расширение выходной апертуры, увеличение количества излучателей в матрицах, уменьшение габаритных размеров кристаллов. Одновременно производится техническая оптимизация приборов: определяются наилучшие для конкретной задачи сочетания параметров резонатора, типы теплоотводов, режимы работы. Однако фундаментальные причины, ограничивающие лазерные характеристики, заключаются в физических принципах работы лазера и связаны главным образом с конструкцией гетероструктуры. Оптимизация параметров гетероструктуры – задача важная, но сложная как по технологическим причинам, так и в виду сложности изучения физических механизмов, которые протекают в гетероструктуре в процессе работы лазера.

Множество экспериментальных и теоретических работ посвящено исследованию внутренних физических процессов, таких как рост концентрации носителей заряда в волноводе, поглощение на свободных носителях, двухфотонное поглощение (первичный и вторичный эффект), рост концентрации носителей в квантовых ямах (КЯ) и другие. Все механизмы

взаимосвязаны между собой и почти не поддаются прямому экспериментальному исследованию.

Важным внутренним физическим фактором, ограничивающим мощностные характеристики, являются внутренние оптические потери лазера. Внутренние оптические потери – это комплекс процессов рассеяния и поглощения оптического излучения, которые действуют в слоях лазерной гетероструктуры (преимущественно, в волноводе), и снижают внешнюю квантовую эффективность лазера. К основным механизмам потерь относят [1–4]: рассеяние света на неоднородностях и дефектах гетероструктуры, поглощение света на свободных носителях, двухфотонное поглощение и аналогичные эффекты нелинейной оптики. Для современных лазеров на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs внутренняя квантовая эффективность (ВКЭ) близка к 100%, однако внешняя квантовая эффективность, как правило, составляет не более 90%, соответствующие потери мощности связаны именно с внутренними оптическими потерями. Более того, сравнительно недавно различными научными группами [3,5–7] было показано, что с ростом тока накачки внутренние оптические потери растут, что приводит к насыщению ватт-амперной характеристики (ВтАХ) лазера, падению эффективности электрооптического преобразования и, в конечном счёте, к ограничению максимальной мощности.

Причины и особенности роста оптических потерь изучены скорее на качественном, чем на количественном уровне, влияние конструкции гетероструктуры на процессы роста потерь практически не рассматривалось. Соответственно, актуальной задачей является надёжное количественное описание процессов поглощения излучения в мощном лазере, оценка влияния конструкции гетероструктуры на внутренние оптические потери и, наконец, определение основных методов борьбы с ними.

#### Цель работы.

Всестороннее исследование полупроводниковых лазеров различных конструкций, исследование физических причин роста внутренних оптических потерь и падения внутренней квантовой эффективности, определение соотношения вкладов различных внутренних механизмов в рост внутренних оптических потерь и падение внутренней квантовой эффективности.

#### Задачи исследования.

1. Анализ литературных данных по вопросам ограничения оптической мощности полупроводниковых лазеров и возможных причин роста внутренних оптических потерь.

2. Разработка и изготовление лазерных гетероструктур различного дизайна, которые позволят наглядно проследить взаимосвязь параметров лазерной гетероструктуры и ее электрооптических характеристик.
3. Стандартная характеристика изготовленных лазерных гетероструктур при различных условиях работы.
4. Разработка и тестирование методики, позволяющей измерять внутренние оптические потери в работающем полупроводниковом лазере.
5. Исследование внутренних оптических потерь в лазерах различных конструкций по предложенной методике.
6. Поиск закономерностей в экспериментальных данных и оценка вклада различных механизмов в рост внутренних оптических потерь.
7. Выбор оптимальной лазерной гетероструктуры для получения предельно возможных мощностей.
8. Разработка теоретической модели для обоснования полученных экспериментальных результатов.

#### Научная новизна.

1. Впервые предложена методика измерения внутренних оптических потерь в работающем полупроводниковом лазере с точностью  $0.1 \text{ см}^{-1}$ .
2. Впервые экспериментально показано, что вид зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки выше порога генерации определяется конструкцией гетероструктуры: для лазеров с расширенным волноводом зависимость близка к линейной в некотором диапазоне токов накачки, а для лазеров со сверхузким волноводом (100-200 нм) зависимость сублинейна.
3. Обнаружена аномальная температурная зависимость внутренних оптических потерь для лазеров со сверхузкими волноводами ( $< 200 \text{ нм}$ ): при токах накачки выше порога генерации с ростом температуры внутренние оптические потери уменьшаются, и снижается их градиент зависимости от тока.
4. Для лазеров с расширенным волноводом и плохой локализацией носителей заряда в активной области при повышенных температурах (более  $50^{\circ}\text{C}$ ) обнаружена сверхлинейная зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки.
5. Впервые экспериментально показано, что в лазерах с расширенным волноводом в непрерывном режиме работы внутренние оптические потери сверхлинейно зависят от тока накачки ввиду саморазогрева кристалла.
6. Впервые для современных мощных полупроводниковых лазеров проведены подробные электрооптические измерения при низкой температуре 120 К.

7. Разработана математическая модель, позволяющая получить приемлемое соответствие экспериментальных и теоретических данных как по мощностным характеристикам, так и по величине внутренних оптических потерь.

#### Практическая значимость работы.

1. Созданы полупроводниковые лазеры различных конструкций с выходной мощностью в диапазоне от единиц до более 10 Вт и с пиковым КПД 40-65% в непрерывном режиме работы.
2. Получены температурные и токовые зависимости внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности для различных конструкций гетероструктур.
3. Численные значения внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности для различных лазерных конструкций, полученные в диссертационной работе, позволяют проводить оптимизацию характеристик полупроводниковых лазеров.
4. Показано, что использование искусственных энергетических барьеров на границе волновод-эмиттер в лазерах со сверхузким волноводом ( $< 200$  нм) позволяет повысить ВКЭ и выходную оптическую мощность.
5. Использование AlGaAs волновода позволяет обеспечить ВКЭ близкую к 100% и снизить эффекты двухфотонного поглощения.
6. Для лазеров на основе гетероструктуры с расширенным AlGaAs волноводом в импульсном режиме достигнута максимально доступная линейность ВТАХ и пиковая оптическая мощность более 65 Вт (в две стороны) для образцов с длиной резонатора 5 мм и обеими просветлёнными гранями. Для стандартных лазерных образцов с длиной резонатора 4 мм и выводом излучения через переднее зеркало достигнута пиковая оптическая мощность 90 Вт.
7. Для стандартных лазерных образцов с выводом излучения через переднее зеркало лазеров на основе гетероструктуры с расширенным GaAs волноводом при температуре 120 К была достигнута оптическая мощность 27 Вт в непрерывном режиме работы и 120 Вт в импульсном режиме.

#### Положения.

1. Методика ввода зондирующего излучения в волновод работающего полупроводникового лазера позволяет измерять оптическое поглощение на свободных носителях в его слоях с высокой ( $0.1 \text{ см}^{-1}$ ) точностью при произвольных температурах и уровнях накачки лазера-образца.

2. Рост плотности тока накачки (при неизменной температуре) мощного торцевого полупроводникового лазера приводит к росту оптического поглощения на свободных носителях преимущественно в волноводных слоях его гетероструктуры.
3. Рост температуры мощного торцевого полупроводникового лазера (при неизменном токе накачки) приводит к росту оптического поглощения в активной области его гетероструктуры.
4. В лазерах со сверхузкими (100-200 нм) волноводами и лазерах со слабой локализацией носителей заряда в активной области наблюдается заметное падение внутренней квантовой эффективности с ростом тока и температуры.
5. Понижение температуры лазера до 120 К позволяет в значительной степени подавить процессы роста оптических потерь с током и температурой, однако не позволяет полностью от них избавиться.

Апробация работы. Результаты данной работы были доложены на следующих конференциях: 5-й Российский симпозиум с международным участием «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (Санкт-Петербург, 2016), VI Международный симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур (Москва, 2017), 6-й Российский симпозиум с международным участием «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (Санкт-Петербург, 2018), 18th International Conference Laser Optics ICLO 2018 (Санкт-Петербург, 2018), 12-й Белорусско-Российский семинар «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе» (Минск, 2019), XIV Российская конференция по физике полупроводников (Новосибирск, 2019), XXI Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике (Санкт-Петербург, 2019), Photonics West 2020 (Сан-Франциско, 2020).

Публикации. По результатам исследований, проведенных в диссертации, опубликовано 16 работ, из них 6 статей в рецензируемых журналах (список приведен в заключении).

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы. Диссертация содержит 182 страниц текста, включая 110 рисунков и 11 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 142 публикаций.

Во введении обоснована актуальность проведенных исследований, сформулированы цель и задачи работы, представлена научная новизна и практическая значимость работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту, и кратко изложено содержание диссертации.

В первой главе приведен обзор литературных данных, посвященных мощным полупроводниковым лазерам на основе квантово-размерных гетероструктур отдельного

ограничения. Представлены новейшие достижения и результаты актуальных разработок в этой сфере. Рассмотрены температурные и нетемпературные причины насыщения выходной оптической мощности. Проведен анализ известных теоретических моделей работы лазеров и их характеристик. Более подробно рассмотрен механизм оптического поглощения на свободных носителях заряда, который лежит в основе большинства теоретических моделей.

Во второй главе приведены этапы разработки, изготовления и характеристики исследуемых полупроводниковых лазеров на основе квантово-размерных асимметричных гетероструктур раздельного ограничения в системе твёрдых растворов AlGaAs/InGaAs/GaAs. Проведены стандартные измерения их электрооптических характеристик в непрерывном и импульсном режимах работы.

Третья глава посвящена исследованиям внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности. В главе приведены этапы разработки уникальной экспериментальной методики исследования поглощения в волноводе работающего полупроводникового лазера. Проведены измерения изменения коэффициента поглощения в гетероструктурах различных конструкций, выявлена и описана зависимость внутренних оптических потерь от конструкции гетероструктуры.

В главе четыре представлены результаты достижения максимальных мощностных характеристик для самых перспективных лазерных гетероструктур, разработанных в главе 2. Предложено два пути для получения максимальной мощности: прокачка высокой плотности тока и экстремальное охлаждение лазера. Исследованы лазерные электрооптические характеристики при температуре, пониженной до 120 К в импульсном и непрерывном режимах.

Пятая глава посвящена математическому моделированию полученных экспериментальных данных. Разработана математическая модель, включающая основные внутренние механизмы: рост концентрации носителей заряда в активной области и волноводе, рекомбинация носителей заряда, поглощение на свободных носителях и двухфотонное поглощение. Достигнуто хорошее согласие с экспериментальными данными не только по мощностным характеристикам лазера, но и по значениям внутренних оптических потерь, измеренных в главе 3.

В заключении обобщены основные результаты работы.

Формулы, рисунки и таблицы в диссертации нумеруются по главам, нумерация литературы единая для всего текста.

## Глава 1. Обзор литературы

### Параграф 1.1. Мощные полупроводниковые лазеры

История создания лазеров берет начало в 1916 году, когда Альберт Эйнштейн сформулировал теорию взаимодействия света с веществом и описал явление вынужденного излучения, которое является физической основой работы любого лазера [8]. В начале 60х годов, когда было сделано предположение о том, что полупроводники могут быть использованы в качестве активной среды в лазерах, появились первые эксперименты по наблюдению стимулированного излучения в полупроводниках [9,10]. Дальнейшее развитие полупроводниковой технологии и использование гетероструктур [11,12] в конце концов позволило создать первые коммерчески востребованные лазеры.

В начале развития полупроводниковых лазеров как практически значимых приборов их выходные характеристики во многом были ограничены чисто технологическими факторами, такими как качество слоёв лазерной гетероструктуры, качество изготовления активного элемента, токовые утечки в пассивных секциях через изолятор, разрушение зеркал под действием высокой оптической мощности. Развитие полупроводниковых технологий, вызванное потребностями микроэлектроники и вычислительной техники, сильно повлияло на область полупроводниковых лазеров, позволив резко повысить качество гетероструктур, уменьшить концентрацию дефектов, предложить широкий набор материалов и методов создания надёжных изолирующих слоёв и качественных омических контактов. Лазерная специфика, тем не менее, сохранилась в вопросах оптического качества зеркал резонатора. Ни традиционная лазерная оптика, ни технологии полупроводниковой техники сами по себе не могут предложить простые и надёжные решения для защиты зеркал полупроводниковых лазеров. Плотность оптической мощности на зеркале лазерного кристалла может составлять более  $10 \text{ МВт/см}^2$ . Именно поэтому катастрофическая оптическая деградация зеркал (КОДЗ) и борьба с ней неизбежно сопровождали прогресс мощностных характеристик лазерных диодов. Для настоящих уровней мощности полупроводниковых лазеров механизм КОДЗ устранен благодаря оптимизации технологии изготовления выходного зеркала.

К настоящему моменту сформировалось множество различных типов полупроводниковых лазеров и огромное количество систем на их основе, которые постоянно развиваются. Полупроводниковые лазеры можно разделить на две основные группы:

- Лазеры с торцевым выводом излучения: свет внутри резонатора распространяется параллельно поверхности полупроводниковой пластины и эпитаксиальным слоям. Сколотые

границы пластины образуют зеркала и используются для отражения и / или вывода лазерного излучения. Резонатор длиной в несколько миллиметров обеспечивает положительную обратную связь и излучение, распространяясь через активную среду, испытывает усиление.

- Лазеры с поверхностным излучением: ось резонатора перпендикулярна поверхности полупроводниковой пластины, и свет выходит через эпитаксиальную поверхность или дно пластины. Поскольку свет распространяется также перпендикулярно активным слоям, активная область с накачкой и достижимое количество выращенных активных слоев ограничивают выходную мощность.

В дополнение к этой классификации существует множество конструкций для конкретных приложений, позволяющих получать соответствующие характеристики устройства. Помимо выходной оптической мощности для полупроводникового лазера важны такие параметры как: температурная стабильность, эффективность преобразования энергии - коэффициент полезного действия (КПД), спектр излучения, расходимость луча, яркость, срок службы.

На сегодняшний момент торцевые лазеры являются наиболее мощными и эффективными среди всех типов конструкций. Далее будут рассмотрены мощные торцевые полупроводниковые лазеры на основе двойных гетероструктур раздельного ограничения с квантоворазмерной активной областью (квантовые ямы, квантовые точки и другие). Чтобы оценить мощностной уровень представленных лазеров необходимо учитывать многие параметры лазера и условия его работы, от которых зависит оптическая мощность. К ним относятся выбранный режим работы лазера, установленная на теплоотводе температура, ширина апертуры лазерного чипа, длина волны излучения и т.п. Наиболее удобным для сравнения является непрерывный режим работы при комнатной температуре.

Как известно, полупроводниковые лазеры охватывают большой диапазон длин волн. Длина волны зависит от материала и структуры активной области. Можно выделить первую большую группу полупроводниковых лазеров – лазеры на основе GaAs. Лазеры, выращенные на подложке GaAs в системе твёрдых растворов AlGaAs/InGaAs/InGaP/GaAs, обеспечивают лазерную генерацию в диапазоне 640-1150 нм – для лазеров на КЯ, и до 1300 нм при использовании квантовых точек (КТ). Наиболее мощными и эффективными на данный момент являются лазеры на основе GaAs, работающие вблизи длины волны 1 мкм. Их применение приобрело чрезвычайно широкое распространение в таких разнообразных областях, как: накачка твердотельных лазеров, дальнометрия, а также различные виды медицины.

Впервые непрерывная мощность излучения в 10 Вт при постоянной температуре теплоотвода 10<sup>0</sup>С для лазеров с шириной активного полоска 100 мкм и длиной волны излучения 970 нм была получена в [13]. Первые лазеры, продемонстрировавшие непрерывную мощность

выше 10 Вт, имели невысокую плотность мощности, при которой наступала КОДЗ, КПД около 50% и сравнительно плохую температурную стабильность. Исследование причин ограничения выходной мощности и оптимизация конструкции лазеров позволили значительно увеличить мощность, качество излучения и КПД.

В ФТИ им. А.Ф. Иоффе была предложена и реализована конструкция асимметричных гетероструктур раздельного ограничения с расширенным волноводом. Для полосковых лазеров с апертурой 100 мкм были достигнуты рекордные значения коэффициента полезного действия 74% и мощности оптического излучения 16 Вт в непрерывном режиме генерации [14].

Также в ФТИ были изготовлены и исследованы наноструктуры, объединяющие в себе свойства КЯ и КТ, так называемые яма-точки. Такие лазеры продемонстрировали высокую непрерывную мощность 14.2 и 13 Вт при комнатной температуре для лазеров, излучающих на длине волны 1.06 и 0.98 мкм, соответственно [15].

Работы научной группы института имени Фердинанда Брауна, Берлин, Германия посвящены полупроводниковым лазерным системам на основе GaAs, в основном излучающим в диапазоне 910-980 нм. В работе [16] показано достижение максимальной выходной оптической мощности 25 Вт с апертуры 100 мкм в непрерывном режиме при температуре теплоотвода 15<sup>0</sup>С. Следует отметить, что данный рекорд был получен для лазера, установленного на специальный теплоотвод с микроканальцами, обеспечивающий значительное преимущество перед медным или медь-вольфрамовыми теплоотводами.

Благодаря совершенствованию эпитаксиальной конструкции в [17] удалось достичь оптической мощности 19 Вт с апертуры 90 мкм при комнатной температуре. Авторами была разработана трехкратно асимметричная вертикальная конструкция структуры «ETAS». Такая конструкция имеет сильно ассиметричный волновод, тонкий р-волновод обеспечивает низкие оптические потери, низкое последовательное сопротивление и низкую утечку носителей. Введение асимметрии вблизи квантовой ямы позволяет формировать оптическую моду так, чтобы значительно увеличить оптическое ограничение в квантовой яме. Высокое модальное усиление снижает порог лазерного излучения и тепловое насыщение, что приводит к более высокой эффективности преобразования мощности при высоких уровнях оптической мощности.

Авторы работы [18] сообщили результаты создания лазеров с выходной оптической мощностью 23 Вт (непрерывный режим, апертура 100 мкм, температура теплоотвода 25<sup>0</sup>С). Изменяя дизайн чипа, а именно увеличивая длину резонатора до 5.5 мм, им удается достичь выходной мощности 27 Вт. Следующим шагом для увеличения мощности (при высоком уровне токовой накачки) авторы предлагают использование просветленных зеркал [19]. Экспериментальные результаты показали, что пиковая мощность для устройств с

просветленными зеркалами ( $R_1=R_2=4\%$ ) значительно выше, благодаря более однородному распределению плотности носителей заряда и фотонов. Однако с практической точки зрения такое решение малоприменимо, так как в этом случае высокая мощность 33 Вт получена путем суммирования выходной мощности с каждого зеркала.

На данный момент рекордные результаты были получены в IPG Photonics [20] – мощность более 30 Вт в одну сторону с излучающей области 100 мкм в непрерывном режиме при комнатной температуре. Помимо высокой мощности лазеры также обладают хорошим качеством излучения (малой расходимостью вдоль медленной оси), что позволяет эффективно вводить излучение в оптоволокно. К сожалению, в последних работах [20,21], представленных коммерческими предприятиями, проведен чисто технический анализ результатов. По понятным причинам они редко приводят подробную информацию о конструкциях гетероструктур, конструкциях активного элемента, материале и конструкции теплоотвода.

Не менее значимую часть полупроводниковых лазеров занимают лазеры на основе InP. Лазеры, выращенные на подложке InP в системе твёрдых растворов InGaAsP/AlGaInAs/InP, обеспечивают лазерную генерацию в диапазоне примерно 1250-2000 нм. Из этого диапазона особой популярностью пользуются длины волн вблизи 1300 нм, 1450 нм, 1550 нм, которые нашли применение в линиях оптоволоконной связи, лидарных и дальнометрических системах, а также системах целеуказания и наведения.

Неоспоримым лидером по показателям мощности является корпорация SemiNex (США). Конструктивный подход SemiNex к улучшению оптических характеристик заключается в минимизации перегрева активной области и уменьшения внутренних оптических потерь. Для этого авторы патента [22] использовали конструкцию со сверхузким волноводом и барьерными слоями. За счет использования профильного легирования в волноводных слоях им удалось уменьшить внутренние оптические потери. Наличие двух напряженных КЯ позволило уменьшить концентрацию в них, а также увеличить фактор оптического ограничения в активной области. Такая конструкция активной области приводит к снижению Оже-рекомбинации. Наличие барьерных слоев позволяет уменьшить делокализацию носителей. Для такой конструкции при температуре теплоотвода 20 градусов была продемонстрирована оптическая мощность в непрерывном режиме более 4 Вт, эффективность электрооптического преобразования  $> 35\%$  и дифференциальная эффективность  $> 0.35$  А / Вт для лазера с длиной волны 1550 нм, апертурой 95 мкм и длиной резонатора 2.5 мм [23].

Характеристики российских аналогов не уступают зарубежным: для AlGaInAs/InP-лазеров со сверхузкими волноводами была достигнута оптическая мощность 4 Вт в непрерывном режиме работы [24]. Для полупроводниковых лазеров на основе гетероструктур AlGaInAs/InP с сильно асимметричным волноводом в работе [25] была продемонстрирована

выходная оптическая мощность 5 Вт (ток накачки 11.5 А) в непрерывном и 19 Вт (100 А) в импульсном (100 нс, 1 кГц) режимах работы при комнатной температуре на длине волны генерации 1450 – 1500 нм.

Стоит отметить, что лучшие коммерческие лазеры с длиной волны излучения 1550 нм обеспечивают КПД не более 40%. В работе [26] сообщалось о достижении рекордного 50% КПД лазеров на InP, работающего вблизи 1.55 мкм. При этом максимальная оптическая мощность лазера в данной публикации невелика и составляет не более 2.5 Вт с апертуры ~100 мкм, в непрерывном режиме работы при комнатной температуре.

Лазеры, выращенные в системе твёрдых растворов AlGaN/InGaN/GaN, обеспечивают лазерную генерацию в ультрафиолетовом, фиолетовом, синем и зелёном спектральном диапазонах, примерно 300-550 нм. Максимальной эффективностью и мощностью обладают лазеры, излучающие в диапазоне 400-450 нм. Эпитаксия гетероструктур GaN представляет значительную проблему. Несмотря на интенсивное развитие этой отрасли, обусловленное мировым спросом на «белые» светодиоды, GaN гетероструктуры по-прежнему отличаются высокой концентрацией дефектов, значительными технологическими сложностями и высокой требовательностью к качеству техпроцесса. Именно по технологическим причинам лазеры этого диапазона пока что проигрывают лазерам на основе GaAs и даже InP. С другой стороны, GaN лазеры пока что наименее изучены и отработаны, а значит, сохраняют высокий потенциал для развития.

В работе [27] были продемонстрированы синие лазерные диоды с выходной мощностью 2.15 Вт с одной грани с импульсным управляющим током 2.02 А. Устройства работали на длине волны 454 нм при комнатной температуре. Лазерные диоды были изготовлены на полуполярных подложках GaN с использованием волноводных слоев InGaN и эмиттеров GaN.

В работе [28] были исследованы лазерные структуры синего и зеленого диапазонов на основе InGaN на подложках GaN. Уровень непрерывной мощности синего многомодового лазера в металлическом корпусе TO90 достигает 5.5 Вт. Использование толстого InGaN волновода [29] позволило значительно снизить оптические потери. Оптимальная толщина волновода составила 500 нм для исследуемой структуры, что позволило получить максимальную выходную мощность 7.2 Вт без теплового загиба.

Выше были рассмотрены самые передовые разработки в области мощных многомодовых одиночных полупроводниковых лазеров. Данные результаты показывают общий уровень лазерной технологии. В реальности лазеры могут работать в других режимах и иметь несколько другую конструкцию. Полученные для одиночных лазеров наработки и технологии применимы практически для любых лазерных систем.

Далее рассмотрим особые типы конструкций и конфигураций, обеспечивающие требуемые характеристики лазерных систем. Они могут применяться для лазеров разных диапазонов длин волн и мощностей независимо от системы материалов.

Одиночный полупроводниковый лазер в силу своей конструкции может масштабироваться только до определённого предела только за счёт расширения апертуры и только ценой пропорционального падения качества излучения (яркость источника сохраняется на неизменном уровне). Поэтому в мощных лазерных системах повсеместно применяют линейки лазерных диодов (laser bar) – монолитные кристаллы, содержащие в себе несколько (от единиц до сотен) лазерных излучателей. Вертикальная сборка из нескольких линеек, из которых каждая, как правило, снабжена своим теплоотводом, называется матрицей (laser array). Таким образом, мощность набирается просто за счёт числа излучателей, а не за счёт мощности каждого отдельного. В линейках и матрицах излучатели часто работают в режиме максимального КПД, который обычно достигается на сравнительно невысоких токах и мощностях. Работа излучателя в режиме максимальной мощности может привести к снижению срока службы.

Режим работы лазеров в линейках и матрицах заметно отличается от одиночных излучателей. Во-первых, многие линейки и матрицы работают в так называемом квазинепрерывном режиме, то есть накачиваются длинными (10 мкс-1 мс) импульсами тока с небольшой скважностью. При этом саморазогрев излучателей заметно ниже по сравнению с непрерывной накачкой, однако физика работы лазера продолжает оставаться сильно зависимой от температуры. Такой режим продиктован исключительно практическими задачами импульсной накачки твердотельных и волоконных лазеров [30].

Как и для одиночных полупроводниковых лазеров, наивысшая эффективность и мощность наблюдается в диапазоне длин волн от 940 до 980 нм [31,32]. При этом, выходная мощность, превышающая киловатт, также была продемонстрирована в диапазоне от 780 до 900 нм [33]. В работе [34] представлено создание лазеров, лазерных линеек и лазерных матриц на длины волн 660-690 нм с пиковыми мощностями в киловаттном диапазоне (для матриц) и временем жизни тысячи часов.

Наибольшие опубликованные значения мощности матрицы лазеров достигают мегаваттного диапазона (здесь приводится импульсная мощность в квазинепрерывном режиме) [35].

Помимо многомодовых лазеров с высокой оптической мощностью для многих применений необходимы устройства, обладающие максимальной (в идеале – дифракционно ограниченной) яркостью. Многомодовый (в латеральном направлении) характер лазерной генерации означает низкое качество излучения и низкую яркость. Сужая ширину полоска до

единиц микрон, можно получить лазер, который остаётся одномодовым и в латеральном направлении. Такие лазеры разрабатываются для систем, в которых выходная оптическая мощность и КПД не являются определяющими показателями. Их применяют в системах телекоммуникации, вычислительной технике, фотонных интегральных схемах, одночастотных лазерах [36].

Создание одномодового лазера обычно отличается от многомодового на этапе построения – изготовления активного элемента, полоска. Существует множество работ, посвящённых сложным технологическим методам формирования излучающей апертуры одномодовых лазеров, включая технологии травления, зарастивания и т.д. Стоит отметить, что технология создания одномодовых лазеров не ограничивается построением, а связана также с конструкцией лазерной гетероструктуры.

В работе [37] удалось достичь 1.3 Вт выходной оптической мощности при расходимости  $9^\circ$  благодаря использованию узкого полоска шириной 7 мкм и сверхширокого волновода толщиной 8.6 мкм. Оптимизация сверхширокого волновода, в работе [38] привела к выходной оптической мощности 1.9 Вт при расходимости  $11.5^\circ$ .

Аналогичный уровень мощности был получен для лазеров с узким мезаполосковым контактом (ширина 5.5 мкм) на основе асимметричных AlGaAs/GaAs гетероструктур [39]. Было показано, что максимальная мощность в непрерывном режиме ограничена тепловым разогревом и достигает 1.7 Вт при  $25^\circ\text{C}$  при расходимости около  $15^\circ$ , а максимальный КПД достиг 54.8%.

Помимо исследования одномодовых лазеров на основе гетероструктур со сверхширокими волноводами были разработаны одномодовые лазеры с узким мезаполосковым контактом (ширина 5.1 мкм) на основе гетероструктуры со сверхузким волноводом (100 нм) и широкозонными барьерами на границе волновод/эмиттер [40]. Расходимость излучения в плоскости, параллельной и перпендикулярной слоям гетероструктуры, составила 5 и  $18.5^\circ$  соответственно. Однако, мощность в непрерывном режиме была ограничена перегревом и составила 200 мВт.

Один из подходов к конструированию латерального волновода – это конструкция гетероструктуры типа SCWOL (slab-coupled-optical-waveguide laser). Физический принцип работы такого лазера основан фактически на фильтрации мод высокого порядка в широком многомодовом волноводе за счёт его оптической связи с другим волноводом. Одномодовый режим работы лазера достигается за счёт геометрии полоска и ограничивающих канавок, а также конструкции лазерной гетероструктуры с толстым (до 5 мкм) слаболегированным поперечным волноводом и КЯ вблизи р-эмиттера. Для такой конструкции была продемонстрирована выходная оптическая мощность 1 Вт [41] с расходимостью  $11.4^\circ$  в

плоскости, перпендикулярной слоям гетероструктуры. Дальнейшее развитие этого принципа для лазеров разных длин волн и оптических усилителей было представлено в работе [42].

Другим важным параметром полупроводниковых лазеров является ширина спектра и его стабильность. Для обычного лазера спектр генерации зависит от тех же факторов, что и оптическая мощность – режим работы, уровень накачки, температура. Для сужения и стабилизации спектра лазерного излучения можно воспользоваться внешним спектрально селективирующим элементом. Сейчас активно используются конструкции, в которых спектрально селективирующие элементы изготовлены прямо на полупроводниковом кристалле. В рамках этого подхода на поверхности полупроводникового лазера изготавливается специальная повторяющаяся структура, которая периодически модулирует показатель преломления волновода лазера и выполняет функции брэгговской решётки или фотонного кристалла. Благодаря такой структуре можно сузить спектр излучения лазера в несколько раз, стабилизировать его на заданной длине волны, снизив (примерно на 1 порядок) его температурную зависимость [43]. Более того, используя такой подход, можно делать и более сложные типы приборов вплоть до лазеров с поверхностным выводом излучения через дифракционную решётку.

В работе [44] продемонстрированы результаты применения технологии дифракционной решётки, изготовленной на лазерном чипе. Были продемонстрированы мощные лазеры с максимальной выходной мощностью в непрерывном режиме работы более 12 Вт с апертуры 90 мкм, и КПД 62%. Спектральная линия шириной менее 0.7 нм сохранялась вплоть до 10 Вт. Высокая эффективность была обеспечена за счет использования тонкой решетки с низкой константой связи (*grating strength*), которая была оптимизирована для устранения избыточных оптических потерь и сохранения мощности на уровне значений для эталонных устройств без решетки.

Выходные характеристики такого лазера сильно зависят от технического совершенства решётки. По умолчанию предполагается, что лазер с дифракционной решёткой имеет более низкие характеристики мощности и эффективности, чем такой же лазер без решётки.

Исследование и совершенствование спектрально-селективирующих элементов в итоге позволило предложить качественно новый тип полупроводниковых лазеров, которые успешно изготавливаются и исследуются: *Photonic-crystal surface-emitting laser*, то есть поверхностно-излучающий лазер на основе фотонного кристалла. В данном случае фотонным кристаллом называется двумерная поверхностная периодическая структура (брэгговская структура). Геометрические параметры этой структуры настраиваются таким образом, чтобы часть излучения лазера выводилась перпендикулярно плоскости структуры. При этом сама гетероструктура остаётся традиционной гетероструктурой мощного «планарного» лазера,

излучение распространяется в ней в волноводе в плоскости слоёв, но выводится только вверх через решётку [45].

Наилучшие результаты в непрерывном режиме работы были продемонстрированы группой [46]. Ими был предложен уникальный фотонно-кристаллический резонатор с двойной решеткой, который обеспечивает когерентную генерацию с мощностью 7 Вт и высоким качеством луча (высокой яркости). В 2021 году эта же группа продемонстрировала работу лазера с фотонным кристаллом с круглым резонатором диаметром 2 мм и двойной решеткой в непрерывном режиме мощностью 29 Вт [47]. Даже при такой мощности угол расходимости излучения составил около  $0.4^\circ$ . В общем такие лазеры обладают однородным осесимметричным лучом, с расходимостью излучения менее 1 градуса, параметром качества излучения  $M^2 \sim 2$ , фиксированным на заданной длине волны спектром шириной менее 0.1 нм [48].

Не менее важными в лазерной технике являются оптические усилители, то есть приборы, в которых эффект вынужденного излучения используется без обратной связи исключительно для оптического усиления входного излучения. Основная задача такого усилителя состоит в том, чтобы усилить мощность входного оптического сигнала, сохранив его параметры (спектр, длительность импульса, расходимость и пространственное качество излучения). Такие усилители обычно изготавливаются на основе гетероструктур, аналогичных обычным лазерным, однако имеют другую геометрию активного элемента. Входной оптический сигнал в поперечном направлении распространяется по волноводу усилителя, а в латеральном направлении неизбежно расходится. Конструкция усилителя не подразумевает ограничения луча в латеральном направлении, наоборот, активная часть усилителя изготавливается расширяющейся, полностью повторяющей форму входного луча. Поэтому усилители часто называют tapered laser – лазер с расширяющимся полоском. Обратная связь от граней усилителя подавляется за счёт сильного просветления и других конструктивных мер, чтобы исключить собственную генерацию усилителя [49,50].

Для работы усилителю нужен входной оптический сигнал маломощного лазера с требуемыми характеристиками излучения. Удобнее всего такой маломощный лазер изготовить на том же кристалле, что и усилитель. В итоге получается конструкция Master Oscillator Power Amplifier – задающий генератор с усилителем мощности [51]. С точки зрения внешнего применения такое устройство может выглядеть аналогично обычному мощному полупроводниковому лазеру, однако обладает рядом преимуществ. За счёт того, что задающий лазер изготавливается одномодовым и содержит спектрально-селектирующие элементы, он обладает высоким пространственным и спектральным качеством излучения, а усилитель (в идеале) доводит уровень мощности до величин, сопоставимых с многомодовыми лазерами, не меняя качество излучения.

В [52] работе была получена мощность около 8 Вт для режима работы, при котором излучение прибора было почти дифракционно-ограниченным, что для обычных многомодовых лазеров принципиально недостижимо. При этом максимальный КПД и максимальная мощность прибора 12.7 Вт заметно меньше, чем для многомодовых лазеров этого диапазона.

Как следует из проведённого обзора, вне зависимости от вида и конфигурации лазера, рост оптической мощности с увеличением тока накачки в непрерывном режиме всегда ограничен. Современные полупроводниковые технологии позволяют в значительной степени устранить все технические причины ограничения мощности (разрушение зеркал, деградация гетероструктуры, растекание тока и токовые утечки). В результате предельные значения мощности и эффективности определяются более глубокими физическими явлениями и процессами, протекающими в полупроводниковой гетероструктуре. Далее будут рассмотрены процессы и механизмы, приводящие к ограничению мощности.

## Параграф 1.2. Температурные причины насыщения оптической мощности

В идеальном случае весь протекающий через лазер ток свыше порогового должен преобразовываться в выходную оптическую мощность с постоянной (не зависящей от тока) внешней дифференциальной эффективностью [53]:

$$P_{opt}(I) = \eta(I - I_{th}), \quad (1.1)$$

где  $P_{opt}(I)$  – оптическая мощность,  $\eta$  – внешняя дифференциальная эффективность,  $I_{th}$  – пороговый ток.

Однако на практике при увеличении тока наблюдается отклонение ВТАХ от прямой линии, что ограничивает достижение максимальной оптической мощности. Такое явление называется насыщением выходной оптической мощности и обусловлено снижением внешней дифференциальной эффективности и/или ростом порогового тока. Чтобы определить какие физические механизмы стоят за этим, необходимо учесть, что в реальности некоторая доля электрической мощности не преобразуется в выходное излучение, а выделяется в виде теплоты:

$$Q = \chi(IU - P_{opt}), \quad (1.2)$$

где  $Q$  – тепловая мощность,  $\chi$  – скважность импульсов накачки (в непрерывном режиме работы скважность равна единице),  $IU$  – электрическая мощность накачки. Основными источниками тепла являются: джоулев разогрев (на протекающем токе в слоях материалов с определенным электрическим сопротивлением), рекомбинационный разогрев (происходит вследствие

перехода носителей заряда с энергетических уровней волновода на энергетические уровни квантовой ямы), разогрев вследствие оптического поглощения [54]. На джоулево тепло, генерируемое в лазере, влияет подвижность носителей, которая определяется формулой:

$$\mu = \mu_0 \left( \frac{300}{T} \right)^{2.2}, \quad (1.3)$$

где  $\mu_0$  – подвижность носителей при комнатной температуре,  $T$  – температура активной области.

При возрастании тока накачки разогрев увеличивается и приводит к перегреву активной области лазера. Определить перегрев можно по спектрам генерации лазера. Зная зависимость длинноволнового края спектра и его температурный коэффициент можно определить перегрев активной области относительно температуры теплоотвода. Для лазеров, работающих в непрерывном режиме, перегрев может достигать  $80^{\circ}\text{C}$  для лазеров на основе GaAs [55]. Перегрев активной области зависит от тока накачки, КПД, теплового и электрического сопротивлений структуры, качества металлизации и монтажа лазера на теплоотвод.

Таким образом, ограничение мощности зависит от температурной зависимости внешней дифференциальной эффективности и порогового тока. Их температурные зависимости выражаются через соответствующие характеристические температуры  $T_0$  и  $T_1$  с помощью выражений [56]:

$$I_{th}(T + \Delta T) = I_{th}(T) \exp\left(\frac{\Delta T}{T_0}\right), \quad (1.4)$$

$$\eta(T + \Delta T) = \eta(T) \exp\left(\frac{\Delta T}{T_1}\right), \quad (1.5)$$

где  $\Delta T$  – приращение температуры.

Чем выше значение характеристической температуры, тем меньше влияние изменения температуры на пороговый ток или дифференциальную эффективность. Характеристические температуры определяются экспериментальным путем и зависят от многих факторов: свойств полупроводниковых материалов, составляющих гетероструктуру, типа лазерной гетероструктуры, энергетических параметров гетероструктуры и геометрических размеров эпитаксиальных слоев, формирующих гетероструктуру. Далее рассмотрим, в чем выражается температурная зависимость порогового тока и дифференциальной эффективности.

Согласно [57], пороговый ток лазера  $I_{th}$ , состоит из двух компонент – ток рекомбинации в активной области  $I_{th}^{qw}$  и паразитный ток рекомбинации в волноводе  $I_{th}^{wg}$ . В свою очередь ток рекомбинации в каком-либо слое гетероструктуры определяется током излучательной  $I_{rad}$  и безызлучательной рекомбинации  $I_{nonrad}$  [58]:

$$I_{th} = I_{rad} + I_{nonrad}. \quad (1.6)$$

Ток безызлучательной рекомбинации имеет два основных механизма: механизм Шокли-Рида-Холла на дефектах и Оже-рекомбинация. Рекомбинация Шокли-Рида-Холла осуществляется путем перехода электронов и/или дырок на промежуточные состояния в запрещенной зоне, обусловленные дефектами в кристалле. Оже-рекомбинация происходит за счет трёхчастичного взаимодействия. Электрон рекомбинирует с дыркой, затем энергия передается другому носителю заряда [59]. При условии квазинейтральности концентрация дырок и электронов равна, тогда пороговый ток можно представить в виде:

$$I_{th} = SeM^{qw}d^{qw}(A_{2d}n_{qw} + B_{2d}n_{qw}^2 + C_{2d}n_{qw}^3) + Se(A_{3d}n_{wg} + B_{3d}n_{wg}^2 + C_{3d}n_{wg}^3), \quad (1.7)$$

где  $S$  - площадь полоска,  $e$  - заряд электрона,  $n_{qw}$  - двумерная пороговая концентрация носителей заряда в квантовой яме,  $M^{qw}$  - количество квантовых ям,  $d^{qw}$  - толщина квантовой ямы,  $A_{2d}$  - двумерный коэффициент безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла в квантовой яме,  $B_{2d}$  - двумерный коэффициент излучательной рекомбинации в квантовой яме,  $C_{2d}$  - двумерный коэффициент безызлучательной Оже-рекомбинации в квантовой яме,  $n_{wg}$  - трехмерная концентрация носителей заряда в волноводе на пороге генерации,  $A_{3d}$  - объемный коэффициент безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла в волноводе,  $B_{3d}$  - объемный коэффициент излучательной рекомбинации в волноводе,  $C_{3d}$  - объемный коэффициент безызлучательной Оже-рекомбинации в волноводе. В этом выражении от температуры зависят коэффициенты рекомбинации и концентрации носителей заряда, поэтому рассмотрим их подробнее.

Концентрацию свободных носителей в волноводе на пороге генерации можно представить в виде функции от двумерной концентрации носителей в КЯ [57]. Тогда, температурная зависимость порогового тока в большей степени определяется температурной зависимостью пороговой концентрации носителей заряда в квантовой яме.

Температурная зависимость пороговой концентрации носителей заряда в квантовой яме определяется многими физическими процессами и потому имеет сложный характер.

В работе [60] было установлено, что с ростом тока накачки и температуры активной области растет пороговая концентрация в активной области (рисунок 1.1). В результате повышения температуры и концентрации начинается процесс перераспределения носителей заряда на высокоэнергетические состояния квантовых ям активной области. При конечной глубине квантовой ямы начинается выброс носителей из активной области в волновод. Этот процесс получил название делокализации носителей заряда. Было показано, что температурная

делокализация носителей заряда ведет к росту концентрации носителей заряда в волноводных слоях лазерной гетероструктуры (рисунок 1.2).

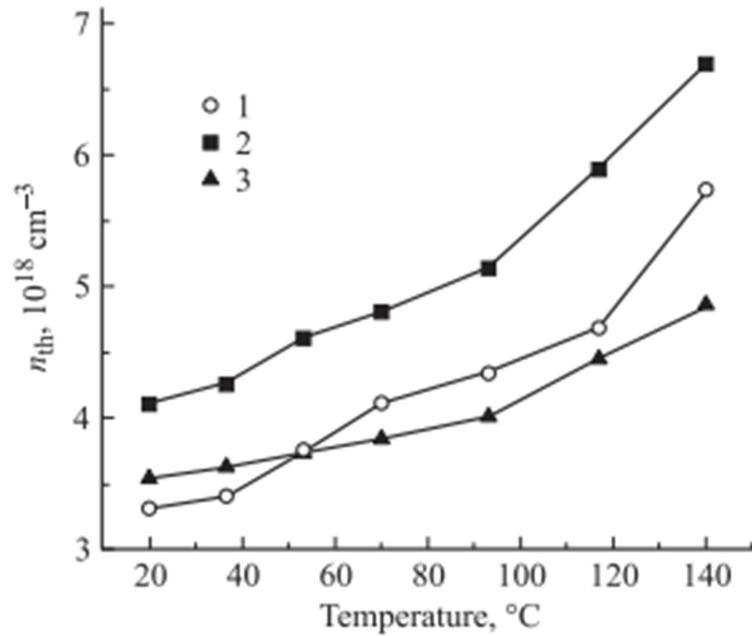


Рисунок 1.1 – Температурная зависимость пороговой концентрации носителей заряда в активной области [60]

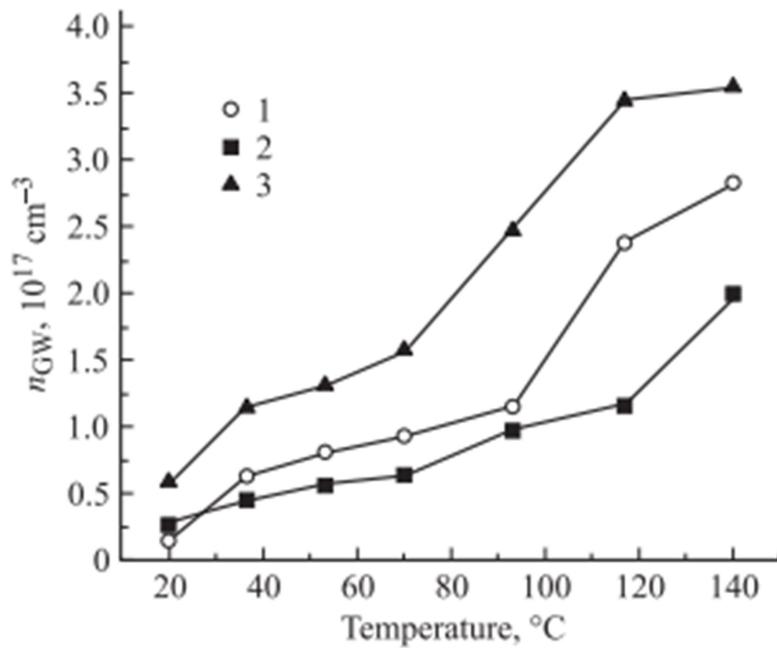


Рисунок 1.2 – Температурные зависимости концентрации носителей заряда в волноводных слоях [60]

Теперь рассмотрим температурную зависимость коэффициентов рекомбинации. Ввиду высокого качества полупроводниковых гетероструктур, рекомбинация на дефектах незначительна и ею можно пренебречь. Аналитические выражения для коэффициента излучательной рекомбинации в зависимости от температуры и параметров структуры приведены в работе [61]. Показано, что с ростом температуры двумерный и объёмный коэффициенты излучательной рекомбинации падают, однако это падение сравнительно невелико и не может компенсировать рост рекомбинации из-за увеличения концентрации носителей. При этом коэффициент Оже-рекомбинации для объёмных слоёв сильно увеличивается с ростом температуры [62]. Для двумерных структур было показано [63], что в широком диапазоне температур двумерный коэффициент оже-рекомбинации имеет слабую температурную зависимость, однако процесс оже-рекомбинации в КЯ может идти интенсивнее по сравнению с объёмным материалом из-за возможности передачи энергии гетерограницам яма-барьер. Как правило, Оже-рекомбинация должна учитываться для длинноволновых лазеров, например лазеров на основе InP. В силу высоких значений коэффициента Оже-рекомбинации она может изначально давать большой вклад в полный пороговый ток лазера ещё при комнатной температуре [64].

Внешняя дифференциальная эффективность (наклон ВТАХ) – это зависящая от конструкции лазера величина, обобщающая внутренние механизмы его работы. Для описания физических процессов, протекающих в лазере, обычно используется внешняя дифференциальная квантовая эффективность  $\eta_d$  [53], которая показывает, какая доля рекомбинирующих носителей заряда преобразуется в фотоны, выходящие из лазера:

$$\eta = \frac{\hbar\omega}{e} \eta_d, \quad (1.8)$$

где  $\hbar\omega$  – энергия фотона,  $e$  – заряд электрона,  $\eta_d$  – внешняя дифференциальная квантовая эффективность.

Следовательно, температурная зависимость кроется в физических процессах, связанных с рекомбинацией носителей заряда и выводом фотонов из резонатора. В работе [65] было установлено, что температурная зависимость дифференциальной квантовой эффективности оказывает сильное влияние на максимальную мощность в непрерывном режиме генерации гетеролазеров. Внешняя дифференциальная квантовая эффективность описывается формулой [56]:

$$\eta_d = \eta_{int} \frac{\alpha_{out}}{\alpha_{out} + \alpha_{int}}, \quad (1.9)$$

где  $\alpha_{int}$  - внутренние оптические потери,  $\eta_{int}$  – внутренняя дифференциальная квантовая эффективность (ВКЭ),  $\alpha_{out}$  - внешние оптические потери. Внешние оптические потери связаны с выводом излучения из резонатора и являются характеристикой лазерного резонатора:

$$\alpha_{out} = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}, \quad (1.10)$$

где  $L$  – длина резонатора,  $R_1$  и  $R_2$  – коэффициенты отражения зеркал резонатора.

Величина ВКЭ  $\eta_{int}$  является характеристикой лазерной гетероструктуры и ее можно представить как произведение трех составляющих [56]:

$$\eta_{int} = \eta_s \eta_i \eta_r, \quad (1.11)$$

где  $\eta_s$  – эффективность инжекции носителей заряда в полосок;  $\eta_i$  – эффективность инжекции носителей в активную область;  $\eta_r$  – эффективность излучательной рекомбинации в активной области. Эффективность инжекции в полосок это величина, зависящая от технологии изготовления лазерного чипа, которая характеризует наличие токовых утечек, связанных с латеральным растеканием тока. В большинстве современных лазеров  $\eta_s$  близка к 1. Эффективность инжекции носителей в КЯ показывает долю тока инжекции, расходуемую на стимулированную рекомбинацию в КЯ, и она может оказаться заметно меньше единицы, так как снижается при утечке носителей заряда в эмиттеры, паразитной рекомбинации носителей заряда в волноводе и делокализации носителей из КЯ [66]. При достижении порога генерации темпы спонтанной и безызлучательной рекомбинации не изменяются, так как они определяются плотностью носителей заряда, тогда как темп стимулированного излучения возрастает, так как зависит от числа фотонов в резонаторе. Поэтому эффективность излучательной рекомбинации в активной области в режиме лазерной генерации, то есть при токах намного больше порога генерации, обычно близка к 1.

Внутренние оптические потери — это сумма поглощения излучения на свободных носителях заряда в каждом слое гетероструктуры и на несовершенствах гетероструктуры  $\alpha_s$  (дефекты, неоднородность гетерограниц и т.п.):

$$\alpha_{int} = \sum \Gamma_i \alpha_i^l + \alpha_s, \quad (1.12)$$

где  $\Gamma_i$  - фактор оптического ограничения в определенном слое гетероструктуры,  $\alpha_i^l$  - коэффициент оптического поглощения на свободных носителях в определенном слое гетероструктуры. Потери на неоднородностях и дефектах определяются технологическим процессом изготовления гетероструктуры, качеством эпитаксиальных слоёв и в современных лазерных структурах сведены к минимуму. Поэтому сейчас внутренние оптические потери определяются в основном поглощением на свободных носителях. В рамках данного

физического механизма оптическое поглощение зависит от концентрации носителей заряда в слоях структуры, в первом приближении зависимость линейная.

В большинстве работ [2,3,6,7], посвященных исследованию внутренних оптических потерь, исследуются лазеры на основе асимметричных гетероструктур отдельного ограничения с расширенным волноводом как наиболее эффективные и технически совершенные. В таких лазерах фактор оптического ограничения в эмиттерных слоях составляет менее 1%. Внутренние оптические потери в эмиттерах в таком случае малы и с ростом температуры практически не меняются. Для таких лазеров можно считать, что температурный рост суммарных внутренних оптических потерь не связан с потерями в эмиттерных слоях.

Поскольку выше было показано, что с ростом температуры концентрация носителей заряда в активной области и главное – в волноводе растёт, в том числе из-за эффекта делокализации, то и внутренние оптические потери также растут. Более того, даже при одной и той же концентрации поглощение на свободных носителях увеличивается с ростом температуры. Поскольку поглощение на свободных носителях является одним из основных предметов исследования в настоящей работе, он будет более подробно рассмотрен в параграфе 1.4.

Результирующее увеличение внутренних оптических потерь с ростом температуры было показано в работе [67]. На рисунке 1.3 представлены температурные зависимости внутренних оптических потерь для волноводов различного состава, полученные на основе температурной зависимости внешней дифференциальной эффективности.

Экспериментальные исследования [68] позволили оценить вклад в увеличение внутренних оптических потерь от изменения концентрации носителей заряда в активной области и волноводе. На основе экспериментальных результатов зависимости порогового тока от температуры и выражения для расчета тока излучательной рекомбинации авторы смогли оценить изменение пороговой концентрации носителей заряда в активной области при увеличении температуры от 15 до 70<sup>0</sup>С. Было показано, что рост концентрации в активной области дает незначительное увеличение внутренних оптических потерь с температурой (на 0.42 и 0.43 см<sup>-1</sup> для структур двух типов), что не может объяснить зарегистрированного снижения дифференциальной квантовой эффективности с увеличением температуры (34% и 15% для структур двух типов, соответственно). Таким образом, авторы пришли к выводу, что снижение дифференциальной квантовой эффективности при увеличении температуры обусловлено ростом концентрации носителей заряда именно в волноводе лазерной гетероструктуры.

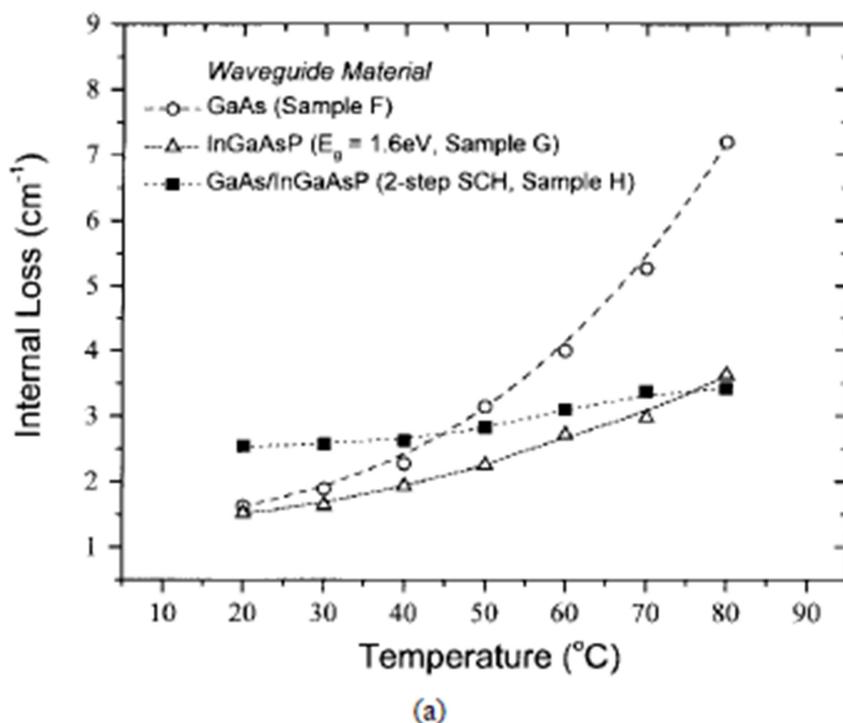


Рисунок 1.3 – Температурная зависимость внутренних оптических потерь для волноводов различного состава [67]

Проведённый анализ литературных данных показывает основные физические процессы, ограничивающие мощность лазеров в непрерывном режиме. Увеличение температуры слоёв лазера вследствие саморазогрева приводит к росту пороговой концентрации носителей и их делокализации в волноводные слои. Рост концентрации носителей заряда в слоях гетероструктуры приводит к увеличению внутренних оптических потерь, порогового тока и снижению дифференциальной квантовой эффективности. Все эти процессы приводят к насыщению в ВТАХ и ограничению максимальной мощности, а также и к другим негативными эффектам (уширение спектра генерации, появление мод высшего порядка, падение материального усиления и другие). Таким образом, саморазогрев является основной причиной насыщения ВТАХ в непрерывном режиме работы. Для борьбы с саморазогревом лазера в технике приходится использовать качественные системы охлаждения. Если для маломощных лазеров достаточно использовать хороший пассивный радиатор, то для мощных лазеров используются элементы Пельтье и системы термостабилизации с обратной связью по температуре. Для достижения рекордных характеристик используют теплоотводы особых конструкций вплоть до монтажа лазерных кристаллов на искусственные CVD-алмазы. Широко используются жидкостные системы охлаждения на основе теплоотводов с микроканальцами, рассчитанные на отведение тепла от мощных линеек и матриц лазеров [20]. Однако только переход к импульсному режиму работы (длительность импульса порядка 100 нс и скважность

более 1000) полупроводникового лазера позволил практически полностью устранить саморазогрев и исследовать мощностные характеристики при высоких уровнях токовой накачки.

### Параграф 1.3. Нетемпературные причины насыщения оптической мощности

В работе [69] было показано, что при использовании импульсов длительностью 300 нс при увеличении амплитуды тока накачки с 60 А до 200 А спектр генерации лазера сдвигается на 3.2 нм. Такой сдвиг длины волны соответствует разогреву активной области менее чем на  $10^0\text{C}$ . Аналогичные результаты были продемонстрированы и для импульсов длительностью 100 нс в работе [70]. Таким образом, в импульсном режиме с малой длительностью и большой скважностью саморазогрев лазера удаётся устранить. Тем не менее, насыщение ВТАХ в импульсном режиме также наблюдается, но при значительно более высоких уровнях тока (рисунок 1.4).

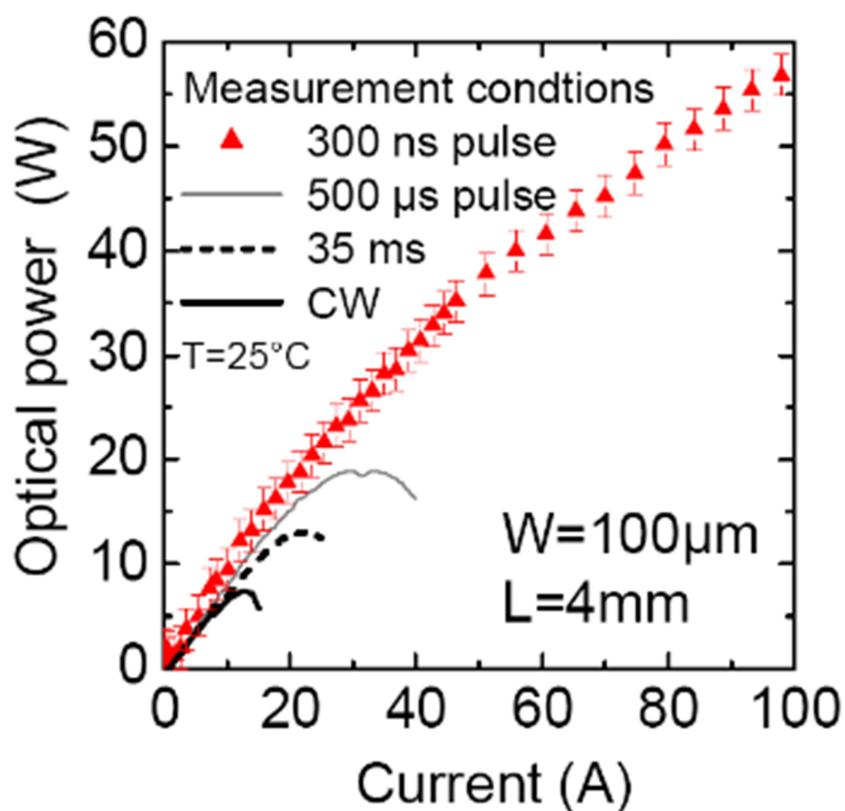


Рисунок 1.4 – ВТАХ лазера при накачке его импульсами различной длительности и в непрерывном режиме, продемонстрированные в работе [69]

Как и для непрерывного режима работы, насыщение мощности в импульсном режиме связано с ростом порогового тока и внутренних оптических потерь и снижением внутренней квантовой эффективности:

$$P_{opt}(I) = \frac{\hbar\omega}{e} \eta_{int} \frac{\alpha_{out}}{\alpha_{out} + \alpha_{int}} (I - I_{th}), \quad (1.13)$$

где  $\hbar\omega$  – энергия фотона,  $e$  – заряд электрона,  $\eta_{int}$  – внутренняя дифференциальная квантовая эффективность,  $\alpha_{out}$  – внешние оптические потери,  $\alpha_{int}$  – внутренние оптические потери,  $I_{th}$  – пороговый ток.

За проявлением этих эффектов стоят глубинные физические механизмы работы полупроводникового лазера. Для лазеров, работающих в импульсном режиме, существует целый ряд теорий, описывающих механизмы, приводящие к ограничению выходной мощности. Эти механизмы имеют нетемпературный характер и сильно зависят от конструкции и материалов гетероструктуры. Рассмотрим эти механизмы более подробно.

Ряд механизмов насыщения ВТАХ неизбежно связан с особенностями оптического усиления. Оптическое усиление тесно связано с процессами взаимодействия света с веществом, что делает его описание сложной задачей.

Условие усиления света в полупроводниковом материале выполняется, когда механизм вынужденного излучения (генерация нового идентичного фотона, вызванная рекомбинацией электрона и дырки под действием индуцирующего фотона) преобладает над поглощением. Для создания вынужденного излучения необходимо, чтобы в возбужденном состоянии находилось больше носителей заряда, чем в основном, то есть необходимо создание инверсии заселенности. При термодинамическом равновесии распределение носителей заряда по энергиям подчиняется статистике Ферми-Дирака и условие инверсии не может быть выполнено. Прямой переход носителей заряда в возбуждённое состояние будет всегда компенсироваться процессами спонтанного (самопроизвольный переход в основное состояние) и вынужденного излучений. В неравновесном состоянии общий уровень Ферми отсутствует, в этом случае вводят понятие квазиуровня Ферми для электронов и квазиуровня Ферми для дырок, уровень Ферми как бы расщепляется. Концентрация носителей заряда определённого знака на определённом энергетическом уровне определяется положением квазиуровня Ферми для носителей данного знака и плотностью состояний на этом энергетическом уровне. Условие инверсии заселенности будет выполнено, когда расхождение квазиуровней Ферми сравняется с шириной запрещенной зоны  $F_e - F_h > E_c - E_v = E_g$ . В полупроводниковых лазерах в подавляющем большинстве случаев для создания искусственной инверсии заселенности используют токовую накачку [53].

При подаче на полупроводниковый диод электрического смещения в прямом направлении квазиуровни Ферми расходятся, каждый по направлению к «своей» зоне, и

концентрация соответствующих носителей в возбужденном состоянии увеличивается. При слабой накачке носителей заряда в основном состоянии всё ещё намного больше, чем в возбужденном, поэтому процесс поглощения доминирует над вынужденной рекомбинацией, и лазерная генерация отсутствует. Наименьший ток накачки, при котором будет выполнено условие инверсии заселенности, называется током прозрачности  $I_{tr}$ , а концентрация – концентрацией прозрачности  $n_{tr}$ . Поглощение компенсируется процессами спонтанного и вынужденного излучений, активная среда становится оптически прозрачной. Дальнейшее увеличение концентрации носителей заряда в возбужденном состоянии приведет к доминированию вынужденного излучения – то есть усилению излучения. Отсюда очевидно, что зависимость оптического усиления от концентрации  $g(n)$  возрастающая функция, однако ее конкретный вид будет определяться видом плотности состояний в активной области лазера.

Для объемного материала плотность состояний имеет вид корневой функции энергии, тогда зависимость усиления от концентрации можно представить приближенно в линейном виде:  $g(n) \sim \beta(n - n_{tr})$ , где  $\beta$  – линейное усиление, показывающее наклон зависимости  $g(n)$ ;  $n_{tr}$  – концентрация прозрачности. В квантовой яме происходит эффект размерного квантования, что приводит к изменению вида функции плотности состояний. На рисунке 1.5 представлены зависимости плотности состояний от энергии для объёмного материала 3d и квантовой ямы 2d. Плотность состояний в КЯ имеет вид ступеньки, что приводит к тому, что даже при сильной накачке усиление не может превысить некоторое наибольшее значение, линейная связь между усилением и концентрацией носителей нарушается.

В работе [71] усиление  $g$  определяется через двумерные концентрации носителей по формуле:

$$g(n) = g_0 \left[ 1 - \exp\left(-\frac{n_{qw}^{2d}}{N_c^{2d}}\right) - \exp\left(-\frac{p_{qw}^{2d}}{N_v^{2d}}\right) \right], \quad (1.14)$$

где  $g_0$  – максимальный коэффициент усиления,  $n_{qw}^{2d}, p_{qw}^{2d}$  – двумерные концентрации электронов и дырок в КЯ,  $N_c^{2d}, N_v^{2d}$  – двумерные плотности состояний в активной области в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно. Действует предположение об электронейтральности квантовых ям, то есть концентрации электронов и дырок в активной области равны. Максимальное усиление здесь:

$$g_0 = I_{cv}^2 \frac{\pi}{d_{qw}} \frac{\alpha}{\sqrt{\epsilon}} \frac{M}{1+M} \left(1 - \frac{m_c}{m_0}\right) \frac{E_g(E_g + \Delta_0)}{E_g + \frac{2}{3}\Delta_0} \frac{1}{E_0}, \quad (1.15)$$

где  $\alpha$  – постоянная тонкой структуры;  $\sqrt{\epsilon}$  – показатель преломления материала волновода,  $M = \frac{m_{hh}}{m_c}$ ,  $m_{hh}$ ,  $m_c$  – эффективные массы электрона и тяжелой дырки в квантовой яме,  $m_0$  – масса электрона,  $E_g$  – ширина запрещенной зоны материала квантовой ямы,  $\Delta_0$  – энергия спин-

орбитального отщепления в материале квантовой ямы,  $E_0$  – энергия лазерного перехода в квантовой яме,  $I_{cv}$  – квадрат интеграла перекрытия волновых функций электрона и дырки в квантовой яме,  $d_{qw}$  – толщина квантовой ямы.

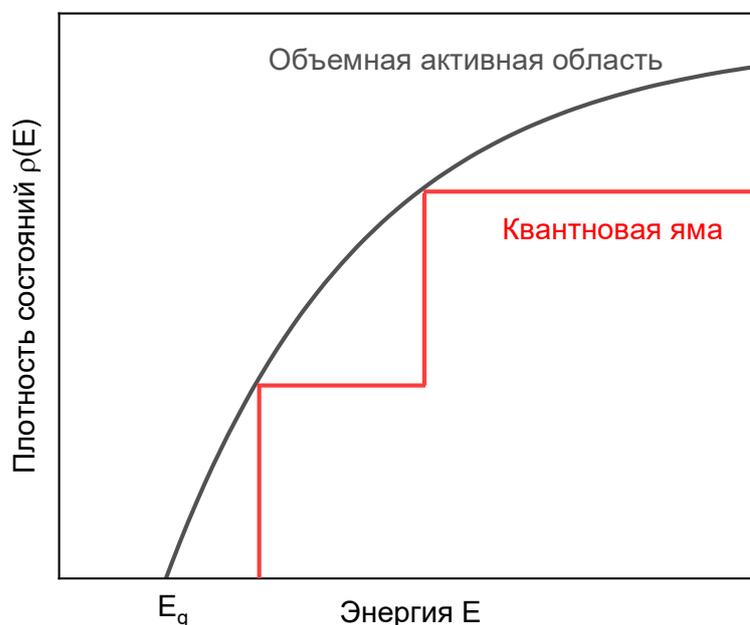


Рисунок 1.5 – Общий вид зависимости плотности состояний от энергии для объёмного материала 3d и квантовой ямы 2d

Такое определение зависимости усиления от концентрации достаточно сложное, так как зависит от многих параметров, различных для разных материалов и геометрии активной области. На практике чаще используют логарифмическую аппроксимацию:

$$g(n) = g_0 \ln \left( \frac{n+n_s}{n_s+n_{tr}} \right), \quad (1.16)$$

где  $g_0$  – максимальный коэффициент усиления,  $n_s$  – параметр линейности. Чем больше  $n_s$ , тем более линейная кривая. На рисунке 1.6 представлена расчетная зависимость материального усиления от двумерной концентрации носителей заряда для объёмного материала и квантовой ямы. Напряжённая КЯ имеет наименьшее значение  $n_{tr}$  и для нее усиление быстрее растет с увеличением  $n$  [56].

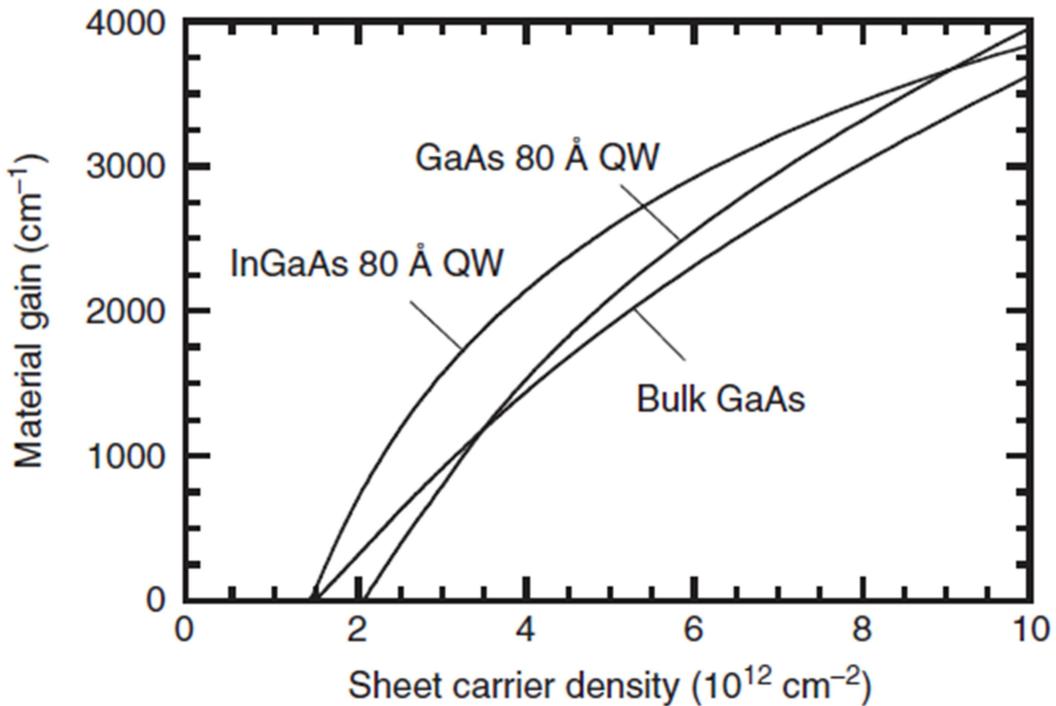


Рисунок 1.6 – Зависимость материального усиления от двумерной концентрации носителей заряда для объёмного материала и квантовой ямы [56]

Рассмотренное выше усиление называется материальным и отражает внутренние свойства самой активной области. В лазерной гетероструктуре свет лишь частично распространяется в активной области, поэтому для излучения в целом вводится понятие модового или модального усиления:

$$G(n) = \Gamma g(n), \quad (1.17)$$

где  $\Gamma$  – фактор оптического ограничения,  $g(n)$  – материальное усиление.

Вторым, но не менее важным условием лазерной генерации является создание положительной обратной связи. Для этого используют резонатор Фабри-Перо, часть излучения покидает активную среду, а другая часть служит для поддержания когерентного излучения. В лазерном резонаторе излучение испытывает дополнительные внутренние оптические потери, не связанные с материалом активной среды, такие как рассеяние, поглощение на свободных носителях, дефектах и т.п. Тогда условие лазерной генерации можно записать как:

$$G(n) = \alpha_{out} + \alpha_{int}. \quad (1.18)$$

Ток, при котором начинается лазерная генерация, называется пороговым током  $I_{th}$ , таким что  $I_{th} > I_{tr}$ , а концентрация носителей заряда – пороговой концентрацией  $n_{th}$ . Чтобы понять, как будет зависеть усиление от концентрации носителей заряда свыше порога

генерации необходимо рассмотреть динамику процессов инжекции и рекомбинации носителей. Скоростное уравнение для концентрации носителей в активной области:

$$\frac{dn}{dt} = R_{in} - R_{rec}, \quad (1.19)$$

где  $R_{in}$ - скорость инжекции носителей заряда,  $R_{rec}$  – скорость рекомбинации носителей заряда. При этом процесс рекомбинации учитывает несколько механизмов: спонтанную рекомбинацию  $R_{sp}$ , безызлучательную рекомбинацию  $R_{nr}$ , и вынужденную рекомбинацию  $R_{st}$ :

$$R_{rec} = R_{sp} + R_{nr} + R_{st}. \quad (1.20)$$

Естественные процессы рекомбинации (спонтанная излучательная и безызлучательная) описываются временем жизни носителей заряда  $\tau$ . Скорость вынужденного излучения равна скорости увеличения числа фотонов в результате вынужденного излучения и описывается временем жизни фотонов в резонаторе. Тогда общая скорость рекомбинации:

$$R_{rec} = \frac{n}{\tau} + \frac{S}{\tau_p}, \quad (1.21)$$

где  $S$  – концентрация фотонов. Время жизни носителей заряда зависит от свойства и качества материала, типа структуры, состава легирования и обычно находится в пределах 1 – 30 нс. Время жизни фотонов определяется как  $\tau_p = \frac{1}{G(n)v_g}$  ( $v_g$  – групповая скорость) и в среднем составляет единицы пикосекунд [72]. Так как скорость вынужденного излучения значительно больше скорости спонтанной излучательной и безызлучательной рекомбинации, в установившемся режиме лазерной генерации весь ток свыше порогового идет на создание в лазерном резонаторе некоторого установившегося числа фотонов. В идеальном случае концентрация носителей с увеличением тока остается равной пороговому значению и, следовательно, оптическое усиление остается неизменным и равным  $G_{th}$  (рисунок 1.7). Так как (в первом приближении) концентрация носителей в яме не растет, это означает, что происходит закрепление квазиуровней Ферми или пиннингование (pinning). Тем не менее, для реальных полупроводниковых лазеров в силу различных паразитных физических процессов, которые будут рассмотрены далее, концентрация носителей заряда в КЯ за порогом генерации может заметно возрастать [6]. В таком случае пиннингование квазиуровней по сути отсутствует.

Несмотря на то, что механизм усиления напрямую не связан с ограничением мощности лазера, он будет важен для рассмотрения других механизмов, которые будут описаны ниже.

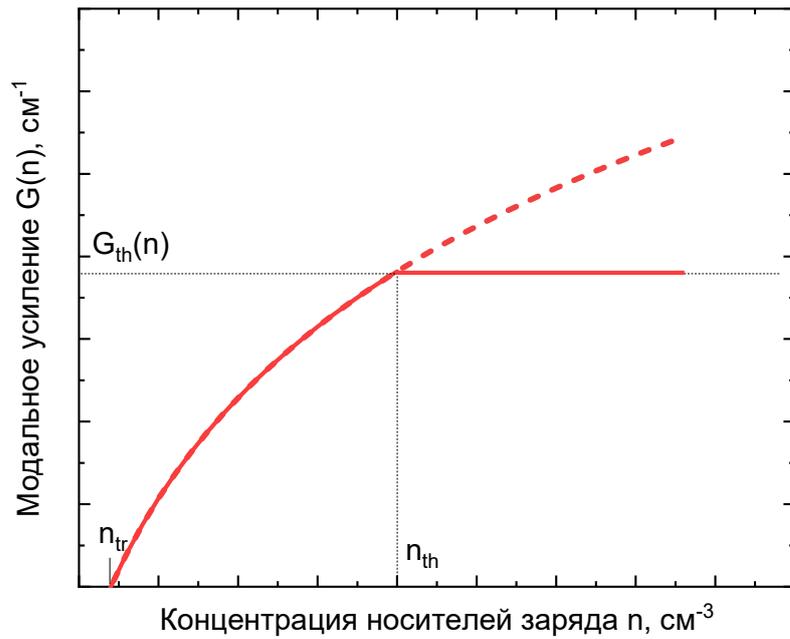


Рисунок 1.7 – Общий вид зависимости модального усиления от концентрации носителей заряда

В условиях высокой концентрации фотонов темп стимулированной рекомбинации увеличивается, при этом носители заряда могут не успевать поступать на нужные энергетические уровни в необходимом количестве. Это вызывает образование провала, выжигание «спектральной дыры» (spectral hole burning – SHB) в спектре усиления в области энергии, соответствующей энергии оптического перехода вынужденного излучения. В таком случае для поддержания усиления на центральной длине волны на пороговом уровне необходим рост концентрации носителей свыше порогового. Таким образом, получается, что оптическое усиление зависит не только от плотности носителей заряда, но и от плотности фотонов. Для количественного описания этого эффекта вводится коэффициент компрессии (сжатия) усиления  $\epsilon$  и феноменологическое уравнение для усиления принимает вид [73]:

$$g(n, S) = \frac{g(n)}{1 + \epsilon S}, \quad (1.22)$$

где  $g(n)$  – материальное усиление активной области лазера, определяемое концентрацией носителей  $n$ ,  $\epsilon$  – коэффициент компрессии усиления,  $S$  – концентрация фотонов. В этом случае прирост концентрации носителей заряда  $\Delta n$  свыше порогового значения пропорционален концентрации фотонов  $S$  и коэффициенту компрессии усиления  $\epsilon$ . Если бы  $\epsilon$  был равен нулю, то усиление не зависело бы от концентрации фотонов. Типичное значение коэффициента сжатия  $\epsilon$  для лазеров с квантовой ямой составляет около  $10^{-17} \text{ см}^3$ .

Часто, авторы работ связывают эффект компрессии усиления с насыщением оптической мощности. В работе [74] было показано, что с ростом интенсивности излучения коэффициент

усиления уменьшается, пороговая концентрация носителей растёт и зависимость мощности излучения от тока накачки становится нелинейной и стремится к насыщению.

В полупроводниковых лазерах с торцевым излучением помимо SHB наблюдается эффект продольного пространственного выгорания дыр (longitudinal spatial hole burning – LSHB). В лазерном резонаторе в продольном направлении фотоны распределены неоднородно, особенно в лазерах, где одно зеркало имеет просветляющее покрытие, а другое покрытие имеет высокий коэффициент отражения. Подавляющее большинство лазеров построены именно таким образом, чтобы выводить полезное излучение только в одну сторону. Вблизи выходного просветлённого зеркала концентрация фотонов максимальна, при этом они вызывают интенсивную стимулированную рекомбинацию, «выжигая» носители заряда в яме. Оптическое усиление в этой части проседает. Вблизи глухого зеркала концентрация фотонов меньше и за счёт этого концентрация носителей превышает равновесное значение, усиление также повышается.

В работе [75] эффект LSHB был подтвержден экспериментально. Исследования проводились путем прямого наблюдения спонтанного излучения из окна в верхнем контакте лазера с длиной волны 808 нм и длиной резонатора 1.5 мм. Распределение плотности носителей было получено исходя из определения скорости спонтанного излучения. Неоднородность плотности носителей, наблюдаемая экспериментально, согласуется с расчетным профилем плотности носителей (рисунок 1.8), что подтверждает существование эффекта LSHB в лазерном резонаторе. На рисунке 1.8 черная сплошная линия – расчетное распределение концентрации без учета эффекта LSHB, красная сплошная – расчетное распределение концентрации с учетом эффекта LSHB, красная пунктирная – экспериментально полученное распределение концентрации.

В работе авторов Е.А.Аврутина и Б.С.Рывкина [76] была представлена простая аналитическая модель продольного распределения плотности фотонов и носителей заряда в полупроводниковых лазерах с торцевым излучением, значительно превышающими пороговые значения. Авторы использовали стационарную одномерную модель, состоящую из уравнения распределенной скорости для плотности носителей и плотности распространяющихся лазерных фотонов. Показано, что при условии пренебрежимо малых внутррезонаторных потерь форма этих распределений не зависит от тока накачки. Показано, что любое прямое влияние прожигания продольных пространственных дыр на выходную мощность наблюдается только при очень низких коэффициентах отражения выходного зеркала и даже в этом случае является слабым, что означает, что основные эффекты продольной неоднородности являются косвенными. Аналогичные результаты были получены в [77] при наличии значительного внутреннего поглощения. Было показано, что при высоких токах LSHB не является отдельным

механизмом, ограничивающим мощность, а просто усиливает влияние других механизмов насыщения мощности, в первую очередь – приводит к увеличению внутренних потерь с увеличением уровня мощности / инжекции.

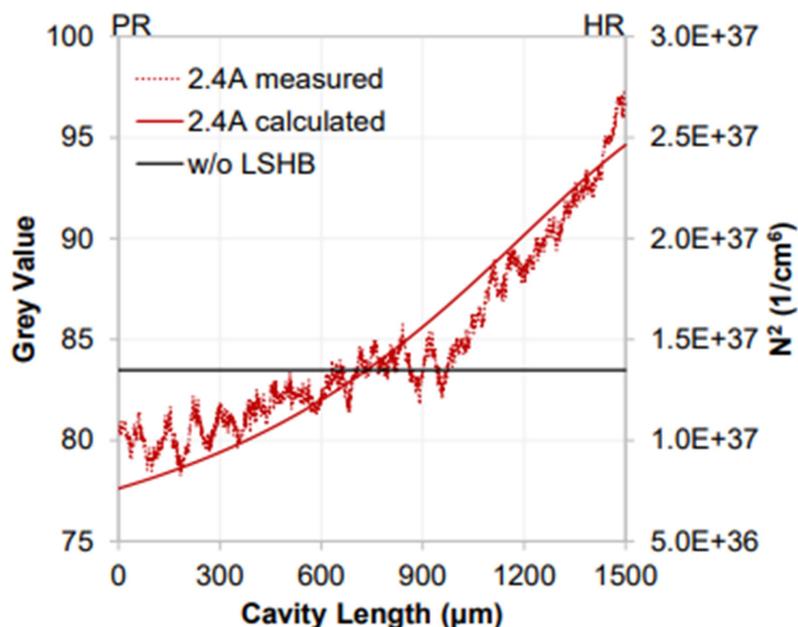


Рисунок 1.8 – Распределение плотности носителей в лазерном резонаторе [75]

В работе [78] был проведен численный анализ продольного пространственного выжигания дыр в лазерах на основе GaAs. Было продемонстрировано, что при учете LSHB и при отсутствии, каких-либо других механизмов насыщения, выходная оптическая мощность снижается на 5%. Авторы показали, что LSHB косвенно влияет на насыщение выходной мощности через внутренние оптические потери, и оно не связано со сжатием усиления – эти два процесса влияют на выходную оптическую мощность независимо друг от друга.

Недавно был обнаружен эффект продольного скопления тока, при котором плотность тока становится неравномерно распределённой по длине резонатора, сгущаясь около выходного зеркала. Такая неравномерность приводит к нежелательному насыщению мощности, потере эффективности и дополнительному тепловому линзированию [79,80]. Частично этот эффект вызван сильно асимметричным распределением фотонов вдоль резонатора и эффектом LSBH. В работе [81] показано, что сгущение тока вызвано неоднородностью распределения температуры в продольном направлении, которая возникает из-за неоднородного тепловыделения по длине резонатора. Следовательно, этот эффект необходимо учитывать при непрерывном режиме работы лазера, а в импульсном его можно опустить.

В импульсном режиме работы, несмотря на отсутствие тепловых эффектов, в волноводе лазера при высоких плотностях тока накачки наблюдается накопление значительной концентраций носителей заряда. В ряде экспериментов с использованием различных систем материалов была зарегистрирована [82,83] люминесценция из волновода, что свидетельствует о значительном увеличении плотности носителей заряда в этом слое. Многие авторы полагают, что ограничение мощности лазера в большей степени связано с ростом концентраций носителей заряда в волноводе. Теоретические исследования показывают, что это увеличение плотности носителей с током выше порога происходит из-за сочетания двух различных механизмов. Первый из них — это делокализация носителей из активного слоя. В этом случае считается, что распределение концентрации носителей заряда по волноводу однородно, а расчёт аналогичен задаче квантовой механике о вероятности частицы локализоваться, в данном случае — в квантовой яме активной области лазера. Волновод служит резервуаром, из которого носители заряда захватываются в активную область. Так как захват носителей заряда происходит не мгновенно, а имеет конечную скорость, при увеличении тока накачки это приводит к накоплению носителей заряда в волноводе. В работе [57] при условии локальной электронейтральности показано, что немгновенный захват носителей заряда приводит к уменьшению внутренней дифференциальной квантовой эффективности и сублинейности ВТАХ лазера. Однако, как и в работах [84,85] внутренние оптические потери считаются постоянными.

Наиболее полная аналитическая модель для теории делокализации была представлена в [6]. В отличие от предыдущих работ здесь учтен рост внутренних оптических потерь в волноводной области структуры с увеличением плотности тока накачки и использовано условие глобальной электронейтральности в структуре (суммарный заряд электронов в волноводной области и в активной области равен суммарному заряду дырок в этих областях). Было получено хорошее согласие измеренной и рассчитанной ВТАХ для лазерной структуры на основе AlGaAs/GaAs/InGaAs, что подтвердило необходимость учета внутренних оптических потерь. Таким образом концентрация делокализованных носителей заряда в волноводе служит источником внутренних оптических потерь достаточно интенсивных, чтобы объяснить наблюдаемое падение эффективности лазера при высоких токах накачки.

В статье [86] было проведено исследование делокализации носителей заряда из активной области в волноводные слои. Для этого были измерены спектры спонтанного излучения при различной амплитуде токовой накачки для гетероструктур, отличающихся составом волновода. В структуре с GaAs волноводом наблюдалось увеличение волноводной линии с ростом тока накачки, что свидетельствовало о возрастании концентрации носителей заряда в волноводном слое. Волноводная линия в структуре с широкозонным волноводом отсутствовала даже при максимальном уровне импульсной токовой накачки. Для гетероструктуры с n-волноводом из

GaAs и широкозонным р-волноводом, люминесценция из волновода не была обнаружена. В такой структуре утечка электронов в р-область ограничена потенциальным барьером, а утечке дырок в п-область ничто не препятствует. На основании этих данных был сделан вывод, что выброс в волновод идет в основном для электронов, а не дырок.

Совершенно иной механизм увеличения плотности носителей в волноводе обусловлен протеканием тока накачки через него [87]. Этот механизм был подробно рассмотрен Е.А.Аврутиным и Б.С.Рывкиным в работах [88,89]. Он основан на особенностях протекания тока через лазерный волновод, так называемый транспорт носителей заряда от эмиттеров к активной области. Эта задача в общем случае описывается системой уравнений, в которую входят уравнение Пуассона для электростатического потенциала и уравнения, описывающие дрейф, диффузию, туннелирование и механизмы рекомбинации носителей заряда обоого типа. В общем случае такая система не решается аналитически (пока что не решена). Авторы разработали полуаналитическую модель, основанную на точном решении диффузионной модели транспорта носителей заряда. Авторы учитывают эффекты амбиполярной диффузии носителей и условие квазинейтральности, однако опускают уравнение Пуассона и, как правило, не учитывают дрейф носителей в электрическом поле, считая транспорт исключительно диффузионным. В такой модели накопление носителей заряда в волноводе происходит с необходимостью для обеспечения диффузионного тока через волновод, причём концентрация носителей распределена по волноводу неоднородно, она имеет градиент от эмиттера к активной области, который, собственно, и определяет диффузионный ток.

В работе [89] тех же авторов было показано, что наличие носителей заряда в волноводе может привести к значительным оптическим потерям из-за поглощения свободными носителями, которое увеличивается с толщиной волновода и может быть одной из причин уменьшения мощности при больших токах. Ввиду сильного различия коэффициентов диффузии для электронов и дырок, градиент концентрации в р-области волновода значительно больше (рисунок 1.9). Следовательно, можно сказать, что именно р-область вносит большой вклад во внутренние оптические потери.

Очевидно, что при наличии концентрации носителей заряда обоих знаков в волноводных слоях в них будет происходить излучательная и безызлучательная рекомбинация. Эта рекомбинация будет вносить большой вклад в пороговую плотность тока и, по сути, будет являться паразитной. Следовательно, с ростом концентрации носителей заряда в волноводе будет падать выходная мощность.

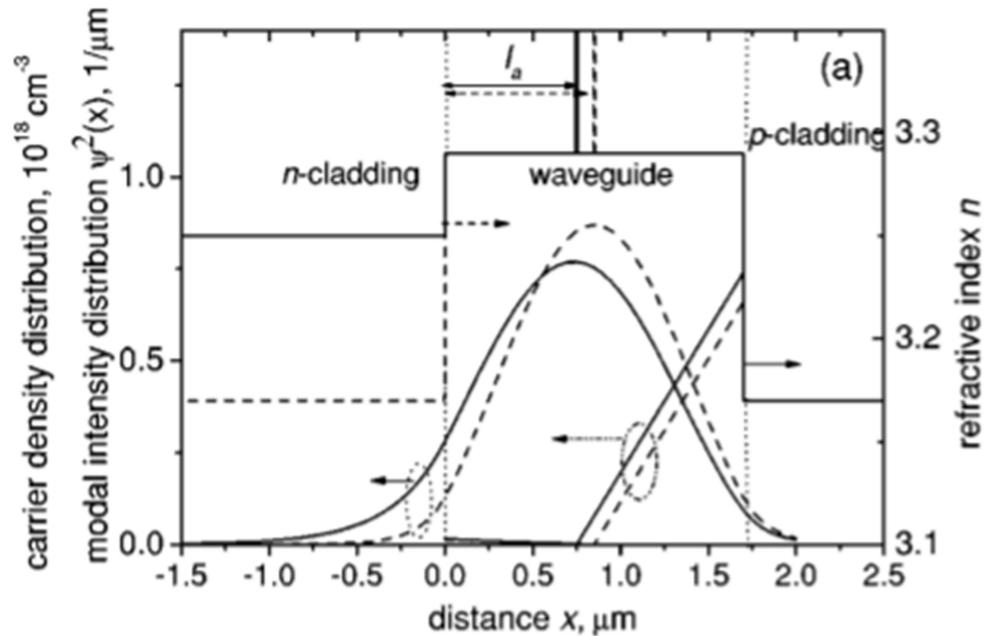


Рисунок 1.9 – Распределение концентрации носителей заряда в слоях гетероструктуры [89]

Следующий отдельный механизм потерь мощности связан с нелинейными оптическими эффектами. В мощных полупроводниковых лазерах при высокой интенсивности света проявляются нелинейные свойства материала. В нелинейной среде электромагнитные волны распространяются не независимо, а взаимодействуют между собой. При высокой интенсивности света напряженность электрического поля световой волны становится сравнима с внутриатомным электрическим полем, тогда поляризованность среды  $P(E)$  можно представить в виде разложения в ряд по степеням электрического поля  $E$ :

$$P(E) \sim \chi^1 E + \chi^2 E^2 + \chi^3 E^3 + \dots, \quad (1.23)$$

где  $\chi^n$  – нелинейные восприимчивости  $n$ -го порядка при  $n \geq 2$ . С ростом номера  $n$  нелинейные восприимчивости быстро уменьшаются, поэтому наибольший вклад в нелинейные оптические процессы будут давать низшие члены в разложении. Наличие ненулевых нелинейных членов в разложении зависит от симметрии среды. Для изотропных сред с центром симметрии нелинейности четных порядков принципиально отсутствуют. Если оптический материал не является centrosymmetric, то он обладает ненулевой квадратичной восприимчивостью, которая и будет вносить основной вклад в его нелинейную поляризованность (так называемые квадратично-нелинейные среды). Например, GaAs имеет гранцентрированную кубическую решетку, потому является нелинейным материалом.

Нелинейная поляризованность среды приводит к нелинейным эффектам, протекание которых существенным образом зависит от интенсивности электромагнитной волны. К

нелинейным эффектам относятся: многофотонные процессы, эффекты генерации высших оптических гармоник, эффект самофокусировки, оптический пробой среды и другие. В полупроводниковом лазере многофотонные процессы представляют собой важный случай нелинейных оптических явлений. Вероятность многофотонных процессов зависит от интенсивности излучения нелинейно, степенным образом, причем степень равна числу фотонов, поглощаемых или излучаемых при переходе. Наиболее вероятным является процесс двухфотонного поглощения, когда в одном элементарном акте поглощается два фотона.

Двухфотонное поглощение происходит для фотонов с энергией  $h\nu$  меньше, чем запрещенная зона полупроводника  $E_g$ , но больше  $E_g/2$ . Двухфотонное поглощение возникает, когда электрон возбуждается из валентной зоны в зону проводимости через промежуточное виртуальное состояние. Этим промежуточным состоянием может быть любое состояние в валентной зоне, зоне проводимости или какой-либо другой зоне, хотя вероятность перехода наиболее высока, когда разность энергий между задействованными состояниями наименьшая, то есть когда промежуточное состояние находится либо ближе к верхнему краю валентной зоны, либо ближе к нижнему краю зоны проводимости [90]. При рассмотрении всего процесса двухфотонного поглощения энергия и импульс сохраняются. Для виртуального состояния закон сохранения энергии выполняется с точностью до соотношения неопределенностей «энергия – время», электрон может оставаться в этом промежуточном состоянии только в течение некоторого времени, которое регулируется принципом неопределенности [91]. За это время электрон должен поглотить второй фотон, для перехода в зону проводимости. Экстремально малые времена жизни в виртуальных состояниях обуславливают необходимость большой интенсивности излучения для возникновения двухфотонного поглощения.

Этот процесс характеризуется специфическим для материала коэффициентом поглощения  $\beta$ . Тогда оптические потери, связанные с двухфотонным поглощением можно представить в виде:

$$\alpha_{TPA}^{mod} = \beta_2^{OCL} \frac{P}{h_{TPA}W}, \quad (1.24)$$

где  $\beta_2^{OCL}$  – коэффициент двухфотонного поглощения,  $W$  – ширина полоска,  $h_{TPA} = \left( \int_{-\infty}^{\infty} \psi^4(x) dx \right)^{-1}$ ,  $\psi(x)$  – профиль основной волноводной моды,  $P$  – оптическая мощность в резонаторе. Экспериментально коэффициент двухфотонного поглощения был измерен в [92] для различных полупроводниковых материалов в различных условиях. Теоретически оценить коэффициент в полупроводниках с прямой запрещенной зоной можно на основе теории межзонного многофотонного поглощения. Коэффициент  $\beta$  зависит от параметров материала и длины волны излучения. В работе [93] были рассчитаны

коэффициенты двухфотонного поглощения в зависимости от плотности носителей и температуры. Было показано, что коэффициент двухфотонного поглощения увеличивается с ростом температуры и уменьшается с ростом длины волны.

В работе [94] было показано, что вклад квантоворазмерной активной области в двухфотонное поглощение незначителен по сравнению с областями волновода.

Помимо прямого эффекта двухфотонное поглощение также приводит к созданию свободных носителей, которые также как и инжектированные носители, вносят вклад в поглощение на свободных носителях. В работе [95] было проведено моделирование насыщения ВТАХ, которое включало в себя как прямое двухфотонное поглощение, так и последующее поглощение одного фотона дырками и электронами, сгенерированными процессом двухфотонного поглощения. Было показано, что прямые потери лазерного излучения за счет двухфотонного поглощения достаточно малы, зато носители заряда, сгенерированные в волноводе, вызывают поглощение на свободных носителях, что приводит к высоким внутренним оптическим потерям. Однако в этой работе авторы не учитывали тот факт, что сгенерированные за счёт двухфотонного поглощения носители заряда, оказавшись в волноводе, могут участвовать в протекании тока и вновь локализоваться в активной области, сведя на нет вторичный эффект.

Данный процесс был подробно рассмотрен в работе [4]. Авторы исследовали влияние транспорта носителей, решив уравнение вертикальной диффузии носителей в волноводе аналитически, но без учета рекомбинации носителей. Было показано, что для обычного лазера с волноводом шириной 1-2 мкм сгенерированные за счёт двухфотонного поглощения носители заряда быстро локализуются в активной области при протекании тока и таким образом не вызывают существенного роста оптических потерь. В этом случае первичные и вторичные эффекты двухфотонного поглощения меньше, чем поглощение на свободных носителях, вызванные введенными носителями (легированием, которое внесено целенаправленно). Зато для лазеров с сильно асимметричной конструкцией волновода или лазеров с очень толстым волноводом такой процесс может играть большую роль в росте внутренних оптических потерь.

Из предшествующего обзора понятно, что существует широкий набор физических процессов, которые могут влиять на насыщение ВТАХ. Вклад этих процессов варьируется от нулевого до определяющего, причём в лазерах разных конструкций эти процессы протекают по-разному. Однако, как правило, отдельная научная группа исследует конкретный физический механизм для лазеров конкретного типа и пытается с его помощью описать всё многообразие экспериментальных характеристик.

Одни из первых попыток объяснения явления насыщения ВТАХ с учетом многих разнородных физических процессов, протекающих в лазере, были предприняты в работах

научной группы из института Фердинанда Брауна (Берлин). Было проведено двумерное моделирование мощностных характеристик полупроводниковых лазеров в импульсном режиме работы. В работе [69] был представлен подробный анализ физических процессов, протекающих в лазере, которые необходимо учитывать при анализе его работы. В числе механизмов, ограничивающих пиковую мощность лазера были указаны: утечка носителей из активной области [96]; накопление и рекомбинация носителей в р-волноводе [97]; эффекты компрессии усиления, обусловленные нарушением баланса скорости захвата носителей и скорости стимулированной рекомбинации [98]; LSHB [99]; появление мод более высокого порядка при высоких токах накачки [100]; антиволноводные эффекты в латеральной плоскости (имеется в виду расширение профиля ближнего поля в силу растекания тока) [101], поглощение на свободных носителях и другие.

Авторы использовали компьютерное моделирование работы GaAs-лазера методом конечных элементов. На первом этапе были рассчитаны концентрации электронов и дырок как решения уравнений диффузии и дрейфа носителей, а также вычислялось распределение оптического поля в волноводе. На втором этапе производился одномерный расчет скоростных уравнений. Измерения и моделирование показали, что преобладающим ограничивающим эффектом является утечка носителей заряда в волновод р-типа из-за низкой подвижности дырок. В качестве вторичного эффекта моделирование показало, что LSHB увеличивает скорость утечки. Однако авторы использовали крайне малые значения сечений поглощения на свободных носителях и большой коэффициент сжатия усиления  $\varepsilon = 70 \times 10^{-17} \text{ см}^3$  (в качестве подгоночного коэффициента). Ввиду этого нельзя надёжно судить о достоверности полученных результатов.

Основываясь на той же модели, но с использованием более реалистичных значений сечений поглощения, в [102] признали значительное влияние поглощения на свободных носителях и рекомбинации носителей внутри волноводных слоев. Для соответствия экспериментальных и теоретических данных выходной оптической мощности использовался коэффициент сжатия усиления для КЯ  $\text{In}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{As}$  7 нм равный  $0.8 \times 10^{-17} \text{ см}^3$ , близкий к типичным значениям [103].

Совсем недавно в работе [104] использовали зависящую от времени модель бегущей волны с несколькими боковыми модами. Эффекты транспорта носителей учитывались только в латеральном направлении, внутри активного слоя. Вертикальная утечка носителей из активного слоя не учитывалась, как и накопление свободных носителей в волноводе. Сжатие усиления было идентифицировано как основной механизм насыщения с  $\varepsilon = 18 \times 10^{-17} \text{ см}^3$ , за которым следовали двухфотонное поглощение и LSHB. Однако авторы пришли к выводу, что

латеральные неоднородности и эффекты, зависящие от времени, оказывают лишь незначительное влияние на режим насыщения лазеров Фабри – Перо.

Во всех этих исследованиях авторы изучали насыщение импульсной мощности схожих лазеров на основе GaAs с КЯ из InGaAs, излучающими свет с длиной волны около 1 мкм. Однако доминирующие механизмы насыщения были совершенно разными. Во многом это связано с недостатками моделей, которые пренебрегают некоторыми механизмами и вместо этого используют некоторые подгоночные параметры. В работах [2,5] была разработана полная модель, которая самосогласованно включала все предложенные выше механизмы насыщения [5]. В частности, двухфотонное поглощение и последующие процессы поглощения на свободных носителях обрабатывались как отдельные процессы после того, как сгенерированные двухфотонным поглощением носители присоединялись к введенным свободным носителям. Было показано, что двухфотонное поглощение и сжатие усиления пренебрежимо малы, LSHB оказывает некоторое влияние на мощность, но преобладают поглощение на свободных носителях и утечка электронов. Расчётная импульсная мощность полностью соответствовала экспериментально измеренной.

На основе проведенных исследований можно сделать вывод, что в мощных импульсных полупроводниковых лазерах доминируют механизмы, вызывающие постепенный рост концентрации носителей заряда в волноводных слоях с увеличением плотности тока [5,69]. Хотя природа накопления заряда до конца не ясна и может описываться различными теоретическими моделями, сам факт этого явления и его негативное влияние на лазерные характеристики сомнению уже не подлежат. Носители заряда в волноводе рекомбинируют излучательно и безызлучательно, снижая внутреннюю квантовую эффективность лазера, но наибольший вклад в падение мощности и эффективности лазера оказывает поглощение лазерного излучения на свободных носителях заряда. Именно поглощение на свободных носителях – это тот конечный физический механизм, который является причиной падения эффективности лазера с ростом тока.

#### **Параграф 1.4. Оптическое поглощение на свободных носителях**

Поглощение света на свободных носителях (рассеяние на свободных носителях) играет важную роль для полупроводников, когда энергия кванта света  $\hbar\omega$  меньше ширины запрещенной зоны  $E_g$ . В этом случае фундаментальное поглощение отсутствует, и свет может поглощаться носителями заряда, вызывая внутризонные переходы (носители заряда в зоне проводимости или в валентной зоне переходят на более высокие энергетические уровни в той

же зоне или между подзонами за счет поглощения излучения). В свободном пространстве поглощение на свободных носителях отсутствует, так как ему препятствует закон сохранения импульса. В полупроводнике со свободными носителями заряда внутрizonный переход, связанный с поглощением фотона, может происходить, если носитель приобретает необходимый импульс за счет взаимодействия с третьей частицей (рассеяние на фононах или примесях).

Исследование поглощения на свободных носителях играет важную роль для изучения и проектирования полупроводниковых лазеров. Теоретически описать этот физический процесс можно классической моделью Друде для гармонических колебаний электрического поля света, взаимодействующего с массивом электронов [105]. Тогда коэффициент поглощения на свободных носителях заряда может быть рассчитан как:

$$\alpha_{FCA} = \frac{n\lambda^2 q^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 m_c c^3 n_r \tau}, \quad (1.25)$$

где  $q$  – величина электрического заряда носителя заряда (по модулю равна заряду электрона),  $\lambda$  – длина волны фотона,  $c$  – скорость света в свободном пространстве,  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость свободного пространства,  $n_r$  – показатель преломления материала,  $m_c$  – эффективная масса носителя заряда,  $\tau$  – эффективное время рассеяния.

Величина времени рассеяния обычно оценивается исходя из подвижности носителя заряда. Теория Друде (и ее полуклассическое расширение) обеспечивает простую теоретическую основу для поглощения света на свободных носителях, но обладает рядом недостатков и основной из них – она не учитывает роль третьей частицы (рассеивающей примеси или фонона). При квантовомеханическом рассмотрении время рассеяния зависит от природы механизма рассеяния и энергии фотонов [106]. Определение коэффициента поглощения будет иметь достаточно сложную форму, зависящую от многих параметров. Для поглощения на электронах коэффициент поглощения будет определяться формулой [107]:

$$\alpha_{FCA} = \frac{\mu_0 c}{\sqrt{\chi_{opt}}} \left(\frac{2}{3\pi}\right)^{3/2} \frac{nq^2 m_c^{1/2} (k_b T_e)^{3/2} V}{\hbar^5 \omega^3} \int_0^\infty |H_{k'k}|^2 e^z e^{-1/2(\xi + \frac{z^2}{\xi})} d\xi, \quad (1.26)$$

где  $\mu_0$  – магнитная постоянная,  $\chi_{opt}$  – диэлектрическая проницаемость,  $\omega$  – частота фотона,  $T_e$  – температура электрона,  $V$  – объем кристалла,  $H_{k'k}$  – матричный элемент гамильтониана для поглощения фотона,  $z = \frac{\hbar\omega + \hbar\omega_q}{2k_b T_e}$ ,  $\omega_q$  – частота фонона,  $\xi = \frac{\hbar^2 q^2}{4m_c k_b T_e}$ . Формула (1.26) будет видоизменяться в зависимости от механизма рассеяния электронов: на акустическом деформационном потенциале, оптическом деформационном потенциале, при пьезоэлектрическом рассеянии, при полярном оптическом рассеянии и при рассеянии на ионизированных примесных центрах. При рассеянии на ионизированных примесях фононы не

участвуют, поэтому в формуле 1.26 принимают  $z = \frac{\hbar\omega}{2k_b T_e}$ . Поскольку возможны различные механизмы рассеяния электронов в кристалле, то в общем случае коэффициент поглощения свободными носителями выражается суммой коэффициентов поглощения, обусловленных различными механизмами рассеяния. Рассмотрение вклада каждого вида рассеяния позволяет определить зависимость общего коэффициента поглощения от длины волны и носителей заряда. Так получается, что  $\alpha_{FCA} \sim \lambda^k$ , причем  $k$  изменяется в пределах от 1.5 до 3.5. При рассеянии импульса на деформационных потенциалах  $k = 1.5$ , при пьезоэлектрическом и полярном оптическом рассеяниях  $k = 2.5$ , и при рассеянии на ионизованных примесях  $k = 3.5$  [107]. Причем, показатель степени  $k$  будет увеличиваться при увеличении легирования. Для слабо легированных полупроводников зависимость коэффициента поглощения от концентрации носителей заряда имеет линейный характер. Для сильно легированных полупроводников наибольшую роль будет играть рассеяние на ионизированных примесях, зависимость от концентрации будет квадратичной [108].

Теоретические расчеты для n-типа GaAs приведены в работе [105]. На рисунке 1.10 представлен расчетный коэффициент поглощения на свободных электронах в GaAs как функция от длины волны фотона. Сплошные линии – рассчитанные результаты по теории возмущений второго порядка квантовой механики, где «polar» означает полярные оптические фононы  $k = 2.5$ , «DA» - деформационный потенциал акустических фононов  $k = 1.5$ , «piezo» – пьезоэлектрические акустические фононы  $k = 2.5$ , а «total» — это сумма всех вкладов. Пунктирными линиями показаны результаты, рассчитанные по классической модели Друде с указанными эффективными временами рассеяния. Плотность носителей заряда была принята равной  $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , температура 300 К. В приведенных расчетах фундаментальное поглощение не учитывается.

Видно, что в случае фотонов с большой длиной волны преобладает рассеяние на полярном оптическом фононе, а при коротковолновом фотоне доминирует деформационный потенциал акустического фонона. Аналогичные результаты были получены и в экспериментальных исследованиях. Экспериментальные данные о спектральной зависимости коэффициента поглощения для n-типа GaAs приведены в работе [109]; для n-типа InP в работе [110]. На рисунке 1.11 представлены экспериментальные результаты измерения коэффициента поглощения на электронах в GaAs для различной концентрации легирующей примеси (концентрация увеличивается с номером зависимости от  $1.3 \cdot 10^{17}$  до  $5.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). При длине волны близкой к краю фундаментального поглощения наблюдается резкое увеличение коэффициента поглощения. При уменьшении энергии фотона зависимость коэффициента поглощения принимает степенной вид.

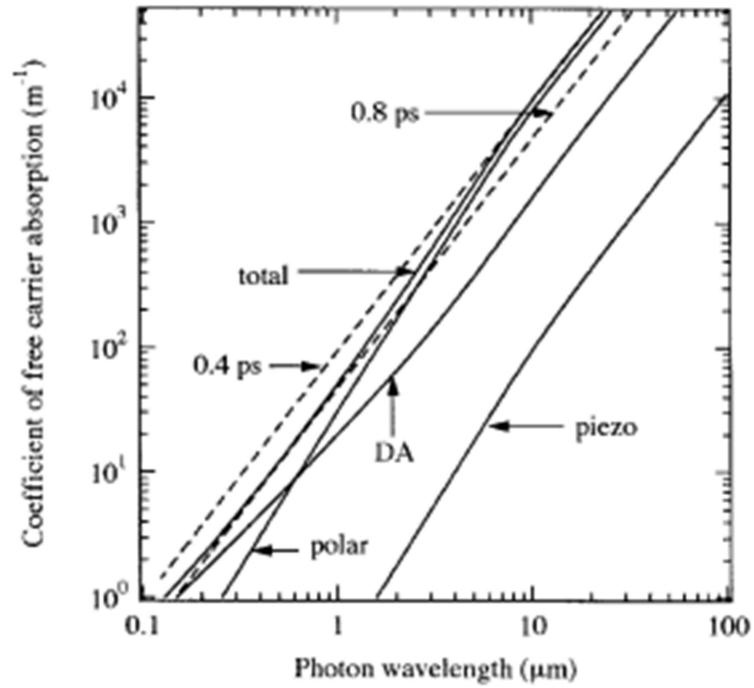


Рисунок 1.10 – Зависимость коэффициента поглощения на свободных электронах в GaAs от длины волны фотона [105]

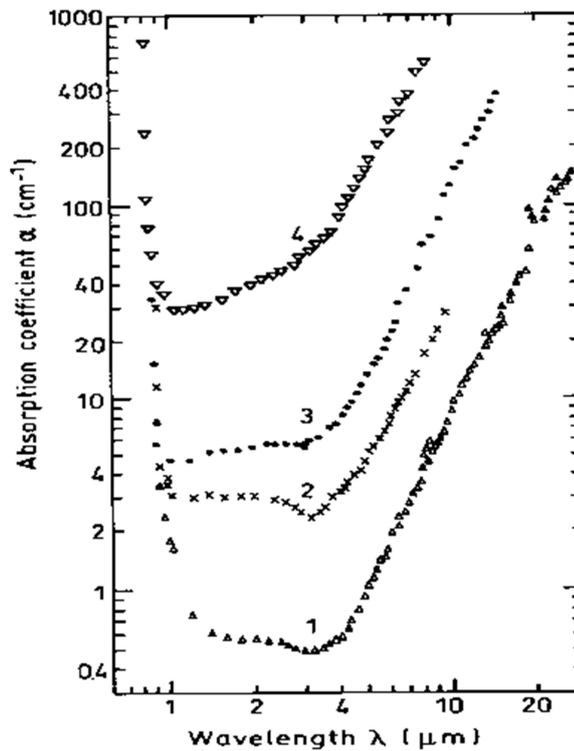


Рисунок 1.11 – Спектральная зависимость коэффициента поглощения на электронах в GaAs для различной концентрации [109]

В случае поглощения света дырками, поглощение фотонов может происходить не только за счет взаимодействия с третьей частицей (как для поглощения на электронах), но и при переходе дырок между валентными зонами HH, LH и SO. Вероятность межподзонного процесса значительно выше, поэтому и поглощение на дырках обычно больше, чем на электронах. При межподзонном поглощении поглощаются будут только те фотоны, энергия которых равна разности энергий между двумя соответствующими подзонами. Коэффициент поглощения на дырках будет иметь более сложную теоретическую форму, так как зависит не только от длины волны, концентрации дырок, но и от участвующих подзон [111]. Сумма трех вкладов переходов HH-LH, HH-SO и LH-SO представляет собой общий коэффициент поглощения на дырках. В ближнем инфракрасном (ИК) диапазоне коэффициент поглощения на дырках определяется в основном переходами из подзоны тяжелых дырок, в спин-орбитально отщепленную дырочную подзону (HH-SO). Теоретические расчеты для p-типа GaAs и InP приведены в работе [93]. В работе показано, что в ближнем ИК диапазоне коэффициент поглощения является возрастающей функцией от длины волны. Экспериментальные данные спектральной зависимости коэффициента поглощения для p-типа GaAs приведены в работе [112] рисунок 1.12. Они подтверждают теоретические предсказания. В области энергии близкой к ширине запрещенной зоны наблюдается край фундаментального поглощения.

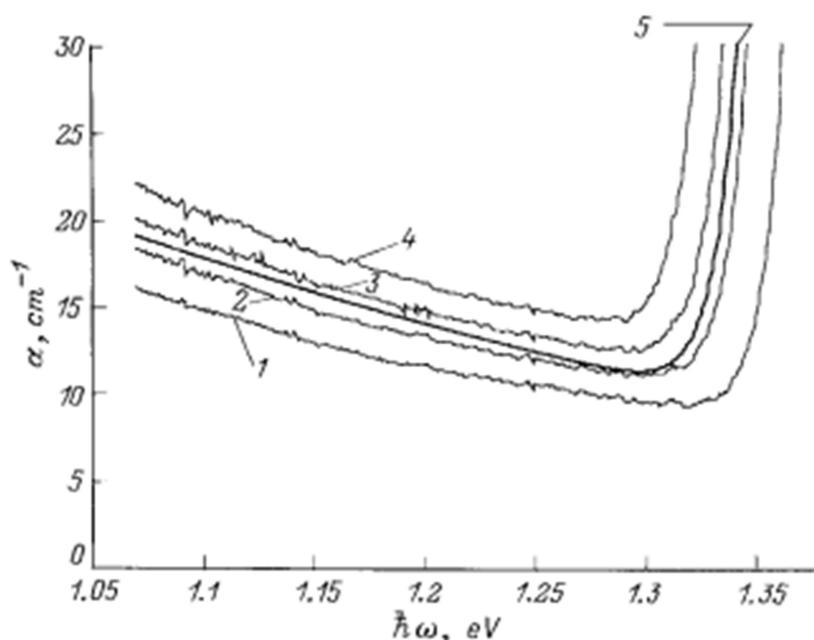


Рисунок 1.12 – Экспериментальные зависимости коэффициента поглощения p-GaAs ( $p \approx 1.5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) от энергии фотона при различных температурах решетки  $T$ , К: 1 — 295, 2 — 318, 3 — 346, 4 — 370. 5 — аппроксимация [112]

Для удобства рассмотрения поглощения на свободных носителях в слаболегированных полупроводниках вводится параметр сечения поглощения  $\sigma$ , который зависит от температуры, материала, длины волны излучения, механизма рассеяния и так далее. Сечение поглощения связывает между собой коэффициент поглощения  $\alpha$  и концентрацию носителей заряда в соответствии с формулой:

$$\alpha = \sigma_n n + \sigma_p p, \quad (1.27)$$

где  $n, p$  – концентрация электронов и дырок,  $\sigma_n, \sigma_p$  – сечения поглощения электронов и дырок.

Современный математический анализ работы мощных полупроводниковых лазеров требует всё более точных параметров для расчёта, и сечения поглощения на свободных носителях являются одними из ключевых факторов.

В наиболее авторитетных работах, посвященных лазерам на основе InGaAs/AlGaAs/GaAs, используются значения сечений поглощения:  $4 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  и  $12 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  [1,2,95], либо  $3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  и  $10 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  [3,4], для электронов и дырок соответственно в материале GaAs. Однако в литературе встречаются и другие значения сечений поглощения, и их разброс достаточно велик. Так в работах [7,8,113] используются значения  $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  и  $\sigma_p = 7 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . По данным работы [109] можно определить сечение поглощения электронов при температуре 297 К  $\sigma_n = 3.5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . В работе [105] сечение поглощения электронов при комнатной температуре для длины волны 870 нм определено как  $\sigma_n = 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Сечение поглощения дырок в p-GaAs при комнатной температуре на основе работы [112] составило около  $8.5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , и около  $6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  на основе теоретической работы [93]. Рассчитанные в теоретической работе [114] значения сечений поглощения для неравновесных носителей заряда существенно отличаются от общепринятых:  $\sigma_n = 1.05 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $\sigma_p = 1.55 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ , однако они согласуются с работой [106].

В работе [115] было измерено в объёмном материале и напряженной КЯ для p-типа InP значение сечения поглощения составило около  $3 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ . Кейси и Картер [116] определили сечение поглощения для p-типа InP  $\sigma_p = 1.4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  на длине волны 1,3 мкм и  $\sigma_p = 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$  на длине волны 1,5 мкм. Рассчитанное в [93] значение сечения на дырках для длины волны излучения 1,5 мкм составил около  $4 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ . Экспериментальное значение сечения поглощения на электронах для InP составило  $\sigma_n = 5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$  на длине волны 1,5 мкм. Для длины волны 1.3 мкм сечение поглощения на электронах было измерено в работе [117] и составило около  $1.5 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ .

Помимо разброса значений сечений поглощения и их зависимости от длины волны, существует проблема зависимости поглощения на свободных носителях от других различных факторов, например - температурная зависимость. В некоторых представленных выше работах

можно найти температурные зависимости поглощения на свободных носителях. При увеличении температуры коэффициент поглощения и сечение поглощения возрастают. Коэффициент поглощения для n-GaAs увеличивается примерно в 1.5 раза при изменении температуры от 100 К до 443 К [109]. Для p-GaAs коэффициент поглощения увеличивается на 40 % при увеличении температуры с 295 К до 370 К [112].

Все приведенные исследования поглощения на свободных носителях проводились для материалов GaAs и InP, тогда как на практике же волноводы полупроводниковых лазеров, как правило, изготавливаются из других материалов. Сейчас в большинстве мощных лазеров спектрального диапазона 900-1100 нм используются волноводы из AlGaAs зачастую с высоким содержанием алюминия [38,118]. Для AlGaAs значения поперечных сечений поглощения на свободных носителях малоизвестны, как и температурные, спектральные зависимости и зависимости от состава твердого раствора. В работе [119] приведены расчётные зависимости поглощения от содержания алюминия в материале для длины волны 808 нм. Наблюдается заметный рост поглощения при увеличении доли алюминия (концентрация дырок  $p = 2.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ).

Общая проблема такова, что большинство работ по исследованию поглощения на свободных носителях в полупроводниках носят фундаментальный характер и применимы для общего описания процессов с точностью до порядка величины и выполняются для избыточно широкого диапазона условий. Так, применительно к мощным полупроводниковым лазерам, излучающим на длинах волн 800-1100 нм, исследования коэффициента поглощения в областях среднего – дальнего ИК и для трёх-четырёх значений температуры в диапазоне от 100 до 443 К несут мало полезных данных. Часть экспериментальных работ была выполнена более полувека назад [106,109]. Очевидно, что с тех пор полупроводниковая технология значительно изменилась, качество гетероструктур кардинально улучшилось, что не могло не повлиять на сечения поглощения. Таким образом, для развития полупроводниковых лазеров необходимо продолжать исследования поглощения излучения на свободных носителях; получать более точные и надёжные значения для современных систем материалов.

### **Параграф 1.5. Выводы по обзору литературы**

Выходная оптическая мощность и эффективность полупроводникового лазера ограничена внутренними физическими явлениями и процессами. В непрерывном режиме работы эти процессы возникают ввиду саморазогрева лазера. В импульсных полупроводниковых лазерах эффекты саморазогрева отсутствуют, и проблема вызвана

механизмами, вызывающими постепенный рост концентрации носителей заряда в волноводных слоях с увеличением плотности тока. Природа накопления заряда до конца не изучена и в настоящий момент описывается многочисленными теоретическими моделями, которые частично дополняют, а частично противоречат друг другу. Свободные носители заряда в волноводе излучательно и безызлучательно рекомбинируют, а также рассеивают лазерное излучение. Именно поглощение на свободных носителях является основной причиной ограничения мощности и эффективности лазера с ростом тока. Механизм поглощения хорошо изучен с точки зрения фундаментальной физики, однако точность его количественного описания далеко не достаточна для прикладных задач лазерной техники.

Таким образом, сейчас особенно актуально экспериментальное исследование процессов накопления носителей заряда в слоях гетероструктуры и роста поглощения на свободных носителях в мощных полупроводниковых лазерах. Такие исследования предоставят больше точных данных для моделирования лазерных характеристик, что позволит численно оценить вклад различных физических механизмов в падение эффективности лазера.

Для полноты исследований целесообразно измерение характеристик лазеров на основе гетероструктур различных конструкций. Действительно, для гетероструктур с различными параметрами слоёв лазерные процессы протекают по-разному. Изготовив ряд гетероструктур, которые отличаются друг от друга одним-двумя параметрами, можно сопоставить выходные характеристики лазеров на их основе и проследить, таким образом, влияние факторов конструкции на те или иные физические процессы. Для достоверности сравнения результатов гетероструктуры должны иметь высокое эпитаксиальное качество. Сопоставление экспериментальных результатов с известными теоретическими моделями применительно к различным лазерам позволит определить вклад каждого механизма и подобрать наиболее подходящую общую модель.

## Глава 2. Изготовление и исследование характеристик полупроводниковых лазеров на основе различных гетероструктур

### Параграф 2.1. Разработка лазерных гетероструктур

Для исследований в рамках диссертационной работы был разработан и изготовлен набор лазерных гетероструктур, отличающихся различными параметрами для исследований влияния составов и толщин волноводных слоев на характеристики лазерных чипов. Разработка гетероструктур была основана на многолетнем опыте лаборатории Полупроводниковой люминесценции и инжекционных излучателей (ФТИ им. А.Ф. Иоффе) с учетом проведенного литературного обзора. Лазерная гетероструктура должна обеспечивать наилучшие выходные характеристики на заданной длине волны, отражать современные представления о конструировании лазеров и их реализации. Таким образом, можно сформулировать основные требования к разработке конструкций гетероструктур:

1. Стабильная лазерная генерация должна обеспечиваться на нулевой поперечной моде в рабочем диапазоне температур и токов накачки.
2. Генерация мод порядков старше нулевой должна быть подавлена в рабочем диапазоне температур и токов накачки.
3. Для нулевой моды необходимо обеспечить максимальное оптическое усиление.
4. Необходимо минимизировать внутренние оптические потери в лазере.
5. Необходимо обеспечить минимальное последовательное электрическое и тепловое сопротивление слоёв лазерной гетероструктуры.
6. Гетероструктура должна быть технологичной с учетом эпитаксиального процесса.

Процесс конструирования заключается в подборе последовательности эпитаксиальных слоев с определенными составами, толщинами и профилем легирования.

Расчёт конструкции лазерной гетероструктуры построен на численном моделировании распределения электромагнитной волны в волноводе гетероструктуры. Моделирование позволяет для заданного волноводного профиля показателя преломления рассчитать распределение электромагнитных волн, модовую структуру, а также  $\Gamma$ -факторы каждого слоя гетероструктуры. Моделирование проводится только для ТЕ-поляризации излучения (вектор электрического поля параллелен слоям гетероструктуры), так как в силу ряда причин [53] в современных мощных лазерах генерация имеет преимущественно ТЕ-поляризацию. Полученный профиль распределения определяет расходимость лазерного излучения на выходе из резонатора вдоль быстрой оси, перпендикулярной слоям гетероструктуры. Благодаря расчёту

расходимости излучения производится верификация математического моделирования. Для этого расчётное значение расходимости сравнивают с реально измеренным значением. На основе расчётных Г-факторов в слоях гетероструктуры можно провести анализ модального усиления и модальных оптических потерь. Моделирование позволяет проводить оптимизацию конструкции путем варьирования параметров гетероструктуры: количества и положения квантовых ям, толщин и составов эпитаксиальных слоев и профиля легирования. Изменение состава позволяет изменять ширину запрещенной зоны и эффективный показатель преломления. Рост несогласованных по периоду с подложкой слоёв позволяет управлять уровнем механических напряжений и за счет этого управлять зонной структурой. От зонной структуры зависит эффективность инжекции носителей заряда и особенности их локализации. Управление показателем преломления позволяет эффективно ограничивать электромагнитную волну в волноводе. Также от состава слоев зависят многие параметры, такие как: теплопроводность, подвижность носителей заряда, коэффициент диффузии, эффективная плотность состояний и другие. Изменяя количество и положение КЯ можно управлять Г-фактором в КЯ, а следовательно, проводить селекцию мод высших порядков.

Для оптимальной работы лазера не менее важен профиль легирования гетероструктуры, так как он определяет электрические свойства и электро-оптическую эффективность лазера. С одной стороны, предпочтительны высокие степени легирования, поскольку они обеспечивают хорошие транспортные свойства, низкое электрическое сопротивление слоёв гетероструктуры. С другой стороны, сильное легирование слоёв вызывает соответствующее поглощение лазерного излучения на свободных носителях, повышает внутренние оптические потери и снижает внешнюю дифференциальную эффективность лазера. Таким образом, выбор правильного профиля легирования представляет собой определённый компромисс между электрическими и оптическими свойствами лазера.

В настоящее время одной из наиболее надёжных и эффективных конструкций для лазерных гетероструктур является конструкция асимметричной двойной гетероструктуры раздельного ограничения (РО ДГС) с квантоворазмерной активной областью [16,118]. В РО ДГС функции ограничения фотонов и носителей выполняют разные слои. Активная область служит для локализации носителей заряда и обычно состоит из одной или нескольких напряженных квантовых ям. Волновод ограничивает оптическое излучение и одновременно служит резервуаром для носителей заряда, из которого они попадают в КЯ. Активная область и волновод обычно имеют минимальный уровень легирования для чистоты КЯ и минимизации потерь в волноводе. Широкозонные эмиттеры служат для инжекции носителей заряда в волновод и обычно имеют высокую степень легирования для обеспечения хороших транспортных свойств и низкого электрического сопротивления слоёв гетероструктур.

Частичное распространение электромагнитной волны в эмиттерах в данном случае нежелательно, поскольку вызывает высокие внутренние оптические потери на легировании. Использование волновода толщиной 1.7 мкм позволяет практически устранить проникновение моды в эмиттеры и снизить таким образом внутренние оптические потери.

Использование широкого волновода имеет негативные последствия - возникновение мод высших порядков. Для селекции поперечных мод можно снижать усиление и/или увеличивать потери для мод высших порядков. Смещение активной области от центра волновода позволяет обеспечить низкое модальное усиление для первой и второй моды при сохранении высокого модального усиления для фундаментальной моды [120]. Моды ещё более высоких порядков подавляются за счёт их большого проникновения в эмиттерные слои и, соответственно, высокого поглощения. Материалы p-типа обладают низкой подвижностью носителей и большим значением сечений поглощения на свободных носителях в сравнении с n-типом. Таким образом, слой p-волновода отличается одновременно плохими транспортными свойствами и высоким оптическим поглощением, которое не позволяет задавать высокие степени легирования. Смещение активной области именно в p-сторону уменьшает внутренние оптические потери в лазере и увеличивает эффективность инжекции дырок в активную область.

Представленная выше концепция асимметричной РО ДГС с квантоворазмерной активной областью была реализована в гетероструктуре №1. Для обеспечения излучения в спектральном диапазоне 900–1100 нм была использована система твёрдых растворов AlGaAs/InGaAs/GaAs. Активная область состоит из 1 КЯ InGaAs толщиной 90 Å. Волновод толщиной 1.7 мкм был выполнен из твёрдого раствора AlGaAs с 10% содержанием алюминия. Такой состав обусловлен необходимостью предотвращения делокализации носителей заряда из квантовой ямы (КЯ) [86]. Состав эмиттеров  $Al_{0.25}Ga_{0.75}As$  выбран для обеспечения скачка показателя преломления на границе волновод-эмиттер. Активная область смещена в p-сторону, чтобы обеспечить селекцию мод. Применяемый профиль легирования обеспечивает с одной стороны оптимальную работу лазера: активная область и волновод минимально легированы, эмиттеры – максимально, а с другой стороны – технологическую простоту. Контактный слой сильно легирован для того, чтобы впоследствии методами постростовой обработки можно было изготовить качественный омический контакт.

На рисунке 2.1 представлены диаграмма ширины запрещенной зоны гетероструктуры №1 и ее профиль легирования. Для гетероструктуры 1 было проведено математическое моделирование профиля распределения поля электромагнитной волны в волноводе гетероструктуры, результаты моделирования также представлены на рисунке 2.1. Значения факторов оптического ограничения для трёх первых мод представлены в таблице 2.1. Расчетное значение расходимости дальнего поля по быстрой оси на полувысоте составило около  $29^0$ .

Для нулевой моды фактор оптического ограничения в КЯ равен 0.82%. Смещение активной области привело к низкому Г-фактору для первой и второй мод, что обуславливает изначальную разницу модального усиления и дискриминацию мод высших порядков. Благодаря использованию волновода толщиной 1.7 мкм Г-факторы в эмиттерах составили значения около ~ 1%.

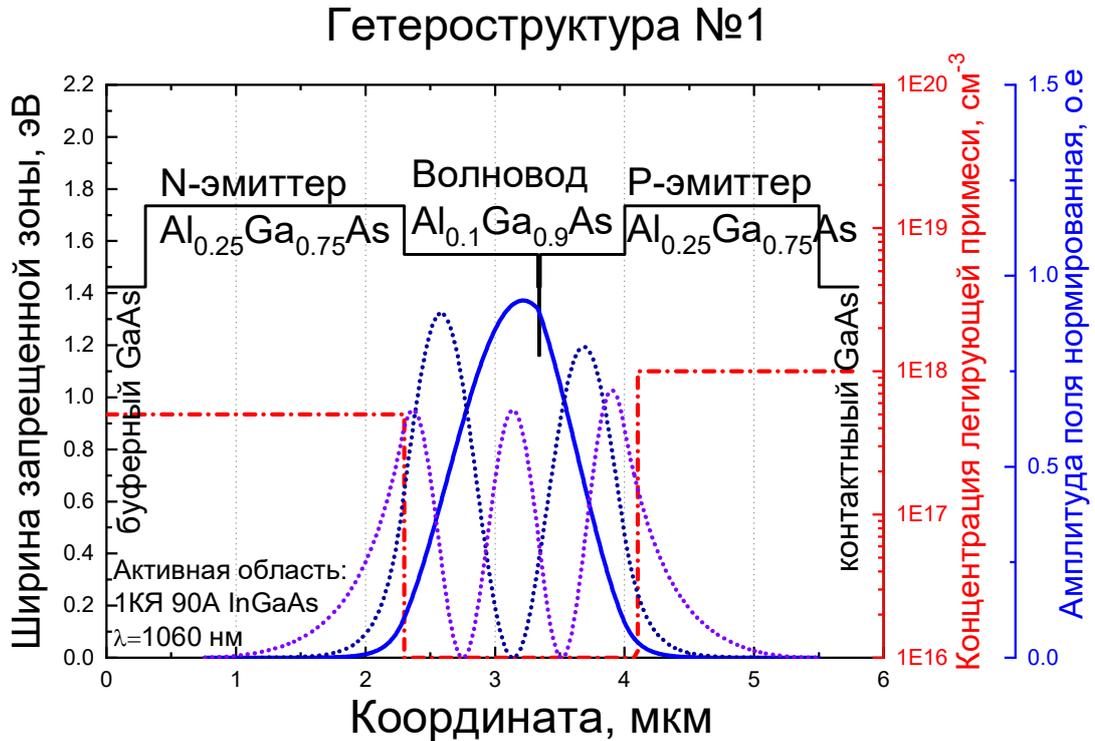


Рисунок 2.1 – Ширина запрещенной зоны, профиль легирования и форма трёх первых мод гетероструктуры №1

Таблица 2.1 – Факторы оптического ограничения гетероструктуры №1 для первых трёх мод

	Нулевая мода	Первая мода	Вторая мода
Г-фактор в КЯ	0.82	0.22	0.27
Г-фактор в n-эмиттере	1.1	5.95	18.5
Г-фактор в p-эмиттере	1.25	5.37	19.47

Для исследования влияния толщины волновода на характеристики лазерной структуры была разработана гетероструктура №2. Гетероструктура №2 имеет волновод  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$  толщиной 3 мкм. Расширение волновода позволяет еще больше снизить внутренние оптические потери в эмиттерах, обеспечить низкую плотность оптической мощности в волноводе и на зеркале, а также уменьшить расходимость излучения, что важно для многих практических задач. С другой стороны в таком волноводе еще более остро стоит проблема подавления

генерации мод высших порядков и смещения активной области может быть недостаточно. Для дополнительной селекции мод высших порядков была использована конструкция с асимметричными эмиттерами [121], в этом случае моды высших порядков выталкиваются в p-эмиттер гетероструктуры. Для реализации данной конструкции эмиттеры были выполнены из AlGaAs с содержанием алюминия 30% и 60% с n-стороны и p-стороны соответственно. В расширенном волноводе электромагнитная волна имеет большую ширину моды, что приводит к снижению Г-фактора в активной области. Чтобы сохранить значение Г-фактора в активной области на уровне значения для гетероструктуры №1 число КЯ было увеличено до двух. Уровень легирования эмиттеров был увеличен, так как при увеличении содержания алюминия снижается подвижность носителей заряда и, следовательно, ухудшаются транспортные свойства материала. На рисунке 2.2 представлены ширина запрещенной зоны гетероструктуры №2, ее профиль легирования и профиль распространения поля электромагнитной волны. Значения факторов оптического ограничения для трёх первых мод представлены в таблице 2.2. Расчетное значение расходимости дальнего поля по быстрой оси на полувысоте составило около  $20^0$ .

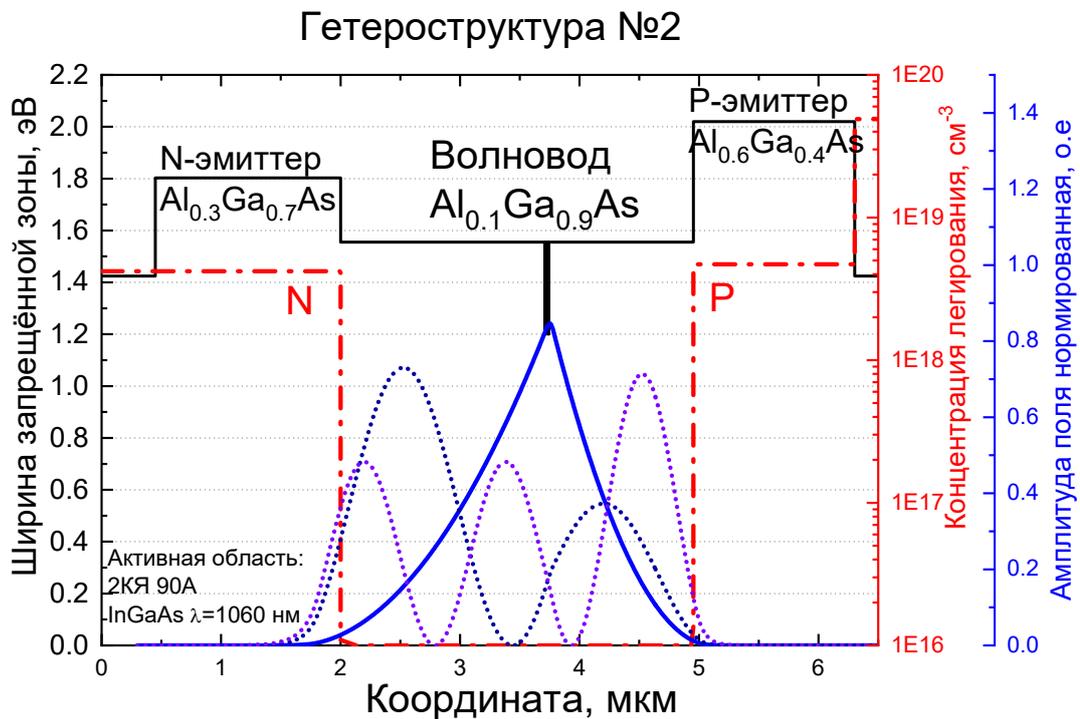


Рисунок 2.2 – Ширина запрещенной зоны, профиль легирования и форма трёх первых мод гетероструктуры №2

Таблица 2.2 – Факторы оптического ограничения гетероструктуры №2 для первых трёх мод

	Нулевая мода	Первая мода	Вторая мода
Г-фактор в КЯ	1.49	0.33	0.25
Г-фактор в n-эмиттере	0.08	0.93	1.62
Г-фактор в p-эмиттере	0.05	0.12	0.54

На рисунке 2.2 видно, что для гетероструктуры №2 изменилась форма распределения электромагнитной волны для нулевой моды – она приобрела острый пик, который приходится на активную область. Это свидетельствует о том, что в конструкции с толстым волноводом КЯ начинают приобретать волноводные свойства, способствуя дополнительной локализации моды. Это явление может носить как положительный характер, обеспечивая увеличение Г-фактора в активной области, как в данном случае, так и отрицательный, в связи с менее равномерным распределением оптического поля в волноводе. Стоит отметить, что для мод высших порядков волноводные свойства КЯ практически не проявляются. Так для гетероструктуры №2 суммарный Г-фактор в активной области для нулевой моды повысился, а Г-факторы в эмиттерах уменьшились до  $\sim 0.1\%$ .

Следующий шаг в исследовании – проверка влияния транспортных свойств гетероструктуры на характеристики лазера. Наиболее интересно в этом случае провести сопоставление структур с наиболее толстыми волноводами, поскольку в них транспортные свойства наиболее важны. Для этой цели на основе гетероструктуры №2 была разработана гетероструктура №3. Волновод этой гетероструктуры имеет такую же толщину 3 мкм и аналогичную конструкцию, как и в гетероструктуре №2, однако изготовлен из чистого GaAs. Он отличается лучшей подвижностью носителей заряда по сравнению с AlGaAs. Использование волновода такого состава приведет к уменьшению глубины КЯ, и предполагается, что за счет небольшой делокализации носителей заряда из КЯ его транспортные свойства еще больше улучшатся. Дополнительно волновод был легирован до  $5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , такая степень легирования ещё не достаточна для того, чтобы вызвать сильные внутренние оптические потери и сильно уменьшить подвижность носителей заряда (подвижность дырок практически не изменяется, подвижность электронов уменьшается в 2.5 раза), однако уже позволяет снизить последовательное электрическое сопротивление слоёв. Благодаря использованию GaAs волновода эмиттеры стало возможным также изготовить из материалов с меньшим содержанием алюминия, n-эмиттер был выполнен из  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ , p-эмиттер –  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Это также улучшает транспортные свойства гетероструктуры.

На рисунке 2.3 представлены ширина запрещенной зоны гетероструктуры №3, ее профиль легирования и профиль распределения поля электромагнитной волны. Значения

факторов оптического ограничения для трёх первых мод представлены в таблице 2.3. Расчетное значение расходимости дальнего поля по быстрой оси на полувысоте составило около  $19^\circ$ .

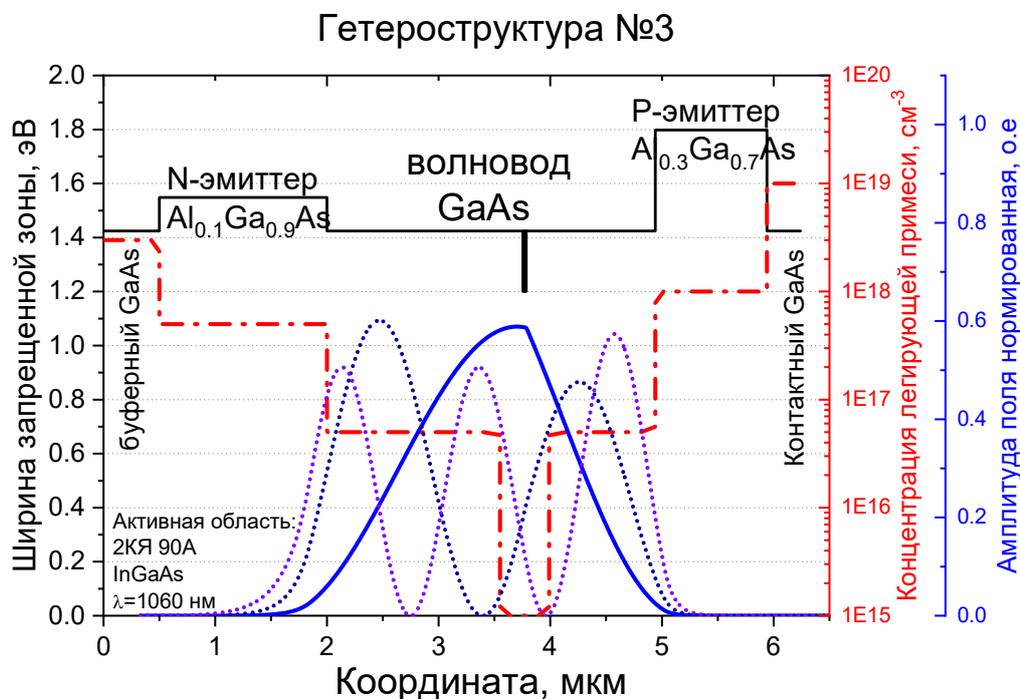


Рисунок 2.3 – Ширина запрещенной зоны, профиль легирования и форма трёх первых мод гетероструктуры №3

Таблица 2.3 – Факторы оптического ограничения гетероструктуры №3 для первых трёх мод

	Нулевая мода	Первая мода	Вторая мода
Г-фактор в КЯ	1.04	0.41	0.19
Г-фактор в n-эмиттере	0.39	2.39	5.86
Г-фактор в p-эмиттере	0.1	0.32	0.93

В гетероструктуре №3 для нулевой моды наблюдается некоторое проявление волноводных свойств КЯ. Форма распределения волны имеет небольшой пик в области КЯ, однако этот эффект намного менее выраженный, чем в гетероструктуре №2. Это связано с тем, что в гетероструктуре №3 на границах волновод-КЯ скачок показателя преломления меньше, и КЯ хуже удерживают моду. Г-факторы в эмиттерных слоях не превысили значений 0.4%.

Хотя лазеры с широким волноводом обладают малыми внутренними оптическими потерями и низкой плотностью оптического излучения на зеркалах резонатора, ряд факторов ограничивает их применение при больших токах накачки. Большое последовательное

сопротивление, плохое отведение тепла от активной области, утечка носителей заряда из активной области и накопление их в волноводе приводят к снижению наклона ВтАХ. Уменьшение толщины волновода до долей микрона приводит к тому, что лазерное излучение распространяется в материале эмиттеров, где концентрация носителей в первом приближении изменяется слабо. Чтобы уменьшить внутренние оптические потери в эмиттерах и сохранить при этом эффективную инжекцию носителей заряда, необходимо сделать ступенчатое легирование так, чтобы в части эмиттера, в которой интенсивность оптического поля максимальна, легирование было минимально. Использование профильного легирования эмиттеров было успешно применено для лазеров с длиной волны 1550 нм, что позволило существенно повысить максимальную мощность [24].

В качестве первого примера гетероструктуры с узким волноводом была разработана гетероструктура №4 с GaAs волноводом толщиной около 200 нм. При такой толщине волновода достигается наименьшая эффективная ширина моды, т. е. наибольшая локализация фундаментальной моды (рисунок 2.4). В таком волноводе не могут существовать моды более высокого порядка, и лазер является принципиально одномодовым (в поперечном направлении). Благодаря хорошей локализации моды и отсутствию мод высших порядков активная область может иметь одну КЯ, расположенную по центру волновода. Смещать активную область в волноводе в данном случае уже нет необходимости. Эмиттеры были подобраны для локализации мод. Волновод и активная область нелегированы, а легирование эмиттеров подобрано так, чтобы минимизировать внутренние оптические потери и сохранить транспортные свойства слоёв. Ширина запрещенной зоны, профиль легирования и профиль распределения поля электромагнитной волны представлены на рисунке 2.5. Значения Г-факторов приведены в таблице 2.5, причём из таблицы видно, что несмотря на высокую долю волны, распространяющуюся в эмиттерах, Г-факторы в сильнолегированной части малы, что обеспечивает низкие внутренние оптические потери. Расходимость составила значение около  $41^{\circ}$ . Высокая расходимость излучения в плоскости перпендикулярной р-п переходу обусловлена малой эффективной шириной моды. В этой гетероструктуре обеспечивается наименьшая доступная эффективная ширина моды при данном контрасте показателя преломления волновода. Сильная локализация оптической моды приводит к высокой плотности фотонов в волноводе. В общем случае это скорее негативный фактор, поскольку высокая плотность фотонов способствует оптической деградации зеркал и слоёв гетероструктуры. Все нелинейные оптические эффекты, в том числе двухфотонное поглощение, также усиливаются. По этим причинам такая конструкция интересна для исследований.

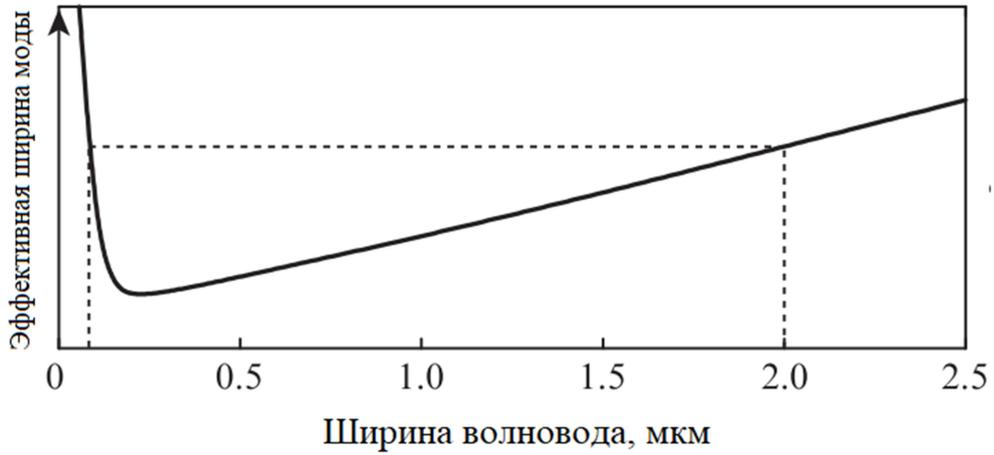


Рисунок 2.4 – Зависимость ширины моды от ширины волновода

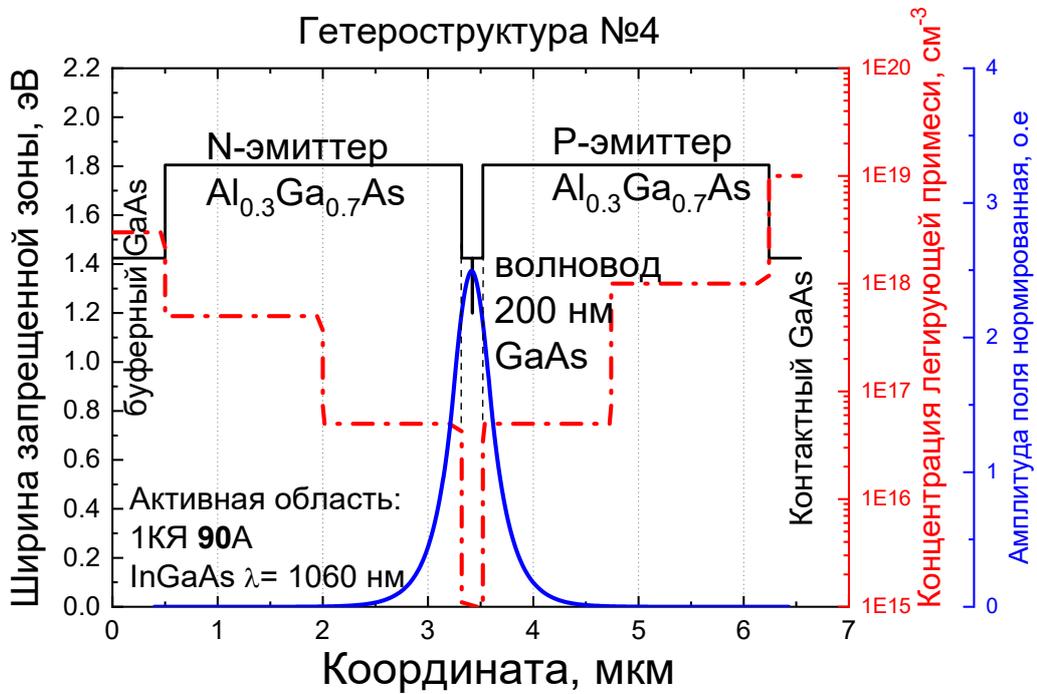


Рисунок 2.5 – Ширина запрещенной зоны, профиль легирования и форма нулевой моды гетероструктуры №4

Таблица 2.4 – Факторы оптического ограничения гетероструктуры №4 для нулевой моды

	Нулевая мода
Г-фактор в КЯ	2.2
Г-фактор в сильнолегированной части n-эмиттера	0.3
Г-фактор в сильнолегированной части p-эмиттера	0.3

Как видно из рисунка 2.4, дальнейшее уменьшение толщины волновода приведет к увеличению эффективной ширины моды. Для волновода толщиной около 100 нм можно получить примерно ту же эффективную ширину моды, что и для гетероструктур с волноводом толщиной 1.7 мкм (рисунок 2.4). Поэтому следующая разработанная гетероструктура №5 имеет аналогичную гетероструктуре №4 конструкцию, отличающуюся только толщиной волновода.

Гетероструктура №5 имеет GaAs волновод толщиной около 100 нм, одну InGaAs КЯ,  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$  эмиттеры и профильное легирование. Ширина запрещенной зоны, профиль легирования и профиль распределения поля электромагнитной волны представлены на рисунке 2.6. Значения Г-факторов приведены в таблице 2.5. Г-фактор в активной области немного ниже, чем для гетероструктуры №4, так как мода менее локализована в волноводе. Расходимость на полувывсоте составила около  $26^\circ$ .

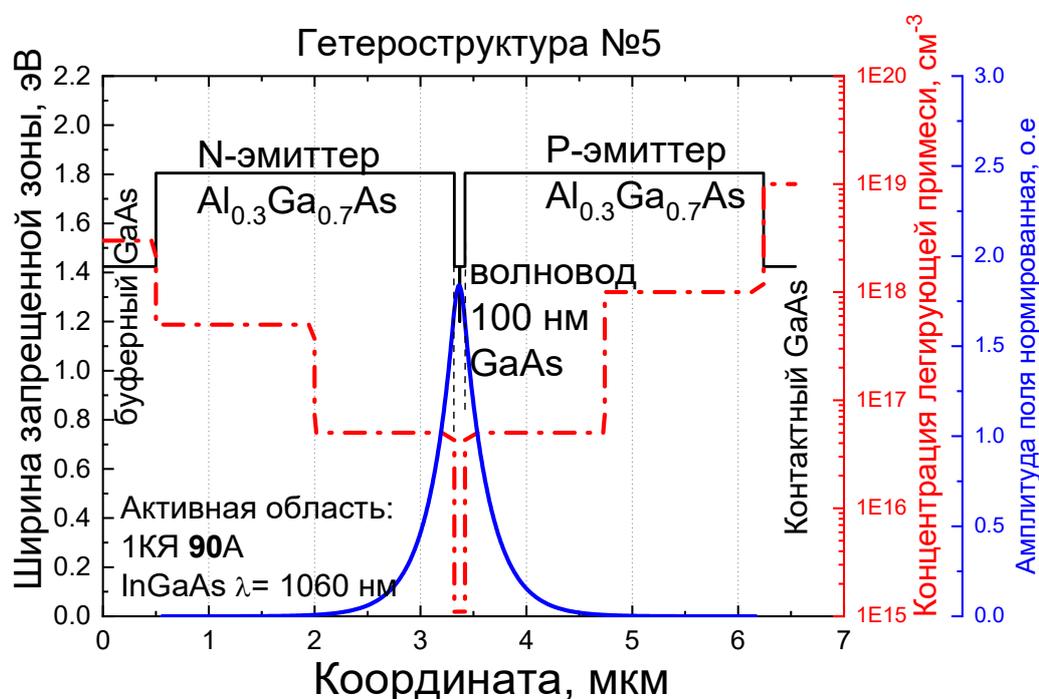


Рисунок 2.6 – Ширина запрещенной зоны, профиль легирования и форма нулевой моды гетероструктуры №5

Таблица 2.5 – Факторы оптического ограничения гетероструктуры №5 для нулевой моды

	Нулевая мода
Г-фактор в КЯ	1.61
Г-фактор в сильнолегированной части n-эмиттера	0.28
Г-фактор в сильнолегированной части p-эмиттера	0.28

Как указывалось выше, волновод служит своего рода резервуаром для носителей заряда. При небольшой толщине волновода и высоком уровне инжекции носители заряда будут быстро копиться в волноводе и постепенно начнут утекать в эмиттерные слои. Этот процесс вызовет как снижение ВКЭ стимулированного излучения, так и рост внутренних оптических потерь уже в эмиттерах. Для подавления утечки носителей заряда было предложено [122] использовать искусственные барьерные слои. Принцип действия лазера с барьерными слоями заключается в том, что барьерный слой со стороны р-эмиттера препятствует прохождению электронов, но при этом не мешает поступлению дырок из р-эмиттера в активную область. Аналогично барьерный слой со стороны п-эмиттера препятствует утечке дырок, но при этом не влияет на инжекцию электронов из п-эмиттера в активную область. В результате делокализация носителей в эмиттерные слои будет подавлена.

Данная идея была реализована в конструкции гетероструктуры №6 со сверхузким GaAs волноводом толщиной около 100 нм. Гетероструктура по всем параметрам аналогична гетероструктуре №5, но имеет на границах волновод-эмиттер энергетические барьерные слои из  $\text{Al}_{0.4}\text{Ga}_{0.6}\text{As}$  толщиной 70 нм. Высота барьеров не позволяет носителям заряда утекать в эмиттер, а толщина – не позволяет туннелировать. Для гетероструктуры №6 также было проведено моделирование. Расчётный профиль распределения волны в волноводе, ширина запрещенной зоны и профиль легирования представлены на рисунке 2.7.

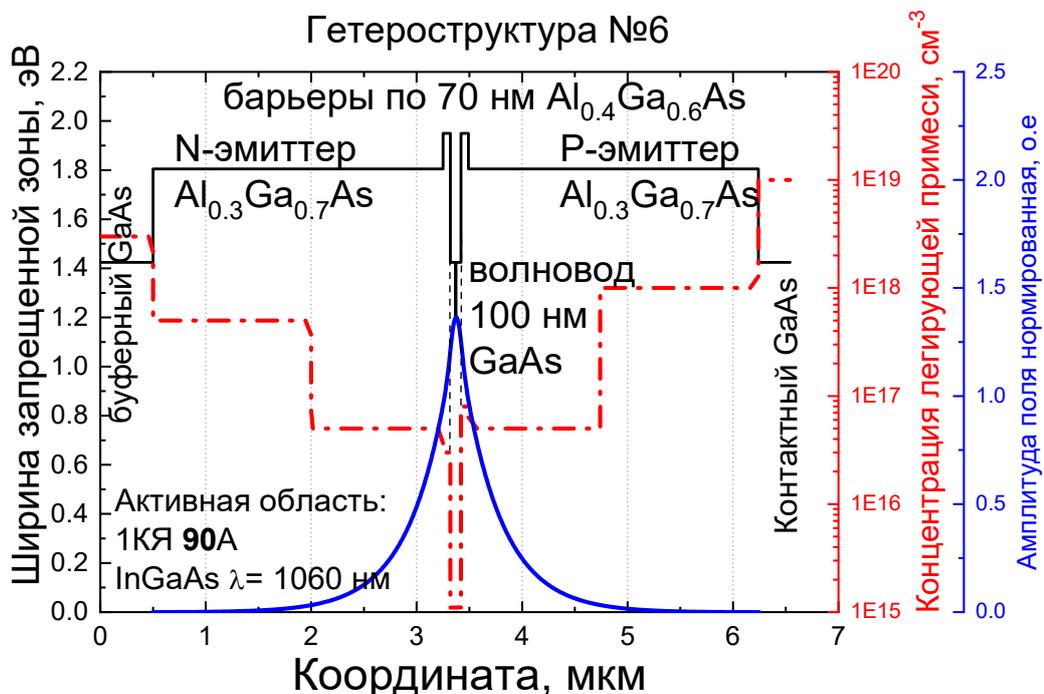


Рисунок 2.7 – Ширина запрещенной зоны, профиль легирования и форма нулевой моды гетероструктуры №6

Таблица 2.6 – Факторы оптического ограничения гетероструктуры №6 для нулевой моды

	Нулевая мода
Г-фактор в КЯ	1.2
Г-фактор в сильнолегированной части n-эмиттера	1.09
Г-фактор в сильнолегированной части p-эмиттера	1.04

Введение барьерных слоев немного ослабило локализацию моды, что привело к увеличению Г-факторов в сильнолегированных эмиттерах и снижению Г-фактора в активной области. Расходимость составила  $20^0$  градусов, значение близкое к расходимости для гетероструктуры №5 без барьерных слоев.

Таким образом, было разработано 6 гетероструктур различной конструкции, рассчитанные на излучение на длине волны 1060 нм и представляющие большой интерес для исследований процессов накопления носителей заряда и роста внутренних оптических потерь. Гетероструктуры делятся на две категории: структуры с широким и структуры со сверхузким волноводами. В этих гетероструктурах были реализованы современные концепции разработки мощных полупроводниковых лазеров.

## Параграф 2.2. Эпитаксиальный рост гетероструктур

Структуры выращивались методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (МОС-гидридной эпитаксии) в системе твердых растворов AlGaAs/InGaAs/GaAs на модифицированной установке Emcore GS 3100 в вертикальном реакторе с резистивным нагревом подложкодержателя. В качестве источников материалов использовались триэтилгаллия ( $\text{Ga}(\text{C}_2\text{H}_5)_3$ ), триметилалюминия ( $\text{Al}(\text{CH}_3)_3$ ), триметилиндия ( $\text{In}(\text{CH}_3)_3$ ) и арсин ( $\text{AsH}_3$ ). Для управления типом проводимости и концентрацией носителей заряда применялись легирующие примеси: донорная примесь Si и акцепторная – Mg.

Для определения оптимальных технологических условий роста (скорость роста, температура, давление, поток и т.п.) эпитаксиальных слоев выращивались тестовые структуры. Используя доступные методы анализа, проводилось определение толщин, составов, концентрации легирования слоев, оценивалось их структурное качество.

Определение состава слоев гетероструктур выполнялось по результатам спектроскопии фотolumинесценции (ФЛ). Суть метода ФЛ состоит в том, что гетероструктура облучается лазерным излучением с энергией фотонов больше, чем ширина запрещенной зоны ( $E_g$ ), для этого применяется промышленный лазер с длиной волны  $\lambda=532$  нм. Фотоны поглощаются за

счёт межзонного поглощения и рождают электрон-дырочную пару. Далее эти носители испытывают процессы релаксации и в конечном итоге, рекомбинируют, испуская при этом фотоны с энергией, равной  $E_g$  материала. Для квантоворазмерной активной области энергия излучаемых фотонов определяется расстоянием между уровнями размерного квантования электронов и дырок в потенциальной яме. Длины волн испущенных фотонов анализируются с помощью системы, состоящей из монохроматора МДР-23 с фотоэлектронным умножителем ФЭУ-62. В итоге получается график зависимости интенсивности ФЛ от энергии. По максимумам пиков можно определить  $E_g$  слоев и квантовых объектов, из которых состоит исследуемая структура. Состав эпитаксиального слоя однозначно определяет  $E_g$  этого слоя, а  $E_g$  квантово-размерного объекта зависит от его состава и толщины. Величина квантовой эффективности фотолюминесценции от образца определяет качество выращенного слоя. Положение максимума в спектре ФЛ, полуширина полосы фотолюминесценции и её интенсивность зависят от величины механических напряжений в эпитаксиальном слое и степени его релаксации.

Измерения спектров ФЛ для тестовых структур выполнялись при комнатной температуре. На рисунке 2.8 представлены спектры ФЛ квантоворазмерного слоя InGaAs. Серым цветом представлен эталонный образец, красным – тестовый. Ширина линии излучения на полувысоте тестовой структуры составила 31.3 мэВ – на уровне эталонной структуры, что говорит о хорошем качестве слоя. Пик ФЛ тестового образца приходится на длину волны 1053 нм. Энергетический выход тестового образца составил 95% от эталонного. На рисунке 2.9 представлены спектры ФЛ объемных слоев AlGaAs с различным содержанием алюминия. По максимуму пика по формуле  $E_g = 1.424 + 1.155x + 0.37x^2$  можно определить долю алюминия. Полуширина пиков объемных слоев немного больше, чем для квантоворазмерных, что для объёмных слоёв типично.

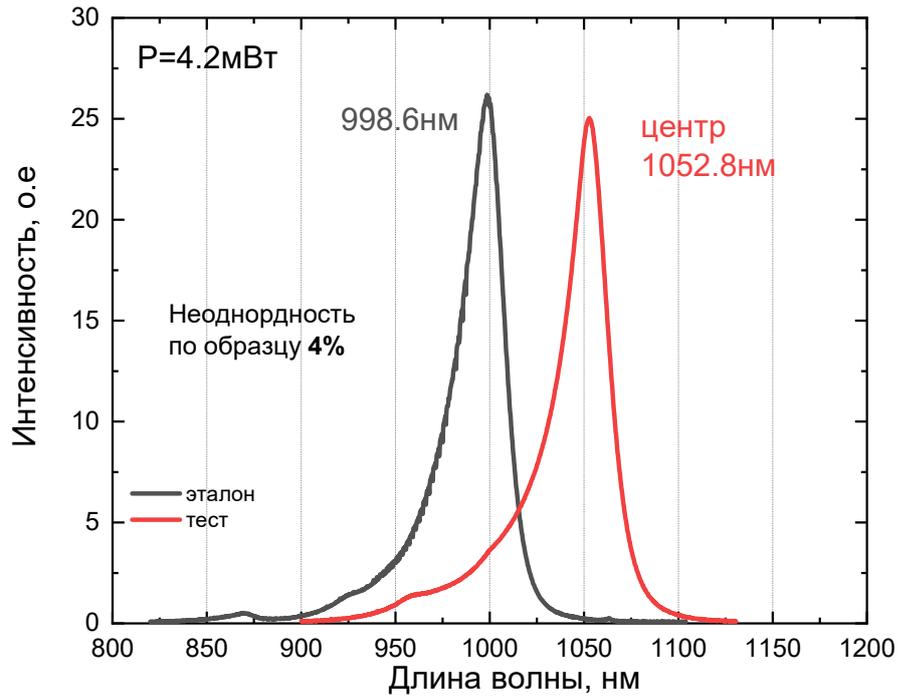


Рисунок 2.8 – Спектры ФЛ квантоворазмерного слоя InGaAs

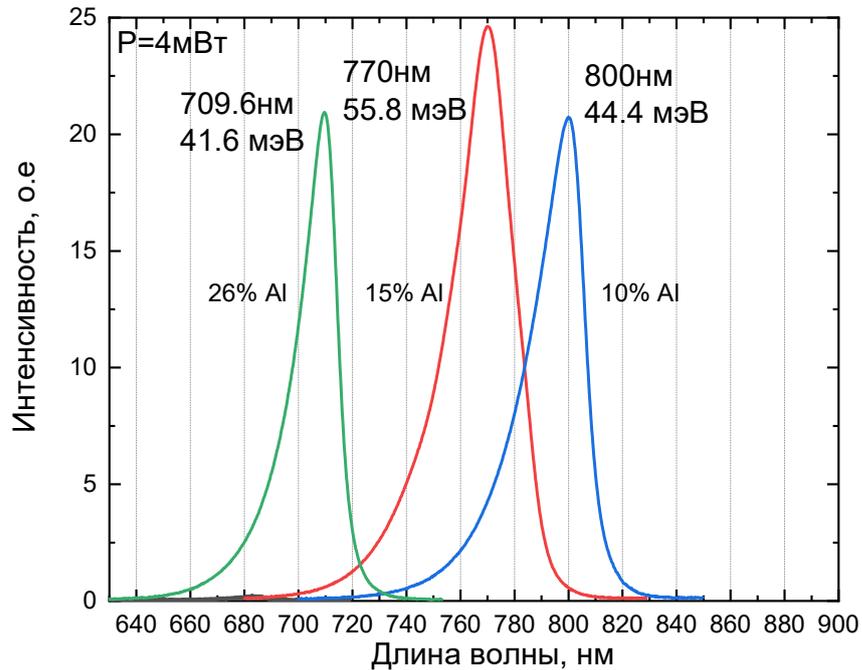


Рисунок 2.9 – Спектры ФЛ объемных слоев AlGaAs с различным содержанием алюминия

Контроль толщин слоев осуществлялся с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) «Camscan» 4-88-DV-100. На рисунке 2.10 представлено изображение тестовой структуры со сканирующего микроскопа. Тестовая структура имела слои различного

состава, благодаря чему хорошо видны их границы, что позволяет точно измерять толщины и определять скорости роста каждого слоя.

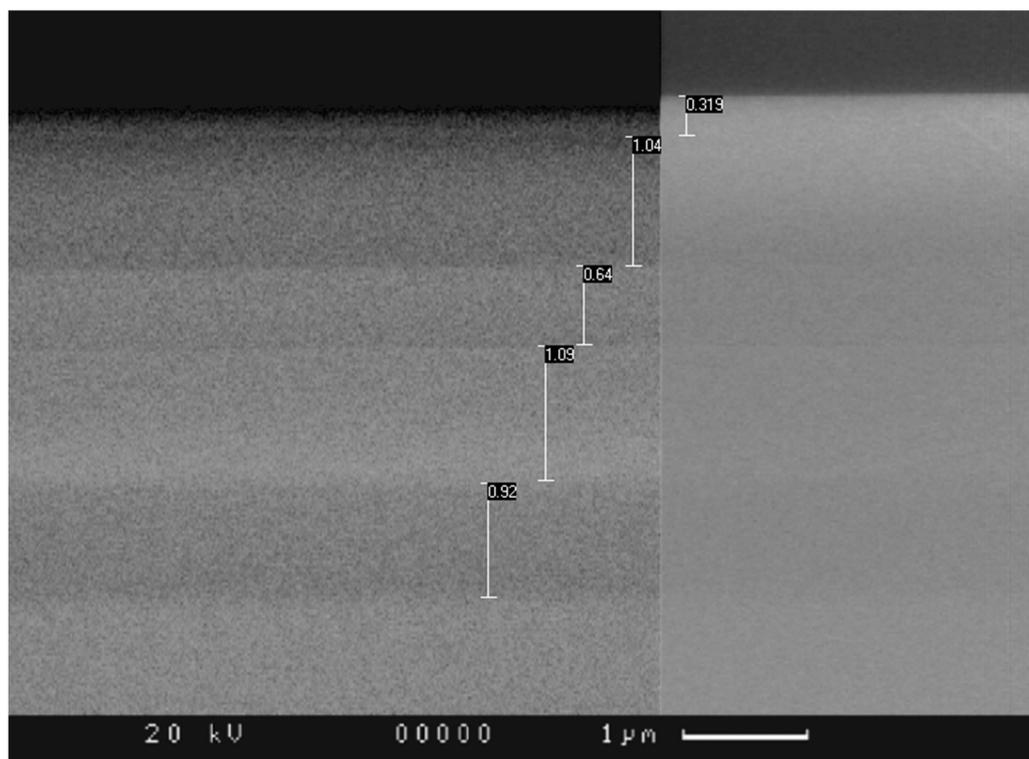


Рисунок 2.10 – СЭМ изображение общего вида поперечного скола и всех слоёв тестовой структуры

Для измерения концентрации и типа легирующей примеси, а также подвижности носителей заряда обычно используются гальваномагнитные измерения, основанные на эффекте Холла. Концентрация носителей заряда определяется постоянной Холла, подвижность носителей заряда определяется постоянной Холла и удельным сопротивлением. В этой работе измерения эффекта Холла и удельного сопротивления полупроводников проводились шестизондовым методом при температурах от 77 до 300 К. Ток через образец поддерживался на уровне около 4 А, магнитная индукция составляла 0.3 Тл. Точность измерений зависит от однородности слоя, геометрии образца, точности и омичности контактов. Рассчитанная ошибка измерений удельного сопротивления и постоянной Холла не превышала 20%. Типичные значения подвижности электронов в слаболегированном GaAs n-типа составляют 5000 – 7000 см<sup>2</sup>/В\*с. Такие значения подвижности говорят о хорошем качестве выращенного GaAs n-типа. Далее с помощью этого же метода на тестовых образцах отработывались методики легирования материалов кремнием и магнием для создания нужной концентрации носителей заряда нужного знака.

На основании проведенных исследований тестовых гетероструктур были разработаны регламенты роста для каждого типа эпитаксиальных слоёв, входящих в состав разработанных гетероструктур. Далее из этих регламентов были составлены алгоритмы работы эпитаксиальной установки. Температура эпитаксии составила  $625^{\circ}$ - $750^{\circ}$ С, давление в реакторе  $\approx 77$  Торр, скорость вращения подложкодержателя  $\approx 1000$  об/мин. Были выращены гетероструктуры №1-№6.

Как показали различные методы контроля качества, все выращенные гетероструктуры обладают высоким качеством эпитаксиального роста.

### **Параграф 2.3. Изготовление лазерных образцов**

Все гетероструктуры проходили ряд постростовых технологических операций для формирования активного элемента полупроводникового лазера. Активный элемент служит для ограничения света в плоскости параллельной р–п переходу. Для многомодовых торцевых лазеров наиболее простой и доступной является меза-полосковая конструкция. В конструкции мезаполоскового лазера для ограничения света в латеральном направлении и создания латерального волновода сквозь слои гетероструктуры вытравливают канавки – мезы. В большинстве представленных статей в главе 1 результаты приведены для лазеров с шириной излучающей области около 100 мкм. Для удобства сопоставления результатов с литературным обзором и сравнения их между собой была также выбрана апертура 100 мкм.

В зависимости от глубины травления различают «мелкую» и «глубокую» мезу. Мелкая меза вытравливается в верхнем эмиттере, что позволяет избежать дефектов в волноводном слое и активной области, поверхностной рекомбинации на боковых стенках. Данная конструкция позволяет достичь небольшой расходимости в плоскости параллельной р–п переходу. Основным недостатком такой конструкции является срыв генерации – резкое падение выходной оптической мощности при больших уровнях накачки, вызванное появлением замкнутых мод в кристалле [123]. В конструкции типа «глубокая меза» канавки травятся сквозь активную область и волновод, что позволяет полностью исключить латеральное растекание тока. Травление канавок с наклонными стенками позволяет отражать замкнутые моды в подложку и таким образом надёжно предотвращать появление замкнутых мод и срыв лазерной генерации. Недостатком такой конструкции является увеличение расходимости излучения в латеральном направлении. Хотя этот фактор является важным при промышленном использовании лазеров, в данной работе он не критичен, поскольку лазеры предназначены исключительно для научных исследований, в первую очередь измерений мощностных

характеристик при высоких уровнях накачки. Таким образом, для простоты и надёжности генерации была выбрана именно конструкция типа «глубокая меза».

Изготовление лазерных чипов происходило поэтапно. На первом этапе проводилось формирование меза-полоска. На предварительно очищенную лицевую сторону лазерной гетероструктуры наносился положительный фоторезист [124]. Чтобы преобразовать жидкую фоторезистивную плёнку в твёрдую и повысить адгезию резиста к пластине, осуществлялась низкотемпературная сушка в термостате при температуре  $95^{\circ}\text{C}$  в течение 30 минут. Далее проводилась фотолитография через шаблон для травления мезаполосковых канавок [125]. Для формирования меза был выбран фотошаблон с окном шириной 10 мкм и апертурой 110 мкм. Для удаления засвеченных участков фоторезиста с пластины (проявление фоторезиста), пластина погружалась в раствор КОН (гидроксид калия). После проявления осуществлялось задубливание фоторезиста при температуре  $135^{\circ}\text{C}$ . Повторная термообработка проводилась для удаления растворителя, повышения устойчивости фоторезистивной маски к химическим воздействиям и улучшения адгезии. Далее методом химического травления изготавливалась глубокая меза. Выбор травителя зависит от состава выращенных слоев, время травления выбиралось исходя из средней скорости травления многослойной структуры, определяемой с помощью травления тестовой гетероструктуры и измерения глубины травления на СЭМ. Также для всех лазерных гетероструктур осуществлялся контроль результирующей глубины травления. На рисунках 2.11-2.12 для примера представлены фотографии вытравленной «глубокой» мезы со сканирующего электронного микроскопа для гетероструктур №2 и №5. На поверхности полоска виден край фоторезистивной маски. Травление идет по всем направлениям, виден подтрав под фоторезист. Видно, что во всех гетероструктурах травление выполнено на глубину не менее, чем суммарная толщина слоев до n-эмиттера с наклонной стенкой меза-канавки, угол наклона канавки зависит от состава материала слоёв, однако во всех случаях обеспечивает надёжное отражение замкнутых мод в подложку. Таким образом была обеспечена конструкция типа глубокая меза с шириной полоска  $100\pm 5$  мкм. На этом же этапе проводился контроль толщин выращенных слоев. Как видно из сопоставления рисунков 2.2, 2.6 и рисунков 2.11, 2.12, соответственно, измеренная толщина слоев соответствует заданным параметрам расчетных слоев с высокой точностью.

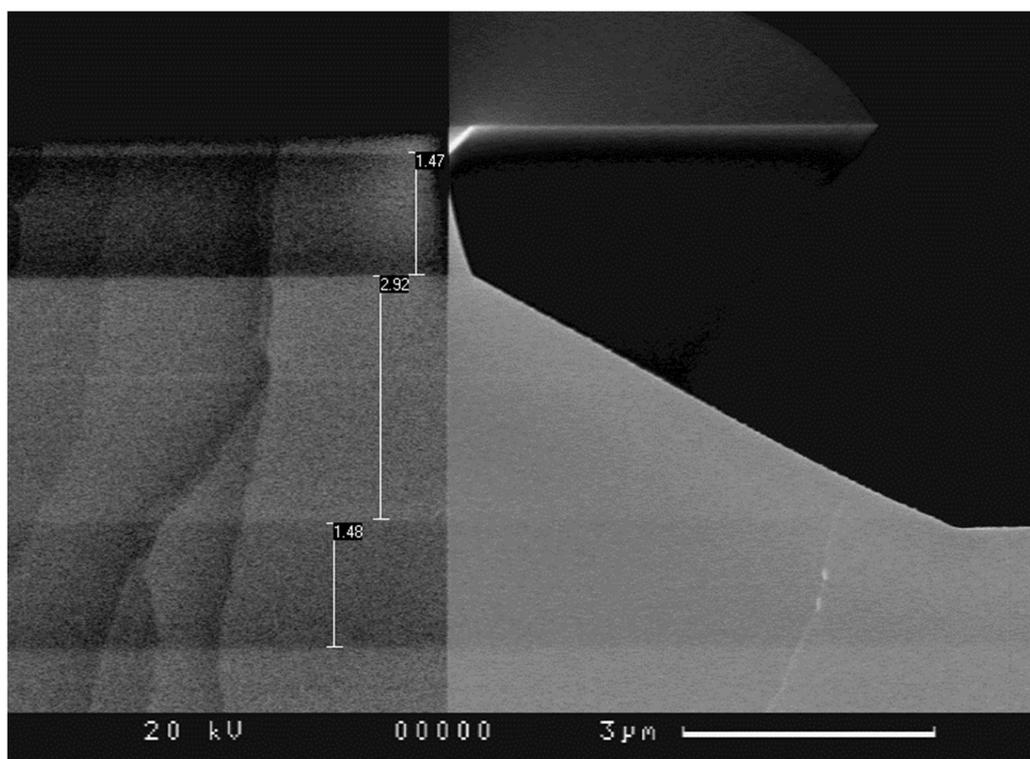


Рисунок 2.11 – СЭМ изображение поперечного скола с вытравленной «глубокой» мезой и всех слоёв для гетероструктуры №2

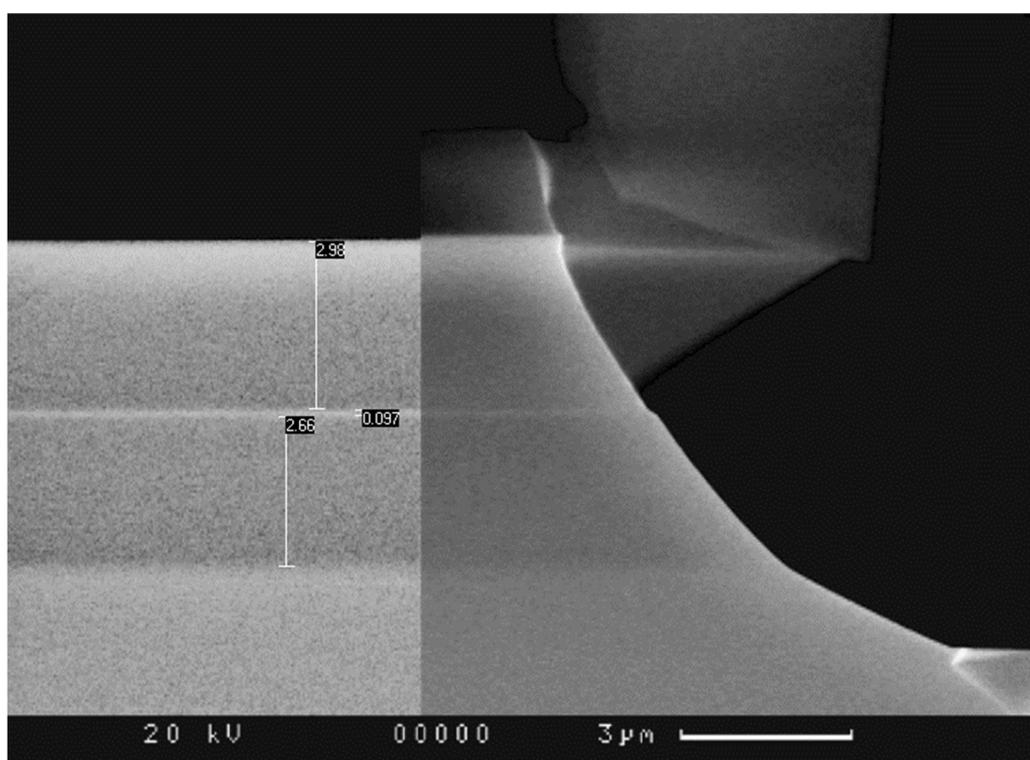


Рисунок 2.12 – СЭМ изображение поперечного скола с вытравленной «глубокой» мезой и всех слоёв для гетероструктуры №5

Процесс формирования мезаполоска завершался удалением фоторезиста с поверхности подложки. Для растворения положительного фоторезиста пластина обрабатывалась в органических растворителях.

На втором этапе боковые пассивные (непрокачиваемые током) секции лазера покрывались диэлектриком. Для этого на установке ионно-плазменного триодного напыления на всю пластину наносился слой диэлектрика  $\text{SiO}_2$  толщиной 200-250 нм. Чтобы удалить диэлектрик только с полоска на нем формировалась фоторезистивная маска с окном на полоске (аналогично изготовлению мезаполосковых канавок). Далее диэлектрическое покрытие стравливалось в буферном травителе. Далее пластина очищалась от фоторезиста.

На третьем этапе на полоске формировался омический р-контакт. Для этого применялась взрывная фотолитография. Сначала на пластине создавалась фоторезистивная маска с окном на полоске, после чего на установке ВУП-4 производилось напыление р-контакта из сплава  $\text{AuZn}$ . Процесс взрывной литографии проводился в подогретом растворителе для фоторезиста, при этом плёнка металла, попавшая на фоторезист, удалялась вместе с ним, а металл, напылённый на полосок оставался. Далее пластина также обрабатывалась в органических растворителях. Металлический слой, напылённый на полосок, вжигался в полупроводник при высоких температурах. В результате термообработки атомы металла диффундируют в полупроводниковый контактный слой, что обеспечивает омичность металлического контакта. Вжигание происходило внутри кварцевой трубки, в атмосфере азота. В качестве нагревательного элемента использовались галогенные лампы.

Формирование омического п – контакта завершает цикл постростовой обработки. Сначала пластина с п-стороны утоньшалась до 150 мкм для того, чтобы облегчить последующую процедуру разделения пластины на чипы и уменьшить последовательное сопротивление лазера. Предварительно, с помощью абразивных веществ, производилась шлифовка п-стороны. Дальнейшее утонение подложки шло с помощью химического травления. Для  $\text{GaAs}$  подложек используется травитель  $\text{NH}_3: \text{H}_2\text{O}_2$  в соотношении 1:3. Время травления рассчитывалось из требуемой на выходе толщины пластины и скорости травления. После травления пластина отмывалась и на п-сторону в установке ВУП-4 был нанесён сплав  $\text{AuGe}$ . Контакт с п-стороны также подвергался вжиганию. На пластину с обеих сторон наносился слой золота для последующей качественной пайки чипов.

Далее готовые пластины раскалывались на линейки различной длины. Скалывание происходит вдоль кристаллографических осей по плоскости спайности [110]. Грани резонатора лазера, полученные таким естественным сколом, имеют коэффициенты отражения около 30%. При необходимости на выходные грани линеек чипов напылялись слои  $\text{Si}$  и  $\text{Si/SiO}_2$  для формирования просветляющих и высокоотражающих покрытий на зеркалах резонаторов.

Полученные линейки вручную раскалывались на отдельные чипы, которые припаивались на медные теплоотводы слоями гетероструктуры вниз для лучшего отведения тепла от активной области. В качестве припоя использовались In или ПОС (твёрдый раствор олова и свинца эвтектического состава). Также на теплоотвод припаивался диэлектрический кубик, к которому в последствии подводился электрический контакт. Для обеспечения электрического контакта к верхнему p-контакту лазера, использовались золотые проволочки, прикрепляемые к чипам и кубикам методом ультразвуковой сварки.

Все гетероструктуры прошли одинаковый цикл постростовой обработки, в результате которой были изготовлены наборы лазерных образцов с мезаполосковой конструкцией «глубокая меза» с шириной полоска 100 мкм. Длина резонатора, наличие и значения коэффициентов отражения диэлектрических покрытий зеркал выбирались исходя из поставленных экспериментальных задач. Так, для стандартной характеристики структуры были изготовлены чипы длиной 2-4 мм с зеркалами, образованными естественными сколами ( $R_1=R_2=30\%$ ).

#### **Параграф 2.4. Характеризация лазерных образцов**

Стандартная характеристика лазеров включает в себя измерения ватт-амперных (ВтАХ) и вольт-амперных (ВАХ) характеристик, измерение расходимости излучения в дальней зоне по медленной и быстрой осям (параллельно и перпендикулярно слоям гетероструктуры), а также измерение спектров генерации. Данные исследования позволяют оценить качество лазеров и их структур. Характеризация лазеров проводилась в непрерывном режиме работы при комнатной температуре 25<sup>0</sup>С. Температура поддерживалась системой термостабилизации на теплоотводе лазера с точностью 0.1<sup>0</sup>С посредством элемента Пельтье и радиатора водяного охлаждения.

Измерение мощности лазерного излучения проводилось в соответствии с пунктом 5 ГОСТ Р 51106-97 «Лазеры инжекционные, излучатели, решетки лазерных диодов, диоды лазерные. Методы измерения параметров» с помощью измерителя мощности. Одновременно с мощностью проводились измерения ВАХ. Схема установки для измерения ВтАХ и ВАХ лазерного диода представлена на рисунке 2.13. Измерения проводились в автоматическом режиме. На экспериментальный образец последовательно подавался ток накачки с шагом от 100 мА до 500 мА. Для каждого значения тока проводилась стабилизация температуры и после этого регистрировалась мощность выходного оптического сигнала и напряжение. Для измерений мощности использовался болометр 30(150)А-ВВ-18, установленный вплотную к выходному зеркалу лазера. Для измерения напряжения использовался вольтметр. Болометр и

вольтметр были подключены к компьютеру через измерительный прибор LaserStar (производства Ophir Optronics). Компьютер управляет процессом накачки и термостабилизации лазера и строит графики зависимости мощности и напряжения от тока накачки. Характерные зависимости ВАХ и ВтАХ для лазеров с апертурой 100 мкм и для нескольких длин резонатора на основе гетероструктур №1-6 представлены на рисунках 2.14 - 2.19 соответственно. Значения мощности излучения на рисунках представлены в две стороны (с обеих зеркал суммарно).

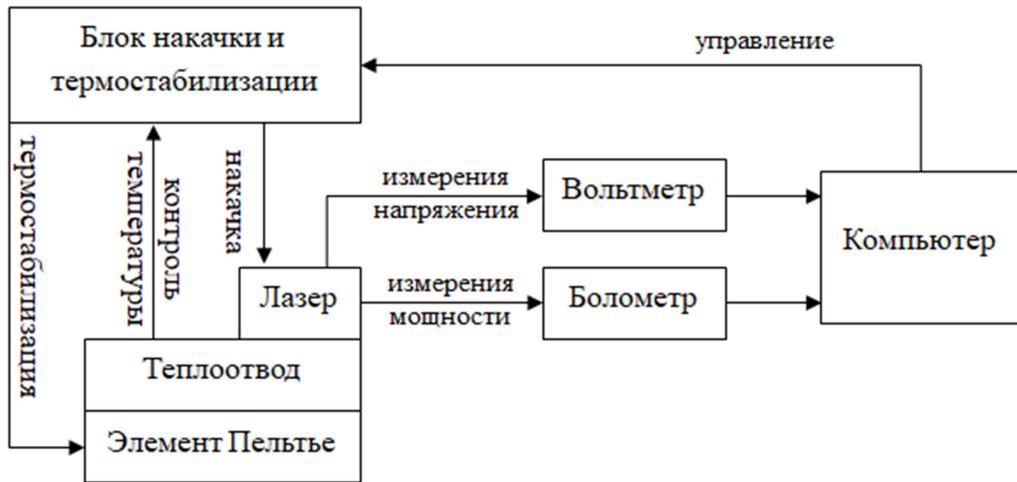


Рисунок 2.13 – Схема установки исследований ВАХ и ВтАХ в непрерывном режиме работы

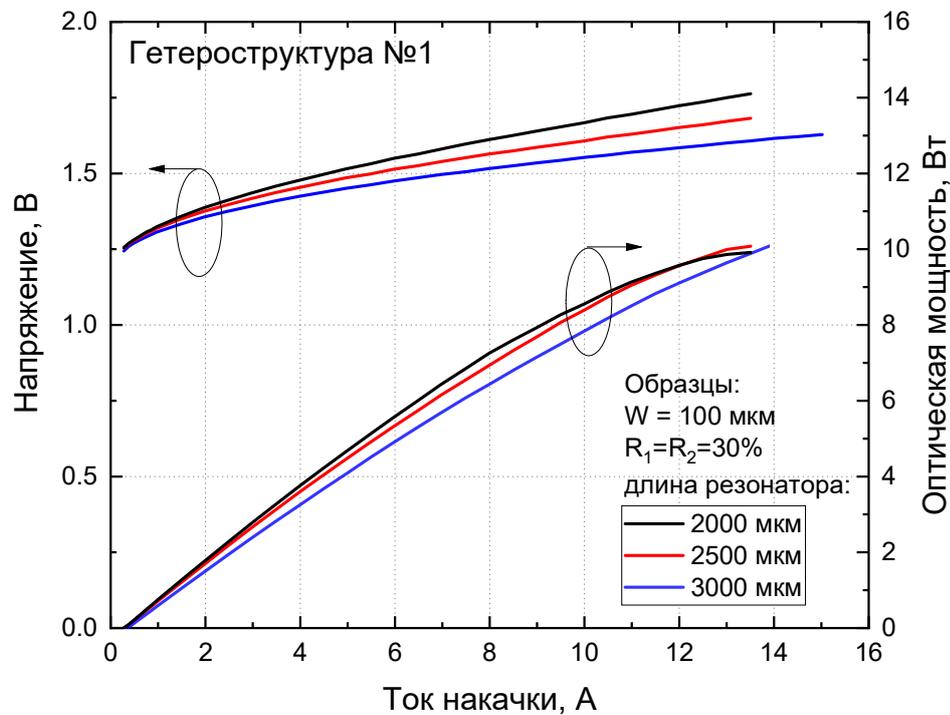


Рисунок 2.14 – Характерные зависимости ВАХ и ВтАХ для лазеров на основе гетероструктуры №1 с различными длинами резонатора. Непрерывный режим, температура теплоотвода  $25^{\circ}\text{C}$

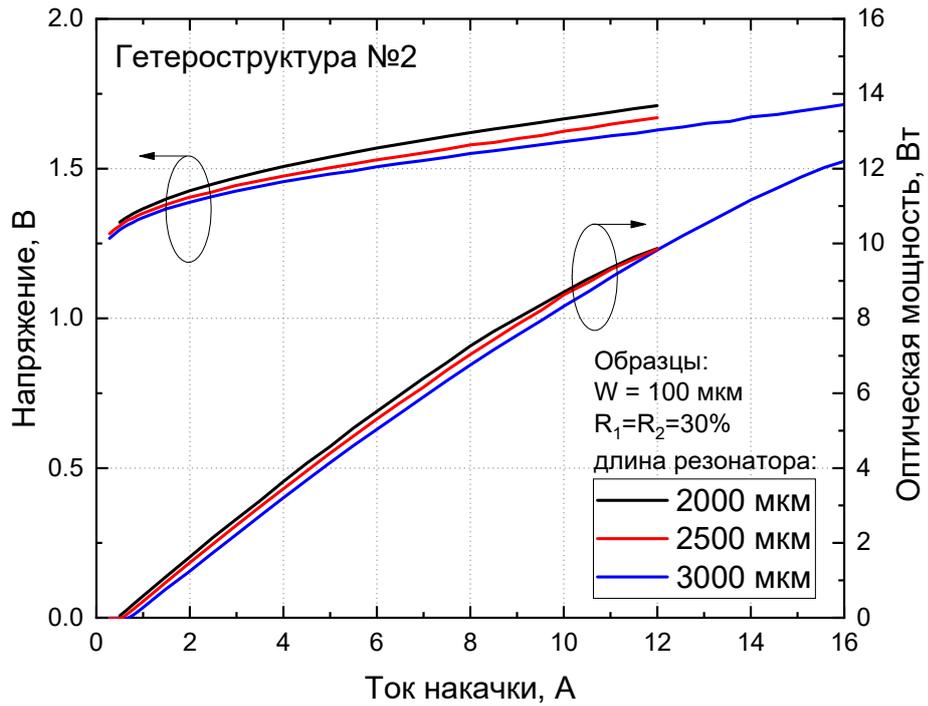


Рисунок 2.15 – Характерные зависимости ВАХ и ВтАХ для лазеров на основе гетероструктуры №2 с различными длинами резонатора. Непрерывный режим, температура теплоотвода  $25^{\circ}\text{C}$

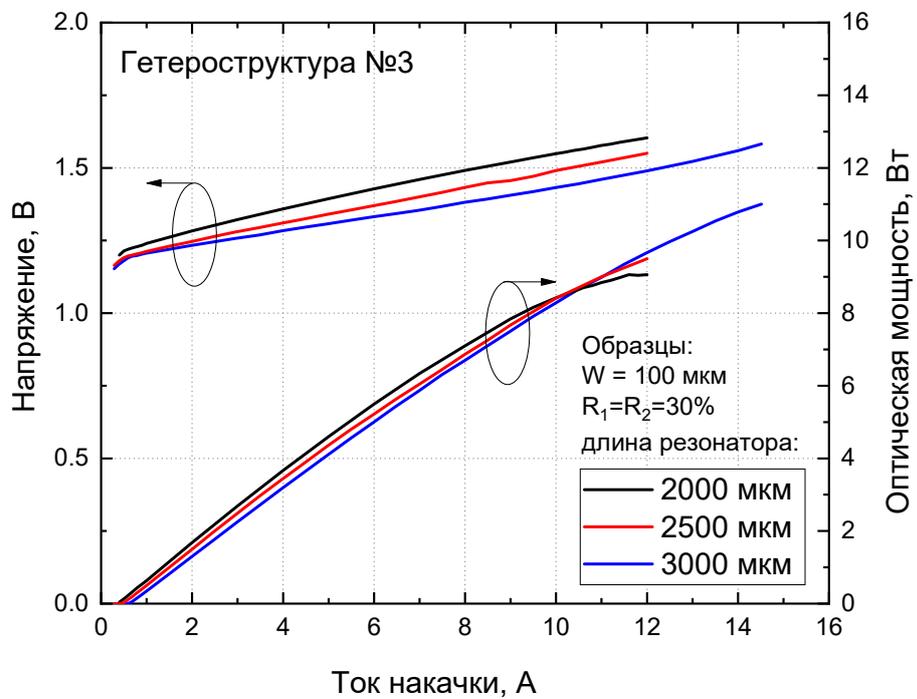


Рисунок 2.16 – Характерные зависимости ВАХ и ВтАХ для лазеров на основе гетероструктуры №3 с различными длинами резонатора. Непрерывный режим, температура теплоотвода  $25^{\circ}\text{C}$

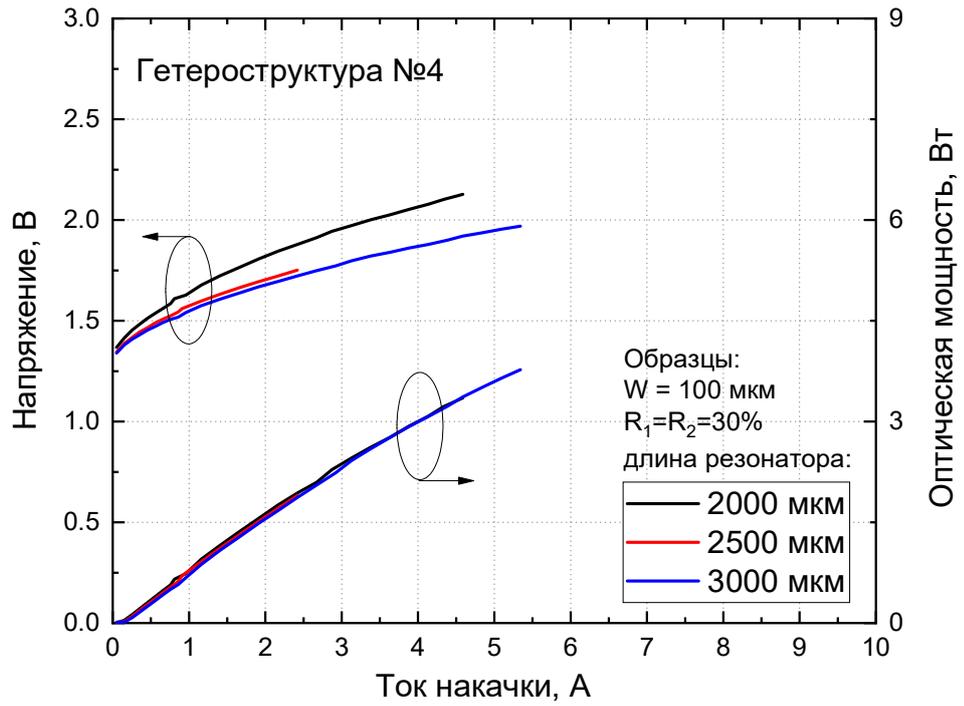


Рисунок 2.17 – Характерные зависимости ВАХ и ВтАХ для лазеров на основе гетероструктуры №4 с различными длинами резонатора. Непрерывный режим, температура теплоотвода  $25^{\circ}\text{C}$

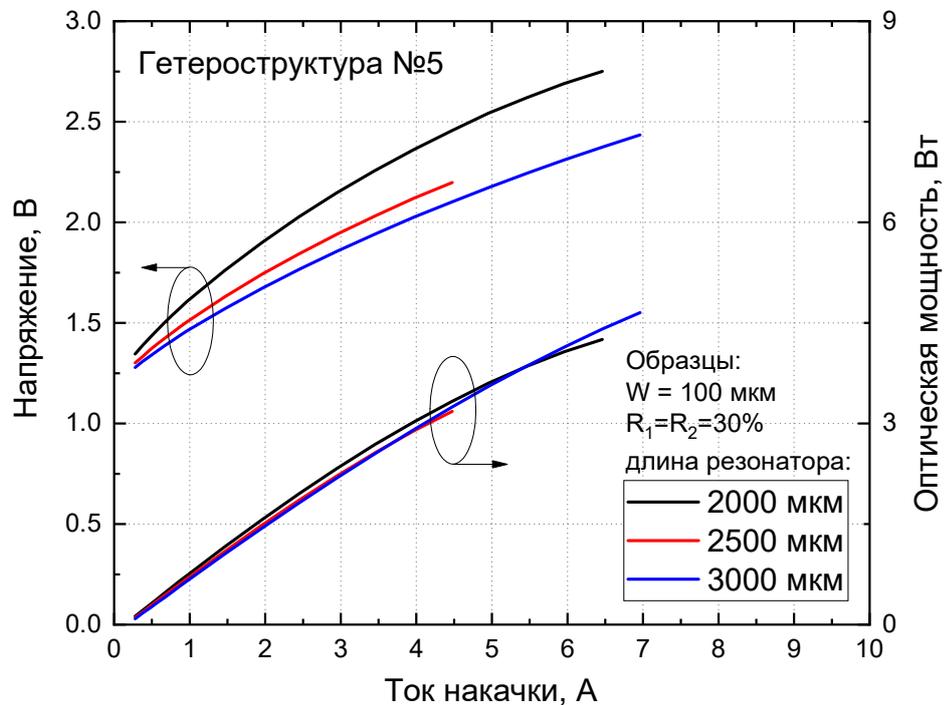


Рисунок 2.18 – Характерные зависимости ВАХ и ВтАХ для лазеров на основе гетероструктуры №5 с различными длинами резонатора. Непрерывный режим, температура теплоотвода  $25^{\circ}\text{C}$

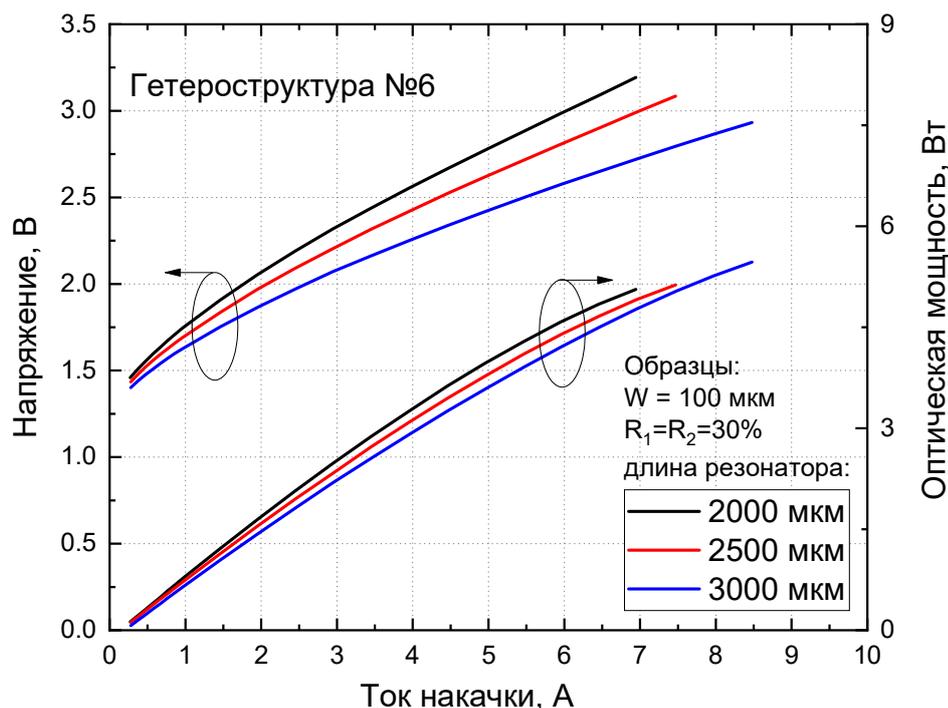


Рисунок 2.19 – Характерные зависимости ВАХ и ВтАХ для лазеров на основе гетероструктуры №6 с различными длинами резонатора. Непрерывный режим, температура теплоотвода  $25^{\circ}\text{C}$

Исследование ВАХ лазеров позволяет определить основные электрические характеристики: напряжение отсечки и последовательное сопротивление. Напряжение отсечки  $U_{cut}$  и последовательное сопротивление  $R_s$  определялись аппроксимацией ВАХ на участке между 1 и 2 А прямой с наклоном, соответствующим последовательному сопротивлению и пересекающейся с осью напряжений в точке напряжения отсечки. Результаты представлены в таблице 2.7. Напряжение отсечки для гетероструктур №1-6 варьируется в пределах от 1.1 до 1.5 В и, как видно, практически не зависит от длины резонатора. Из графиков видно, что последовательное сопротивление уменьшается с увеличением длины резонатора, так как увеличивается площадь контакта лазера. Увеличение площади лазера позволяет не только снизить последовательное сопротивление лазера, но и уменьшить тепловое сопротивление. Чем больше площадь диода, тем меньше перегрев активной области и, следовательно, меньше влияние саморазогрева на выходные характеристики лазера. Как видно, лазеры с длинным резонатором имеют меньший наклон ВтАХ, что обусловлено зависимостью внешней дифференциальной эффективности от оптических потерь в резонаторе (формула 1.9). Однако ВтАХ лазеров с длинным резонатором более линейна, благодаря чему для таких образцов удастся получить большую оптическую мощность при высоком уровне накачки.

Дальнейшее сравнение характеристик лазерных гетероструктур будет проводиться для образцов с длиной резонатора 3000 мкм. На рисунках 2.20 и 2.21 отдельно представлены

сравнения характеристик лазеров на основе гетероструктур с широкими и сверхузкими волноводами, соответственно.

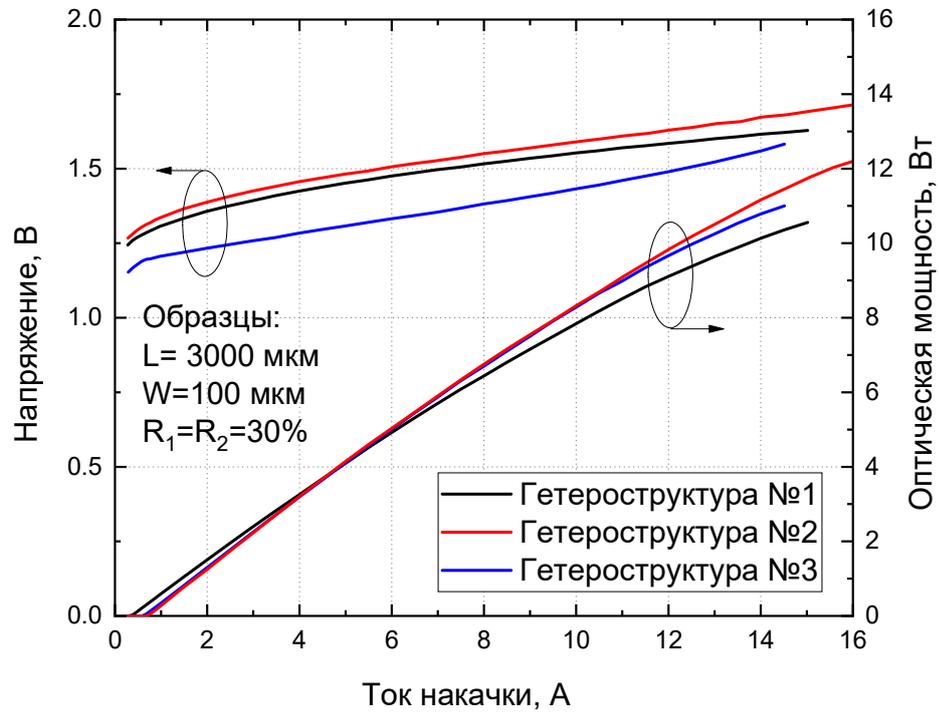


Рисунок 2.20 – ВАХ и ВтАХ для лазеров на основе гетероструктур №№1-3. Непрерывный режим, температура теплоотвода  $25^{\circ}\text{C}$

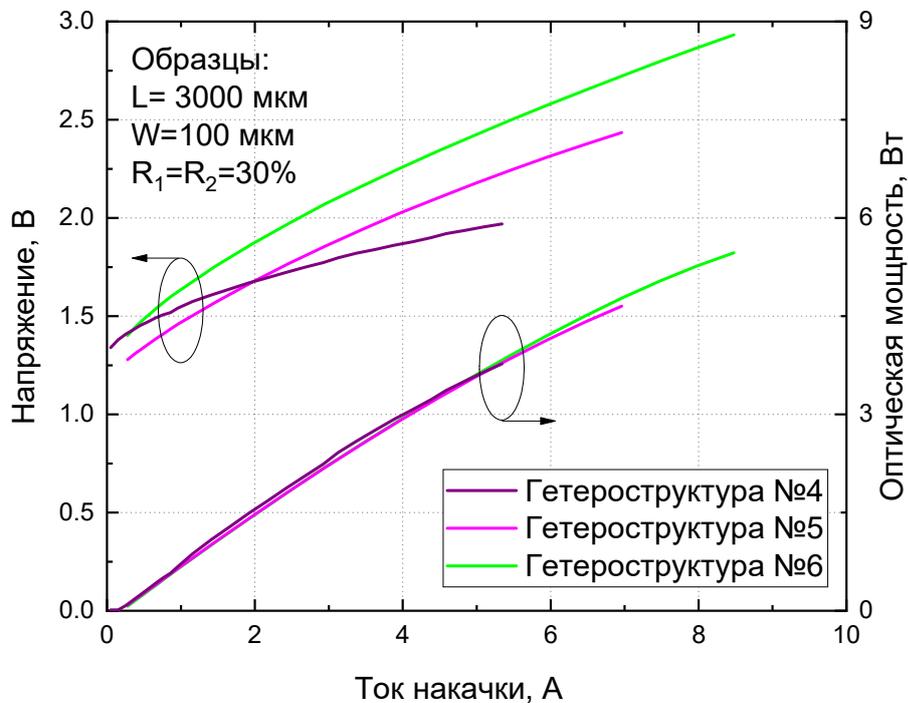


Рисунок 2.21 – ВАХ и ВтАХ для лазеров на основе гетероструктур №№4-6. Непрерывный режим, температура теплоотвода  $25^{\circ}\text{C}$

Наилучшими мощностными характеристиками обладает гетероструктура №2, хотя при небольших токах накачки (до 4 А) все гетероструктуры с широкими волноводами №1-№3 имеют близкие значения мощности (рисунок 2.20). Лазеры со сверхузкими волноводами несколько уступают им по мощности и испытывают более сильное тепловое насыщение ВТАХ (рисунок 2.21). Среди лазеров со сверхузкими волноводами максимальную оптическую мощность, близкую к 6 Вт, продемонстрировали лазеры на основе гетероструктуры №6.

Напряжение отсечки определяется длиной волны излучения лазера, и обычно близко к  $E_g/e$ . Наиболее близким значением напряжения отсечки обладает гетероструктура №3 - 1.17 В (таблица 2.7). Гетероструктуры 1 и 2 имеют напряжение отсечки несколько выше, следовательно, увеличение содержания алюминия в волноводном слое  $Al_xGa_{1-x}As$  приводит к увеличению напряжения отсечки. Наименьшее последовательное сопротивление, а следовательно и наилучшие транспортные свойства продемонстрировала гетероструктура №3. Для гетероструктур со сверхузкими волноводами электрические свойства оказались значительно хуже, чем для лазеров с широкими волноводами. Интересно, что наихудшими электрическими характеристиками обладает гетероструктура с барьерными слоями. По-видимому, они препятствуют транспорту носителей заряда. Тем не менее, эта структура оказалась мощнее, чем аналогичная без барьеров, то есть применение барьеров оказалось, в конечном счёте, оправданным.

Измерения спектров лазерной генерации проводились в соответствии с пунктом 9 ГОСТ Р 51106-97 «Лазеры инжекционные, излучатели, решетки лазерных диодов, диоды лазерные. Методы измерения параметров». Схема измерений аналогична измерениям ВТАХ, но вместо болометра лазерное излучение вводилось в оптоволокно, подключенное к спектроанализатору. Для измерений использовалось оптоволокно с диаметром сердцевины 100 – 200 мкм и спектроанализатор Advantest Q8384, который имеет рабочий спектральный диапазон от 600 до 1700 нм и обеспечивает измерения спектров как для непрерывных, так и для импульсных оптических сигналов. Для максимальной интенсивности выходного сигнала и эффективного ввода излучения требовалась юстировка оптоволокна.

Спектры генерации в непрерывном режиме работы были измерены на нескольких уровнях токовой накачки. Типичные результаты измерений спектров лазеров на примере гетероструктуры №1 представлены на рисунке 2.22. Длина волны излучения лазеров на основе всех гетероструктур лежит в диапазоне 1040-1060 нм. С ростом тока накачки спектры сдвигаются в более длинноволновую область вследствие саморазогрева лазера. Все спектры имеют правильную форму с резким фронтом по длинноволновому краю и плавным по коротковолновому краю.

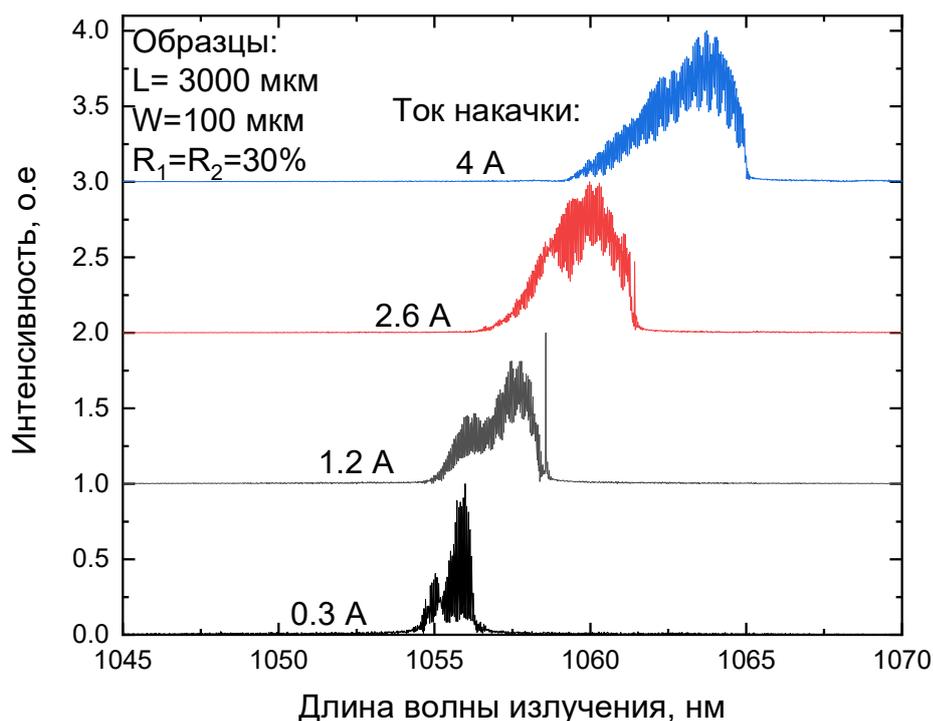


Рисунок 2.22 – Типичные спектры генерации лазеров на основе изготовленных гетероструктур на примере лазера на основе гетероструктуры №1. Непрерывный режим, температура теплоотвода 25<sup>0</sup>С

Расходимость лазерного излучения была измерена методом сканирования диаграммы направленности по ГОСТ 24453-80, пункт 54. Схема установки измерения диаграммы направленности представлена на рисунке 2.23. Лазер устанавливался на ротационную платформу, вращающуюся в вертикальной плоскости с помощью шагового двигателя. Расходящееся лазерное излучение обрезалось щелью, которая обеспечивает требуемое угловое разрешение системы. Фотоприемник, находящийся за щелью, во время вращения ротационной платформы непрерывно регистрировал сигнал лазерного излучения. Компьютер записывал значение сигнала с фотоприёмника и управлял ротационной платформой. Важным условием измерений являлось определение начального положения столика, которое выполнялось с помощью юстировочного лазера [126].

Для измерений расходимости лазерного пучка вдоль направления, перпендикулярного исходному, лазер поворачивался вокруг продольной оси резонатора на 90<sup>0</sup>. По графикам двух диаграмм направленности лазерного излучения определялась расходимость лазерного пучка как ширина диаграммы направленности по уровню ½ максимальной интенсивности сигнала для двух взаимно перпендикулярных направлений (параллельно и перпендикулярно слоям лазерной структуры).

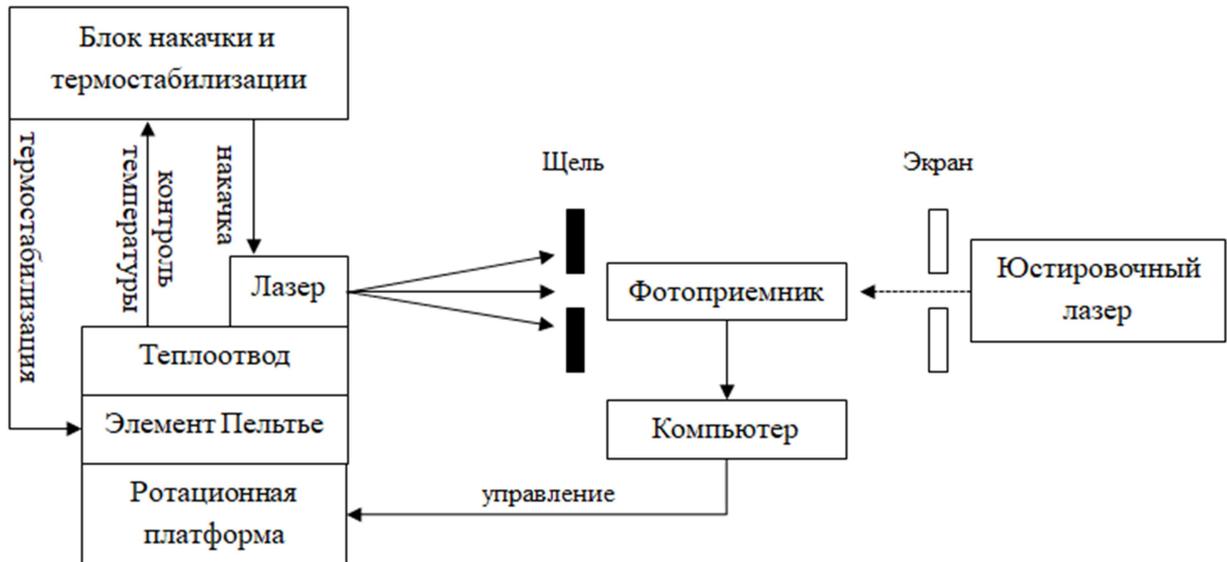


Рисунок 2.23 – Схема установки измерения диаграммы направленности

На рисунке 2.24 представлено типичное распределение интенсивности дальнего поля по быстрой и медленной осям (перпендикулярно и параллельно слоям) для лазера на основе гетероструктуры №1. Все лазеры при всех режимах накачки работают на фундаментальной моде в поперечном направлении. В латеральном направлении излучение многомодовое. Расходимость излучения на полувысоте по медленной оси для всех гетероструктур составляет около  $10\text{-}20^\circ$ . С ростом тока накачки расходимость излучения по быстрой оси практически не меняется, а по медленной оси растёт. Экспериментально измеренные значения расходимости на полувысоте по быстрой оси для всех гетероструктур представлены в таблице 2.7. Видно, что экспериментальные и расчетные значения расходимости для всех гетероструктуры близки, что говорит о точности составленной модели для расчета профиля распределения поля электромагнитной волны в волноводе.

На основе полученных ВТАХ в непрерывном режиме работы были определены значения внутренних оптических потерь  $\alpha_{int}$ , ВКЭ  $\eta_i$  и характеристической пороговой плотности тока  $J_{th}(l/L=0)$ , которые характеризуют качество выращенной гетероструктуры.

Внутренние оптические потери и внутренняя квантовая эффективность определялись стандартным образом [113]. Сначала по наклону ВТАХ на основании формулы 1.8 определялись значения внешней дифференциальной квантовой эффективности  $\eta_d$  и наносились на график зависимости обратной внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора лазерного диода. Линейная аппроксимация полученной зависимости позволяет рассчитать ВКЭ и внутренние оптические потери с помощью известного соотношения (формула 1.9). Для лазеров всех длин по формуле:

$$j_{th} = \frac{I_{th}}{W \cdot L}, \quad (2.1)$$

где  $I_{th}$  – пороговый ток,  $W$  – апертура излучения,  $L$  – длина резонатора, были определены плотности порогового тока. Далее были построены графики зависимости плотности порогового тока от обратной длины резонатора. При аппроксимации полученной зависимости в точке  $1/L=0$  (при бесконечной длине резонатора) определялась характеристическая плотность порогового тока [58].

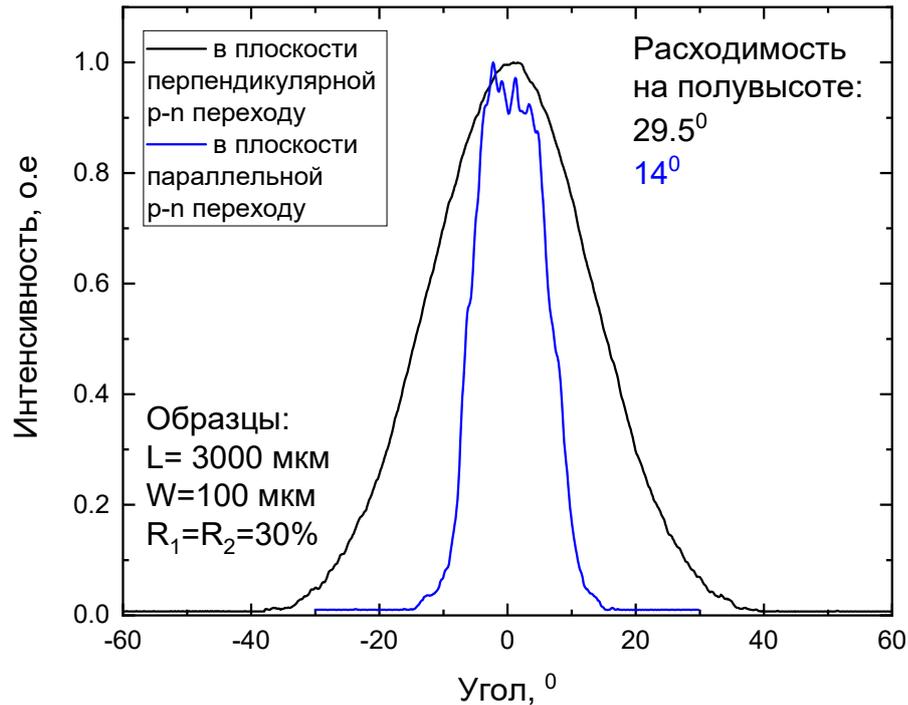


Рисунок 2.24 – Распределение интенсивности дальнего поля по быстрой и медленной осям для лазеров на основе гетероструктуры №1. Непрерывный режим, ток накачки 4 А температура теплоотвода 25°C

В таблице 2.7 приведены значения величин  $\alpha_{int}$ ,  $\eta_i$  и  $J_{th}(1/L=0)$  для каждой гетероструктуры. Для всех гетероструктур с широкими волноводами №1-3 ВКЭ на пороге генерации близка к 100%. Расширение волновода до 3 мкм в гетероструктуре №2 позволило снизить внутренние оптические потери до  $0.4 \text{ см}^{-1}$  по сравнению с гетероструктурой №1 за счёт снижения  $\Gamma$ -факторов в эмиттерах (таблицы 2.1 и 2.2). Гетероструктура №3 имеет потери на пороге несколько выше, что связано с легированием волновода. Лазеры со сверхузкими волноводами имеют внутренние оптические потери на пороге генерации несколько выше, чем лазеры с широкими волноводами, так как большая часть лазерного излучения распространяется в легированных эмиттерах. Наибольшие внутренние оптические потери имеет гетероструктура №6 со сверхузким волноводом и барьерными слоями. Скорее всего, барьерные слои вносят

дополнительные потери. В структуре №4 ВКЭ ниже, чем в структурах №1-3, а в структуре №5 она ещё ниже, то есть уменьшение толщины волновода приводит к падению внутренней квантовой эффективности на пороге генерации. Барьерные слои в гетероструктуре №6 позволили вернуть ВКЭ к значению, близкому к 100%. Для гетероструктур со сверхузкими волноводами достигнуты рекордно низкие значения характеристической пороговой плотности тока около 40-50 А/см<sup>2</sup>, что актуально для некоторых практических задач, например изготовления одномодовых и телекоммуникационных лазеров.

Таблица 2.7 – Основные характеристики гетероструктур №1-№6

	1	2	3	4	5	6
$U_{cut}$ , В	1.26	1.29	1.18	1.4	1.26	1.4
$R_s$ ( $L=3000$ мкм), мОм	49	53	30	135	212	238
$\alpha_{int}$ , см <sup>-1</sup>	0.58	0.4	0.7	0.9	0.76	1.43
$\eta_i$ , %	96	98	98	91	83	97
$J_{th}$ ( $I/L=0$ ), А/см <sup>2</sup>	102	150	121	51	41	38
Расчётная расходимость, °	29	20	19	40	26	20
Измеренная расходимость, °	29.5	20.6	18.8	40.1	23	19.5

На следующем этапе для всех лазеров были проведены измерения ВТАХ в импульсном режиме (100 нс / 1 кГц). В соответствии с ГОСТ Р 51106-97 измерение максимальной (пиковой) мощности импульсного излучения осуществлялось по ГОСТ 25819-83 «Лазеры. Методы измерений средней мощности, средней мощности импульса, относительной нестабильности средней мощности лазерного излучения». Максимальную оптическую мощность в импульсном режиме определяли путем расчета по известной энергии импульса (или средней мощности и частоте повторения импульсов) и его форме по следующей формуле:

$$P_{\text{пик}} = \frac{P_{\text{ср}}}{f \cdot \tau}, \quad (2.2)$$

где  $P_{\text{пик}}$  – пиковая мощность;  $P_{\text{ср}}$  – средняя мощность,  $f$  – частота;  $\tau$  – длительность импульса. Средняя мощность импульсного излучения определялась аналогично измерениям в непрерывном режиме работы. Длительность и частота повторения импульсов излучения измерялись по ГОСТ 25213-82 «Лазеры. Методы измерения длительности и частоты повторения импульсов излучения», метод Б. Схема установки представлена на рисунке 2.25.

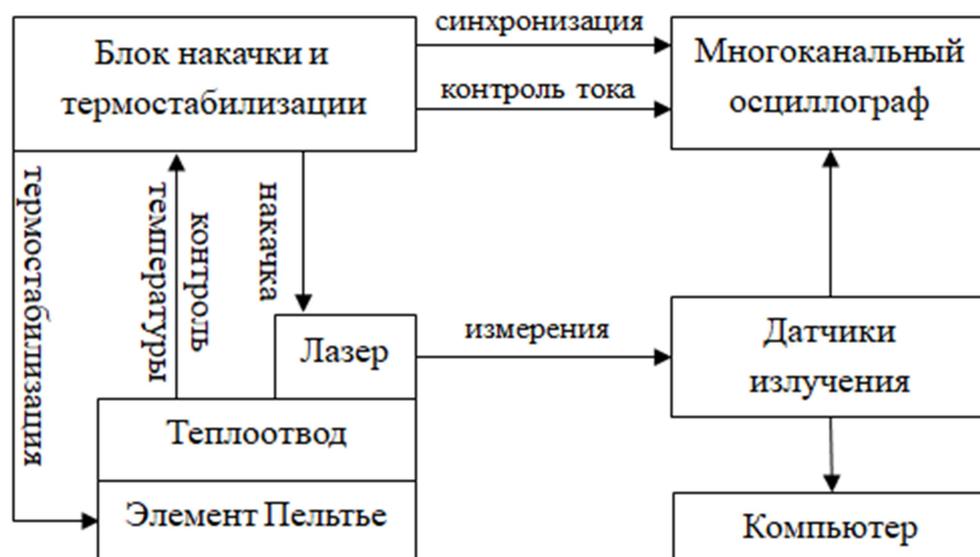


Рисунок 2.25 – Схема измерений выходной оптической мощности в импульсном режиме работы

Для накачки и термостабилизации использовался импульсный блок питания, имеющий частоту следования импульсов  $1000 \text{ Гц} \pm 1 \text{ Гц}$  и длительность импульсов  $100 \pm 10 \text{ нс}$ . Блок питания подключался к осциллографу TDS 2024C фирмы Tektronix, для синхронизации и контроля тока. В качестве измерителя мощности использовался болометр OPHIR 3A-P-FS-12, который подключался к компьютеру через USB интерфейс Juno (производство Ophir Optronics). Для измерений формы светового импульса и его длительности перед лазером, вместо болометра, вплотную помещалось входное отверстие интегрирующей сферы IS200-4 (производство Thorlabs), на выходном отверстии которой ставился быстродействующий фотоприемник PDA05CF2 Thorlabs. Фотоприемник подключался к осциллографу. Типичная форма импульсов фотоответа при различной амплитуде тока накачки представлена на рисунке 2.26 на примере лазера на основе гетероструктуры №1. Оптический импульс имеет правильную форму, соответствующую форме импульса тока накачки. Путем интегрирования сигнала по времени и деления его на его амплитуду определялось значение длительности импульса фотоответа. На рисунках 2.27 и 2.28 приведены типичные ВТАХ для исследуемых лазеров с широкими и сверхузкими волноводами соответственно, работающих в импульсном режиме при комнатной температуре.

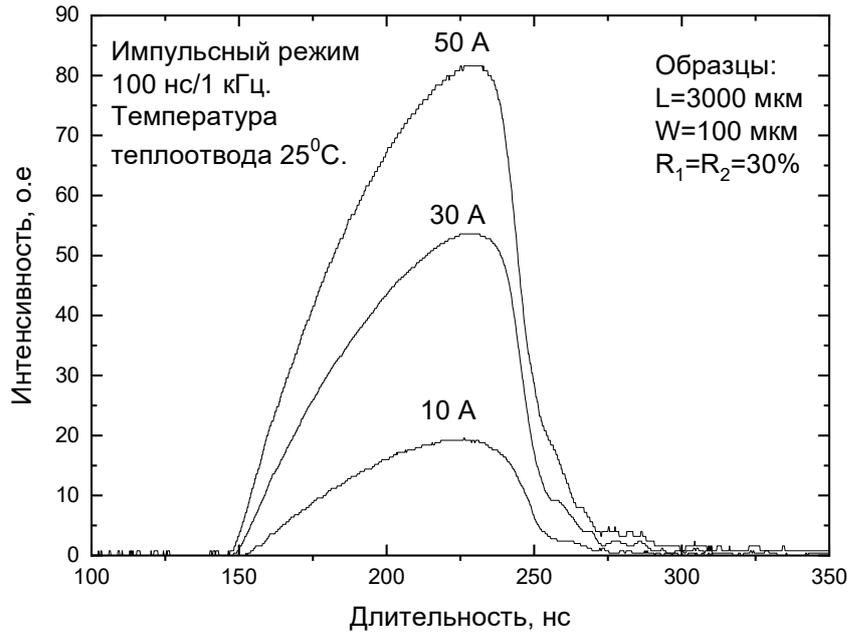


Рисунок 2.26 – Типичная форма импульса фотоответа при различной амплитуде тока накачки на примере лазеров на основе гетероструктуры №1

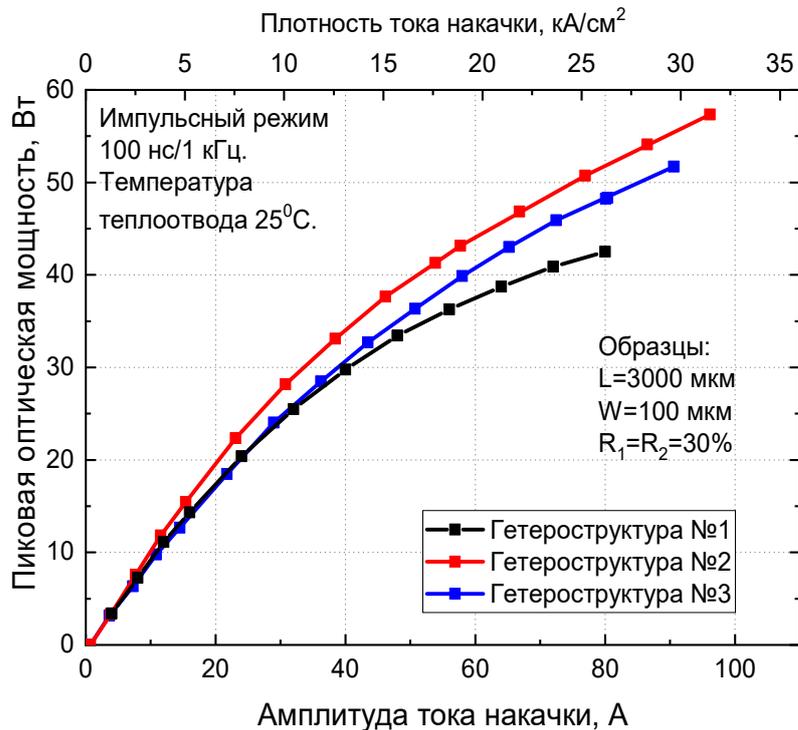


Рисунок 2.27 – ВтАХ для лазеров на основе гетероструктур №№1 – 3. Импульсный режим, температура 25<sup>0</sup>С

У всех лазеров с широкими волноводами начальный (до 5 А) наклон ВтАХ в импульсном режиме практически совпадает, что говорит о том, что вблизи порога генерации

они работают почти одинаково (как и в непрерывном режиме работы). С ростом тока накачки для всех структур наблюдается насыщение ВТАХ, однако оно происходит по-разному. Увеличение толщины волновода позволило существенно снизить эффект насыщения и увеличить линейность ВТАХ. Лазеры на основе гетероструктуры №3 несколько уступают по мощности лазерам на основе гетероструктуры №2.

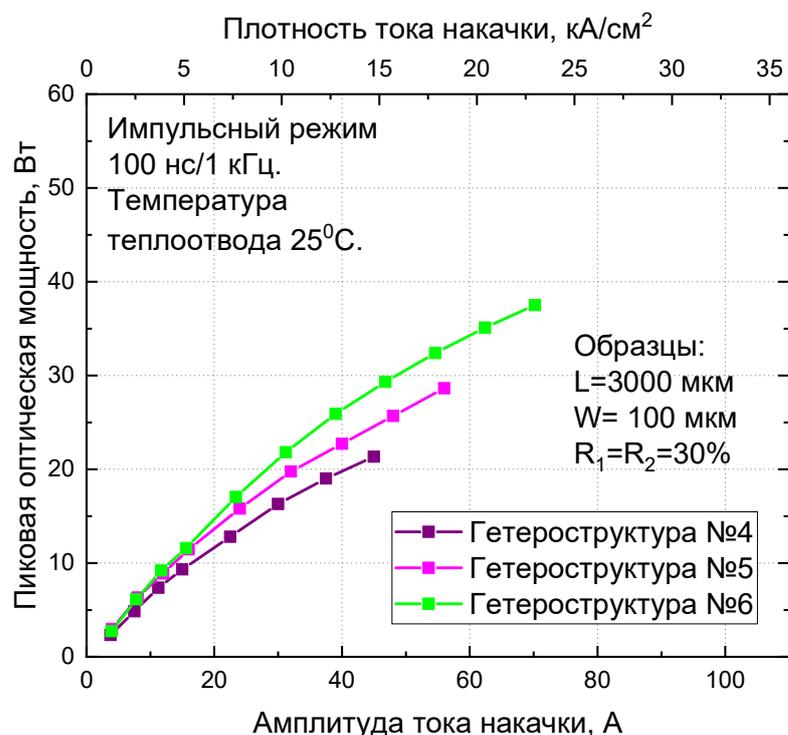


Рисунок 2.28 – ВТАХ для лазеров на основе гетероструктур №№4-6. Импульсный режим, температура  $25^\circ\text{C}$

Мощностные характеристики лазеров на основе гетероструктур №4-6 со сверхузкими волноводами в импульсном режиме работы представлены на рисунке 2.28. При небольших амплитудах тока накачки (до 5 А) их ВТАХ имеют близкий наклон и схожую оптическую мощность, однако с ростом тока наблюдается сильное различие ВТАХ, что связано с особенностями их конструкций. Наименьшую оптическую мощность продемонстрировали лазеры на основе гетероструктуры №4 с волноводом толщиной 200 нм. Как говорилось выше, в волноводе гетероструктуры №4 достигается повышенная плотность оптической мощности, что способствует проявлению нелинейных оптических эффектов. По-видимому, именно это привело к снижению линейности ВТАХ. Гетероструктуры 5 и 6 с волноводом толщиной 100 нм имеют большую выходную оптическую мощность, несмотря на сравнительно плохие электрические характеристики (таблица 2.7). В импульсном режиме работы электрические характеристики оказываются не так важны, так как саморазогрев лазера почти отсутствует и

КПД электрооптического преобразования не оказывает влияния на его ВТАХ. Лазеры на основе гетероструктуры №6 продемонстрировали наибольшую мощность среди лазеров со сверхузкими волноводами благодаря искусственным энергетическим барьерам. Уровень мощности лазеров на основе гетероструктуры №6 сопоставим с мощностью лазеров на основе стандартной лазерной гетероструктуры №1 при меньшей расходимости излучения.

Пока что лазеры с широкими волноводами выигрывают по основным выходным характеристикам. Однако уже сейчас лазеры со сверхузкими волноводами имеют низкую расходимость излучения, высокую яркость и поэтому могут использоваться для практических целей в импульсном режиме работы. Кроме того лазеры со сверхузкими волноводами обладают большим потенциалом для развития за счет оптимизации профиля легирования, толщины волновода и использования слоев энергетических барьеров.

## **Параграф 2.5. Выводы по главе 2**

Проведенные в главе исследования позволяют утверждать, что все изготовленные гетероструктуры обладают высоким эпитаксиальным качеством. Выходные характеристики лазеров главным образом определяются конструкцией гетероструктуры, а не особенностями технологических процессов. Такая выборка является показательной с точки зрения исследования физических механизмов, в частности поглощения на свободных носителях. Различия дизайнов лазерных структур привели к заметным различиям электрооптических характеристик лазеров. Наибольшую мощность в непрерывном режиме обеспечивает гетероструктура №2 с  $Al_{0.1}Ga_{0.9}As$  волноводом толщиной 3 мкм. В импульсном режиме преимуществом также пользуются гетероструктуры №2 и №3 с волноводами толщиной 3 мкм. Для лазеров со сверхузкими волноводами выходные характеристики сильно зависят от особенностей конструкции и применения слоев энергетических барьеров. В импульсном режиме для структуры №6 удалось получить мощность сопоставимую со стандартной структурой №1 при значительно меньшей расходимости излучения по быстрой оси.

### Глава 3. Исследования внутренних оптических потерь

#### Параграф 3.1. Методика измерений внутренних оптических потерь в работающем лазере

Как было показано в главе 1, существует множество механизмов, ответственных за насыщение мощности и падение эффективности полупроводникового лазера. Так или иначе, эти механизмы приводят к росту внутренних оптических потерь при росте тока накачки и температуры. Наиболее вероятной причиной роста внутренних оптических потерь может быть увеличение поглощения на свободных носителях заряда в волноводных слоях, связанное с ростом концентрации носителей заряда в волноводе при протекании тока накачки [2,5,69,88]. Для исследования этих процессов необходимо оценить их количественно, однако это оказывается проблематичным. Хотя величина внутренних оптических потерь для лазера задаётся простым параметром – числом  $\alpha_{in}$ , этот параметр не может быть измерен или рассчитан какими-либо прямыми и простыми методами. Измеряемая величина оптической мощности лазера определяется двумя факторами, которые не измеряются напрямую: внутренними оптическими потерями и внутренней квантовой эффективностью. Соответственно, пользуясь данными только мощностных измерений, невозможно однозначно и совместно определить  $\alpha_{in}$  и  $\eta_{in}$ . Более того,  $\alpha_{in}$  описывает интегральное значение оптических потерь, свойственных всему лазеру как единой системе, однако на практике неоднородность распределения концентраций носителей заряда и фотонов в лазерном кристалле подразумевает, что и величина оптического поглощения неоднородна, главным образом по длине резонатора. Расчёт поглощения из теоретических моделей возможен, но сложен и имеет небольшую практическую ценность, причём одна из проблем – отсутствие полного и надёжного количественного описания самого механизма поглощения на свободных носителях. В параграфе 1.4 главы 1 было представлено множество работ, посвященных экспериментальным исследованиям поглощения на свободных носителях, однако проблема заключается в том, что они были выполнены только для нескольких базовых материалов и нескольких сильно различающихся температур и применимы для общего описания процесса, как правило, с точностью до порядка величины. Для лазерной физики и точных расчётов этого недостаточно.

Для измерения внутренних оптических потерь в полупроводниковом лазере существует стандартная методика [113], уже представленная в главе 2, параграф 2.4. На основании измерений ВТАХ строится зависимость обратной внешней дифференциальной квантовой эффективности от длины резонатора лазерного диода. Из анализа этой зависимости определяются величина внутренних оптических потерь ( $\alpha_{int}$ ) и ВКЭ. Экстраполяция

зависимости к  $L=0$  определяет ВКЭ, а наклон линейной аппроксимации пропорционален величине потерь. Важно заметить, что эта методика справедлива только в случае, когда при изменении длины лазера незначительно меняются его пороговые характеристики – пороговая концентрация и пороговый ток. В общем случае это не так. Например, в области коротких резонаторов (для исследуемых в работе лазеров это менее 1-1.5 мм) внешние оптические потери становятся слишком велики. В этих лазерах высокая пороговая концентрация приводит к высоким начальным значениям внутренних оптических потерь. Такие образцы уже не ложатся на линейную аппроксимацию и не являются репрезентативными. С ростом тока и температуры возрастание концентрации носителей заряда в слоях лазера зависит от длины его резонатора, то есть нерепрезентативной становится любая выборка образцов. Вторым приближением методики является то, что распределение концентраций носителей заряда и фотонов вблизи порога генерации близко к однородному. Это позволяет не учитывать различия распределения концентрации носителей заряда от длины резонатора, и не учитывать продольное пространственное выгорание. Однако с ростом тока и температуры эффекты пространственной неоднородности сильно нарастают, причём по-разному для лазеров различной длины. Таким образом, применять эту методику для измерения внутренних оптических потерь при токах накачки превышающих 2-4 порога генерации некорректно.

Поэтому появилась необходимость создания методики, позволяющей исследовать поглощение на свободных носителях в работающем полупроводниковом лазере произвольной длины и при различных уровнях токовой накачки и температуры.

В ходе данной работы была предложена, разработана и протестирована уникальная методика исследования поглощения на свободных носителях. Основная ее идея состоит в том, что в волновод исследуемого лазера через переднее зеркало вдоль оси его резонатора вводится зондирующее излучение. Зондирующее излучение распространяется в волноводе образца и выходит с противоположной стороны. Распространяясь по волноводу, зондирующее излучение испытывает поглощение, сопоставимое с поглощением излучения исследуемого лазера. В соответствии с законом Бугера – Ламберта – Бера интенсивность зондирующего излучения на выходе из волновода будет определяться по формуле:

$$Int = Int_0 \exp(-\alpha_{int}L), \quad (3.1)$$

где  $Int_0$  – интенсивность зондирующего излучения, введенного в волновод;  $\alpha_{int}$  – коэффициент поглощения в слоях гетероструктуры исследуемого лазера;  $L$  – длина кристалла. Тогда регистрируя интенсивность зондирующего излучения на выходе можно рассчитать коэффициент поглощения в волноводе исследуемого образца. В общем случае излучение внутри гетероструктуры может испытывать поглощение, обусловленное разными механизмами.

Однако необходимо, чтобы механизм поглощения соответствовал поглощению на свободных носителях. Более того, в работающей лазерной гетероструктуре для определённых длин волн выполняется условие усиления. Таким образом, необходимо, чтобы зондирующее излучение не усиливалось в материале активной области и не испытывало межзонного поглощения, а поглощалось только на свободных носителях. В этом случае наиболее удобно использовать зондирующее излучение с узким спектром, смещённым в длинноволновую область, например, более длинноволновое лазерное излучение, чем собственное излучение исследуемого лазера. Собственное излучение исследуемого образца не требуется регистрировать, наоборот его необходимо отфильтровать. В общем случае это можно сделать разными методами, например за счёт поляризации. Но благодаря тому, что зондирующее излучение и собственное излучение лазера сдвинуты по длине волны, можно простым образом обеспечить селекцию излучения, достаточно использовать спектрально-селектирующие элементы, например интерференционные фильтры.

Для реального образца лазера, обладающего Фабри-Перо резонатором, формула 3.1 имеет более сложный вид. Интенсивность зондирующего излучения, введенного в лазерный волновод, определяется величиной мощности зондирующего излучения, коэффициентом ввода и коэффициентом пропускания входного зеркала резонатора лазера-образца. Уже введённое в резонатор зондирующее излучение проходит по всей его длине ко второму, выходному зеркалу. Часть зондирующего излучения выходит из образца, а часть отражается обратно в резонатор. Таким образом, зондирующее излучение в общем случае испытывает многократные отражения от зеркал резонатора с частичным выходом после каждого отражения. В результате на выходе образуется некоторое множество лучей, образованных переотражениями. Интенсивность этих лучей убывает по закону геометрической прогрессии по мере возрастания номера луча. Тогда выходящее из исследуемого образца излучение будет представлять собой сумму интенсивностей этих лучей. Считая коэффициенты отражения зеркал резонатора равными, формулу 3.1 можно представить в следующем виде:

$$Int = Int_0 * K * (1 - R)^2 \sum_{n=0}^{\infty} R^{2n} * \exp(-(2n + 1)\alpha_{int}L), \quad (3.2)$$

где  $Int_0$  – абсолютная величина интенсивности зондирующего излучения,  $K$  – коэффициент ввода,  $R$  – коэффициент отражения зеркал лазерного образца,  $n$  – порядковый номер луча (нулевой луч выходит из резонатора без отражений, первый – дважды отражается внутри резонатора). Для сравнения рассмотрим упрощённую формулу только для нулевого луча, то есть без учета многократных отражений:

$$Int = Int_0 * K * (1 - R)^2 * \exp(-\alpha_{int}L). \quad (3.3)$$

Несмотря на упрощение формулы определить коэффициент поглощения достаточно сложно, для этого необходимо точно знать коэффициент ввода и характеристики линзовой системы. Точное измерение коэффициентов отражения зеркал также связано со значительными техническими сложностями.

При накачке лазерного образца импульсом тока концентрация носителей заряда в слоях гетероструктуры возрастает, и соответственно, возрастает поглощение на свободных носителях, которое в свою очередь приводит к уменьшению интенсивности зондирующего излучения, прошедшего сквозь исследуемый образец. Изменение интенсивности зондирующего излучения, обусловленное протеканием тока накачки через исследуемый лазер, позволяет рассчитать изменение коэффициента поглощения по следующей формуле (без учёта многократного отражения зондирующего излучения внутри лазерного резонатора исследуемого образца):

$$\Delta\alpha_{int}(I) = \frac{1}{L} \ln \left( \frac{Int_1(I=0)}{Int_2(I)} \right), \quad (3.4)$$

где  $\Delta\alpha_{int}(I)$  – изменение коэффициента поглощения, вызванное прокачкой тока  $I$ ;  $Int_1$  – интенсивность непрерывного зондирующего излучения в отсутствие тока сквозь исследуемый лазер;  $Int_2$  – интенсивность зондирующего излучения при прокачке тока  $I$  через исследуемый лазер.

Такой подход позволяет исключить из расчета неизвестные величины, однако с его помощью невозможно получить общее значение поглощения (полные внутренние оптические потери), а только разностное значение. От полных внутренних оптических потерь в лазере  $\Delta\alpha_{int}(I)$  отличается на некое постоянное слагаемое, которое по определению не зависит от тока накачки и, по сути, является встроенными потерями, обусловленными рассеяниями на примесях и неоднородностях волновода. Разностное значение коэффициента поглощения связано с изменением тока и представляет наиболее интересную часть внутренних оптических потерь. Измерить полные внутренние оптические потери можно на пороге генерации вышеупомянутым стандартным методом.

Как было указано выше, формула 3.4 составлена без учёта многократного отражения. Чтобы работать без учета многократных отражений зондирующего излучения необходимо минимизировать вклад лучей старших порядков ( $n \geq 1$ ) в общую интенсивность. Для этого был проведен расчет отношения интенсивности всех лучей старших порядков (ненулевого) к общей интенсивности излучения прошедшего сквозь резонатор в зависимости от коэффициентов отражения зеркал исследуемого образца. На пороге генерации внутренние оптические потери составляют не менее  $0.4 \text{ см}^{-1}$  (глава 2, таблица 2.7), поэтому в расчете коэффициент поглощения в образце считаем равным  $0.5 \text{ см}^{-1}$ . Результаты приведены для нескольких длин лазерного резонатора (рисунок 3.1). Показано, что при коэффициентах отражения зеркал менее 5% вклад

в общую интенсивность зондирующего излучения лучей старших порядков составляет менее 0.5%, что сопоставимо с погрешностью измерения интенсивности. Таким образом, чтобы пользоваться формулой 3.3, нужно просветлять зеркала с остаточным отражением не более 5%.

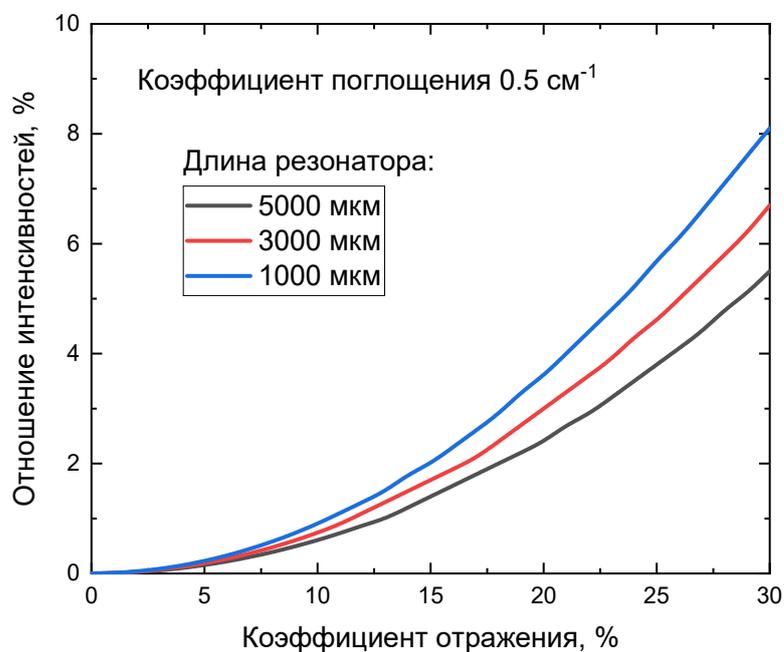


Рисунок 3.1 – Отношение суммарной интенсивности всех лучей старших порядков к общей интенсивности излучения прошедшего сквозь резонатор в зависимости от коэффициентов отражения зеркал исследуемого образца

С точки зрения методики ввода зондирующего излучения просветление можно сделать ещё сильнее вплоть до 1% остаточного отражения, снизив влияние многократных отражений к неизмеримо малой величине (рисунок 3.1). С другой стороны, сильное просветление граней кристалла повлияет на образец, который продолжает оставаться мощным полупроводниковым лазером, работающим в определённом режиме. Действительно, в лазере с сильно просветлёнными зеркалами значительно более высокие внешние оптические потери, большая неоднородность распределения оптического поля по резонатору. В результате пороговая концентрация в таком лазере заметно выше, чем в обычном, что влияет на все механизмы работы прибора: усиливается делокализация носителей, усиливается LSHB, уменьшается внутренний квантовый выход, механизмы оптических потерь также могут видоизменяться. Такой образец может представлять некоторый интерес для исследований, но с практической точки зрения важнее изучить процессы, свойственные стандартным лазерам. Внешние потери исследуемых в главе 2 лазеров с резонаторами длиной 2000 – 3000 мкм и зеркалами, образованными естественными сколами ( $R_1=R_2=30\%$ ), составляют  $5-6 \text{ см}^{-1}$ . Для лазеров,

наиболее применяемых на практике (излучающих в одну сторону,  $R_1=5\%$ ,  $R_2=95\%$ ), внешние потери находятся в диапазоне от 5 до  $7.6 \text{ см}^{-1}$ . Поэтому для корректного исследования изменения коэффициента поглощения необходимо, чтобы внешние потери образцов не превышали  $6 \text{ см}^{-1}$ . Исходя из формулы расчета внешних потерь (1.10) видно, что скомпенсировать низкие коэффициенты отражения зеркал можно за счет увеличения длины резонатора. Чтобы получить приемлемые значения внешних потерь для лазеров с коэффициентами отражения зеркал не более 5% необходимо увеличить длину резонатора до примерно 5000 мкм. В этом случае потери на выход будут равны  $5.3 \text{ см}^{-1}$  и пороговое условие генерации будет соответствовать лазерам со стандартными параметрами резонатора. Это подтверждается экспериментально для образцов на основе всех исследованных гетероструктур. Например, для лазеров на основе гетероструктуры 2 пороговая плотность тока составила  $250 \text{ А/см}^2$  ( $25^\circ\text{C}$ ) для лазеров с резонатором 5100 мкм и обоими просветленными зеркалами, и  $230 \text{ А/см}^2$  ( $25^\circ\text{C}$ ) для лазеров с  $L=3000$  мкм и  $R_1=5\%$ ,  $R_2=95\%$ .

Таким образом, для измерений изменения коэффициента поглощения в работающем полупроводниковом лазере были изготовлены образцы с длиной резонатора 5100 мкм и коэффициентами отражения обоих зеркал 5% на основе гетероструктур №1-№6. Лазерные кристаллы монтировались на медные теплоотводы таким образом, чтобы обеспечить беспрепятственные ввод и вывод излучения в обе стороны.

Для реализации данной методики было необходимо решить ряд технических вопросов. Зондирующий световой пучок должен вводиться в волновод лазерного образца - щель длиной 100 мкм и шириной от долей до единиц микрон. Поэтому основные проблемы реализации методики были связаны с вопросами ввода излучения. Любые ошибки ввода могут привести к частичному распространению зондирующего излучения за пределами волновода лазерного образца — либо в подложке GaAs, либо в пассивных частях кристалла. В пассивных участках ток не протекает, соответственно излучение, распространяющееся в пассивной части, не будет испытывать поглощения, связанного с ростом тока накачки. За счёт этой непоглощаемой части излучения общая регистрируемая интенсивность на выходе из образца будет выше, и расчетное значение поглощения будет получаться ниже реального. Таким образом, система линз должна обеспечивать хорошую коллимацию и фокусировку лазерного излучения. Низкие отражательные потери системы линз необходимы не только для получения хорошего сигнала, но и для подавления возможных паразитных отражений от самих линз.

Механическая часть установки должна обеспечивать субмикронное разрешение при позиционировании элементов оптической системы и в то же время долговременную стабильность и подавление вибраций. Температурная стабилизация необходима для всей

системы, так как отклонение температуры на  $0.5^{\circ}\text{C}$  достаточно велико, чтобы ухудшить ввод луча в волновод.

Также важной проблемой может стать взаимодействие исследуемого лазера и лазера-источника зондируемого излучения. Собственное излучение лазера-образца выходит с обоих зеркал, и оно может накачивать зондирующий лазер, увеличивая его мощность. За счет увеличения мощности зондирующего излучения будет увеличиваться и мощность на выходе из исследуемого образца, следовательно, рассчитанное поглощение будет опять-таки ниже реального. Таким образом, необходимо надежно изолировать зондирующее излучение от излучения образца. Помимо этого, зеркала исследуемого образца могут образовать внешний резонатор для зондирующего излучения. Поэтому также необходимо оптически изолировать зондирующий лазер так, чтобы полностью подавить для него внешнюю обратную связь от остальной схемы.

На первом этапе разработки экспериментальной установки для исследования поглощения на свободных носителях были проведены исследования особенностей ввода излучения в волновод. Для исследования коэффициента ввода излучения в волновод полупроводникового лазера была собрана оптическая схема, представленная на рисунке 3.2.

В качестве источника зондирующего излучения был выбран типичный мощный лазер с волноводом толщиной 1.7 мкм и апертурой 100 мкм, излучающий на длине волны 1115-1120 нм. Зондирующий лазер работал в непрерывном режиме с уровнями мощности около 0.1 Вт. В качестве линзовой системы для ввода излучения в волновод использовались асферические линзы 1 и 2 ближнего ИК диапазона с просветляющим покрытием производства Thorlabs. Для фокусировки зондирующего излучения в пятно минимального радиуса линза 2 должна иметь минимальное фокусное расстояние. Из доступных линз наиболее подходящей была линза – С660ТМЕ-С ( $f=2.97$  мм,  $NA=0.6$ ). Для согласования линзовой системы в качестве линзы 1 должна быть использована такая же линза С660ТМЕ-С, либо линза с меньшей числовой апертурой, например С110ТМЕ-С ( $f=6.24$  мм,  $NA=0.4$ ). Зондирующее излучение, выходящее через противоположное зеркало резонатора исследуемого лазера, собирается линзой 3 и с помощью линзы 4 фокусируется на площадке фотоприемника. Линзы 3 и 4 должны иметь числовую апертуру равную или близкую к значению числовой апертуры линзы 2. Для этого были использованы линзы С660ТМЕ-С ( $f=2.97$  мм,  $NA=0.6$ ) или С240ТМЕ-С ( $f=8$  мм,  $NA=0.5$ ). Для подавления внешней обратной связи для зондирующего излучения между зондирующим и исследуемым лазерами был установлен оптический изолятор. Ввод зондирующего излучения в волновод проводился путем позиционирования лазера-источника и лазера-образца. Линзы 1 и 2 были съюстированы друг относительно друга и жёстко закреплены. Качество ввода излучения в волновод исследуемого лазера контролировалось по максимуму фотоответа зондирующего

излучения. Было обнаружено, что наибольшую роль играет юстировка лазера-образца вдоль направления, перпендикулярного слоям гетероструктуры.

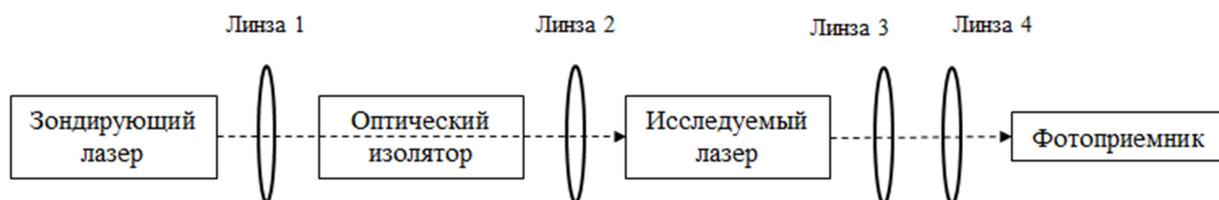


Рисунок 3.2 – Экспериментальная установка исследования коэффициента эффективности оптической схемы ввода

Коэффициент эффективности оптической схемы ввода определялся как отношение интенсивности зондирующего излучения после прохождения образца к интенсивности, измеренной без образца. Линзы 3 и 4 напрямую не влияют на коэффициент эффективности оптической схемы ввода, однако они могут являться источниками дополнительных потерь зондирующего излучения при плохом согласовании. Также стоит отметить, что значение коэффициента эффективности оптической схемы ввода зависит не только от линзовой системы, но и от значения встроенных внутренних оптических потерь (не зависящих от тока накачки) в лазерной гетероструктуре (рисунок 3.3). С учетом встроенных потерь ( $0.5 \text{ см}^{-1}$ ) и коэффициентов отражения зеркал максимальный возможный коэффициент эффективности оптической схемы ввода составляет около 70%. Результаты исследования коэффициента эффективности оптической схемы ввода в зависимости от линзовой системы представлены в таблице 3.1. Как видно, наилучшим коэффициентом эффективности оптической схемы ввода обладают линзовые системы с линзой 1 С110ТМЕ-С. Линзы 3 и 4 не влияют на коэффициент ввода и, как показали исследования, для сбора зондирующего излучения, вышедшего из лазерного образца, достаточно использования линзы с С240ТМЕ-С с числовой апертурой 0.5. Таким образом, для исследования коэффициента поглощения в лазерах на основе гетероструктуры №3 была выбрана линзовая система: С110ТМЕ-С, С660ТМЕ-С, С240ТМЕ-С, С240ТМЕ-С. Аналогичным образом для каждого типа волновода подбиралась своя система линз.

В ходе эксперимента было обнаружено, что для качественного ввода зондирующего излучения в волновод достаточно термостабилизации только двух лазерных диодов (лазера зондирующего луча и лазерного образца). Система стабилизации температуры обеспечивает

стабильную температуру двух лазеров с точностью менее  $0.1^{\circ}\text{C}$  через два элемента Пельтье и датчики Pt1000.

Таблица 3.1 – Коэффициент эффективности оптической схемы ввода в зависимости от линзовой системы

Линзовая система	Коэффициент
C660TME-C, C660TME-C, C660TME-C, C660TME-C	37%
C660TME-C, C660TME-C, C240TME-C, C240TME-C	39%
C110TME-C, C660TME-C, C660TME-C, C660TME-C	46%
C110TME-C, C660TME-C, C240TME-C, C240TME-C	46%

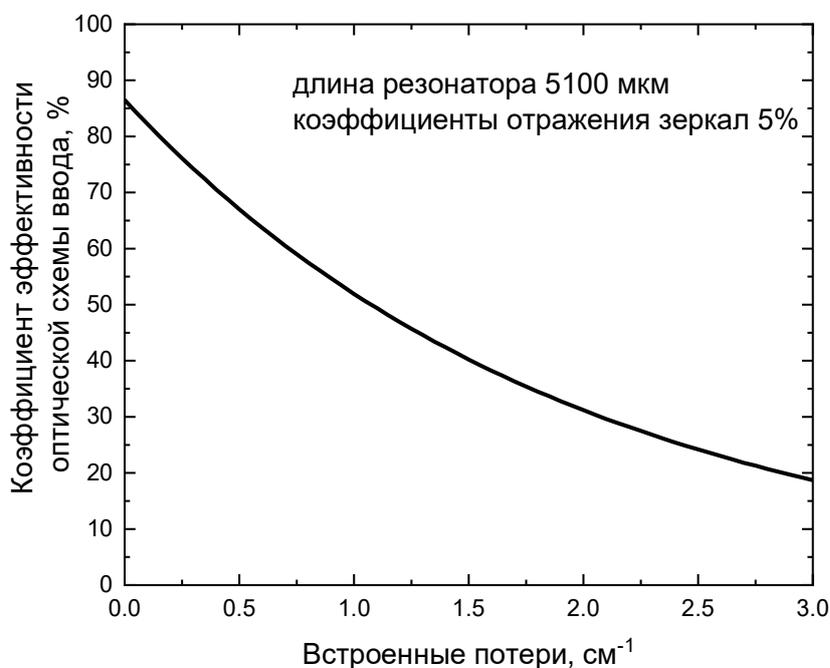


Рисунок 3.3 – Зависимость максимального коэффициента эффективности оптической схемы ввода зондирующего излучения в волновод лазерного образца ( $L=5100$  мкм,  $R_1=R_2=5\%$ ) от встроенных оптических потерь

Далее для выбранной системы линз проводилась оценка линейных размеров сфокусированного зондирующего излучения в точке перетяжки. Соответствующая оптическая схема представлена на рисунке 3.4. В точку перетяжки устанавливалась КМОП-матрица (светочувствительная матрица, выполненная на основе технологии комплементарной структуры металл-оксид-полупроводник (КМОП)) с размером пикселей  $2.2 \times 2.2$  мкм. Перед матрицей был

установлен тонкий поглощающий нейтральный фильтр, защищающий ее от мощного излучения. Изображение луча в точке перетяжки представлено на рисунке 3.5. Видно, что ширина изображения составляет единицы (3-5) пикселей. Изображение было обработано вдоль перпендикулярного направления: было проведено суммирование интенсивностей по столбцам данных. Результат - график распределения интенсивности в точке перетяжки вдоль перпендикулярного направления показан на рисунке 3.6. Это распределение аппроксимировано функцией Гаусса, на полувысоте интенсивности размер перетяжки составил около 3 мкм. С учётом размера пиксела, а также с учётом потенциально возможного растекания носителей заряда между пикселями можно сказать, что реальная ширина перетяжки меньше измеренной и гарантированно попадает в размеры лазерного волновода.



Рисунок 3.4 – Экспериментальная установка исследования пространственных параметров лазерного луча в точке фокусировки

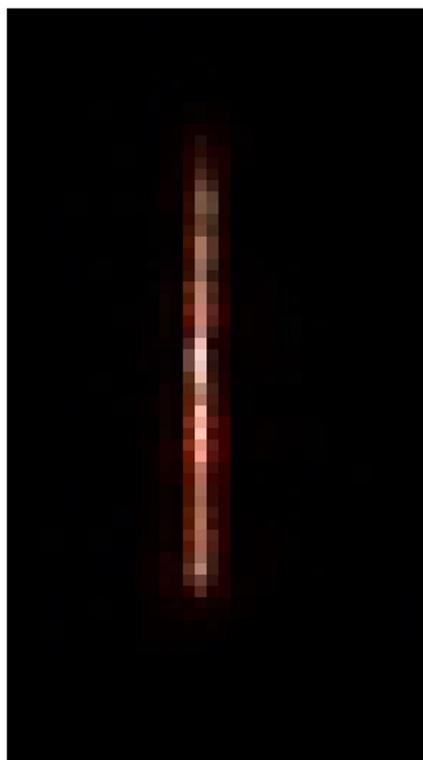


Рисунок 3.5 – Изображение луча в точке перетяжки (размер пиксела 2.2x2.2 мкм)

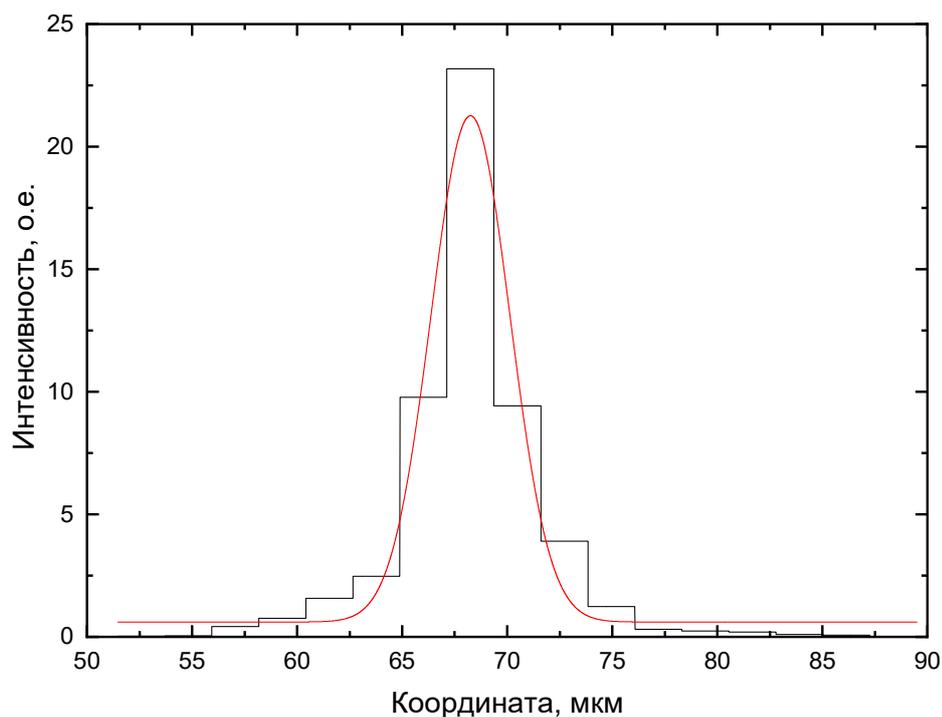


Рисунок 3.6 – График распределения интенсивности в точке перетяжки вдоль перпендикулярного направления

Для решения проблемы селекции зондирующего излучения и подавления лазерного излучения образца были протестированы длинноволновые фильтры Thorlabs FEL1100. Сначала стандартным способом были измерены спектры генерации зондирующего излучения и собственного излучения лазера. Далее с помощью схемы 3.2 проводился контроль качества ввода зондирующего излучения в волновод лазерного образца. Далее на место фотоприемника устанавливалось оптическое волокно, подключенное к спектроанализатору, а перед ним размещался длинноволновый фильтр. Было показано, что длинноволновый фильтр Thorlabs FEL1100 обеспечивает подавление мощного (до 30 Вт пиковой мощности) лазерного излучения на длине волны 1060 нм и пропускают зондирующее излучение на длине волны 1115 нм с малыми потерями. Спектры излучения лазера и пропускание фильтра (согласно спецификации Thorlabs) показаны на рисунке 3.7. В дальнейшем в дополнение к FEL1100 использовались FELH1100, которые обладают улучшенными характеристиками.

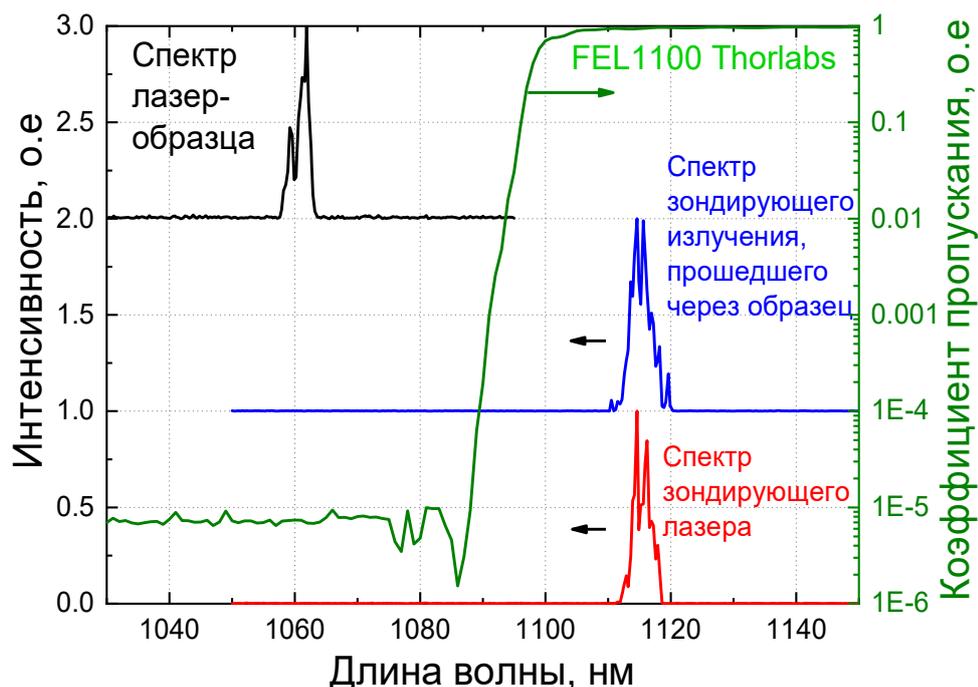


Рисунок 3.7 – Спектры излучения зондирующего и лазерного образца и спектр пропускания оптического фильтра

Следующее важное предварительное исследование было связано с оценкой параметров распространения зондирующего излучения в волноводе образца. Лазерные образцы на основе гетероструктур №1-№4 имеют асимметричные многомодовые волноводы. Единственная основная мода в этих лазерах выбирается через максимальное усиление и минимальные оптические потери в эмиттерах, но это не означает, что любое внешнее излучение, введенное в поперечный волновод, также должно быть основной модой. Проблема весьма актуальна, так как распределение носителей заряда в волноводе имеет координатную зависимость [2,4,69,88,95,121,127–129], поэтому разные моды волновода имеют разные интегралы перекрытия с распределением концентрации носителей и соответственно разные оптические потери. Иногда эта разница бывает достаточно велика даже для переключения поперечных мод работающего лазера при больших токах [128]. Это означает, что для правильного измерения внутренних оптических потерь, необходимо удостовериться, что зондирующее излучение в волноводе гетероструктуры лазерного образца имеет распределение, подобное основной моде лазерного образца.

Для этого было измерено распределение излучения в дальней зоне (по оси, перпендикулярной р-п переходу, быстрой оси). Сначала с помощью схемы 3.2 зондирующее излучение вводилось в волновод лазерного образца, и проводилась юстировка установки. Затем КМОП-матрица аккуратно располагалась сразу после образца лазера на расстоянии примерно

5-6 мм от зеркала его резонатора. Между образцом и матрицей не было никаких линз, только поглощающий нейтральный фильтр (рисунок 3.8). В этой точке были получены два изображения: картина собственного излучения лазерного образца (излучение зонда было выключено) (рис. 3.9а) и картина излучения зонда (импульсная накачка лазерного образца была выключена) (рис. 3.9б). Координаты в матрице на рисунке 3.9 могут быть преобразованы в угловые градусы, но мы опускаем это преобразование для упрощения описания. Для обозначения угловых размеров изображений можно отметить, что расходимость лазерных образцов по полной ширине на полувысоте составила 20-21 градус. На двух рисунках видно, что распределения по быстрой оси очень похожи, в то время как распределение дальнего поля по параллельной оси шире для зондирующего излучения.

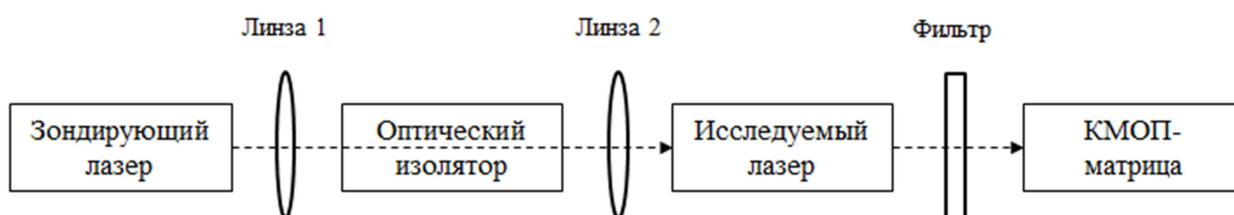


Рисунок 3.8 – Экспериментальная установка исследования дальнего поля

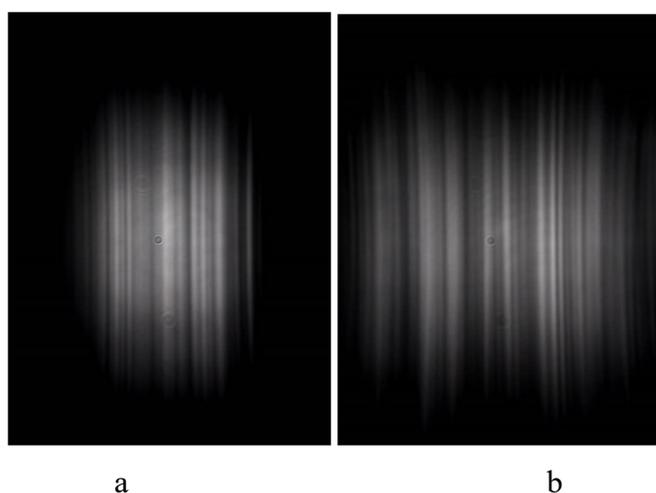


Рисунок 3.9 – Изображения картин дальнего поля излучения лазерного образца (а) и зондирующего излучения, выходящего из образца (б)

Интенсивности сигналов на рисунке 3.9 были просуммированы по столбцам и строкам для получения зависимостей распределения вдоль перпендикулярного и параллельного направления соответственно. Зависимости распределения вдоль перпендикулярного

направления представлены на рисунке 3.10, вдоль параллельного направления – на рисунке 3.11.

Как видно из рисунка 3.10, по перпендикулярной оси графики зондирующего излучения и излучения образца хорошо аппроксимируются Гауссовой функцией и соответствуют друг другу. Видно, что зондирующее излучение несколько шире излучения образца, что объясняется несоответствием длин волн (1060 нм и 1110 нм). Более длинноволновое излучение имеет бóльшую расходимость. Результаты показывают, что хорошая юстировка ввода зондирующего излучения в волновод позволяет зондирующему излучению распространяться внутри волновода с распределением, подобным основной моде самого лазера.

Как следует из рисунка 3.11 в латеральном направлении зондирующее излучение распространяется внутри полоска под бóльшими углами, чем собственное излучение того же лазера. Это, видимо, объясняется особенностями фокусировки многомодового излучения в многомодовый полосок. Оптический путь зондирующего излучения, распространяющегося под углом к оси резонатора, отличается от пути, распространяющегося вдоль оси. Однако с учётом эффективного показателя преломления лазерного волновода (около 3.4) максимальный угол распространения внутри резонатора составляет менее 7 градусов к оси резонатора. В этом случае разность оптических путей составляет менее 1%, что не оказывает влияния на желаемую точность измерений.

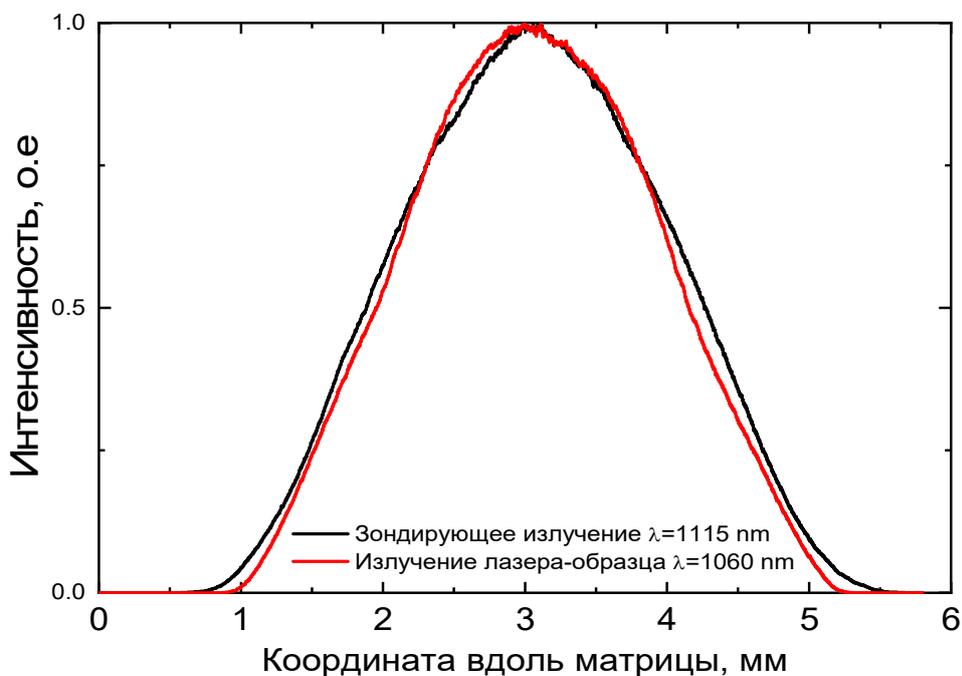


Рисунок 3.10 – Профили интенсивности вдоль быстрой оси рис. 3.9 а и б. Значения интенсивности представляют собой суммы всех значений в ряду пикселей на рисунке 3.9

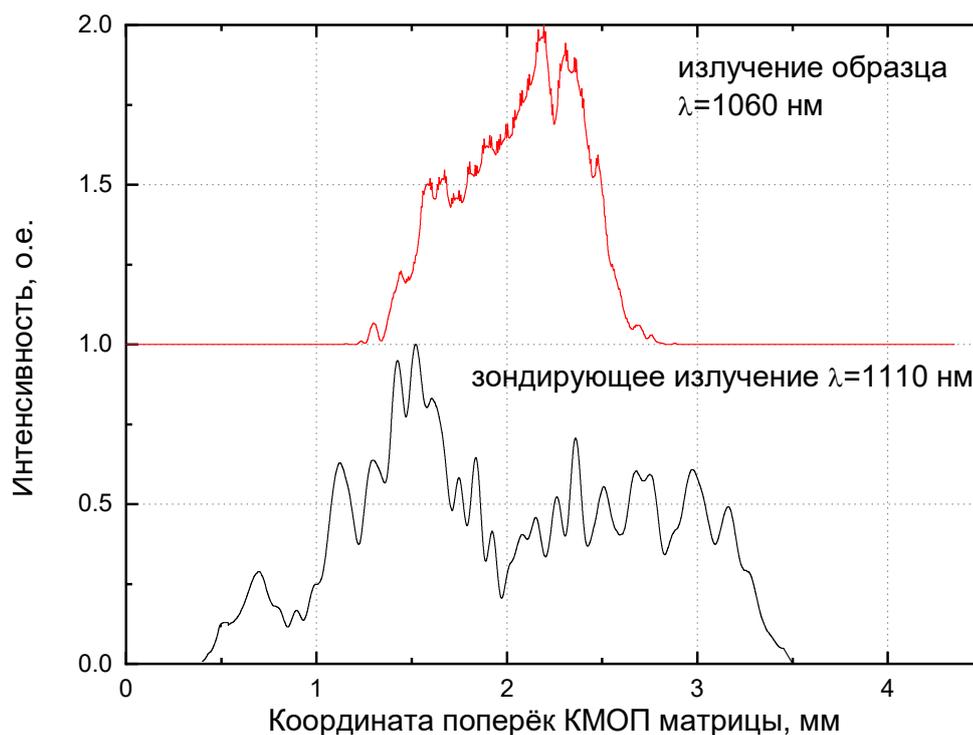


Рисунок 3.11 – Графики распределения излучения вдоль параллельного направления, определённые по рисунку 3.9 (каждая точка графика является суммой интенсивностей вдоль строки пикселей)

После всех необходимых предварительных экспериментов была собрана итоговая схема для измерения изменения коэффициента поглощения, представленная на рисунке 3.12. Вся схема была размещена на виброизолированном оптическом столе с пневматическими опорами. Для удобства было решено для накачки зондирующего лазера использовать импульсный режим работы с длительностью импульса зондирующего излучения 1 мкс, в несколько раз превышающей ширину импульса лазерного образца, импульс тока накачки около 100 нс. Два импульса синхронизированы, а частота повторения составляет 1 кГц - средние уровни мощности очень низкие. Уровень мощности зондирующего излучения составлял около 100 мВт. Для обоих лазеров с точностью менее  $0.1$  °С была обеспечена система стабилизации температуры через два элемента Пельтье и датчики Pt1000.

Излучение зондирующего лазера вводится в волновод исследуемого лазера через просветлённое зеркало резонатора с помощью оптической системы из асферических линз. Оптический изолятор настраивается на подавление обратного отражения зондирующего излучения. Он также подавляет большую часть лазерного излучения образца, но эта проблема в большей мере решается длинноволновым фильтром, расположенным между зондирующим лазером и оптическим изолятором. Второй фильтр защищает фотодиодный детектор от лазерного излучения образца.

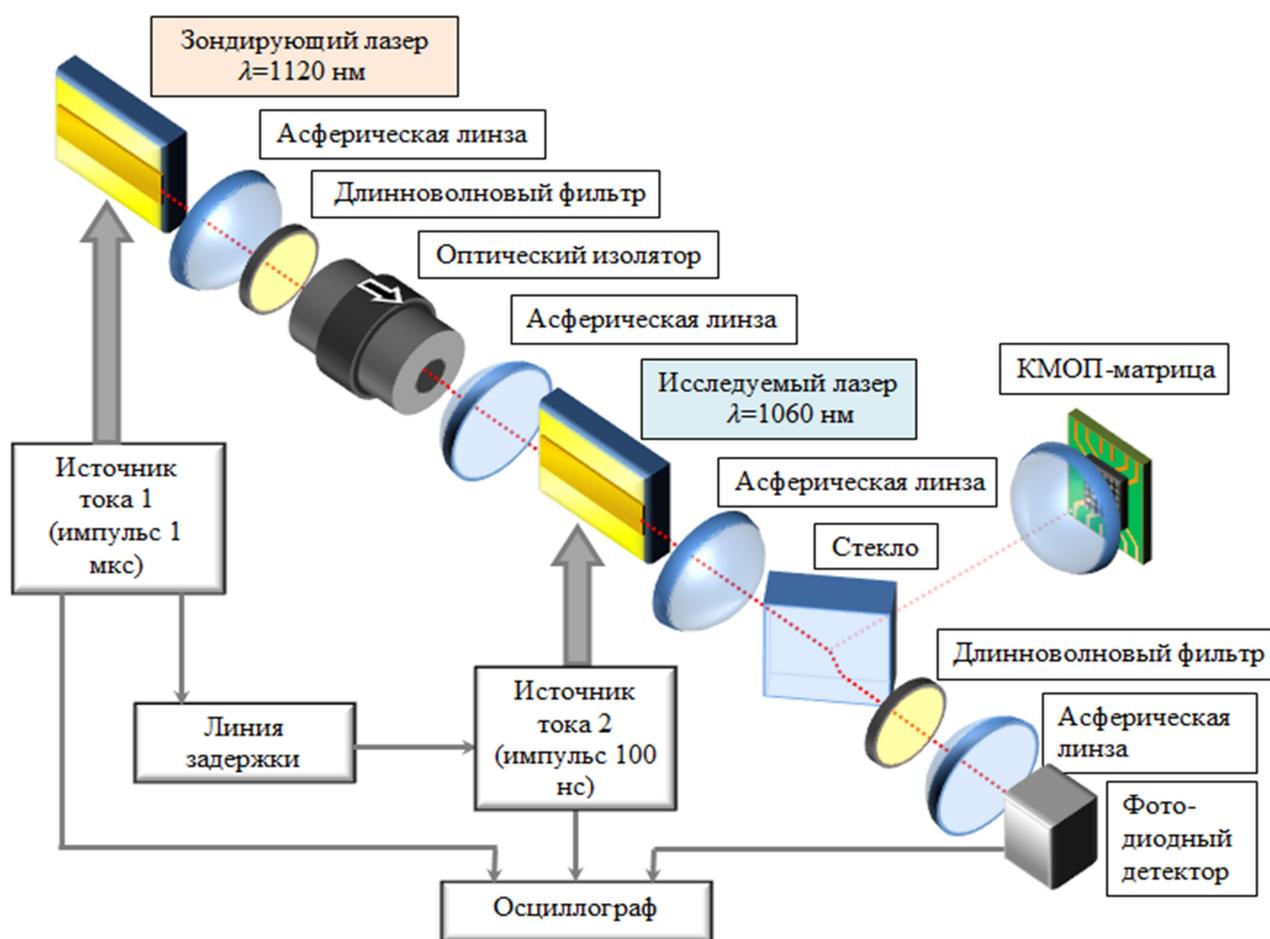


Рисунок 3.12 – Экспериментальная установка для исследования изменения коэффициента поглощения

Зондирующее излучение, выходящее через противоположное зеркало резонатора исследуемого лазера, собирается асферической линзой вместе с излучением исследуемого образца и направляется на стекло. Часть собранного излучения направляется на КМОП-матрицу, позволяющую контролировать качество ввода зондирующего излучения. Хотя матрица изготовлена на основе кремния, она может обнаруживать зондирующее излучение с длиной волны 1115 нм при более длительной выдержке. Излучение фокусировалось с помощью линзы, показанной на рис. 3.12.

Другая часть собранного излучения исследуемого образца и зондирующего излучения направляется на фотодиодный детектор, перед которым расположен второй длинноволновый фильтр, пропускающий только излучение зондирующего лазера. В качестве детектора использовался фотоприемник PDA05CF2 Thorlabs с полосой пропускания 150 МГц и светочувствительной площадью, в несколько раз превышающей изображение сфокусированного луча. Сигнал с фотоприемника регистрируется осциллографом (полоса

пропускания 200 МГц). Полоса пропускания фотоприемника и осциллографа достаточна для наших импульсов. В отсутствие импульса тока инжекции через исследуемый образец осциллограф регистрирует сигнал фотоответа зондирующего лазера. Импульс зондирующего излучения, поступающий в лазерный образец, имеет правильную форму (рисунок 3.13). На входе в кристалл образца и на выходе из кристалла импульс выглядит совершенно одинаково.

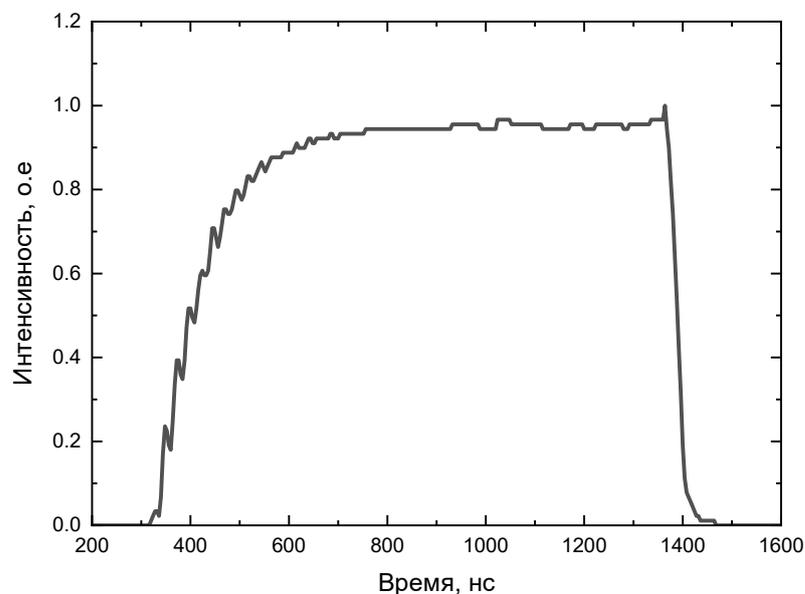


Рисунок 3.13 – Типичная осциллограмма импульса зондирующего излучения в отсутствие импульса тока инжекции через исследуемый образец

При подаче импульса тока накачки на исследуемый лазер поглощение на свободных носителях в его слоях возрастает и, следовательно, в этот момент амплитуда зондирующего излучения на выходе из лазера падает. Осциллограф регистрирует на сигнале фотоответа провал, по форме и длительности соответствующий импульсу тока накачки (рисунок 3.14).

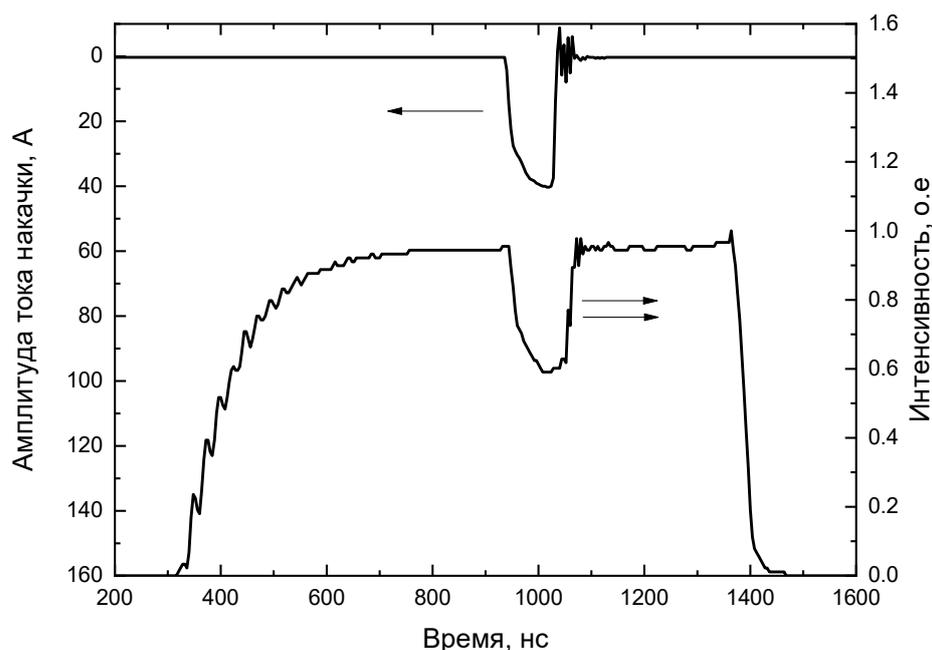


Рисунок 3.14 – Типичная осциллограмма импульса зондирующего излучения, выходящего из волновода образца, и соответствующий ей импульс тока лазерного образца

Юстировка системы проводилась как с помощью изображения на КМОП-матрице, так и по глубине провала на сигнале фототовета. На рисунке 3.15 представлено изображение лазерного чипа, полученное с помощью КМОП-матрицы. Если зондирующее излучение вводится в пассивную, не прокачиваемую током часть кристалла, то на фототовете не наблюдается провал, форма фототовета будет соответствовать сигналу в отсутствие импульса тока через исследуемый образец (рисунок 3.13). При этом изображения зондирующего и собственного излучений на матрице разнесены (рисунок 3.16 левая колонка). Ввод излучения оптимален, когда матрица обнаруживает зондирующее излучение в той же области, что и собственное излучение лазера, и их формы близки (рисунок 3.16 правая колонка). При этом провал на фототовете сильно зависит от амплитуды тока накачки образца (рисунок 3.17). Глубина этого провала, то есть величина модуляции, обеспечивает значения для расчета изменения поглощения в соответствии с выражением 3.4.

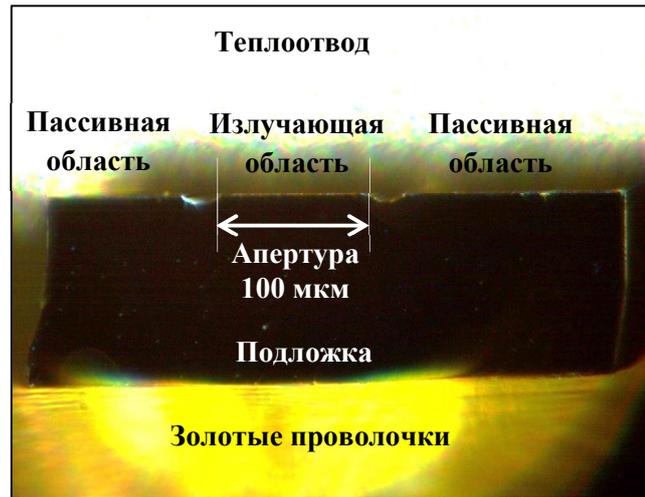


Рисунок 3.15 – Изображение лазерного чипа, полученное с помощью КМОП-матрицы

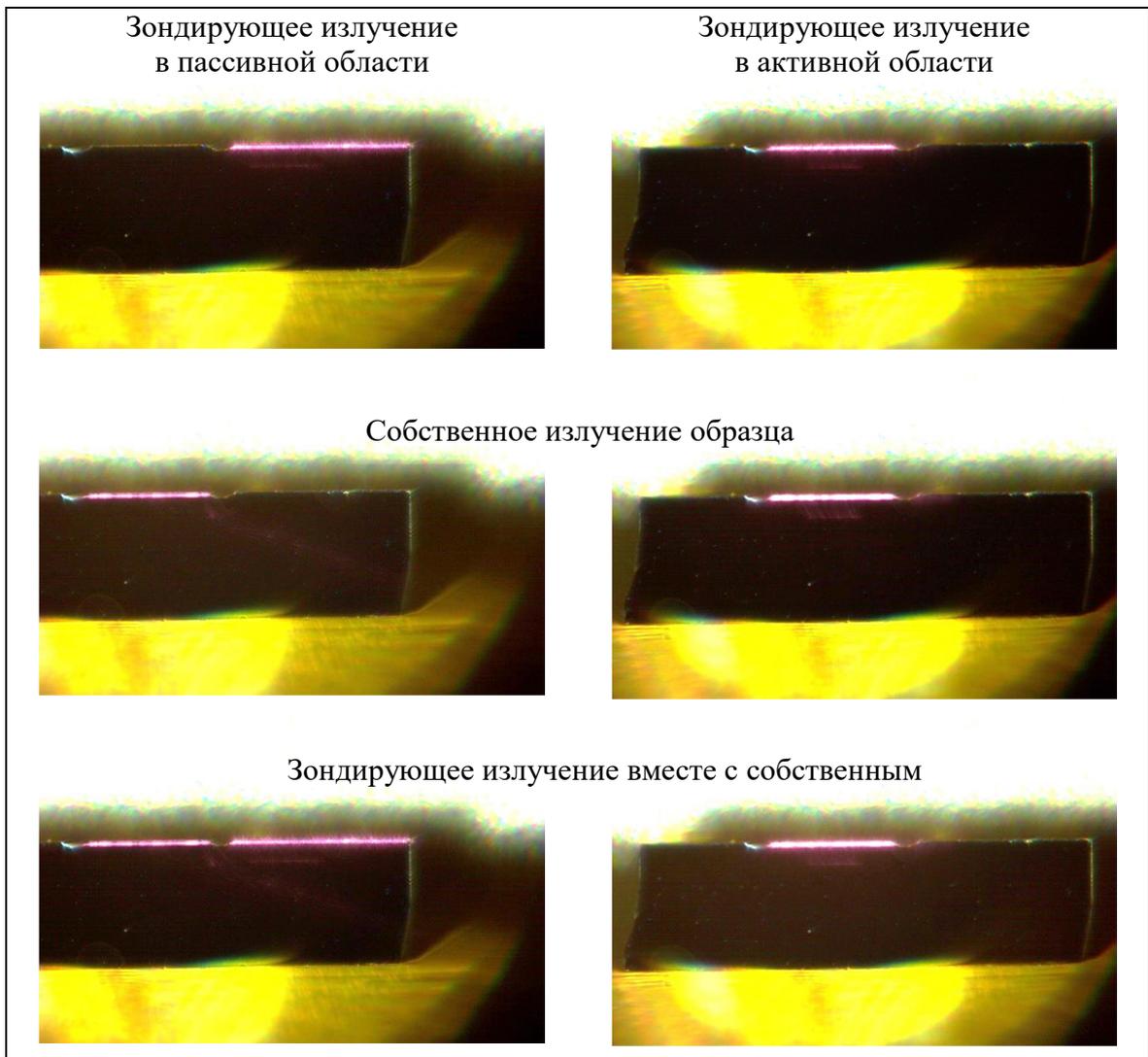


Рисунок 3.16 – Изображение зондирующего и собственного излучений, полученные с помощью КМОП-матрицы

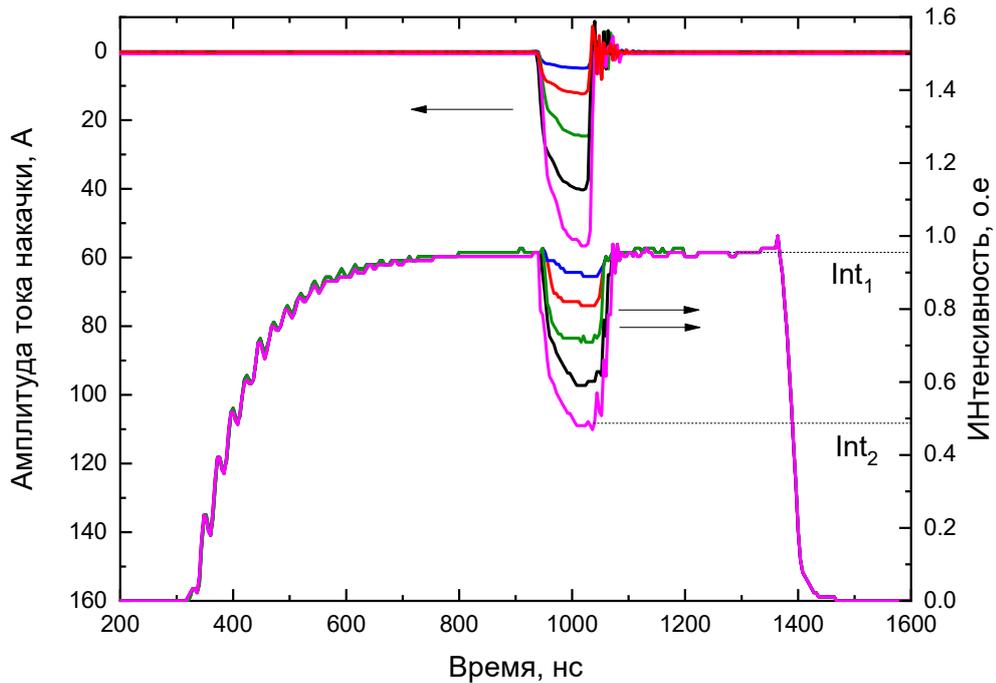


Рисунок 3.17 – Типичные осциллограммы импульса зондирующего излучения, выходящего из волновода образца, и соответствующие им импульсы тока лазерного образца

### Параграф 3.2. Исследования внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности в импульсном режиме работы

Для измерений были подготовлены наборы образцов по 5-10 штук для гетероструктуры каждого типа с длиной резонатора около 5100 мкм и коэффициентами отражения зеркал 5% ( $L=5100$  мкм,  $R_1=R_2=5\%$ ). Точные значения длины резонатора измерялись после изготовления кристалла с помощью оптического микроскопа. Отличия между образцами в партии были невелики, разброс длин резонатора составил менее 3%. Измерения изменения коэффициента поглощения с ростом тока накачки проводились при различных температурах. Максимальная технологически допустимая температура образцов составляла около  $100^{\circ}\text{C}$  (ограничена особенностями монтажа чипа). Максимально допустимый ток накачки ограничивался критическими плотностями тока и оптической мощности, при которых начиналась необратимая деградация образцов. Так как при увеличении температуры деградация наступает при меньших токах накачки, в большинстве экспериментов максимальная температура была снижена до  $70^{\circ}\text{C}$ . Таким образом, измерения большинства образцов проводились в диапазоне  $25-70^{\circ}\text{C}$  с шагом  $15-20^{\circ}\text{C}$ . Изменение коэффициента поглощения рассчитывалось по формуле 3.4.

Типичные результаты измерений для лазеров, изготовленных на основе гетероструктур №1-№6, представлены на рисунках 3.18-3.25. Зависимости поглощения довольно сложные и

для лазеров на основе разных типов гетероструктур заметно отличаются. Для всех исследуемых образцов зависимость изменения коэффициента поглощения от тока накачки представляет собой возрастающую функцию с резким изломом. При низких уровнях тока (менее 2А) поглощение сильно увеличивается с увеличением тока и достигает насыщения. Далее поглощение также зависит от тока, но эта зависимость слабее. Тем не менее, при высоких уровнях токовой накачки изменение коэффициента поглощения составляет единицы  $\text{см}^{-1}$ .

С ростом температуры зависимость поглощения претерпевает изменения, однако для разных конструкций гетероструктур эти изменения различаются. Более подробно они будут рассмотрены позже. Общим для всех типов конструкций является смещение излома в сторону больших токов накачки при росте температуры. Для более подробного рассмотрения этого эффекта была выбрана гетероструктура №3, так как она обладает большей температурной чувствительностью. Для нее на рисунке 3.21 представлена зависимость изменения коэффициента поглощения в увеличенном масштабе (ток накачки от 0 до 10 А) при различных температурах. Видно, что ток, при котором наблюдается резкий излом, с большой точностью соответствует значениям порогового тока, и соответственно увеличивается с ростом температуры. Важно отметить, что и для остальных образцов на основе всех гетероструктур излом зависимости изменения коэффициента поглощения всегда соответствует пороговому току данного образца.

Таким образом, вид зависимости поглощения от тока накачки можно объяснить тем, что ниже порога генерации носители заряда накапливаются в активной области. Их концентрация сильно зависит от плотности тока, поэтому и оптическое поглощение в активной области сильно зависит от плотности тока, что и наблюдается в этой части ветви зависимости поглощения от тока. На пороге генерации концентрация в активной области достигает своего порогового значения и далее с ростом тока остается почти постоянной. Дальнейший рост коэффициента поглощения преимущественно связан с накоплением носителей заряда в волноводе лазера. Можно заключить, что за порогом генерации рост плотности тока накачки (при неизменной температуре) мощного торцевого полупроводникового лазера приводит к росту оптического поглощения преимущественно в волноводных слоях его гетероструктуры. Такая зависимость поглощения будет наблюдаться для всех образцов, в которых имеется лазерная генерация независимо от типа гетероструктуры, а ток, при котором наблюдается излом, всегда соответствует пороговому току лазера. Для всех гетероструктур в таблице 3.2 представлены значения изменения коэффициента поглощения на пороге генерации при  $25^{\circ}\text{C}$ . Они лежат в диапазоне от 0.2 до 0.6  $\text{см}^{-1}$ . Из таблицы видно, что близкие по конструкции гетероструктуры, такие как №2 и №3, или №5 и №6, имеющие одинаковые активные области, одинаковые коэффициенты оптического ограничения, близкие пороговые концентрации

носителей заряда, обладают близкими значениями изменения коэффициента поглощения на пороге генерации ( $0.25$  и  $0.3 \text{ см}^{-1}$ ,  $0.38$  и  $0.43 \text{ см}^{-1}$ , соответственно).

Значения измеренного поглощения, его градиент зависимости от тока и температурная стабильность для разных гетероструктур заметно отличаются. Для удобства дальнейшего анализа результаты, полученные для лазеров на основе гетероструктур №1-№3 с широкими волноводами (рисунки 3.18-3.20) будут рассмотрены отдельно от лазеров на основе гетероструктур №4-№6 с узкими волноводами (рисунки 3.23-3.25).

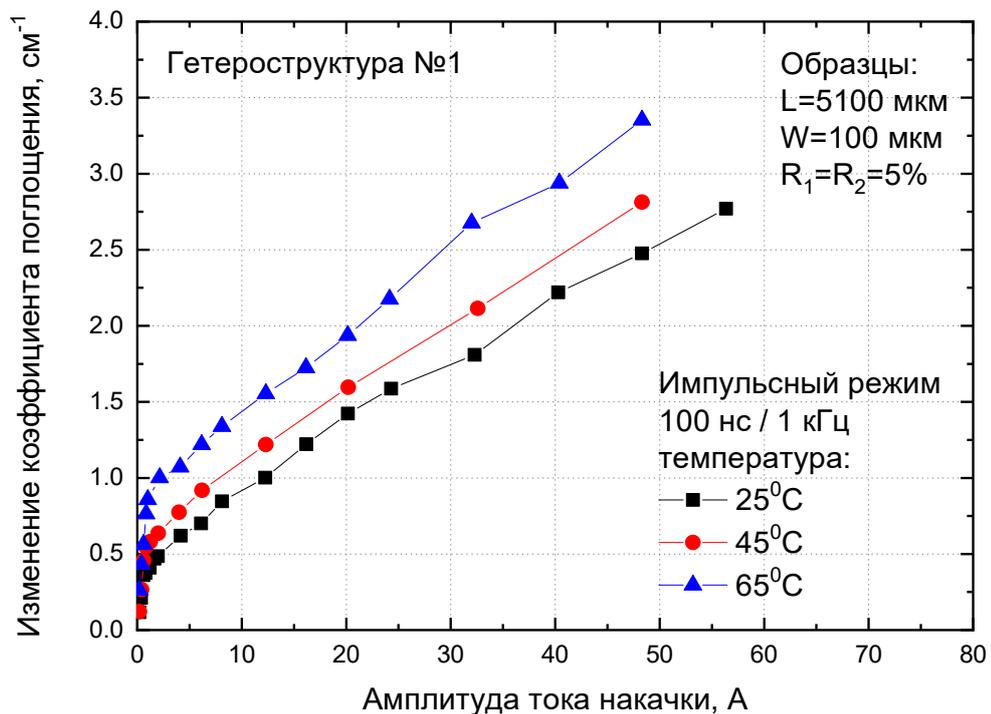


Рисунок 3.18 – Зависимость изменения поглощения на свободных носителях от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №1

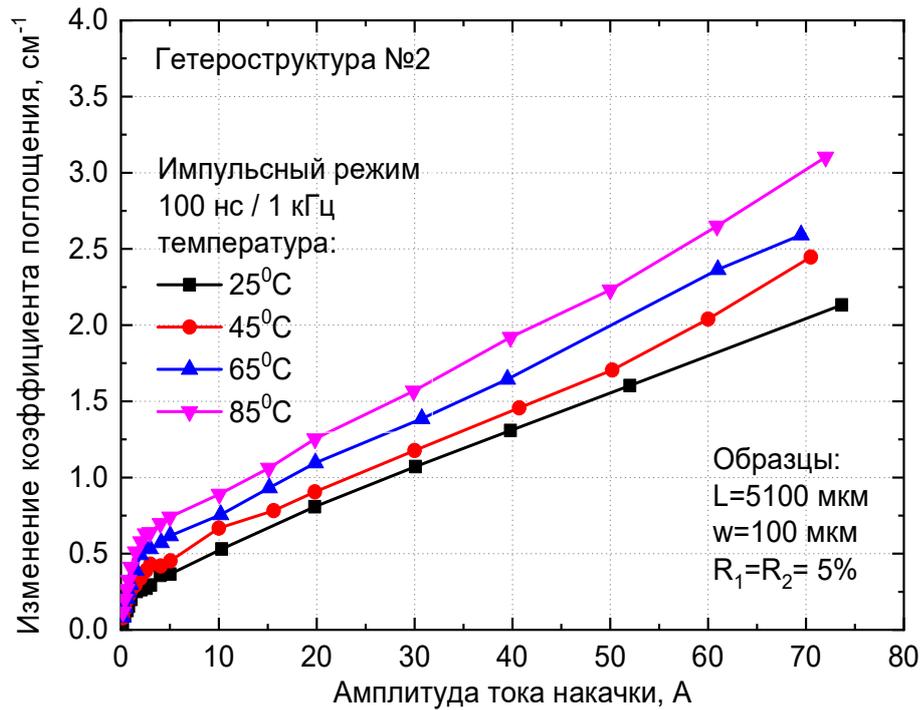


Рисунок 3.19 – Зависимость изменения поглощения на свободных носителях от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №2

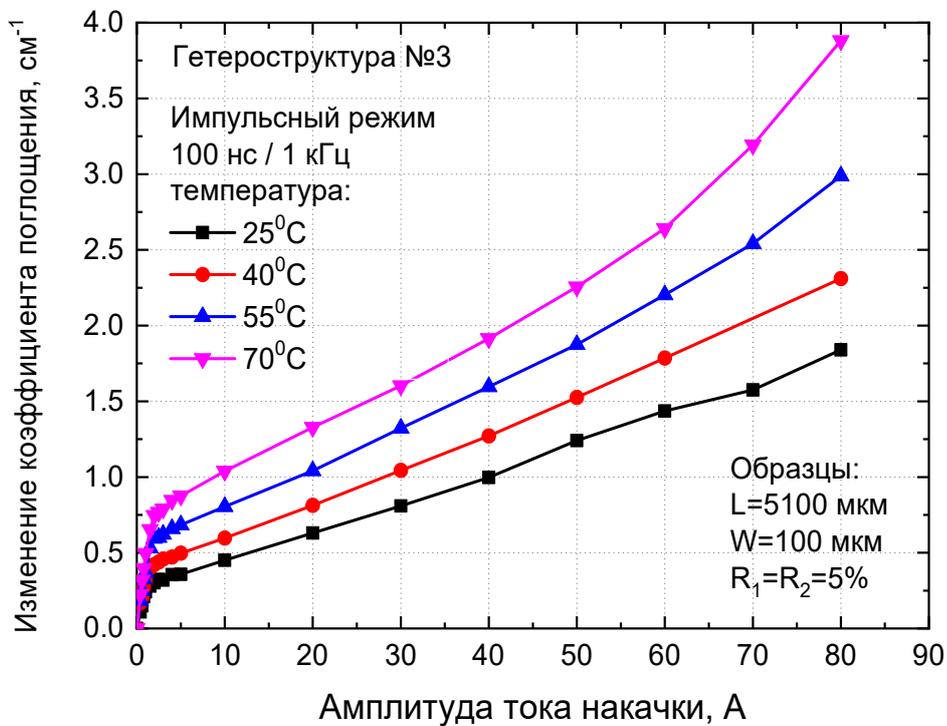


Рисунок 3.20 – Зависимость изменения поглощения на свободных носителях от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №3

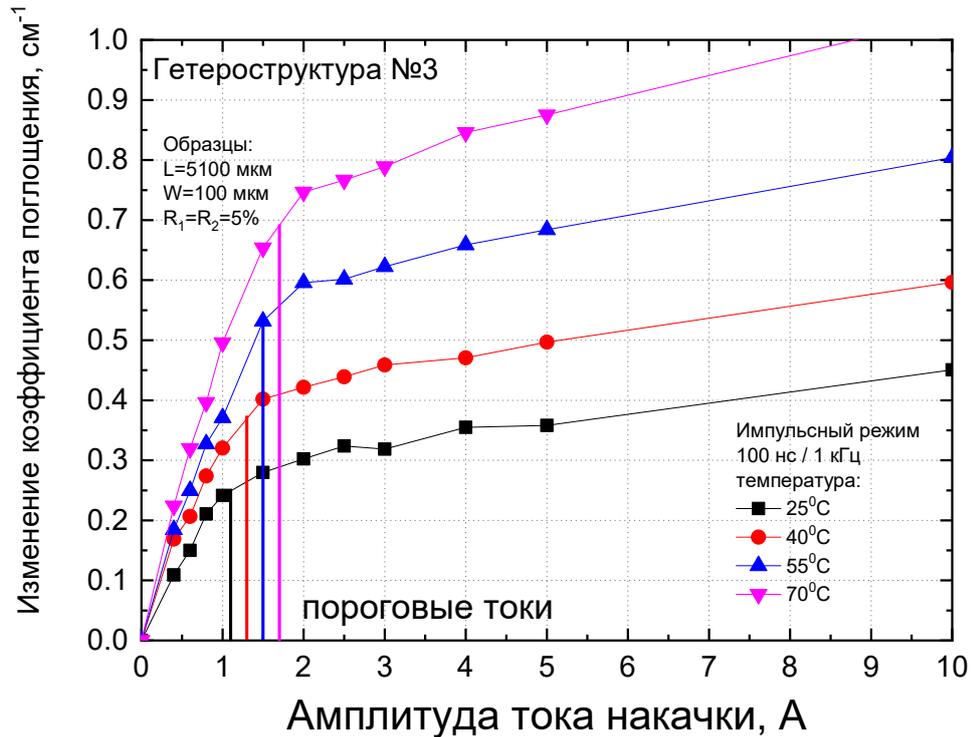


Рисунок 3.21 – Зависимость изменения поглощения на свободных носителях от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №3

Для всех лазеров с широкими волноводами с повышением температуры увеличивается пороговый ток и соответствующее ему значение изменения коэффициента оптического поглощения, что хорошо известно [130], а также увеличивается градиент зависимости поглощения ниже и выше порога. Это наиболее наглядно показано на рисунке 3.21, однако характерно для всех образцов. Как известно, в общем случае поглощение определяется сечением поглощения и концентрацией носителей заряда (формула 1.37). Температурную зависимость поглощения можно объяснить двумя следующими механизмами: температурной зависимостью сечения поглощения и температурной зависимостью концентрации носителей заряда. При увеличении температуры сечение поглощения возрастает (даже если концентрация носителей заряда одинакова), однако, малоизвестно, заметно ли изменяется сечение поглощения в выбранном диапазоне температур. Ниже порога генерации концентрация носителей заряда в основном определяется скоростью спонтанной рекомбинации. Для лазеров высокого качества на основе GaAs при низкой плотности тока можно пренебречь механизмами безызлучательной рекомбинации и рекомбинацией в волноводе. Таким образом, ток накачки и концентрация носителей заряда в квантовой яме связаны выражением 3.5 [131]:

$$j = eM_{qw}B(T)n_{qw}^2, \quad (3.5)$$

где  $j$  — плотность тока накачки,  $e$  — заряд электрона,  $M_{qw}$  — число квантовых ям в активной области,  $B$  — коэффициент излучательной рекомбинации,  $n_{qw}$  — концентрация носителей заряда в квантовых ямах.

Коэффициент  $B$  уменьшается с ростом температуры [131], поэтому, как видно из (3.5), при постоянной плотности тока  $j$  повышение температуры приводит к увеличению концентрации носителей  $n_{qw}$ , в результате чего происходит рост градиента поглощения.

Выше порога генерации более сильный рост поглощения при увеличении температуры можно объяснить более сильным накоплением носителей заряда в волноводе. С ростом температуры падает подвижность носителей заряда, уменьшается коэффициент диффузии. Тем не менее, этот эффект сравнительно мал и в конечном счёте рост температуры мощного торцевого полупроводникового лазера (при неизменном токе накачки) приводит к росту оптического поглощения преимущественно в активной области его гетероструктуры.

Для всех гетероструктур с широким волноводом зависимости поглощения от тока накачки выше порога близки к линейным при всех температурах, за исключением гетероструктуры №3. Образцы на её основе при температуре  $55^{\circ}\text{C}$  и выше имеют сверхлинейную зависимость поглощения (рис. 3.20) при плотности тока выше  $10 \text{ кА/см}^2$ . Такое поведение можно объяснить относительно плохой локализацией носителей заряда в КЯ гетероструктуры №3. Действительно, в этой гетероструктуре квантовые ямы ограничены слоями GaAs волновода, их энергетическая глубина оказывается меньше, чем для КЯ остальных гетероструктур, что может способствовать делокализации носителей заряда, особенно при повышенных температурах [68]. Так, гетероструктура №2, имеющая аналогичную конструкцию, но более глубокие квантовые ямы, даже при  $85^{\circ}\text{C}$  не проявила никаких сверхлинейных эффектов. Было решено провести измерения изменения коэффициента поглощения для гетероструктуры №2 вплоть до более высоких плотностей тока. Для этого были изготовлены лазеры с длиной резонатора 2200 мкм и просветленными зеркалами. Результаты измерений показаны на рисунке 3.22. Изготовленные короткие лазерные образцы имеют пороговую плотность тока  $350 \text{ А/см}^2$  ( $25^{\circ}\text{C}$ ), в то время как аналогичные образцы с длиной резонатора 5100 мкм —  $250 \text{ А/см}^2$  ( $25^{\circ}\text{C}$ ). Эта значительная разница вызвана соответствующей разницей внешних оптических потерь ( $13.6$  и  $5.9 \text{ см}^{-1}$ ). Лазеры с коротким резонатором имеют более высокую концентрацию носителей заряда в КЯ и, как видно из рисунка 3.22, значения изменения коэффициента поглощения на пороге генерации для них также выше:  $0.43 \text{ см}^{-1}$  для лазеров с коротким резонатором и  $0.25 \text{ см}^{-1}$  для лазеров с длинным резонатором. То есть более высокие внешние оптические потери приводят к более высокой

пороговой концентрации носителей заряда в активной области и к более высокому поглощению в активной области.

Выше порога генерации зависимости изменения поглощения от плотности тока для обеих длин резонатора на каждой температуре имеют близкий градиент роста. При плотностях тока накачки свыше  $12 \text{ кА/см}^2$  и температуре  $85^\circ\text{C}$  у лазера на основе гетероструктуры №2 не наблюдается заметных изменений характера зависимости коэффициента поглощения.

Из рисунков 3.18-3.20 видно, что при равных токах накачки (более порога генерации) для гетероструктуры №1 значения изменения коэффициента поглощения более высокие и быстрее растут с током, чем для гетероструктур №2 и №3. При близких значениях коэффициента поглощения на пороге генерации гетероструктур №2 и №3, гетероструктура №3 имеет меньшую зависимость поглощения от тока накачки. Однако подробное описание и сопоставление поведения оптического поглощения в гетероструктурах будет проведено позже, когда будут рассчитаны полные значения внутренних оптических потерь и внутренняя квантовая эффективность.

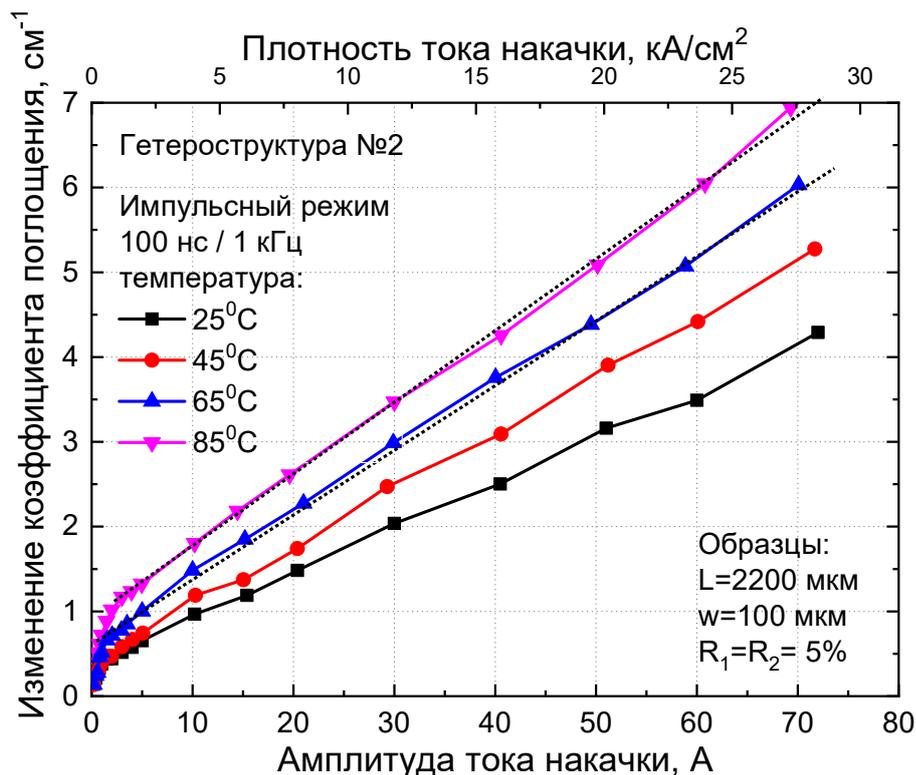


Рисунок 3.22 – Зависимость изменения поглощения на свободных носителях от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №2

Результаты измерений изменения поглощения для лазеров с узкими волноводами представлены на рисунках 3.23-3.25. Общей чертой для лазеров со сверхузкими волноводами является сублинейная зависимость изменения коэффициента поглощения от тока при токах выше порогового. Наибольшим градиентом роста коэффициента поглощения с током накачки обладает гетероструктура №4. При схожих конструкциях волновода и активной области гетероструктура №6 имеет меньшую зависимость поглощения от тока накачки, чем гетероструктура №5.

Характер изменения поглощения с температурой для лазеров с узкими волноводами ниже порога генерации приблизительно такой же, как и для лазеров с широкими волноводами, и, скорее всего, имеет аналогичную природу. Свыше порога генерации для лазеров на основе гетероструктуры №4 с волноводом толщиной 200 нм температурная зависимость изменения коэффициента поглощения выражена слабо, однако в целом аналогична результатам, полученным для лазеров с широкими волноводами, то есть с увеличением температуры немного растут как значение изменения поглощения, так и его градиент. В то же время для лазеров с волноводами 100 нм (гетероструктуры №5 и №6) наблюдается аномальная температурная зависимость поглощения. При высоких токах накачки с ростом температуры поглощение на свободных носителях значительно уменьшается и заметно снижается градиент зависимости оптического поглощения от тока, причем для гетероструктуры №6 с ростом температуры градиент зависимости поглощения снижается сильнее, чем для гетероструктуры №5. Надёжное объяснение этого эффекта пока что отсутствует, поскольку, по нашим данным, этот эффект ещё ни разу не наблюдался в эксперименте в полной мере, и не был предсказан в теории.

Очевидно, что основной причиной такого поведения оптического поглощения становятся особенности транспорта носителей заряда через слаболегированные части эмиттеров гетероструктуры со сверхузким волноводом. При изменении температуры меняется баланс выброса носителей из волновода в эмиттеры и утечки носителей из слаболегированных в сильнолегированные части эмиттеров. Вероятно, именно это и становится причиной падения концентрации носителей в слоях гетероструктуры и за счёт этого, падения коэффициента поглощения.

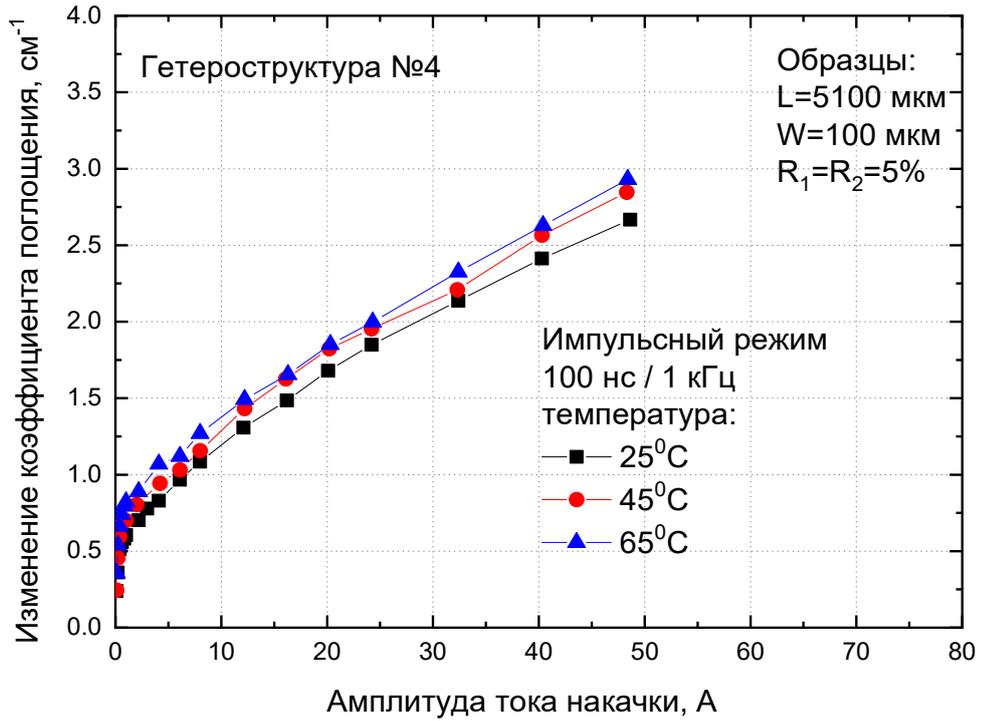


Рисунок 3.23 – Зависимость изменения поглощения на свободных носителях от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №4

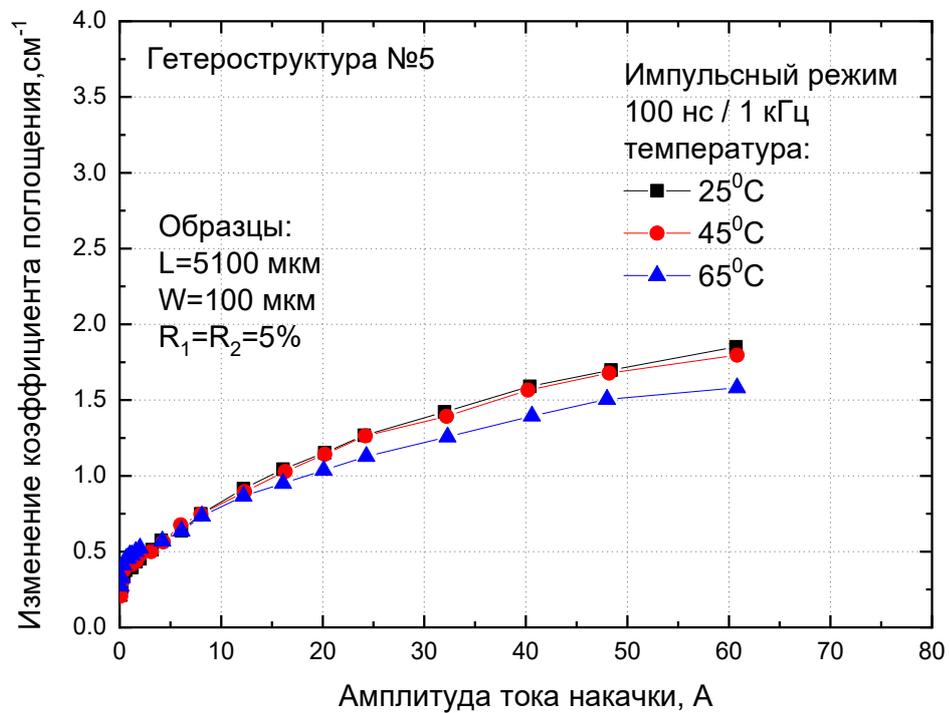


Рисунок 3.24 – Зависимость изменения поглощения на свободных носителях от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №5

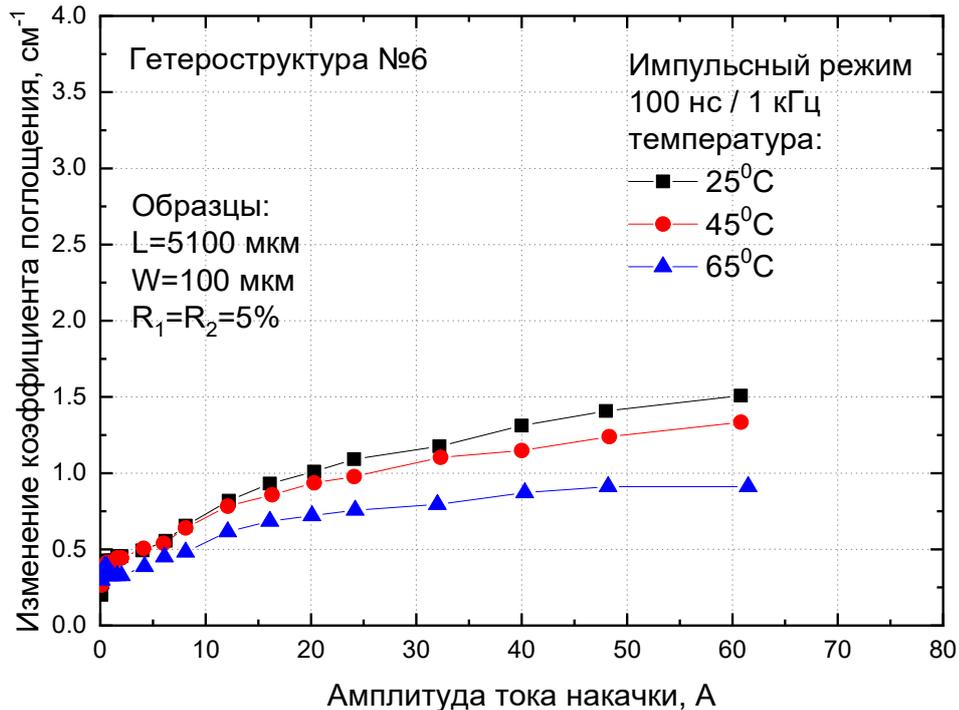


Рисунок 3.25 – Зависимость изменения поглощения на свободных носителях от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №6

Чтобы подробнее описать и сопоставить полученные результаты для разных гетероструктур, преобразуем полученные зависимости изменения коэффициента поглощения (рисунки 3.18-3.21 и 3.23-3.25) в величины внутренних оптических потерь. Как было указано выше, от полного оптического поглощения в гетероструктуре, т. е. от величины внутренних потерь в лазере, изменение коэффициента поглощения  $\Delta\alpha_{int}$  отличается на некое постоянное слагаемое, которое не зависит от тока и обусловлено рассеяниями на примесях и неоднородностях волновода. Для преобразования  $\Delta\alpha_{int}$  во внутренние оптические потери лазера необходимо не только определить не зависящую от тока часть внутренних оптических потерь (встроенные потери), но и учесть спектральную зависимость поглощения на свободных носителях. В главе 1 было показано, что коэффициент поглощения на свободных носителях имеет степенную зависимость от длины волны излучения [107]. Точная зависимость поглощения на свободных носителях от длины волны неизвестна и не может быть надежно рассчитана, однако длины волн собственного излучения образца и излучения зонда (1060 нм и 1115 нм) близки друг к другу, поэтому соответствующая ошибка невелика и ей можно пренебречь (параграф 1.4 глава 1).

Для расчета встроенных внутренних оптических потерь были использованы значения измеренных традиционным способом [132] внутренних оптических потерь на пороге лазерной генерации (непрерывный режим 25<sup>0</sup>С). Измеренное на пороге генерации методом ввода

зондирующего излучения значение изменения коэффициента поглощения  $\Delta\alpha_{int}(I_{th})$  всегда меньше полного значения внутренних оптических потерь. Разность этих двух значений и дает искомое постоянное слагаемое, то есть встроенные потери, которые от тока не зависят. Сумма встроенных потерь и измеренных значений  $\Delta\alpha_{int}(I)$  определяет истинную зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки, причем, в точке  $I = I_{th}$  эта зависимость по определению проходит через значение оптических потерь, измеренных стандартным методом. Отметим, что такой подход допустим только тогда, когда образцы, просветлённые с обеих сторон, имеют внешние оптические потери и, следовательно, пороговые концентрации носителей, аналогичные обычным лазерным диодам. Как было указано выше, это условие выполняется только для образцов длиной 5100 мкм.

Например, гетероструктура №1 имеет пороговое значение внутренних оптических потерь  $0.58 \text{ см}^{-1}$ , измеренное стандартным способом, а изменение коэффициента поглощения на пороге генерации равно  $0.41 \text{ см}^{-1}$  при  $25^{\circ}\text{C}$ . Разница между ними  $0.17 \text{ см}^{-1}$  будут считаться встроенными потерями, не зависящими от тока накачки. Гетероструктура №2 имеет пороговое значение внутренних оптических потерь  $0.4 \text{ см}^{-1}$ , а изменение коэффициента поглощения при пороговом токе  $0.25 \text{ см}^{-1}$ , поэтому встроенные потери составляют  $0.15 \text{ см}^{-1}$ . Результаты для всех остальных гетероструктур представлены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 – Значения оптических потерь для гетероструктур №1-№6 при температуре  $25^{\circ}\text{C}$

	1	2	3	4	5	6
Полные внутренние оптические потери $\alpha_{int}, \text{ см}^{-1}$	0.58	0.4	0.7	0.9	0.76	1.43
Изменение коэффициента поглощения $\Delta\alpha_{int}, \text{ см}^{-1}$	0.41	0.25	0.3	0.6	0.38	0.43
Встроенные потери, $\text{ см}^{-1}$	0.17	0.15	0.4	0.3	0.38	1

Как видно из таблицы 3.2 близкие значения встроенных оптических потерь имеют гетероструктуры №1 и №2, а также гетероструктуры №3-№5. Гетероструктуры №1 и №2 имеют нелегированный AlGaAs волновод. Гетероструктуры №3-№5 объединяет тот факт, что оптическое поле по большей части распространяется в слаболегированной области конструкции (в волноводе – для гетероструктуры №3 и в слаболегированной части эмиттера для лазеров с узкими нелегированными GaAs волноводами). Таким образом, даже слабый уровень легирования области распространения оптического поля обеспечивает дополнительные не зависящие от тока встроенные оптические потери. Также, судя по экспериментальным данным, вклад во встроенные потери вносят искусственные барьерные слои – встроенные потери для

гетероструктуры №6 составляют  $1 \text{ см}^{-1}$ , что значительно больше, чем для всех остальных гетероструктур. Следует ещё раз подчеркнуть, что высокие пороговые потери в лазерах на основе гетероструктуры №6 определяются в основном встроенными потерями, которые могут быть при необходимости уменьшены за счёт оптимизации легирования слоёв. Зависимости внутренних оптических потерь от тока и температуры будут представлены ниже, очевидно, что характер зависимостей внутренних оптических потерь от тока накачки и температуры будет полностью повторять характер зависимостей изменения коэффициента поглощения.

Полученные зависимости внутренних оптических потерь позволяют рассчитать ВКЭ полупроводникового лазера при наличии ВТАХ для того же лазера. Выходная мощность лазера (формула 1.13) определяется двумя основными факторами: внутренними оптическими потерями и внутренней квантовой эффективностью. В таком случае зная мощность лазера и его внутренние оптические потери можно по остаточному принципу рассчитать ВКЭ. Для этого были дополнительно измерены зависимости выходной оптической мощности лазерных образцов с длиной резонатора 5100 мкм. Для таких лазеров с обоими просветленными зеркалами пиковая выходная мощность измерялась с обоих зеркал по очереди и суммировалась. Измерения проводились при тех же температурах, что и измерения коэффициента поглощения, результаты представлены на рисунках 3.26 – 3.31.

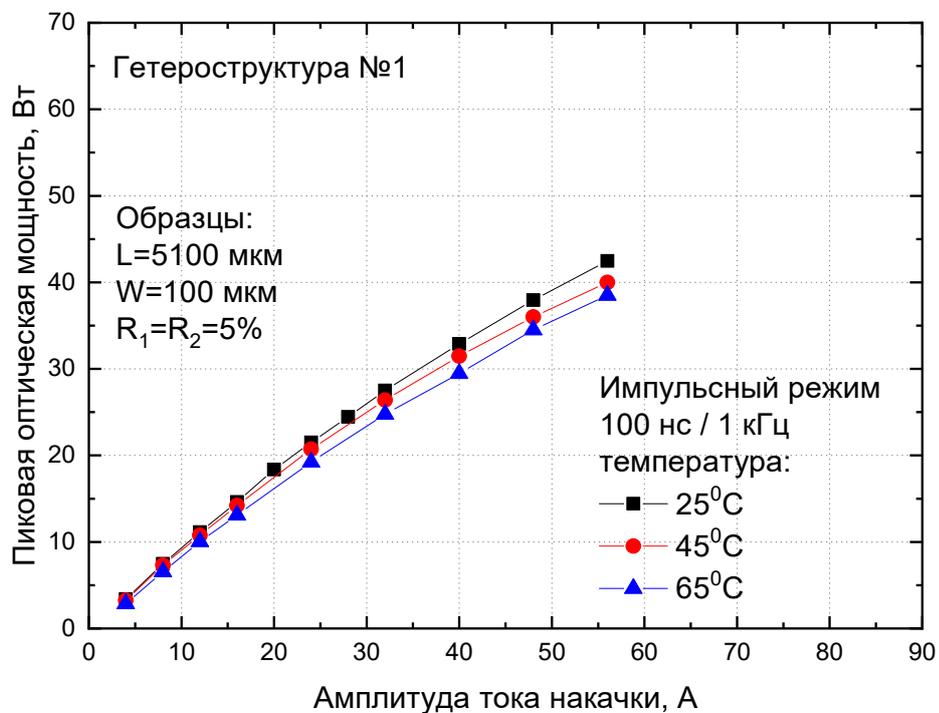


Рисунок 3.26 – ВТАХ лазеров на основе гетероструктуры №1 с длиной резонатора 5100 мкм и просветленными зеркалами

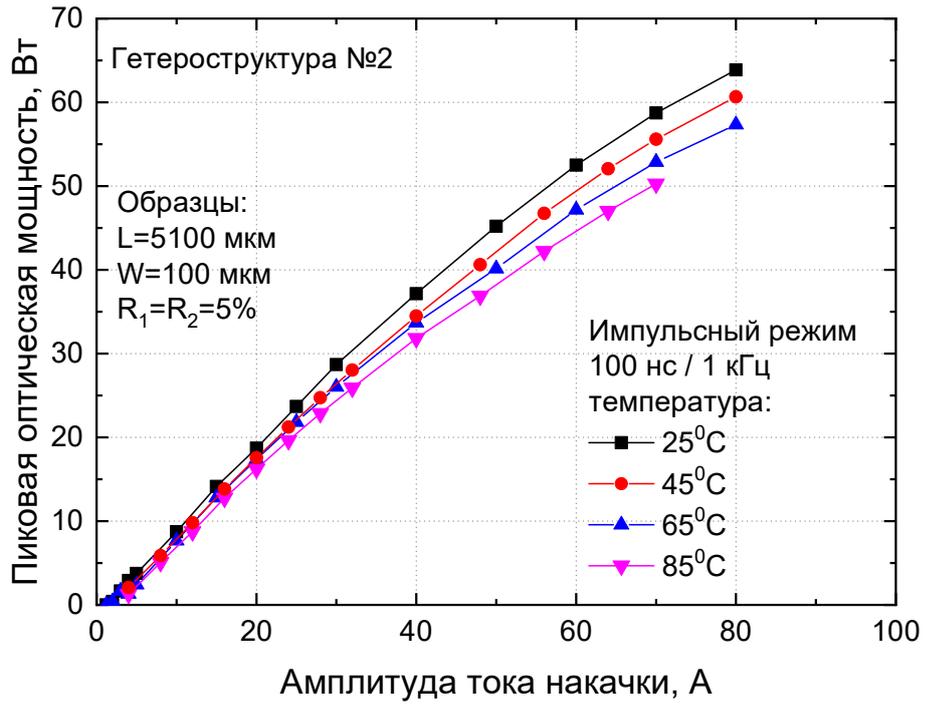


Рисунок 3.27 – ВТАХ лазеров на основе гетероструктуры №2 с длиной резонатора 5100 мкм и просветленными зеркалами

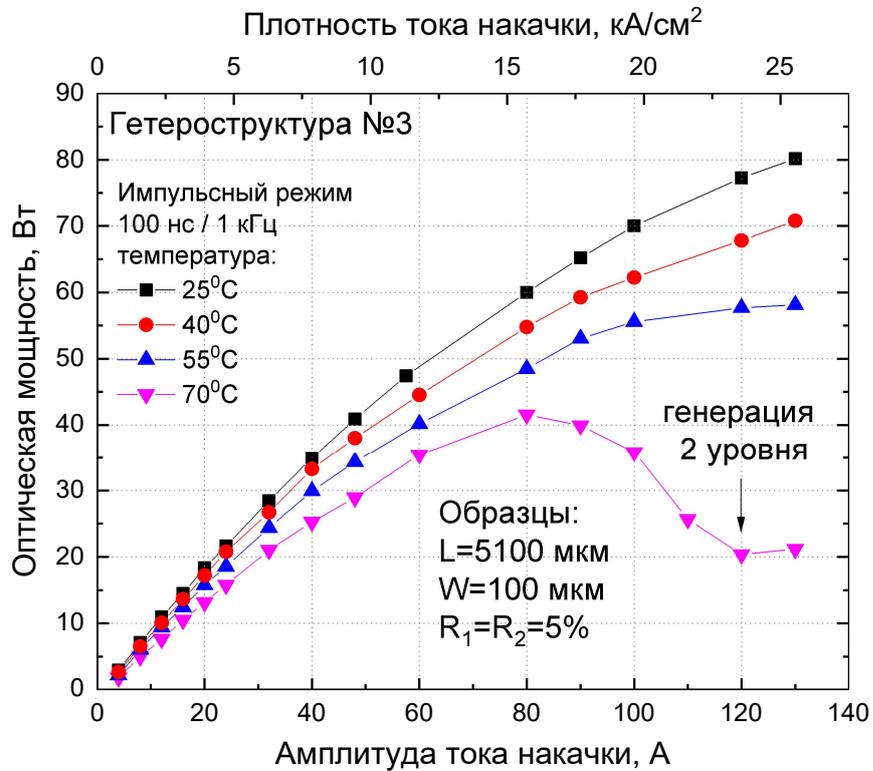


Рисунок 3.28 – ВТАХ лазеров на основе гетероструктуры №3 с длиной резонатора 5100 мкм и просветленными зеркалами

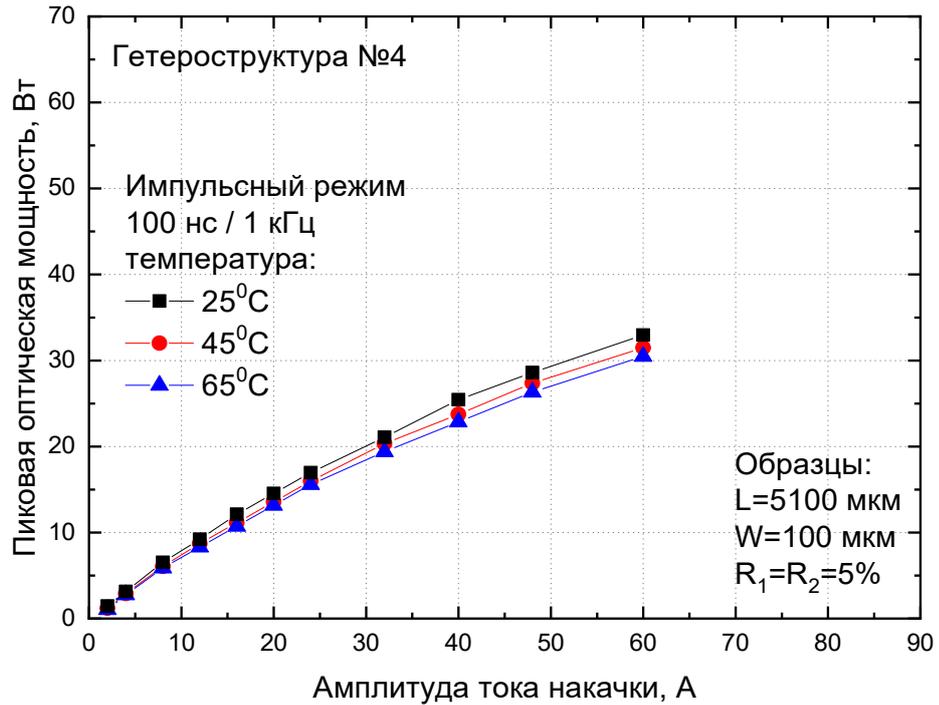


Рисунок 3.29 – ВтАХ лазеров на основе гетероструктуры №4 с длиной резонатора 5100 мкм и просветленными зеркалами

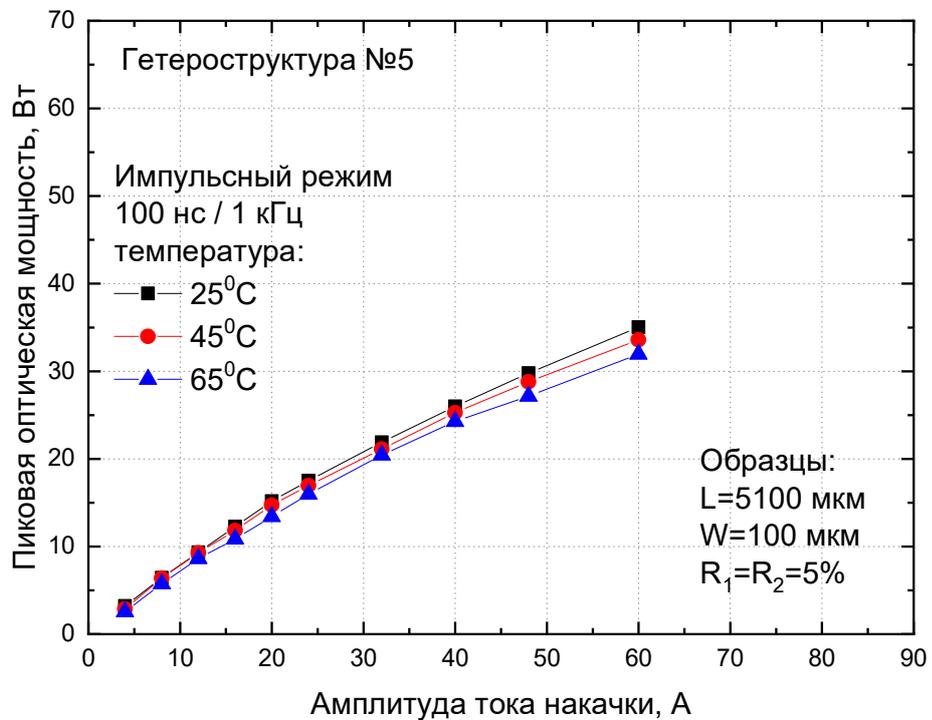


Рисунок 3.30 – ВтАХ лазеров на основе гетероструктуры №5 с длиной резонатора 5100 мкм и просветленными зеркалами

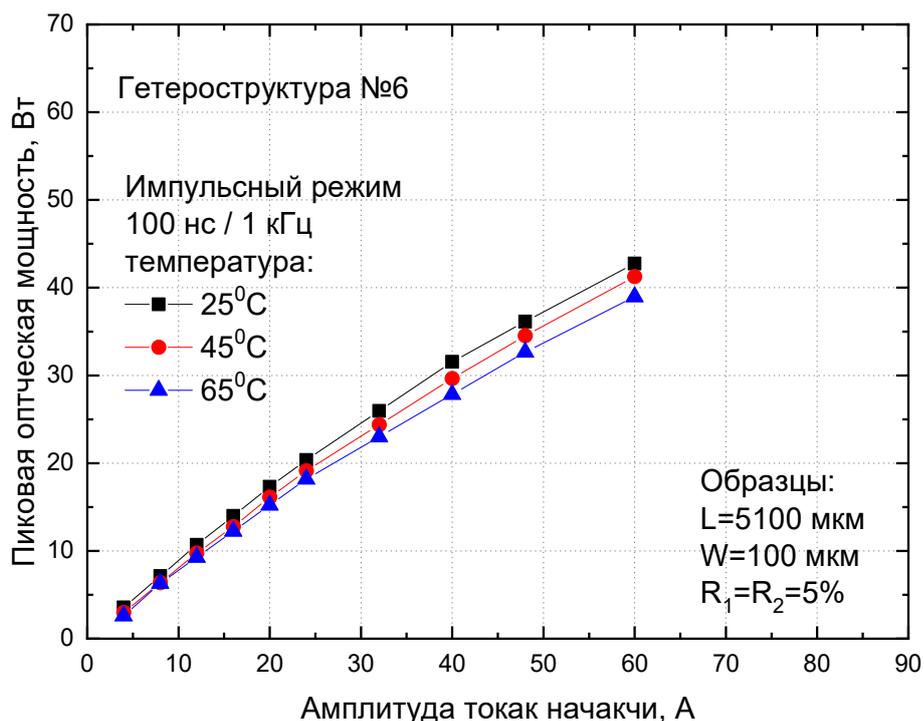


Рисунок 3.31 – ВТАХ лазеров на основе гетероструктуры №6 с длиной резонатора 5100 мкм и просветленными зеркалами

Сравнивая рисунки 3.26-3.31 с рисунками 2.27,2.28 видно, что для лазеров с длиной резонатора 5100 мкм и двумя просветленными зеркалами линейность ВТАХ и максимальная мощность заметно выше, чем для образцов с длиной резонатора 3 мм и непросветленными гранями. Аналогичные результаты продемонстрировали авторы работ [19,133]. Это обусловлено различным соотношением внутренних и внешних оптических потерь для лазеров с разными параметрами резонатора и более подробно рассмотрено в [133]. С качественной точки зрения соотношение мощностей и особенностей ВТАХ лазеров на основе шести различных гетероструктур для  $L=5100$  мкм,  $R_1=R_2=5\%$  (рисунки 3.26-3.31) полностью аналогично лазерам с  $L=3000$  мкм,  $R_1=R_2=30\%$  (рисунки 2.27, 2.28).

Для всех образцов наблюдается снижение мощности при увеличении температуры. Зависимости оптической мощности от температуры до тока накачки 60 А для всех гетероструктур не имеют особенностей. Однако ввиду температурной нелинейности внутренних оптических потерь гетероструктуры №3, интересно проследить дальнейшее поведение ее ВТАХ вплоть до токов накачки 140 А (предел возможностей накачки). Несмотря на высокую плотность тока, все образцы из партии выдержали комплекс измерений без признаков деградации. Из рисунка 3.28 видно, что при температуре 55°C и выше и плотности тока свыше 10 кА/см<sup>2</sup> наблюдается насыщение ВТАХ. При температуре 70°C после насыщения ВТАХ было зафиксировано дальнейшее снижение мощности. При дальнейшем увеличении

амплитуды тока начинается генерация со второго уровня размерного квантования [134], что хорошо заметно на спектрах лазерной генерации (рисунок 3.32). Также по рисунку видно, что на спектрах генерации наблюдается очень слабый длинноволновый сдвиг, то есть саморазогревом лазера можно пренебречь и наблюдаемые насыщение и спад мощности носят нетемпературный характер.

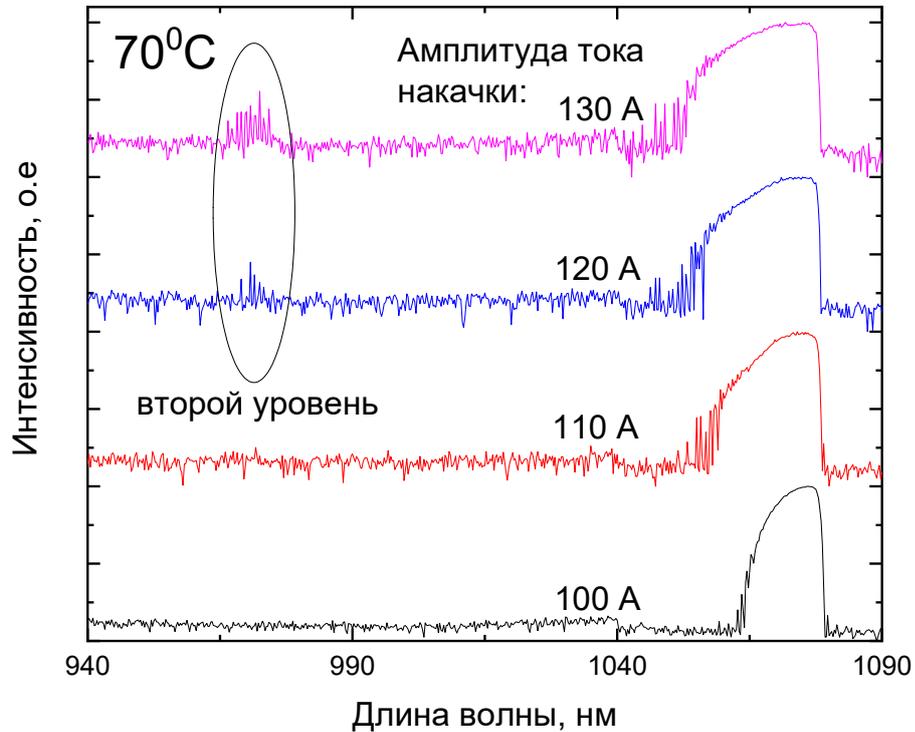


Рисунок 3.32 – Спектры лазерной генерации в логарифмическом масштабе в зависимости от тока накачки для лазеров на основе гетероструктуры №3 с параметрами резонатора  $L=5100$  мкм,  $R_1=R_2=5\%$  при температуре  $70^\circ\text{C}$

Таким образом, для образцов лазеров с обоими просветлёнными зеркалами и длиной  $5100$  мкм были измерены все необходимые параметры (оптическая мощность, внутренние оптические потери и длина волны), что позволило по формуле 3.6 рассчитать ВКЭ:

$$\eta_i(I) = \frac{P_{out}(I)}{(I-I_{th})} \frac{e}{h\nu} \frac{(\alpha_{out} + \alpha_i(I))}{\alpha_{out}}, \quad (3.6)$$

где  $I$  – ток накачки,  $P_{out}$  – выходная мощность,  $I_{th}$  – пороговый ток,  $e$  – заряд электрона,  $h\nu$  – энергия фотона,  $\alpha_{out}$  – внешние и  $\alpha_i$  – внутренние оптические потери.

Таким образом, рассчитанные внутренние оптические потери и зависимости ВКЭ для всех гетероструктур №1-№6 представлены на рисунках 3.33-3.38, соответственно.

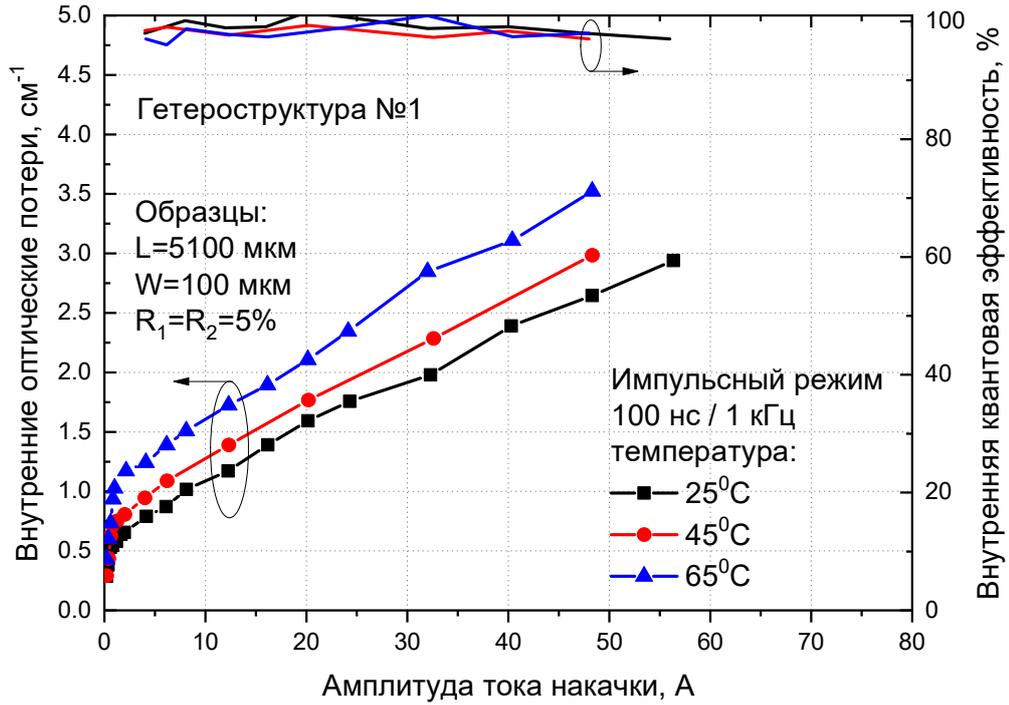


Рисунок 3.33 – Зависимость внутренних оптических потерь и ВКЭ от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №1

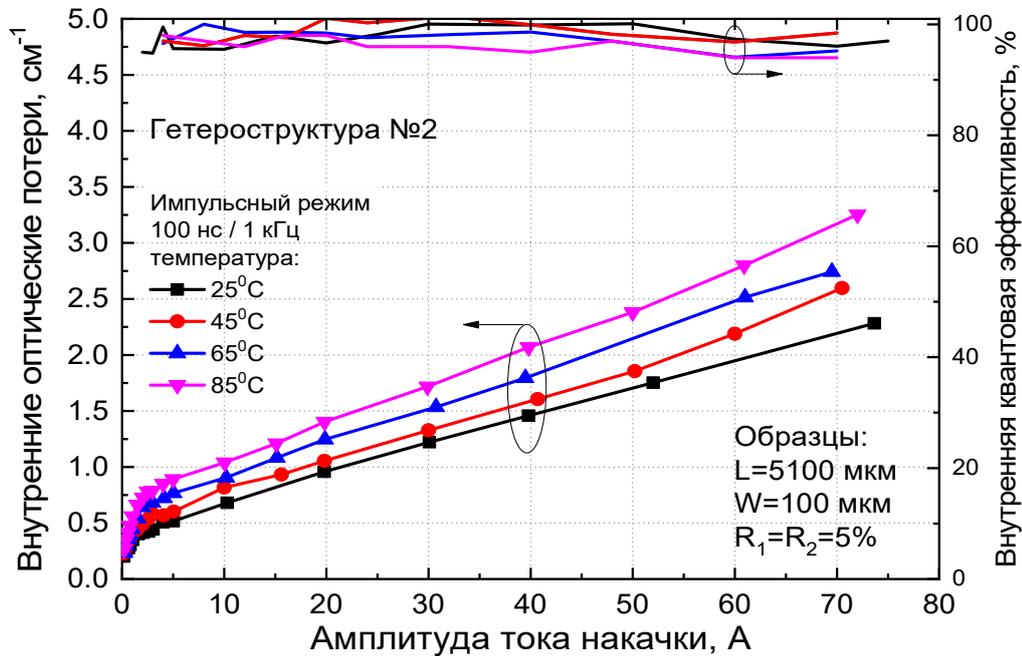


Рисунок 3.34 – Зависимость внутренних оптических потерь и ВКЭ от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №2

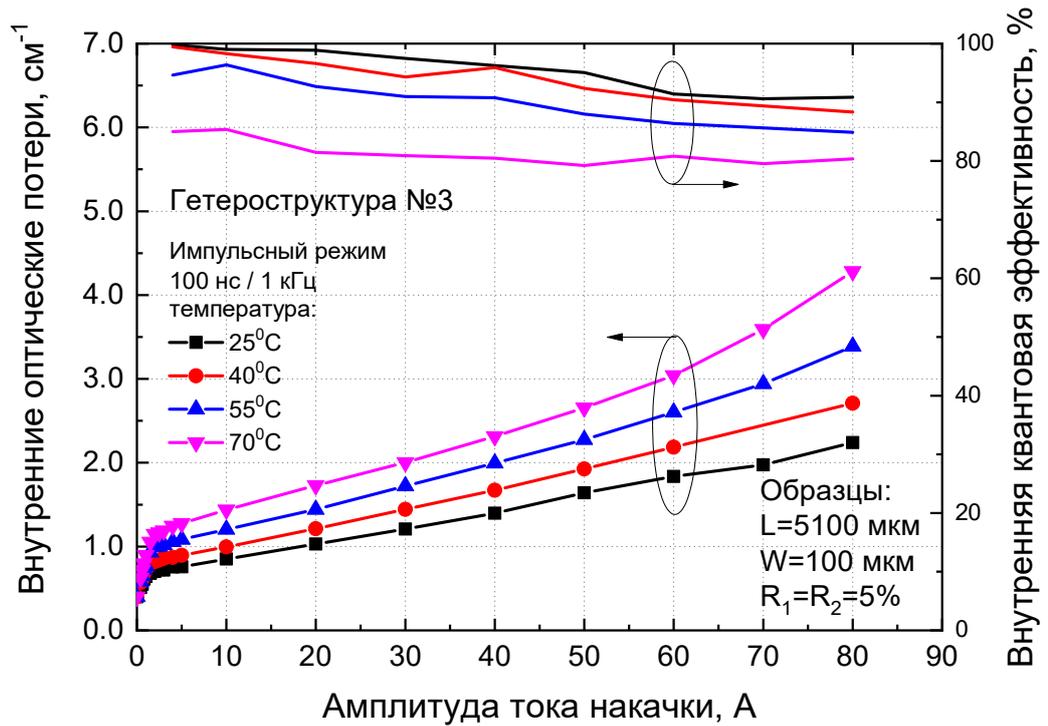


Рисунок 3.35 – Зависимость внутренних оптических потерь и ВКЭ от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №3

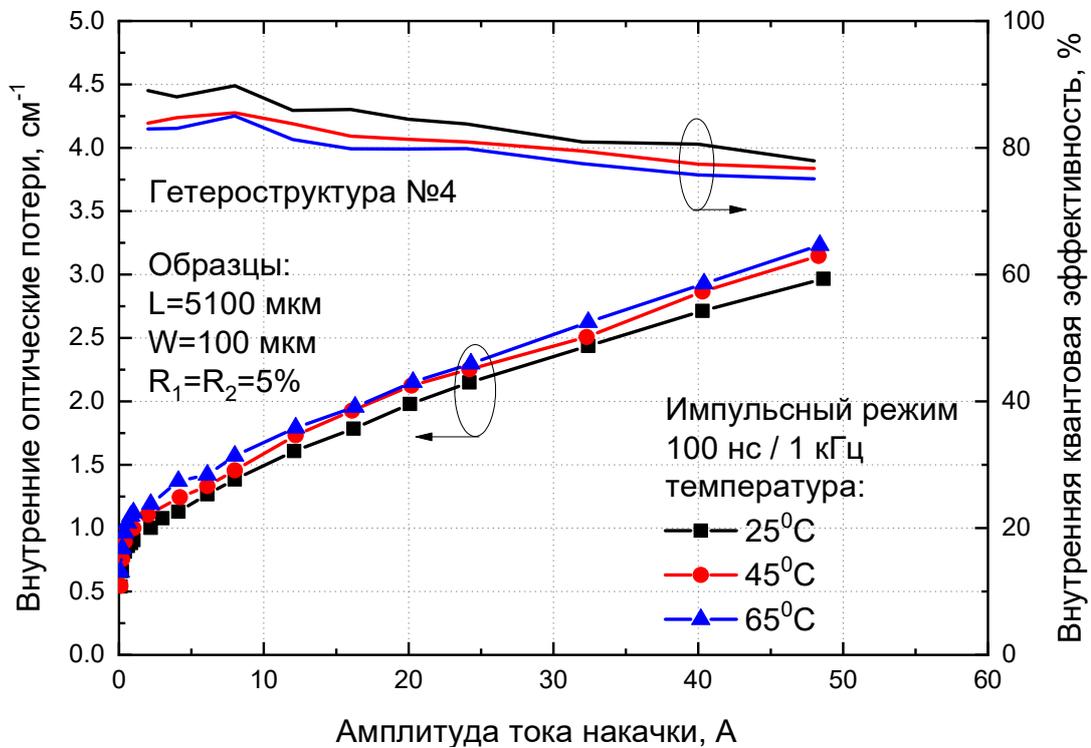


Рисунок 3.36 – Зависимость внутренних оптических потерь и ВКЭ от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №4

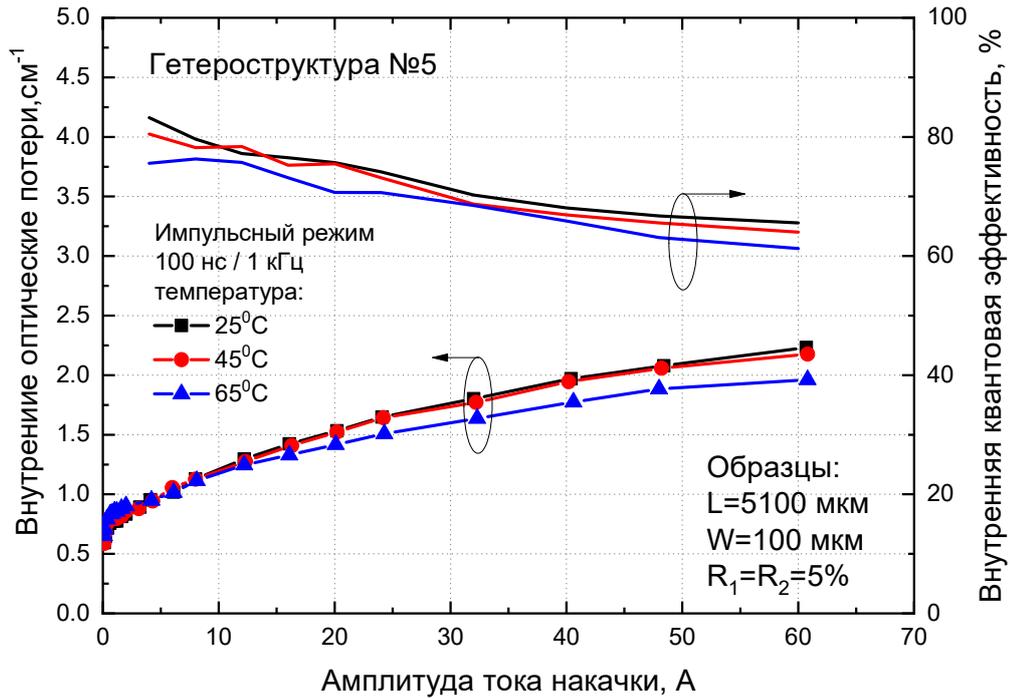


Рисунок 3.37 – Зависимость внутренних оптических потерь и ВКЭ от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №5

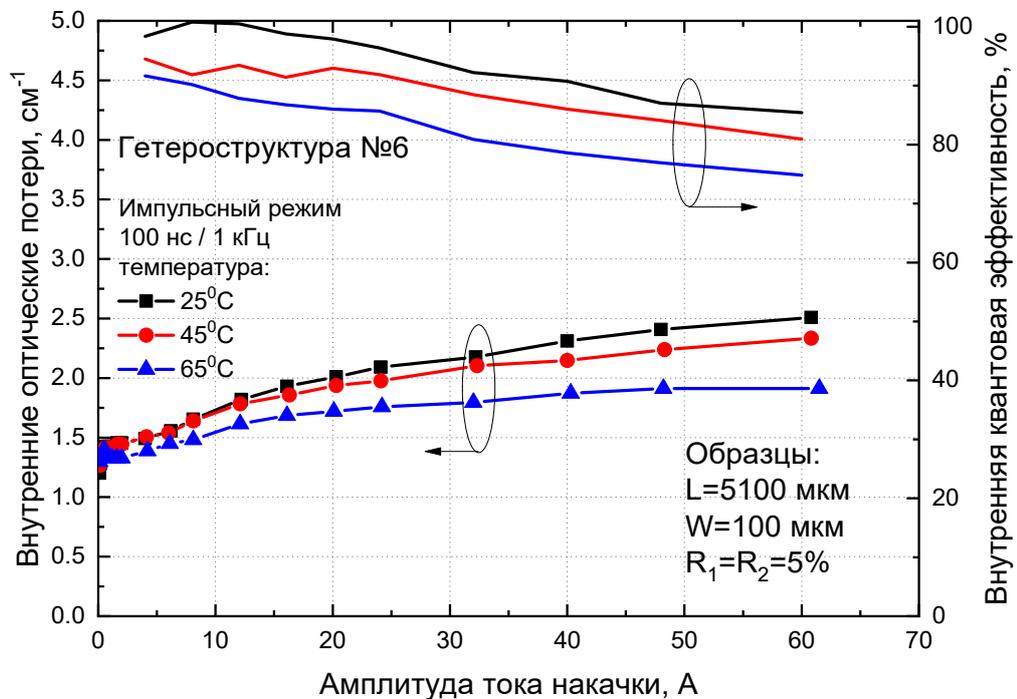


Рисунок 3.38 – Зависимость внутренних оптических потерь и ВКЭ от тока накачки при различных температурах для лазеров на основе гетероструктуры №6

Зависимости ВКЭ от тока и температуры отличаются для разных гетероструктур. С ростом температуры ВКЭ снижается для всех гетероструктур кроме №1 и №2. Гетероструктуры №1 и №2 имеют ВКЭ близкий к 100%, слабо зависящий как от температуры, так и тока накачки. Это связано с тем, что волновод из AlGaAs обеспечивает большую глубину активной области, что препятствует делокализации носителей заряда из активной области. В лазерах со сверхузкими (100-200 нм) волноводами и лазерах со слабой локализацией носителей заряда в активной области наблюдается заметное падение внутренней квантовой эффективности с ростом тока и температуры.

Для удобства сравнения полученных результатов для лазеров с широкими и сверхузкими волноводами зависимости ВКЭ и внутренних оптических потерь для 25<sup>0</sup>С приведены на рисунках 3.39 и 3.40, для гетероструктур №1-3 и №4-6 соответственно.

Среди лазеров с широкими волноводами гетероструктура №1 обладает наибольшим градиентом зависимости потерь от тока (рисунок 3.39). Возможно, причина быстрого роста потерь заключается в большой оптической плотности мощности в ее волноводе. Учитывая слабую зависимость ВКЭ от тока накачки, насыщение мощности при высоком уровне тока вызвано именно быстрым ростом внутренних оптических потерь. Гетероструктуры №2 и №3 обладают меньшими внутренними оптическими потерями и более слабой их зависимостью от тока, чем гетероструктура №1. Гетероструктура №3 имеет пороговое значение внутренних оптических потерь выше, чем гетероструктура №2, но градиент зависимости внутренних оптических потерь от тока при этом значительно ниже. При токах выше 25 А гетероструктура №3 демонстрирует меньшие потери, чем гетероструктура №2. Это связано с тем, что гетероструктура №3 имеет легированный GaAs волновод с улучшенным транспортом носителей заряда, что приводит к меньшей зависимости внутренних оптических потерь от тока. В то же время использование GaAs волновода приводит к плохой локализации носителей заряда в КЯ и падению ВКЭ с ростом тока. ВКЭ для гетероструктуры №3 с ростом тока накачки снижается до 88 % при 15 кА/см<sup>2</sup>. Падение ВКЭ и высокие пороговые потери в лазерах на основе гетероструктуры №3 стали причиной меньшей оптической мощности, по сравнению с лазерами на основе гетероструктуры №2.

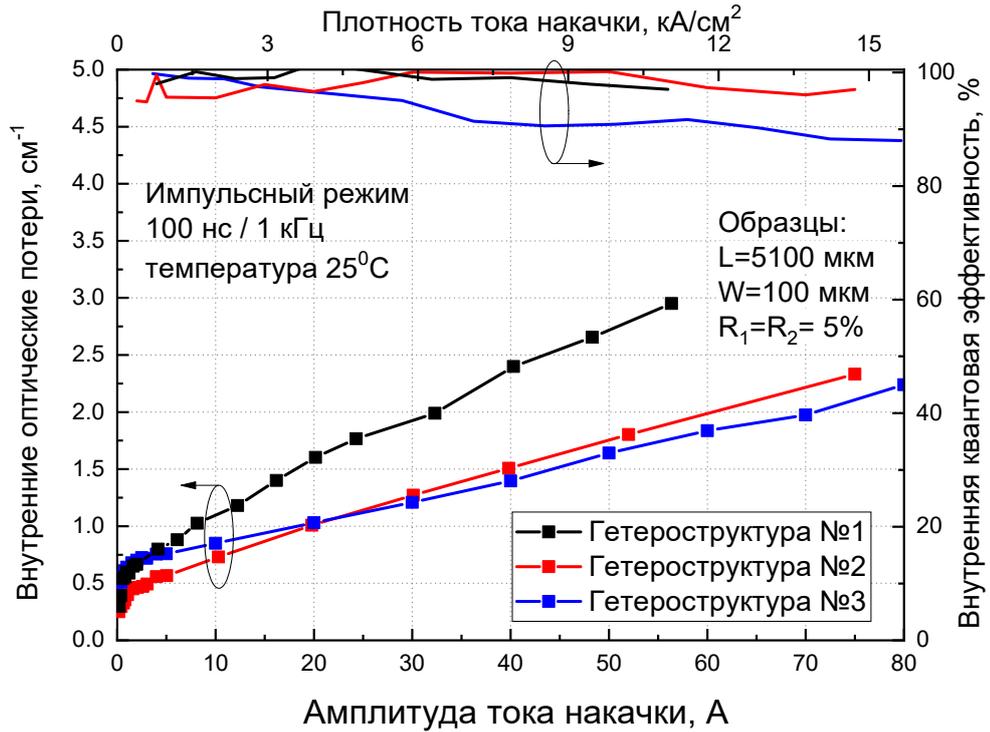


Рисунок 3.39 – Зависимость внутренних оптических потерь и ВКЭ от тока накачки при температуре  $25^\circ\text{C}$  для лазеров на основе гетероструктур №1-3

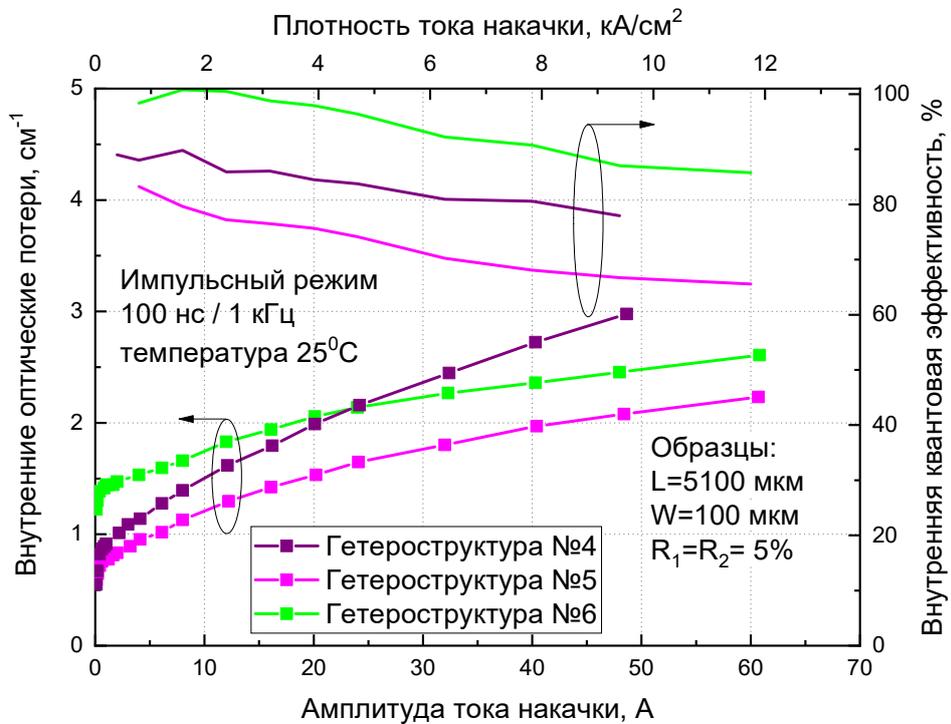


Рисунок 3.40 – Зависимость внутренних оптических потерь и ВКЭ от тока накачки при температуре  $25^\circ\text{C}$  для лазеров на основе гетероструктур №3-6

Для гетероструктур №4-6 со сверхузкими волноводами градиенты зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки заметно различаются. Максимальный градиент потерь наблюдается у гетероструктуры №4 с волноводом толщиной 200 нм. В сочетании с сильным падением ВКЭ, лазеры из гетероструктуры №4 продемонстрировали наименьшую линейность ВТАХ и наименьшую выходную оптическую мощность. Сужение волновода до 100 нм в гетероструктуре №5, позволило значительно подавить роста внутренних оптических потерь, но при этом понизилась и ВКЭ. В целом для гетероструктуры №5 это привело к некоторому улучшению мощностных характеристик. Введение барьерных слоев в конструкцию гетероструктуры №6 с одной стороны позволило повысить пороговую ВКЭ до 97% (при этом его зависимость от тока накачки осталась примерно такой же, как и для гетероструктуры №5). С другой стороны, наличие барьерных слоев привело к сильному увеличению внутренних оптических потерь на пороге, но зато позволило снизить их градиент зависимости от тока накачки. Повышение ВКЭ и снижение градиента внутренних оптических потерь в сумме скомпенсировали увеличение порогового значения потерь так, что лазеры на основе гетероструктуры №6 продемонстрировали более линейную ВТАХ и большую оптическую мощность. Выходная оптическая мощность для лазеров на основе гетероструктуры №6 оказалась сопоставимой с лазерами на основе гетероструктуры №1.

### **Параграф 3.3. Исследования внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности в непрерывном режиме работы**

Представленная методика измерения коэффициента поглощения предназначена для исследования лазеров, работающих в импульсном режиме. Определение зависимостей внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности от тока накачки для непрерывного режима более сложная задача, так как необходимо учитывать саморазогрев лазера. Поскольку измерения внутренних оптических потерь от тока накачки были проведены для ряда температур в диапазоне от +25 до +85<sup>0</sup>С, появилась возможность распространить анализ внутренних оптических потерь и на непрерывный режим лазерной генерации.

Для этих исследований были выбраны гетероструктуры №2 и №3, продемонстрировавшие наибольшую оптическую мощность, как в импульсном, так и непрерывном режимах работы. Полученные для образцов с длиной резонатора L=5100 мм и просветлёнными зеркалами (AR) ( $R_1=R_2=5\%$ ) токовые и температурные зависимости внутренних оптических потерь будут лежать в основе настоящих исследований. Однако проводить анализ работы именно этих образцов в непрерывном режиме неудобно и не

показательно: во-первых, для образцов такой большой длины для работы в непрерывном режиме усложняется технология монтажа и контроля качества пайки чипа на теплоотвод. Во-вторых, образцы с такими параметрами резонатора значительно менее чувствительны к росту внутренних оптических потерь. Их ватт-амперные и спектральные характеристики слабее зависят от тока и температуры, что отмечается в работах [19,135]. Для примера на рисунке 3.41 представлены основные зависимости (ВАХ, ВтАХ, КПД) лазера на основе гетероструктуры 3 с длиной  $L=5100$  мкм и обоими AR зеркалами в непрерывном режиме работы. Видно, что в измеренном диапазоне токов ВтАХ практически не испытывает насыщения. То есть эти образцы не показательны с точки зрения задачи исследовать внутренние оптические потери в непрерывном режиме работы. Лазеры с короткой длиной резонатора имеют значительное тепловое сопротивление, в них выше плотность тока накачки, что в совокупности означает сильную зависимость выходных характеристик таких лазеров от тока и от внутренних оптических потерь. Для наших задач эти образцы будут являться более показательными.

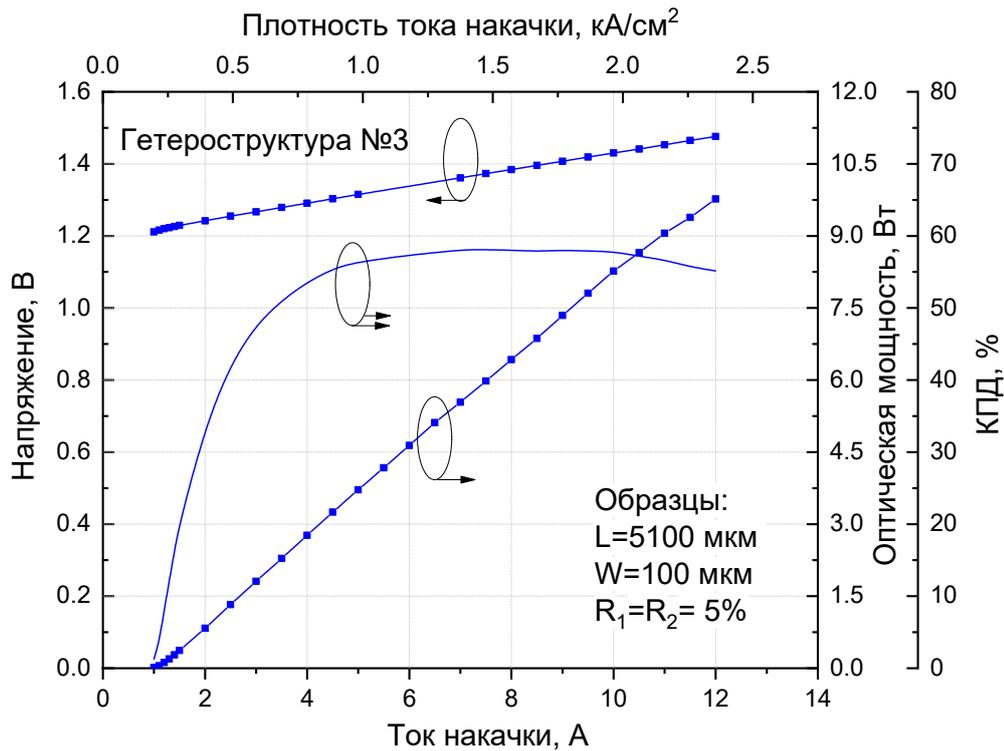


Рисунок 3.41 – Характеристические зависимости оптической мощности, напряжения и КПД лазера на основе гетероструктуры №3. Непрерывный режим, температура теплоотвода  $25^{\circ}\text{C}$

С другой стороны, выбор лазера с иными параметрами резонатора приведёт к изменению плотности тока и теплового сопротивления, распределения фотонов вдоль оси резонатора, порогового усиления и пороговой концентрации, и ряда других параметров, что может значительно усложнить исследование или сделать результаты недостоверными. Как уже

известно, чтобы реализовать примерно одинаковые пороговые условия – пороговое усиление, пороговую концентрацию, пороговые оптические потери – необходимо использовать стандартные лазерные образцы с длиной  $L=2000$  мкм и гранями, образованными естественными сколами ( $R_1=R_2=30\%$ ). В образцах с  $L=5100$  мкм и обоими AR зеркалами концентрация фотонов и носителей заряда вдоль оси резонатора распределены сравнительно однородно и эффекты пространственного выгорания выражены слабо. Аналогично и в образцах с двумя непросветлёнными гранями этими эффектами можно пренебречь. Таким образом, для исследований в непрерывном режиме работы были выбраны образцы с длиной  $L=2000$  мкм и гранями, образованными естественными сколами.

Использование токовых и температурных зависимостей внутренних оптических потерь, измеренных в импульсном режиме работы, для описания лазеров, работающих в непрерывном режиме, предполагает знание температуры кристалла при заданном токе, а также знание порогового тока (или плотности тока) при заданной температуре. Таким образом, дополнительно были проведены измерения температурных зависимостей пороговых характеристик лазеров и характеристических температур  $T_0$  и  $T_1$  (основной интерес для расчёта представляет зависимость порогового тока), а также измерение температуры кристалла в зависимости от тока накачки.

Вначале исследовались тепловые зависимости вблизи порога лазерной генерации. Для этого прописывались начальные (до величины тока не более 2-3 пороговых) ВтАХ лазеров в непрерывном режиме генерации при различных температурах теплоотвода. Измерения вблизи порога позволяют минимизировать вклад теплового саморазогрева. Измеренные ВтАХ аппроксимировались прямой, наклон которой соответствовал наклону ВтАХ, а пересечение с осью тока накачки давало величину порогового тока.

На рисунке 3.42 представлены типичные температурные зависимости пороговой плотности тока. Видно, что в определенном диапазоне (до  $65^\circ\text{C}$ ) пороговые плотности тока изменяются примерно одинаково от 230 до  $300 \text{ A/cm}^2$ . При более высоких температурах наблюдается резкое увеличение порога для лазеров на основе гетероструктуры 3. Это означает, что при температурах выше  $65^\circ\text{C}$  происходит изменение физического механизма зависимости порогового тока от температуры. Это связано со сравнительно небольшой энергетической глубиной КЯ в активной области гетероструктуры 3.

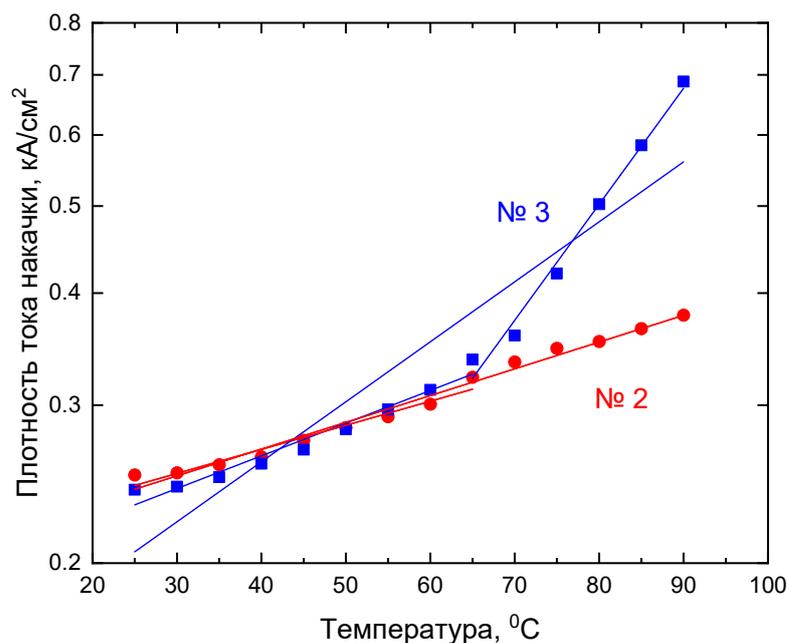


Рисунок 3.42 – Температурные зависимости пороговой плотности тока для лазеров на гетероструктурах 2 и 3 (построены в логарифмическом масштабе, аппроксимированы прямыми на двух участках)

В таблице 3.3 приведены характеристические температуры  $T_0$  и  $T_1$ , рассчитанные в соответствии с [121,136]. Гетероструктура 3 имеет сравнительно низкие характеристические температуры, что свидетельствует о ее низкой температурной стабильности. Особенно сильно это проявляется для значения  $T_1$ , характеризующего температурную чувствительность внешней квантовой эффективности.

Таблица 3.3 – Характеристические температуры  $T_0$  и  $T_1$  для лазеров на основе гетероструктур №2 и №3

Гетероструктура	№2	№3
$T_0$ (+25 - +65 °C), К	161	120
$T_0$ (+65 - +90 °C), К	163	34
$T_0$ (+25 - +90 °C), К	146	65
$T_1$ (+10 - +65 °C), К	280	170
$T_1$ (+10 - +95 °C), К	250	110

Далее были проведены исследования температуры кристаллов в зависимости от тока накачки. Температура определялась по спектрам лазерной генерации. Для этого излучение

лазера собиралось с помощью интегрирующей сферы, то есть в итоговом спектре учитывались интенсивности всех латеральных мод многомодового полоска. Полученные спектры генерации имели правильную форму с достаточно резким длинноволновым краем и плавным коротковолновым. Сдвиг длины волны определялся по длинноволновому краю по уровню 10% от максимума интенсивности спектра. Полученные зависимости сдвига длины волны с учетом коэффициента теплового сдвига длины волны, равного 0.35 нм/К, использовались для расчета перегрева активного слоя [137]. Зависимости перегрева от тока накачки для исследуемых лазеров показаны на рисунке 3.43. Видно, что эти зависимости носят параболический характер, как и зависимости тепловой мощности от тока. Тепловая мощность рассчитывается как разница между мощностью накачки и выходной оптической мощностью. Более высокая тепловая мощность и, следовательно, более сильный перегрев лазеров на основе гетероструктуры 2 обусловлены ее низким КПД. Максимальный перегрев активного слоя составил около 48 К и 55 К для лазеров на основе гетероструктур 3 и 2 соответственно.

Величина теплового сопротивления оказалась примерно одинаковой для всех образцов этой длины и составила около 4-5 К/Вт. При максимальном токе накачки для всех образцов температура кристалла не превышала 80<sup>0</sup>С.

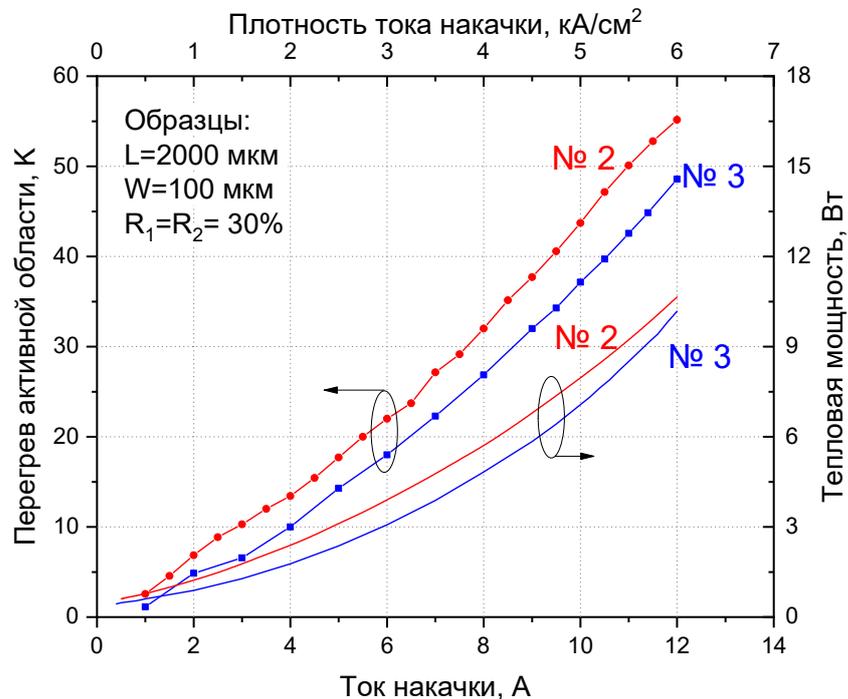


Рисунок 3.43 – Экспериментальная зависимость перегрева активной области (кружки) и тепловой мощности (сплошная линия) от тока накачки для лазеров на гетероструктурах №3 (синие кривые) и №2 (красные кривые)

Собранные экспериментальные данные являются необходимыми и достаточными для восстановления внутренних характеристик лазеров – внутренних оптических потерь и ВКЭ с помощью расчёта.

Для гетероструктур №2 и №3 зависимости внутренних оптических потерь были получены для импульсного режима работы при разных температурах (рисунки 3.34 и 3.35). В импульсном (100 нс/1 кГц) режиме кристалл полупроводникового лазера испытывает некоторый разогрев, но ввиду того, что измерения поглощения на свободных носителях проводились для образцов большой длины (саморазогрев в них минимален), и дальнейший анализ будет проводиться для сравнительно небольших плотностей тока (до  $6 \text{ кА/см}^2$ ), далее будем считать температуру лазерного кристалла равной установленной температуре теплоотвода. Помимо использования этого приближения, считаем, что внутренние оптические потери при заданной плотности тока накачки справедливы не только для образца с длиной резонатора  $L = 5100 \text{ мкм}$ , но и для образцов с длиной резонатора  $L = 2000 \text{ мкм}$ . Это приближение справедливо по следующим причинам. (а) Увеличение концентрации носителей в волноводе и, следовательно, рост оптических потерь более или менее линейно зависит от плотности тока накачки [3,78,135,138,139]. (б) В лазерах с обоими типами резонатора пороговая концентрация примерно одинакова из-за одинаковых выходных потерь. (в) Для обоих типов образцов эффекты неравномерного распределения фотонов и носителей вдоль резонатора из-за использования зеркал резонатора с одинаковыми коэффициентами отражения (30%) малы [78]. В этом случае по зависимостям, представленным на рисунках 3.43 и 3.34-3.35, можно восстановить внутренние оптические потери при любом постоянном токе (до  $6 \text{ кА/см}^2$ ) и любой температуре активной области в диапазоне  $25\text{-}85^\circ\text{C}$ .

Исходя из этих предпосылок, можно легко интерполировать зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки для непрерывного режима работы лазера. При заданном токе накачки в непрерывном режиме для образца  $L = 2000 \text{ мкм}$  температуру кристалла определяли по данным рисунка 3.43. По графикам внутренних оптических потерь (рисунки 3.34-3.35) при соответствующей плотности тока накачки и при данной температуре определяли внутренние оптические потери. Поскольку в большинстве случаев значения плотности тока накачки и температуры не попадали в точку, для которой экспериментально измерялись потери, использовалась линейная аппроксимация потерь между двумя ближайшими известными точками тока и температуры.

Полученные интерполяционные зависимости внутренних оптических потерь представлены на рисунках 3.44 и 3.45. Для удобства сравнения характеристик гетероструктур на рисунке 3.46 представлены те же зависимости в координатах тока и плотности тока для образцов  $L = 2000 \text{ мкм}$ .

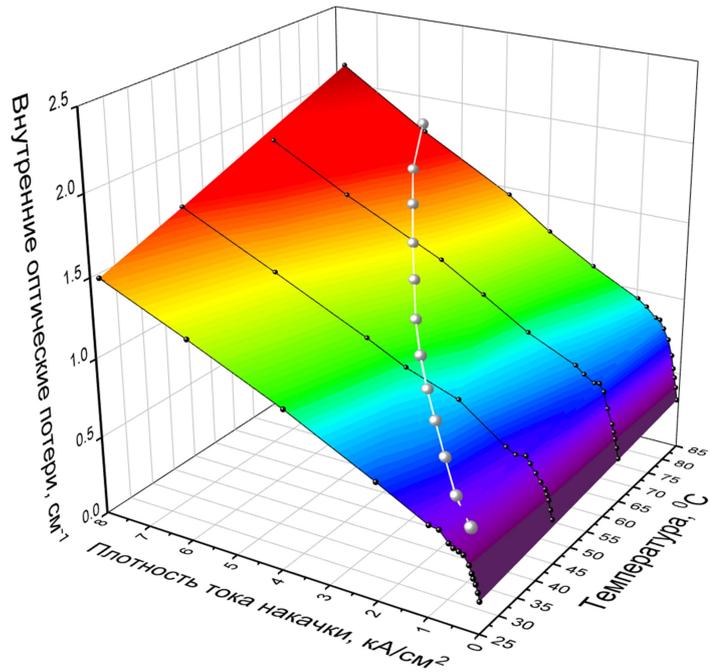


Рисунок 3.44 – Экспериментально измеренные внутренние оптические потери от тока накачки и температуры, полученные в импульсном режиме работы (100 нс/1 кГц) (из [138]) и интерполяция внутренних оптических потерь для образцов, работающих в непрерывном режиме с учетом перегрева для гетероструктуры 2

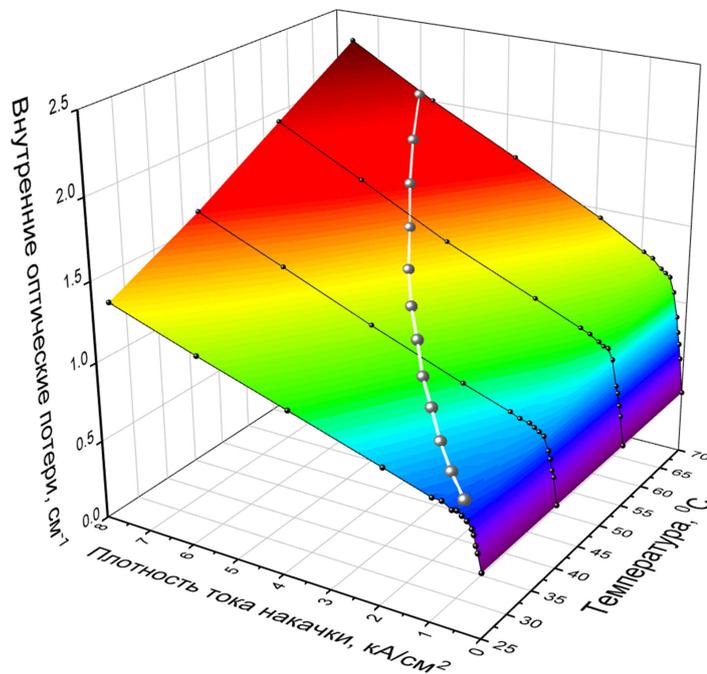


Рисунок 3.45 – Экспериментально измеренные внутренние оптические потери от тока накачки и температуры, полученные в импульсном режиме работы (100 нс/1 кГц) (из [138]) и интерполяция внутренних оптических потерь для образцов, работающих в непрерывном режиме с учетом перегрева для гетероструктуры 3

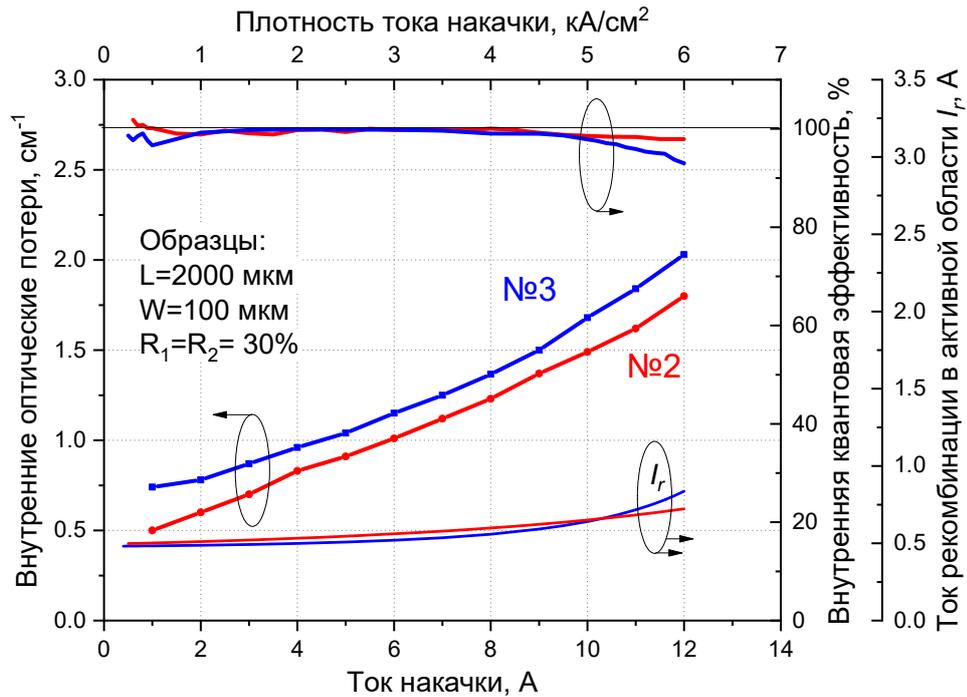


Рисунок 3.46 – Внутренние оптические потери, ВКЭ и ток рекомбинации носителей в гетероструктуре в непрерывном режиме работы для лазеров на основе гетероструктур №2 и №3

Из рисунков 3.44 и 3.45 видно, что с учётом влияния температуры зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки приобретает явно сверхлинейный характер. Важно отметить, что в непрерывном режиме работы для обоих гетероструктур основной причиной роста потерь становится именно рост температуры: в зависимости потерь он проявляется прямо с порога генерации. Потери, вызванные протеканием тока, также вносят свой вклад, но в отличие от импульсного режима работы, они не являются доминирующим механизмом.

В импульсном режиме гетероструктура 3 демонстрировала заметно меньший градиент зависимости оптических потерь от тока накачки [138] по сравнению с гетероструктурой 2. Это объяснялось лучшими транспортными свойствами (более высокой подвижностью и лучшим структурным качеством) GaAs волновода. Однако зависимости потерь для двух гетероструктур практически параллельны в непрерывном режиме (рисунок 3.46). Сравнение рисунков 3.44 и 3.45 показывает, что при фиксированной плотности тока оптические потери для гетероструктуры 3 более сильно зависят от температуры. Сильная температурная зависимость оптических потерь коррелирует с малым значением  $T_1$  (таблица 3.3). По-видимому, лучший транспорт носителей по волноводу гетероструктуры 3 компенсируется ее меньшей температурной стабильностью.

Совокупность полученных данных, а именно зависимости выходной оптической мощности и температуры кристалла от тока накачки, зависимости пороговой плотности тока и длины волны генерации, зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки, позволяют рассчитать ВКЭ. Расчёт проводился аналогично расчёту ВКЭ в параграфе 2 данной главы, формула 3.6, однако теперь учитывалось влияние роста температуры при повышении тока:

$$\eta_i(I) = \frac{P_{out}(I)}{(I - I_R(T))} \cdot \frac{e}{h\nu(T)} \cdot \frac{(\alpha_{out} + \alpha_i(I, T))}{\alpha_{out}}, \quad (3.7)$$

где  $\eta_i$  – внутренняя квантовая эффективность,  $I$  – ток накачки,  $P_{out}$  – выходная оптическая мощность,  $I_R$  – ток рекомбинации носителей в гетероструктуре,  $e$  – заряд электрона,  $h\nu$  – энергия фотона,  $\alpha_{out}$  – внешние оптические потери,  $\alpha_i$  – внутренние оптические потери.

Обычно вместо  $I_R$  в формуле 3.7 используется пороговый ток, представляющий собой сумму всех токов утечки носителей за счет рекомбинации в слоях гетероструктуры. Для лазера, работающего в непрерывном режиме, температура растет с ростом тока накачки, и рост температуры приводит к увеличению порогового тока. Этот эффект легко учесть, используя зависимости, представленные на рисунке 3.45. Однако формально ток  $I_R$  нельзя назвать пороговым, так как он используется для лазера, работающего в надпороговом режиме. В данном случае это ток спонтанной излучательной и безызлучательной рекомбинации носителей в КЯ и в волноводе.

Для удобства расчетов использовались следующие аппроксимации экспериментальных и расчетных зависимостей.

- 1) Значения оптической мощности и токов накачки были взяты из экспериментальных измерений и использованы в расчете.
- 2) Зависимости длины волны и температуры от тока накачки аппроксимировались параболической функцией.
- 3) Зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки (рисунок 3.46) аппроксимировалась экспоненциальной функцией.
- 4) При каждом токе накачки вычислялась температура кристалла и по ее значению определялся ток  $I_R$ , равный пороговому току лазера при этой температуре. Для удобства расчетов экспериментальные зависимости пороговой плотности тока (рисунок 3.42) были аппроксимированы экспоненциальными функциями.

Расчетный ВКЭ для лазеров на основе двух гетероструктур показан на рисунке 3.46. При малых токах вблизи порога генерации расчет ВКЭ наименее точен и дает широкий разброс значений при малой вариации входных параметров. В основном это относится к точности порогового тока. Начиная с 2 А значения ВКЭ стабилизируются и достигают некоторого

постоянного значения, близкого к 100%. При дальнейшем увеличении тока до значения более 9 А начинает проявляться различие в поведении ВКЭ: для гетероструктуры 3 оно начинает резко падать до 90%. Следует отметить, что для лазеров на основе гетероструктуры 3 току 9 А соответствует температура кристалла около 65°C, и именно при такой температуре начинается более крутой рост пороговой плотности тока (рисунок 3.42). То есть его температурная стабильность сильно снижается. Именно в это время выходная мощность лазера достигает насыщения, а затем падает с ростом тока (рисунок 2.16). Видно, что в этот момент времени рекомбинационный ток внутри слоев гетероструктуры  $I_R$  начинает заметно расти. По-видимому, для лазеров на основе гетероструктуры 3 падение ВКЭ и насыщения по мощности коррелирует с перегибом температурной зависимости порогового тока. Эта связь однозначно свидетельствует о том, что причина этих трех явлений лежит в активной области лазера и состоит, по всей вероятности, в делокализации носителей из мелких КЯ. Таким образом, для лазеров на основе гетероструктуры 3 как внутренние оптические потери, так и ВКЭ сильнее зависят от температуры, и именно это обстоятельство приводит к полному насыщению ВТАХ даже несмотря на высокий максимальный КПД и сравнительно меньшую тепловую мощность.

Для лазеров на основе гетероструктуры 2 падение ВКЭ существенно менее выражено. Некоторое снижение ВКЭ наблюдается при токах более 9 А, но это снижение не превышает 2%. По-видимому, более высокая температурная стабильность гетероструктуры 2, обусловленная хорошей локализацией носителей в глубоких КЯ, обеспечивает для лазеров более высокую внутреннюю квантовую эффективность при больших токах и температурах.

### Параграф 3.4. Выводы по главе 3

Рост плотности тока накачки (при неизменной температуре) мощного торцевого полупроводникового лазера приводит к росту внутренних оптических потерь преимущественно в волноводных слоях квантоворазмерной двойной гетероструктуры раздельного ограничения. Рост температуры мощного торцевого полупроводникового лазера (при неизменном токе накачки) приводит к росту внутренних оптических потерь преимущественно в активной области квантоворазмерной двойной гетероструктуры раздельного ограничения.

Все лазеры с широкими волноводами на пороге генерации имеют близкие значения внутренних оптических потерь на уровне  $0.5 \text{ см}^{-1}$ . При температуре 25°C зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки имеет линейный характер. Наибольшим градиентом зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки обладает гетероструктура №1, при токе накачки 56 А ( $11 \text{ кА/см}^2$ ) внутренние оптические потери в ней

достигают  $3 \text{ см}^{-1}$ . Наименьший градиент потерь  $\frac{d\alpha}{dl}$  наблюдается в гетероструктуре №3 и составляет около  $0.02 \text{ см}^{-1}/\text{А}$ . Это объясняется хорошими транспортными свойствами GaAs волновода. С другой стороны такой состав волновода приводит к делокализации носителей заряда из КЯ, что вызывает падение внутренней квантовой эффективности до 88% (при токе накачки 80 А). При повышении температуры делокализация носителей заряда из КЯ увеличивается и зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки для лазеров с GaAs волноводом принимает сверхлинейный вид. Для лазеров на основе гетероструктур с AlGaAs волноводом во всём диапазоне исследованных токов и температур сохраняется линейная зависимость внутренних оптических потерь от тока накачки и сохраняется высокая внутренняя квантовая эффективность.

Внутренние оптические потери в гетероструктурах со сверхузкими волноводами имеют сублинейную зависимость от тока накачки и уменьшаются с ростом температуры. Для структур с толщиной волновода около 100 нм, градиент зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки значительно меньше, чем для стандартной гетероструктуры №1. Также гетероструктуры со сверхузкими волноводами отличаются сильным падением ВКЭ. Повысить внутреннюю квантовую эффективность удалось благодаря введению в конструкцию гетероструктуры барьерных слоев (гетероструктура б). Однако этого оказалось недостаточно, и мощностные характеристики гетероструктур №1 и №б оказались примерно на одном уровне, несмотря на меньший градиент потерь в гетероструктуре №б.

Таким образом, в лазерах со сверхузкими (100-200 нм) волноводами и лазерах со слабой локализацией носителей заряда в активной области наблюдается заметное падение внутренней квантовой эффективности с ростом тока и температуры. Этот процесс значительно ухудшает мощностные характеристики этих лазеров.

В непрерывном режиме работы внутренние оптические потери сверхлинейно зависят от тока накачки ввиду роста температуры кристалла. Сопоставление зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки в импульсном и непрерывном режимах работы показало, что процессы роста имеют различные физические причины. В непрерывном режиме главную роль играет температурная стабильность гетероструктуры, а в импульсном режиме работы – транспортные свойства волновода.

#### Глава 4. Достижение максимальных мощностных характеристик

Достижение максимальных оптических мощностей лазера является важной задачей с практической точки зрения. Однако в рамках данного исследования такая задача преследует научные цели, а именно определение предельных, наиболее экстремальных режимов работы лазера и его предельных возможностей. В непрерывном режиме работы выходная оптическая мощность лазера в основном зависит от технических принципов отвода тепла от лазера. Использование охладителей с микроканальцами и алмазных носителей позволяет значительно улучшить лазерные характеристики, однако эти решения не представляют значительного интереса с научной точки зрения. В импульсном режиме работы (100 нс/1 кГц) выходные характеристики лазера ограничиваются не столько техническими возможностями, сколько физическими причинами насыщения ВТАХ.

В импульсном режиме работы наибольшую выходную оптическую мощность продемонстрировали лазеры на основе гетероструктуры №2. Более высокую выходную оптическую мощность можно получить при прокачке больших токов накачки. В главе 2 было показано, что оптимальной длиной резонатора является длина 3 мм. Однако, из рисунка 2.26 видно, что при дальнейшем увеличении тока накачки ВТАХ начнет насыщаться. При увеличении длины резонатора уменьшается плотность тока, уменьшаются внутренние оптические потери и дольше сохраняется линейность ВТАХ, поэтому с точки зрения достижения максимальной мощности длина резонатора была выбрана около 4 мм. На практике применяются полупроводниковые лазеры с выводом излучения через переднее зеркало, поэтому зеркала лазера, образованные естественно сколотыми гранями кристалла, были запылены просветляющим и отражающим покрытиями. Для таких образцов были проведены измерения ВТАХ в импульсном режиме работы вплоть до 200 А. Измерения проводились аналогично измерениям, представленным в параграфе 2.3. Результаты представлены на рисунке 4.1. Для такого образца удалось достичь пиковой мощности 90 Вт, что соответствует лучшим мировым значениям мощности [69]. Дальнейшее увеличение мощности ограничено насыщением ВТАХ. Одним из возможных способов увеличения мощности является охлаждение лазерного чипа [140]. При уменьшении температуры увеличивается подвижность носителей заряда, уменьшается сечение поглощения, носители заряда в КЯ перераспределяются на более низкие энергетические состояния за счет чего вырастает материальное усиление и снижается температурная делокализация. В области температур около 100 К подвижность носителей заряда в AlGaAs и GaAs достигает своего максимума [141], причем в GaAs подвижность носителей заряда выше, чем в AlGaAs.

Наибольший эффект от снижения температуры предполагался для гетероструктуры №3 с GaAs волноводом. Основные причины, ограничивающие мощность для этой гетероструктуры имеют температурный характер и вызваны малой энергетической глубиной квантовых ям. Охладив лазеры до 100 К можно практически полностью подавить паразитные процессы, одновременно значительно повысив транспортные свойства её волновода, которые изначально были наилучшими среди всех структур.

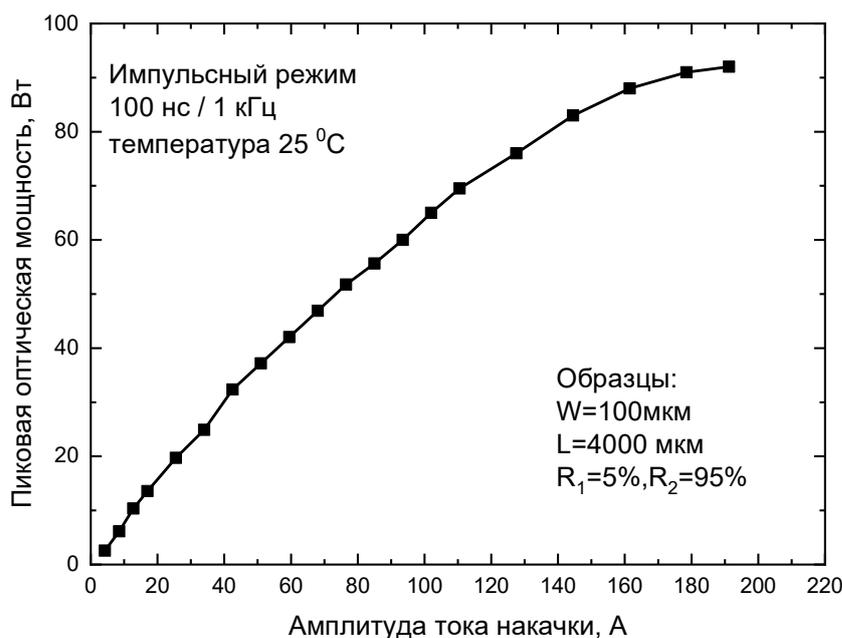


Рисунок 4.1 – ВтАХ в импульсном режиме работы лазеров на основе гетероструктуры №2 с длиной резонатора 4000 мкм и выводом излучения через переднее зеркало (R<sub>1</sub>=5%, R<sub>2</sub>=95%)

Для измерений при пониженной температуре была разработана система охлаждения, представленная на рисунке 4.2, позволяющая проводить измерения ВтАХ при температуре около 100 К. Исследуемый образец устанавливается на медный радиатор, охлаждаемый жидким азотом. Температура теплоотвода регистрируется с помощью термопары. В результате исследований было обнаружено, что охлаждение жидким азотом позволяет обеспечить температуру теплоотвода около 110-120 К. Образец с теплоотводом находится в камере из оргстекла, которая продувается потоком газообразного азота для исключения обмерзания лазера. Во фронтальной стенке камеры прямо напротив зеркала лазера располагается отверстие для вывода лазерного излучения. Диаметр отверстия (2 мм) рассчитан таким образом, чтобы беспрепятственно пропускать расходящееся лазерное излучение. Сквозь это же отверстие камеру покидает газообразный азот. На небольшом расстоянии от отверстия и соответственно лазера устанавливается просветленная асферическая линза с числовой апертурой 0.5,

производства компании Thorlabs. Задняя поверхность линзы оказывается в потоке газообразного азота, который препятствует её запотеванию. Передняя поверхность обдувается снаружи вентилятором. Методики измерений мощностных и спектральных характеристик в непрерывном и импульсном режиме работы при пониженной температуре аналогичны измерениям при комнатной температуре.

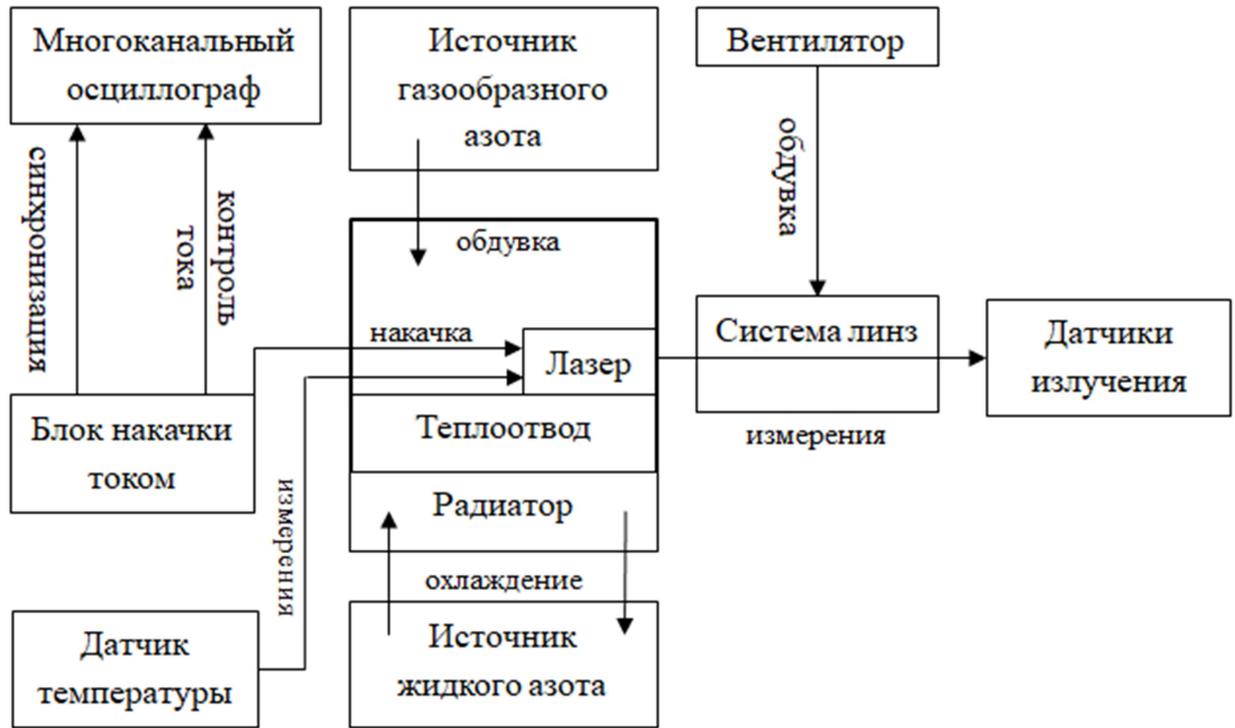


Рисунок 4.2 – Схема охлаждения и измерения образца при температуре 120 К

Спектры генерации в импульсном и непрерывном режиме работы при пониженной температуре представлены на рисунках 4.3 и 4.4. При уменьшении температуры спектры генерации сдвигаются в более коротковолновую область за счет изменения ширины запрещенной зоны. Сдвиг спектров советует температурному коэффициенту сдвига 3.5 А/К.

В импульсном режиме работы спектр генерации как при температуре 300 К, так и при пониженной температуре до 120 К с ростом тока накачки не сдвигается в более длинноволновую область, значит температура активной области с ростом тока не увеличивается. С ростом тока накачки в обоих случаях наблюдается расширение спектра. Расширение спектра на рисунке 4.3 с ростом тока накачки интересно, поскольку такое расширение типично свидетельствует об увеличении концентрации носителей в КЯ вследствие роста модального усиления, который вызван ростом внутренних оптических потерь. Видно, что при пониженной температуре расширение спектра несколько меньше, однако все еще присутствует. То есть радикальное уменьшение температуры не позволило полностью подавить

этот процесс. Также расширение спектра наблюдается и в непрерывном режиме работы при температуре тепловода 120 К. Помимо этого в непрерывном режиме работы все еще проявляется эффект саморазогрева лазера, о чем свидетельствует сдвиг длины волны излучения с ростом тока накачки (рисунок 4.4). Такое поведение говорит о том, что даже при пониженной температуре подавить эффект саморазогрева лазера не удастся.

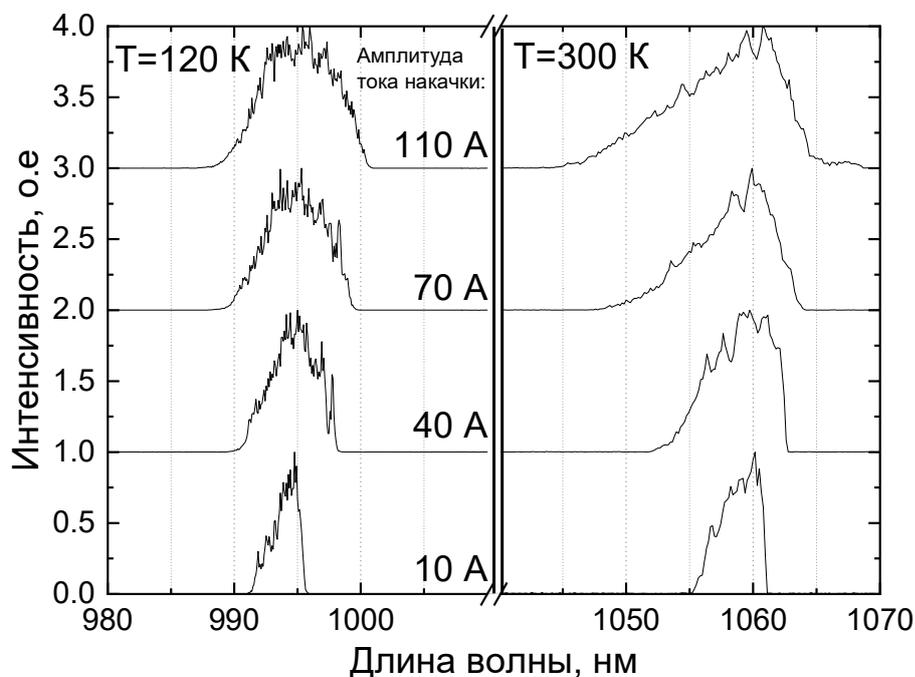


Рисунок 4.3 – Спектры лазерной генерации лазеров на основе гетероструктуры №3 в импульсном режиме работы при температурах 120 и 300 К

ВТAX в импульсном режиме работы при комнатной температуре и температуре 120 К для гетероструктуры №3 представлены на рисунке 4.5. Как и предполагалось, при уменьшении температуры уменьшаются внутренние оптические потери, уменьшается утечка носителей заряда из КЯ и увеличивается внутренний квантовый выход, что приводит к увеличению наклона ВТAX и увеличению выходной оптической мощности. Однако даже при низких температурах наблюдается отклонение ВТAX от линейной зависимости, то есть ограничение мощности все также присутствует. Основываясь на спектрах генерации (рисунок 4.3) можно сделать вывод, что ограничение мощности все также вызвано ростом внутренних оптических потерь.

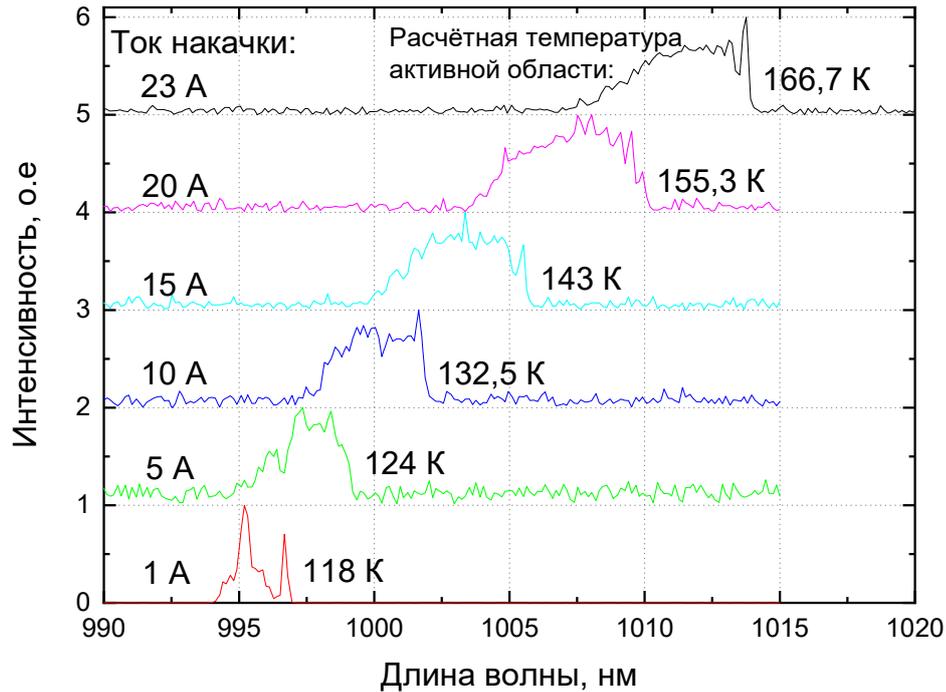


Рисунок 4.4 – Спектры лазерной генерации лазеров на основе гетероструктуры №3 в непрерывном режиме работы при температуре 120 К

Также для данного образца были проведены исследования в непрерывном режиме работы при низкой температуре. Результаты представлены на рисунке 4.6. Как следует из рисунка, в целом эффект от снижения температуры для непрерывного режима работы лазера такой же как и для импульсного режима: наклон ВТАХ увеличивается и возрастает оптическая мощность. Удалось достичь мощности 27 Вт в непрерывном режиме работы при пониженной температуре. Далее мощность была ограничена КОДЗ ввиду высокой плотности мощности на зеркалах.

Если сопоставить ВТАХ при температуре теплоотвода 120 К в непрерывном и импульсном режимах (Рисунок 4.7), то видно, что ВТАХ практически совпадают. Это говорит о том, что при таких низких температурах, когда удаётся хорошо локализовать носители заряда в КЯ на нижних энергетических уровнях, оказывается, что насыщение ВТАХ в импульсном и непрерывном режимах подчиняются одним и тем же физическим принципам и даже саморазогрев лазера (в определённых пределах) не оказывает существенного влияния. В общем температура активной области в непрерывном режиме работы при температуре теплоотвода 120 К остается достаточно низкой: около 166 К при токе 23 А.

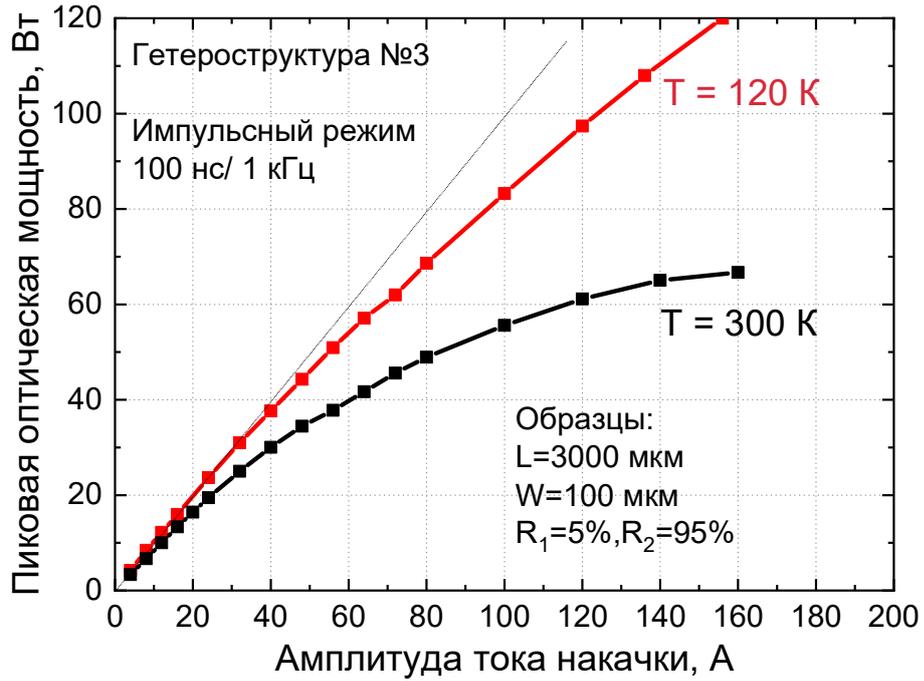


Рисунок 4.5 – ВТАХ лазера на основе гетероструктуры №3 в импульсном режиме работы при комнатной температуре и температуре 120 К

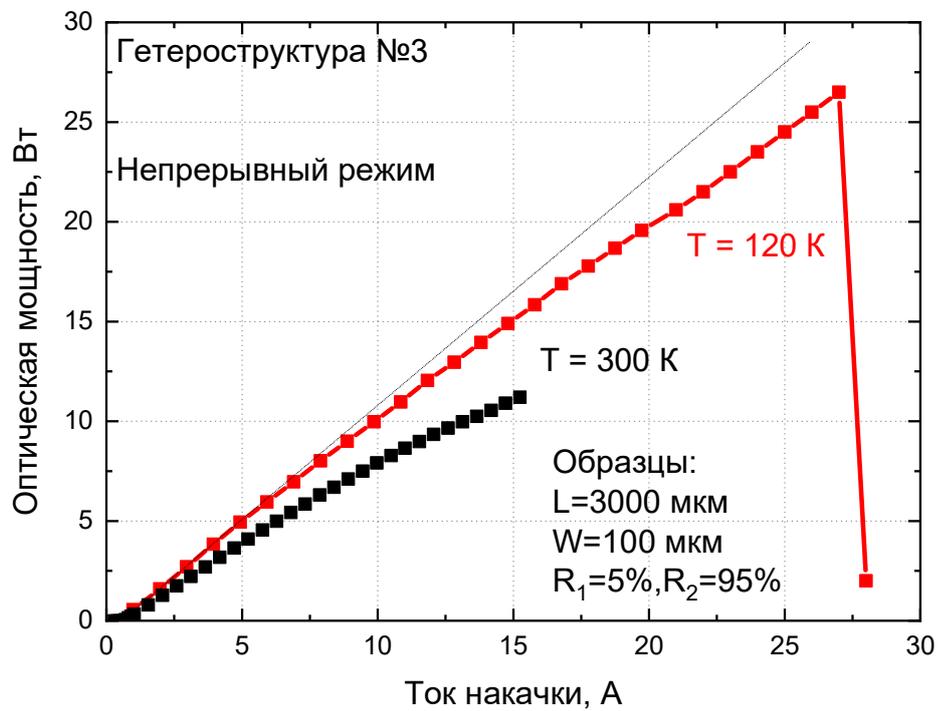


Рисунок 4.6 – ВТАХ лазера на основе гетероструктуры №3 в непрерывном режиме работы при комнатной температуре и температуре 120 К

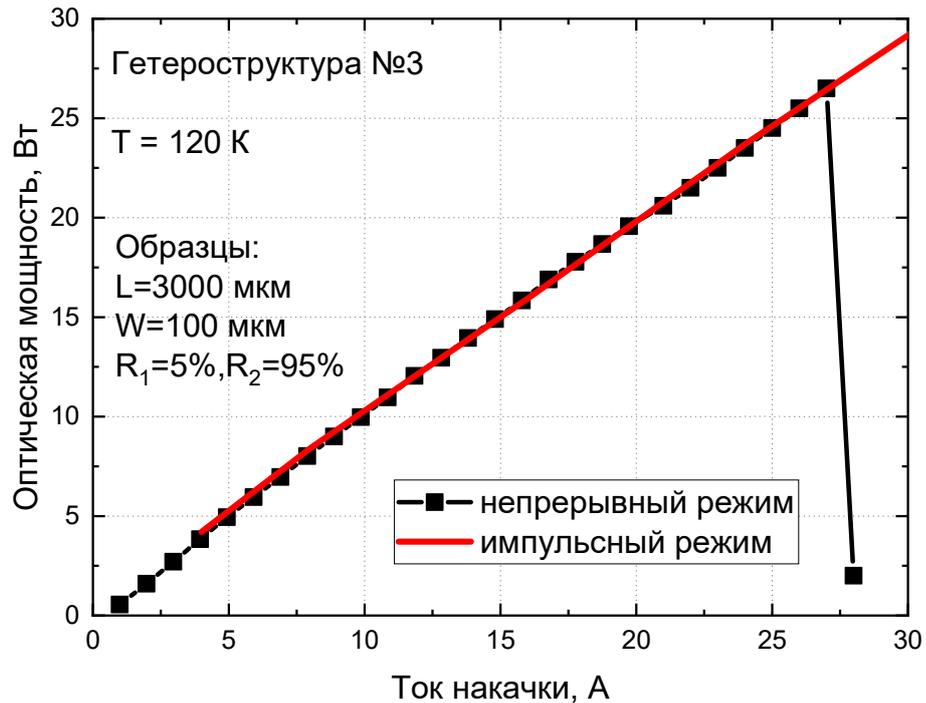


Рисунок 4.7 – Сравнение ВтАХ при температуре теплоотвода 120 К в непрерывном и импульсном режимах

Таким образом, в лазерах на основе гетероструктуры №2 удалось достичь импульсной оптической мощности 92 Вт при комнатной температуре. Для лазеров на основе гетероструктуры №3 удалось достичь оптической мощности 27 Вт в непрерывном режиме работы при пониженной температуре. Было показано, что при температуре 120 К насыщение ВтАХ в импульсном и непрерывном режимах все также наблюдается, однако и в том, и другом случае главным образом определяется ростом внутренних оптических потерь. Саморазогрев лазера в непрерывном режиме работы не оказывает влияния на насыщение, так как температура активной области все равно остается достаточно низкой.

## Глава 5. Теоретический расчет характеристик мощных полупроводниковых лазеров

Исследования мощностных характеристик мощных полупроводниковых лазеров на основе твердых растворов AlGaAs/GaAs/InGaAs были проведены в главе 2, а исследования внутренних оптических потерь и квантовой эффективности – в главе 3. Наиболее полные и интересные результаты были получены для гетероструктур №2 и №3. Поэтому задачей данной главы было моделирование характеристик лазеров на их основе. Чтобы теоретически описать полученные экспериментальные данные (внутренние оптические потери, выходную оптическую мощность для лазеров с различными параметрами резонатора) и теоретически обосновать сформулированные научные положения необходимо разработать подходящую математическую модель. Математическая модель должна учитывать основные физические механизмы, представленные в главе 1: рост концентрации носителей заряда в активной области и волноводе, рекомбинацию носителей заряда, поглощение на свободных носителях и двухфотонное поглощение. Так как в работающем полупроводниковом лазере все физические процессы взаимосвязаны, необходимо рассматривать самосогласованную задачу.

### Параграф 5.1. Математическое моделирование характеристик лазера, работающего в импульсном режиме

Выходная оптическая мощность полупроводникового лазера определяется формулой 1.23. Зависимость величины внутренних оптических потерь и внутренней квантовой эффективности лазера от тока накачки в первую очередь определяются распределением концентрации носителей заряда в слоях гетероструктуры. В соответствии с аналитической моделью, предложенной в работе [89], распределения биполярной концентрации носителей заряда в лазерах с широким (более 0.5 мкм) волноводом определяются следующими выражениями для электронной и дырочной частей волновода:

$$n_{wg}(x, I) = p_{wg}(x, I) = n_{wg}^e(x, I) = \frac{I}{2eD_e S} (l_a - x) + n_i, 0 < x \leq l_a, \quad (5.1)$$

$$n_{wg}(x, I) = p_{wg}(x, I) = n_{wg}^p(x, I) = \frac{I}{2eD_p S} (x - l_a) + n_i, l_a < x \leq h, \quad (5.2)$$

где  $n_{wg}^e(x, I), n_{wg}^p(x, I)$  – биполярные концентрации носителей в точке  $x$  вдоль оси поперёк слоёв гетероструктуры для электронной и дырочной частей волновода соответственно,  $I$  – ток накачки,  $S = WL$  – площадь полоска,  $L$  – длина полоска,  $W$  – ширина полоска,  $l_a$  – положение

активной области в волноводе,  $h$  – толщина волновода,  $D_{e,p}$  – коэффициенты диффузии для электронов и дырок,  $n_i$  – концентрация носителей заряда вблизи активной области, которая обусловлена утечкой носителей из активной области.

Коэффициенты диффузии определяются из соотношения Эйнштейна [139]:

$$D_{e,p} = \frac{\mu_{e,p} k_b T}{e}, \quad (5.3)$$

где  $k_b$  – постоянная Больцмана,  $T$  – рабочая температура,  $\mu_{e,p}$  – подвижность электронов и дырок.

Концентрация носителей, аккумулируемых в волноводе, приводит к увеличению внутренних оптических потерь за счет поглощения на свободных носителях, а также к снижению внутренней квантовой эффективности из-за рекомбинации в волноводе. Поглощение на свободных носителях в волноводе толщиной  $h$  можно оценить как [89]:

$$\alpha_{FCA}^{wg}(I) = (\sigma_e + \sigma_h) \int_0^h n_{wg}(x, I) \psi^2(x) dx, \quad (5.4)$$

где  $\psi(x)$  – профиль основной волноводной моды, который должен быть нормирован:

$$\int \psi^2(x) dx = 1. \quad (5.5)$$

В итоге формула для потерь в волноводе принимает вид:

$$\alpha_{FCA}^{wg}(I) = (\sigma_e + \sigma_h) \left[ \int_0^{l_a} n_{wg}^e(x, I) \psi^2(x) dx + \int_{l_a}^h n_{wg}^p(x, I) \psi^2(x) dx \right]. \quad (5.6)$$

Ток рекомбинации в волноводе  $I^{wg}$  можно представить в виде:

$$I^{wg}(I) = S_e \left( A_{3d} \int_0^h n_{wg}(x, I) dx + B_{3d} \left( \int_0^h n_{wg}(x, I) dx \right)^2 + C_{3d} \left( \int_0^h n_{wg}(x, I) dx \right)^3 \right). \quad (5.7)$$

Как было показано в параграфе 1.3 главы 1 необходимо учитывать механизм двухфотонного поглощения в волноводе при высокой интенсивности света. Поскольку концентрация фотонов сильно неравномерна вдоль оси резонатора, то для расчёта эффектов, связанных с двухфотонным поглощением, необходимо учитывать зависимость концентрации фотонов от координаты  $z$  вдоль оси резонатора.

Полная концентрация фотонов в резонаторе  $S(z, I) = S_f(z, I) + S_r(z, I)$ , где  $S_f(z, I)$  – прямое распространение фотонов по оси резонатора  $z$ ,  $S_r(z, I)$  – обратное распространение фотонов по оси резонатора  $z$  [76]. Формулы для плотностей фотонов для лазерного резонатора с длиной  $L$  и коэффициентами отражения зеркал  $R_1$  и  $R_2$  записываются как:

$$S_0 = \frac{\sqrt{R_1 R_2}}{\sqrt{R_1(1-R_2)} + \sqrt{R_2(1-R_1)}}, \quad (5.8)$$

$$a(I) = \frac{\Gamma_{qw} I}{v_g e W a_{qw}}, \quad (5.9)$$

$$S_f(z, I) = \frac{a(I)}{2R_1} \left( \sqrt{\left( R_1 \frac{z}{L} - \sqrt{R_1} (1 - R_1) s_0 \right)^2 + 4R_1^2 s_0^2} + R_1 \frac{z}{L} - \sqrt{R_1} (1 - R_1) s_0 \right), \quad (5.10)$$

$$S_r(z, I) = \frac{a(I)}{2R_1} \left( \sqrt{\left( R_1 \frac{z}{L} - \sqrt{R_1} (1 - R_1) s_0 \right)^2 + 4R_1^2 s_0^2} - R_1 \frac{z}{L} + \sqrt{R_1} (1 - R_1) s_0 \right), \quad (5.11)$$

где  $R_1$  – коэффициент отражения в точке резонатора  $z = 0$ ,  $R_2$  – коэффициент отражения в точке резонатора  $z = L$ ,  $v_g$ - групповая скорость.

Расчёт эффектов двухфотонного поглощения обычно [4] принято проводить в терминах оптической мощности, а не концентрации фотонов. Чтобы перейти от концентрации фотонов к распределению оптической мощности внутри резонатора  $P_z(z, I)$ , воспользуемся следующей формулой:

$$P_z(z, I) = v_g W \hbar \omega \frac{a_{qw}}{\Gamma_{qw}} S(z, I). \quad (5.12)$$

Первичный эффект двухфотонного поглощения  $\alpha_{TPA}^{mod}(P_z(z, I))$  определяется формулой (5.8) и учитывает распределение мощности внутри резонатора  $P_z(z, I)$ :

$$\alpha_{TPA}^{mod}(P_z(z, I)) = \beta_2^{OCL} \frac{P_z(z, I)}{\hbar_{TPA} W}. \quad (5.13)$$

Носители заряда, сгенерированные двухфотонным поглощением, также, как и инжектированные носители, вносят вклад в поглощение на свободных носителях, потому вторичный эффект двухфотонного поглощения можно представить в виде  $\alpha_{TPA}^{FCA}(P_z(z, I))$  [4]:

$$\alpha_{TPA}^{FCA}(P_z(z, I)) = (\sigma_e + \sigma_h) \int_0^L n_{TPA}(x, P_z(z, I)) \psi^2(x) dx, \quad (5.14)$$

где  $n_{TPA}(x, P_z(z, I))$  - концентрация носителей заряда, сгенерированных двухфотонным поглощением. Выражения для расчета концентрации носителей, сгенерированной двухфотонным поглощением, приведены в приложении работы [4]. Стоит отметить, что  $n_{TPA}(x, P_z(z, I))$  зависит от квадрата мощности  $P_z(z, I)$  и, следовательно, зависит от тока сверхлинейно, поэтому его влияние увеличивается с ростом тока.

Также, как и инжектированные носители заряда, носители заряда, сгенерированные двухфотонным поглощением, участвуют в процессах рекомбинации в волноводе. Паразитный ток рекомбинации  $I_{TPA}^{wg}(I)$ , связанный с вторичным эффектом двухфотонного поглощения, можно представить в виде:

$$I_{TPA}^{wg}(P_z(I)) = Se \left\{ A_{3d} \int_0^h n_{TPA}(x, P_z(I)) dx + B_{3d} \left( \int_0^h n_{TPA}(x, P_z(I)) dx \right)^2 + C_{3d} \left( \int_0^h n_{TPA}(x, P_z(I)) dx \right)^3 \right\}. \quad (5.15)$$

Внутренние оптические потери  $\alpha_{int}$ , в общем случае, определяются как сумма потерь в активном слое, волноводе и эмиттерах (формула 1.22).

Потери в эмиттерных слоях определяются выражением:

$$\alpha_{cl} = \Gamma_n \sigma_e n_e + \Gamma_p \sigma_p n_p, \quad (5.16)$$

где  $\Gamma_n, \Gamma_p$  – факторы оптического ограничения для n – эмиттера и p – эмиттера,  $n_e, n_p$  – концентрация носителей заряда в n и p – эмиттерах, соответственно. Потери в активном слое лазерной гетероструктуры имеют вид:

$$\alpha_{qw} = \Gamma_{qw} (\sigma_e + \sigma_p) n_{qw}, \quad (5.17)$$

где  $\Gamma_{qw}$  – фактор оптического ограничения в активной области,  $\sigma_e, \sigma_p$  – сечение поглощения для электронов и дырок, соответственно,  $n_{qw}$  – трехмерная концентрация носителей заряда в активной области, причем считаем, что концентрация дырок и электронов равны.

Ток спонтанной рекомбинации в активной области  $I^{qw}$  равен:

$$I^{qw} = Se M^{qw} d^{qw} (A_{3d}^{qw} n_{qw} + B_{3d}^{qw} n_{qw}^2 + C_{3d}^{qw} n_{qw}^3), \quad (5.18)$$

где  $A_{3d}^{qw}$  – объемный коэффициент безызлучательной рекомбинации Шокли-Рида-Холла в квантовой яме,  $B_{3d}^{qw}$  – объемный коэффициент излучательной рекомбинации в квантовой яме,  $C_{3d}^{qw}$  – объемный коэффициент безызлучательной Оже-рекомбинации в квантовой яме,  $n_{wg}$  – трехмерная концентрация носителей заряда в активной области.

Ток рекомбинации в активной области зависит от  $n_{qw}$ , которая за порогом генерации традиционно считается постоянной и не зависящей от тока накачки. Однако, учитывая рост внутренних оптических потерь, в лазере должно увеличиваться модальное усиление (формула 1.28), чтобы компенсировать рост внутренних оптических потерь при увеличении тока накачки. В свою очередь рост модального усиления требует увеличения  $n_{qw}$ , что приводит к увеличению токов излучательной и Оже-рекомбинации. Поэтому также необходимо учитывать пороговое усиление и распределение концентрации по оси лазерного резонатора. Так концентрация носителей заряда в активной области будет зависеть от тока накачки, ток рекомбинации также будет зависеть от тока накачки. Зависимость усиления от  $n_{qw}$  описывается известной аппроксимирующей формулой 1.16, где значения для  $n_s$  и  $n_{tr}$  можно определить путем

сопоставления экспериментальной зависимости модального усиления от концентрации носителей заряда в активной области с аппроксимирующей зависимостью.

Для составления самосогласованной математической модели необходимо также учесть, что концентрации фотонов и мощность внутри резонатора  $P_z(z, I)$  зависят не только распределения по оси лазерного резонатора и тока накачки, но и от внутренних оптических потерь. Таким образом, была составлена система уравнений для расчета характеристик полупроводникового лазера:

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{opt}(I) = \eta_{int} \frac{\hbar\omega}{e} \frac{\alpha_{out}}{\alpha_{out} + \alpha_{int}(I, P_z(z, I))} \left( I - I^{wg}(I) - I^{qw}(I) - I_{TPA}^{wg}(P_z(I)) \right) \\ \alpha_{int}(I, P_z(z, I)) = \alpha_{qw}(I) + \alpha_{FCA}^{wg}(I) + \alpha_{cl} + \alpha_{TPA}^{FCA}(P_z(z, I)) + \alpha_{TPA}^{mod}(P_z(z, I)) \\ \alpha_{out} + \alpha_{int}(I, P_z(z, I)) = \Gamma_{qw} g_0 \ln \frac{n_{qw}(I) + n_s}{n_s + n_{tr}} \\ P_z(z, I) = f(P_{opt}(I), z) \end{array} \right. \quad (5.19)$$

Расчет системы проводится относительно 4-х неизвестных:  $P_{opt}(I)$ ,  $\alpha_{int}(I, P_z(z, I))$ ,  $n_{qw}(I)$ ,  $P_z(z, I)$ . Разработанная модель позволяет проводить моделирование выходных характеристик и внутренних процессов в полупроводниковых лазерах, работающих в импульсном режиме работы. В рамках расчёта импульсных характеристик предполагается, что температура в кристалле не растёт, что подтверждают спектры генерации, представленные на рисунке 4.2.

Входные параметры для модели представлены в таблице 5.1 для температуры 300 К. Значения сечений поглощения электронов и дырок  $\sigma_e$ ,  $\sigma_p$  использовались близкие к значениям, представленным в работах [2,5]. Значения подвижности были экспериментально измерены на этапе разработки и изготовления гетероструктур, параграф 2.2 главы 2. Коэффициенты излучательной рекомбинации в волноводе и активной области были рассчитаны на основе формул, представленных в [61]. Были использованы общепринятые значения коэффициентов Оже-рекомбинации [1,2]. Спектральная зависимость коэффициента двухфотонного поглощения для различного состава волновода представлена на рисунке 5.1. Используемые значения также приведены в таблице 5.1

Для определения зависимости модального усиления от концентрации носителей заряда в активной области для всех типов гетероструктур были проведены дополнительные измерения порогового тока для лазеров различной длины. На основе этих измерений путем аппроксимации по формуле 1.16 были получены значения для  $n_s$  и  $n_{tr}$ . На рисунке 5.2 точками указаны экспериментально полученные значения модального усиления при температуре 300 К, линиями – аппроксимация по формуле 1.16.

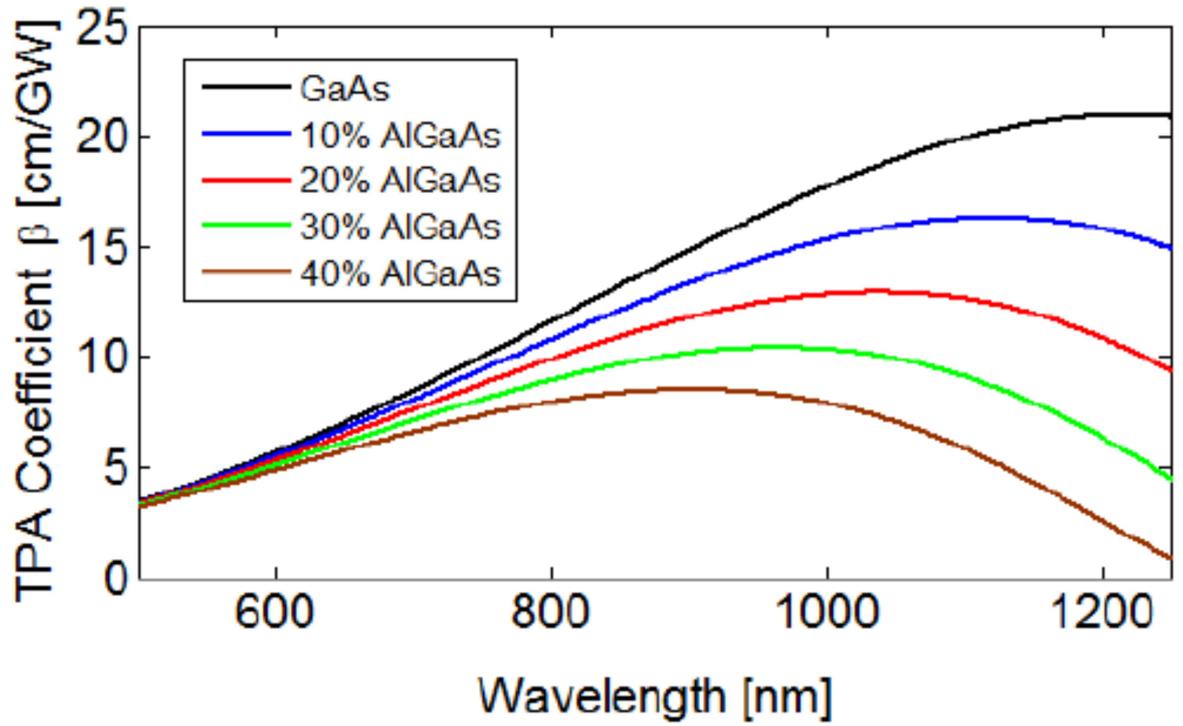


Рисунок 5.1 – Спектральная зависимость коэффициента двухфотонного поглощения для различного состава волновода [95]

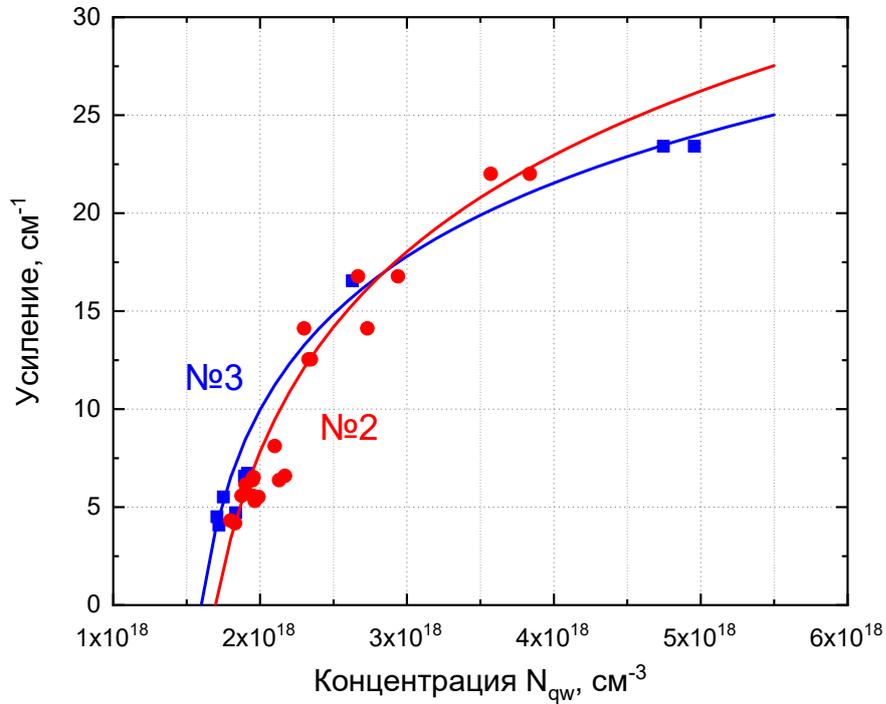


Рисунок 5.2 – Зависимость модального усиления от концентрации носителей заряда в квантовой яме, точки – экспериментальные данные, сплошные линии - аппроксимация

Таблица 5.1 – Основные параметры гетероструктур №2 и №3 (температура 300 К)

	№2	№3
$\sigma_e, \sigma_p, \text{см}^2$	$4.3 \cdot 10^{-18}, 12.4 \cdot 10^{-18}$	$4 \cdot 10^{-18}, 12 \cdot 10^{-18}$
$\mu_e, \mu_p, \text{см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	5200, 250	5600, 280
$B_{3d}, \text{см}^3/\text{с}$	$1.267 \cdot 10^{-10}$	$1.531 \cdot 10^{-10}$
$B_{3d}^{qw}, \text{см}^3/\text{с}$	$2.18 \cdot 10^{-10}$	$2.187 \cdot 10^{-10}$
$C_{3d}, \text{см}^6/\text{с}$	$e-0.12 \cdot 10^{-30}, h-0.85 \cdot 10^{-30}$	$1.5 \cdot 10^{-30}$
$C_{3d}^{qw}, \text{см}^6/\text{с}$	$5 \cdot 10^{-30}$	$5 \cdot 10^{-30}$
$\beta_2^{OCL}, \text{см}/\text{ГВт}$	16	20
Формула модального усиления	$9.91 \ln \frac{n_{qw} - 1.45 \cdot 10^{18}}{1.7 \cdot 10^{18} - 1.45 \cdot 10^{18}}$	$7.54 \ln \frac{n_{qw} - 1.45 \cdot 10^{18}}{1.6 \cdot 10^{18} - 1.45 \cdot 10^{18}}$

### Параграф 5.2. Результаты математического моделирования характеристик лазера, работающего в импульсном режиме

Верификация моделирования проводилась на основании экспериментальных результатов, полученных для образцов с длиной резонатора 5100 мкм и просветленными зеркалами. На рисунке 5.3 представлены результаты моделирования выходной оптической мощности (точками обозначены экспериментальные результаты, кривой – моделирование). Как видно, модель хорошо описывает полученные экспериментальные ВТАХ. На рисунке 5.4 представлены результаты моделирования внутренних оптических потерь для этих образцов. Необходимо отметить, что методика ввода зондирующего излучения позволяет измерять только потери, связанные с поглощением на свободных носителях. Оптические потери лазерного излучения на первичном эффекте двухфотонного поглощения существуют только для самого лазерного излучения и не промеряются зондирующим. С другой стороны, вторичный эффект двухфотонного поглощения приводит к рождению свободных носителей, которые равным образом поглощают и собственное, и зондирующее излучение. Поэтому экспериментальные значения внутренних оптических потерь корректно сравнивать с расчётной суммой всех типов поглощения на свободных носителях  $\alpha_{qw}(I) + \alpha_{FCA}^{wg}(I) + \alpha_{cl} + \alpha_{TPA}^{FCA}(P_z(z, I))$ , куда не входит первичный эффект двухфотонного поглощения. Результаты расчета первичного эффекта на рисунке 5.4 приведены отдельно (внизу). Видно, что в гетероструктуре №3 двухфотонное поглощение выше, чем в гетероструктуре №2. Это связано с составом волновода, так как в чистом GaAs коэффициент двухфотонного поглощения выше. Таким образом, представленная в

главе 5.1 модель позволила получить приемлемое соответствие экспериментальных и теоретических данных как по мощностным характеристикам, так и по величине внутренних оптических потерь.

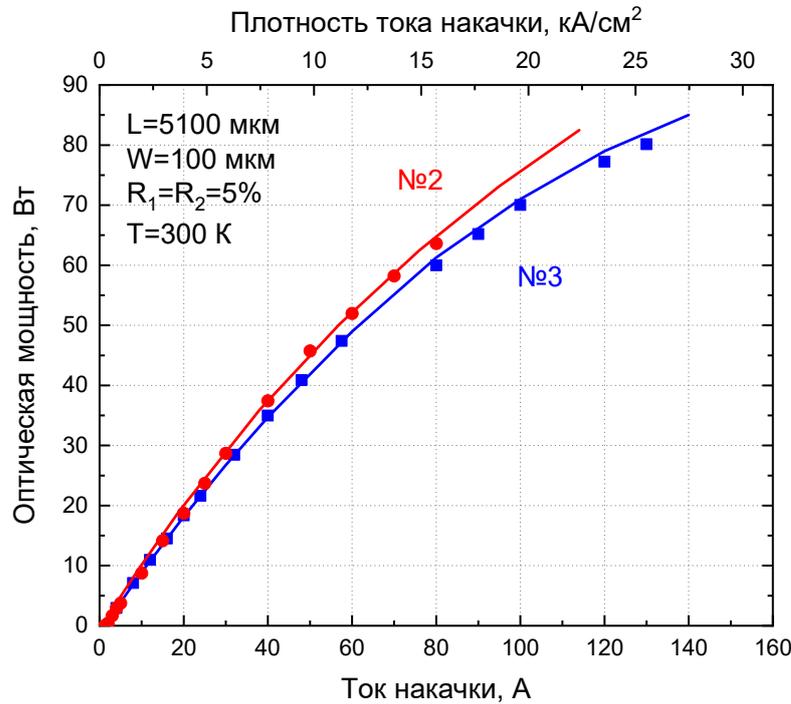


Рисунок 5.3 – Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (линии) ВтАХ для гетероструктур №2 и №3 в импульсном режиме работы

Математическое моделирование позволяет более подробно рассмотреть каждый физический механизм, протекающий внутри лазера. Рассмотрим вклад каждого слагаемого  $\alpha_{qw}(I) + \alpha_{FCA}^{wg}(I) + \alpha_{cl} + \alpha_{TPA}^{FCA}(P_z(z, I))$  в поглощение на свободных носителях для гетероструктур №2 и №3 (рисунок 5.5). Так как оптическое поглощение в эмиттерах не зависит от тока накачки и является постоянным слагаемым, его величина определяется конструкцией гетероструктуры, поэтому на рисунке 5.5 представлены вклады в оптическое поглощение на свободных носителях механизмов, зависящих от тока накачки. Как видно, для обеих гетероструктур потери в активной области достаточно велики и составляют около  $0.3 \text{ см}^{-1}$  на пороге генерации, однако слабо зависят от тока накачки. Потери, связанные со вторичным эффектом двухфотонного поглощения выше в гетероструктуре №3 за счет большего первичного эффекта, но также слабо растут с током накачки. Наибольший вклад в рост внутренних оптических потерь с ростом тока накачки вносит именно поглощение на свободных носителях в волноводных слоях. Таким образом, рост плотности тока накачки полупроводникового лазера приводит к росту оптического поглощения преимущественно в волноводных слоях его гетероструктуры.

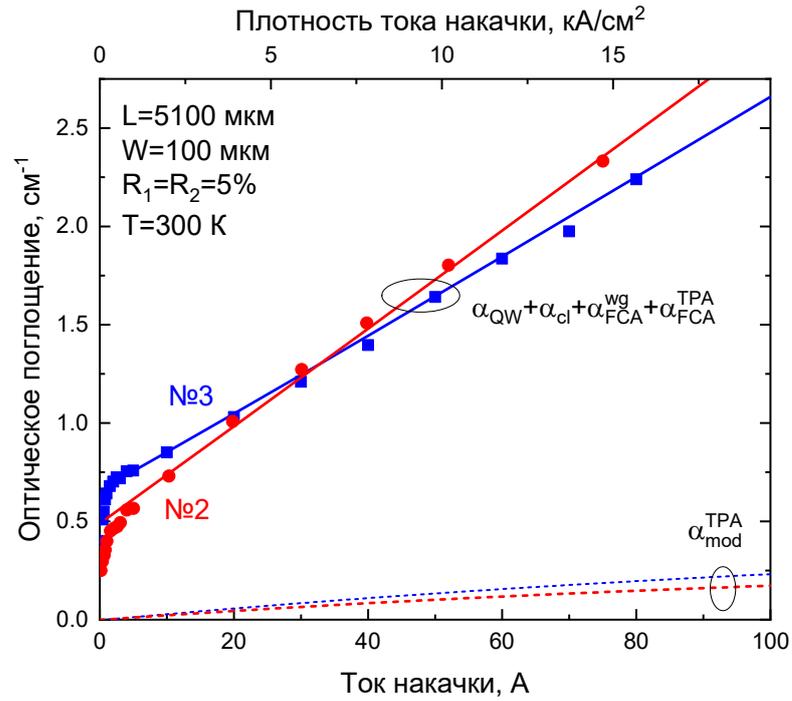


Рисунок 5.4 - Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (линии сплошные) значений оптического поглощения для гетероструктур №2 и №3 в импульсном режиме, результаты расчета первичного эффекта двухфотонного поглощения (линии пунктирные)

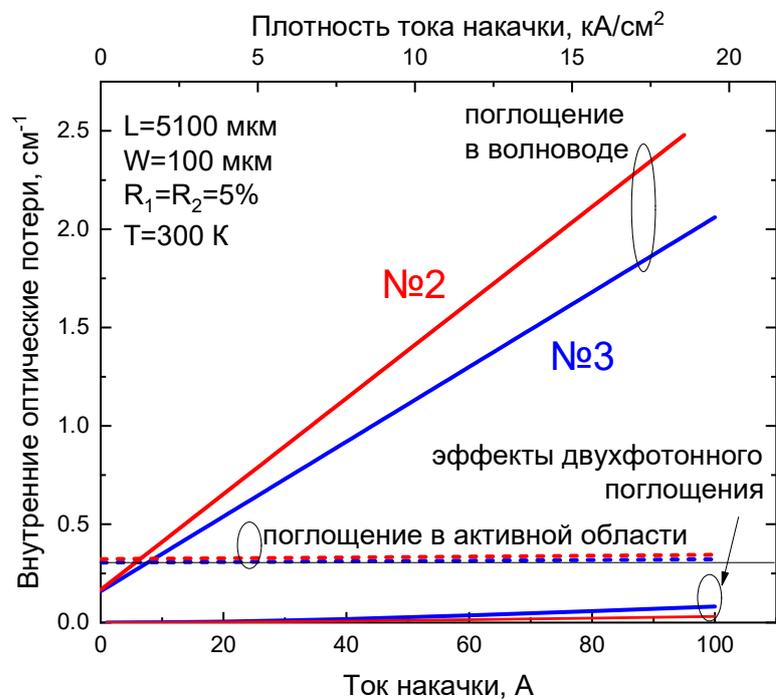


Рисунок 5.5 – Расчётное поглощение на свободных носителях в гетероструктурах №2-3

Также было проведено исследование вклада различных типов рекомбинации в токи спонтанной рекомбинации в волноводе и активной области. Оже рекомбинация в волноводе и активной области очень мала ввиду малого коэффициента Оже рекомбинации для гетероструктур на основе GaAs. Ток рекомбинации в волноводе носителей заряда, сгенерированных двухфотонным поглощением для обеих гетероструктур составляет единицы мА при токе накачки 100 А. Таким образом, наибольший вклад в токи рекомбинации вносит именно излучательная рекомбинация. На рисунке 5.6 представлены суммы всех токов рекомбинации в волноводе и активной области. Ток спонтанной рекомбинации в активной области слабо зависит от тока накачки, тогда как ток рекомбинации в волноводе имеет квадратичную зависимость и при токе накачки 100 А составляет около 5 А для обеих гетероструктур.

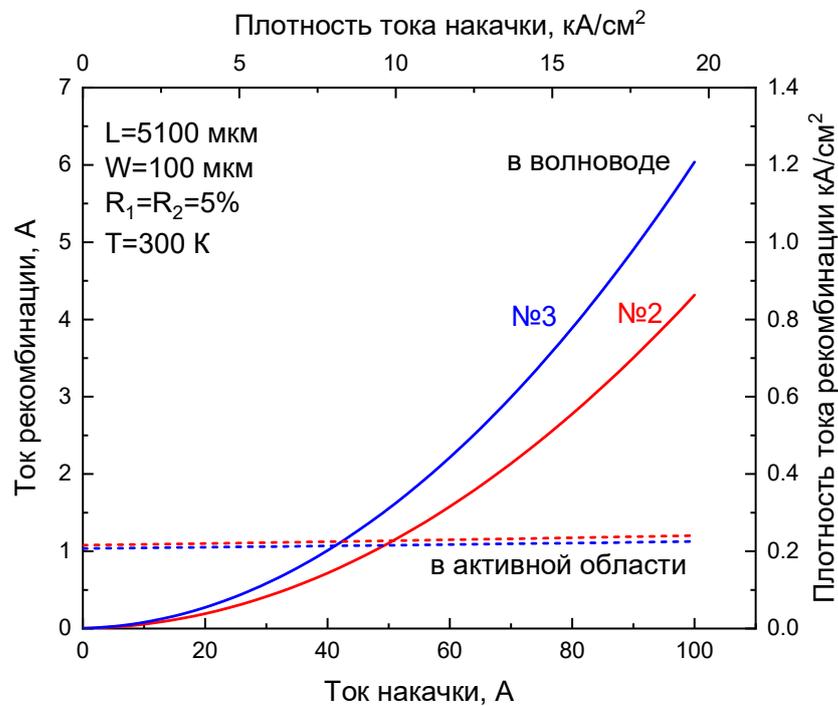


Рисунок 5.6 – Расчётные токи рекомбинации в гетероструктурах №2 и №3

### Параграф 5.3. Математическое моделирование характеристик лазера, работающего в непрерывном режиме

Для моделирования характеристик в непрерывном режиме работы необходимо учесть саморазогрев лазера и его влияние на все физические процессы. Саморазогрев лазера можно

ввести в систему расчета через связь Джоулева тепла, оптической мощности и электрической мощности [142]:

$$\Delta T = R_T \left( I^2 R_s + IU_{cut}(T) - P_{opt}(I, T) \right). \quad (5.20)$$

где  $\Delta T$  – перегрев активной области,  $R_T$  – тепловое сопротивление,  $R_s$  – последовательное сопротивление,  $U_{cut}(T)$  – зависимость напряжения отсечки от температуры.

С ростом температуры меняются многие входные параметры: увеличиваются сечения поглощения электронов и дырок  $\sigma_e$ ,  $\sigma_p$  (параграф 1.4 главы 1), уменьшается подвижность носителей заряда, уменьшаются коэффициенты излучательной рекомбинации в волноводе и активной области. Зависимость модального усиления от концентрации носителей заряда в яме при увеличении температуры ведет себя, как было показано в [56]. На рисунке 5.7 представлены зависимости модального усиления от концентрации носителей заряда в яме при различных температурах на примере гетероструктуры №3.

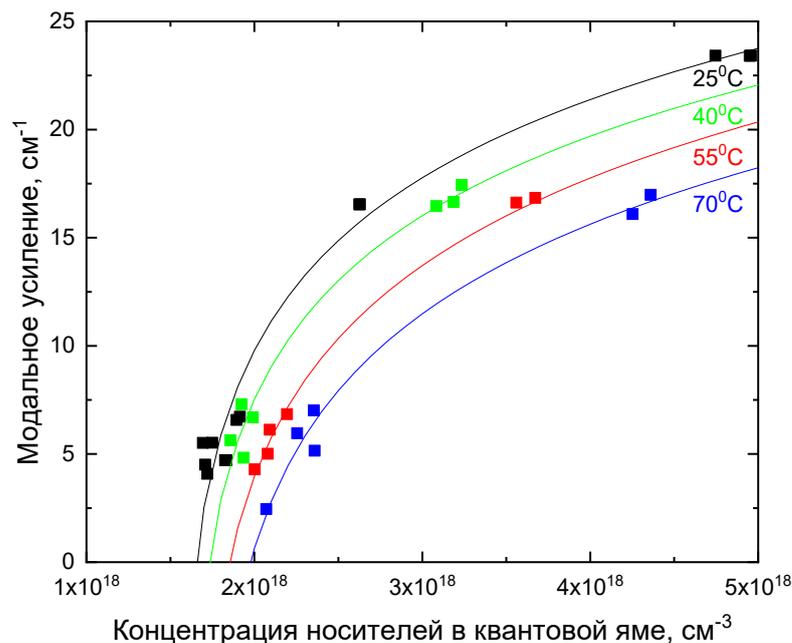


Рисунок 5.7 – Зависимость модального усиления от концентрации носителей заряда в яме при различных температурах для гетероструктуры №3, точки – экспериментальные данные, сплошные линии - аппроксимация

Также важно учесть процесс температурной делокализации носителей заряда из активной области. В этом случае концентрация носителей заряда вблизи активной области  $n_l$  в формулах 5.1 и 5.2 не считается константой. Она обусловлена тепловым выбросом носителей из

активной области, их можно связать с помощью соотношений Больцмана, тогда  $n_l$  в п и р части волновода будет выражаться:

$$n_l(I, T) = \frac{N_c^{wg}(T)}{N_c^{qw}(T)} n_{qw}(I, T) \exp\left(-\frac{\Delta E_c}{kT}\right), 0 < x \leq l_a \quad (5.21)$$

$$n_l(I, T) = \frac{N_v^{wg}(T)}{N_v^{qw}(T)} n_{qw}(I, T) \exp\left(-\frac{\Delta E_v}{kT}\right), l_a < x \leq h \quad (5.22)$$

где  $N_c^{qw}(T), N_v^{qw}(T)$  – плотности состояний в активной области в зоне проводимости и в валентной зоне,  $N_c^{wg}(T), N_v^{wg}(T)$  – плотности состояний в волноводе в зоне проводимости и в валентной зоне,  $\Delta E_c = E_c^{wg} - E_c^{qw}$ ,  $\Delta E_v = E_v^{wg} - E_v^{qw}$ ,  $E_c^{wg}$  – низ зоны проводимости волновода,  $E_c^{qw}$  – низ зоны проводимости активной области,  $E_v^{wg}$  – потолок валентной зоны волновода,  $E_v^{qw}$  – потолок валентной зоны активной области.

В непрерывном режиме работы расчет системы становится более сложной задачей. Для упрощения задачи удобно отказаться от учёта эффектов двухфотонного поглощения. Как было показано выше (рисунки 5.4 и 5.5), при токах накачки менее 15 А вклад этих эффектов пренебрежимо мал. Тогда система уравнений будет иметь вид:

$$\begin{cases} P_{opt}(I, T) = \eta_{int} \frac{\hbar\omega(T)}{e} \frac{\alpha_{out}}{\alpha_{out} + \alpha_{int}(I, T)} (I - I^{wg}(I, T) - I^{qw}(I, T)) \\ \alpha_{int}(I, T) = \alpha_{qw}(I, T) + \alpha_{FCA}^{wg}(I, T) + \alpha_{cl} \\ \alpha_{out} + \alpha_{int}(I, T) = \Gamma_{qw} g_0(T) \ln \frac{n_{qw}(I, T) + n_s(T)}{n_s(T) + n_{tr}(T)} \\ \Delta T = R_T (I^2 R_s + IU(T) - P_{opt}(I, T)) \end{cases} \quad (5.23)$$

В этом случае расчет системы проводится относительно 4-х неизвестных:  $P_{opt}(I, T), \alpha_{int}(I, T), n_{qw}(I, T), \Delta T$ .

#### **Параграф 5.4. Результаты математического моделирования характеристик лазера, работающего в непрерывном режиме**

Моделирование проводилось для образцов с длиной резонатора 2000 мкм и зеркалами образованными естественными сколами, как в параграфе 3.3 глава 3. Для этих образцов были экспериментально получены зависимости оптической мощности, внутренних оптических потерь и перегрева активной области от тока накачки. На рисунке 5.8 представлены результаты моделирования выходной оптической мощности (точками обозначены экспериментальные результаты, сплошными линиями – моделирование). Для гетероструктуры №2 моделирование точно описывает экспериментальные результаты. Для лазеров на основе гетероструктуры №3

общий вид зависимости совпадает, однако насыщение наступает при больших токах накачки. Это может объясняться небольшими погрешностями входных данных или ухудшенным отводом тепла от реального экспериментального образца. Также построенная модель показала приемлемое соответствие экспериментальных и теоретических данных по величине внутренних оптических потерь и величине перегрева (рисунки 5.9 и 5.10, соответственно). Как видно из рисунка 5.9, характер зависимости внутренних оптических потерь от тока накачки для обеих гетероструктур одинаковый.

Моделирование токов спонтанной рекомбинации в активной области и волноводе показано на рисунке 5.11. До тока накачки 9 А токи рекомбинации в активной области для гетероструктур практически совпадают. Далее для гетероструктуры №3 токи рекомбинации в активной области

быстрее растут, чем для гетероструктуры №2. Ток рекомбинации в волноводе во всем диапазоне токов накачки выше для гетероструктуры №3 и сильнее зависит от тока. Рост паразитного тока рекомбинации с ростом тока накачки приводит к заметному падению ВКЭ в гетероструктуре №3.

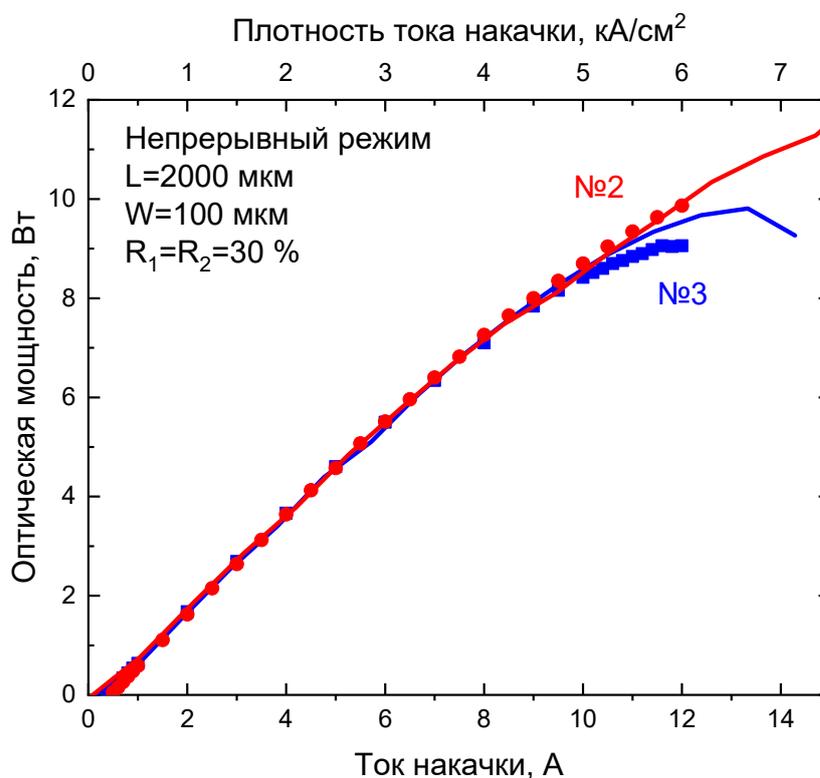


Рисунок 5.8 – Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (линии) ВТАХ для гетероструктур №2 и №3 в непрерывном режиме работы при температуре теплоотвода 300 К

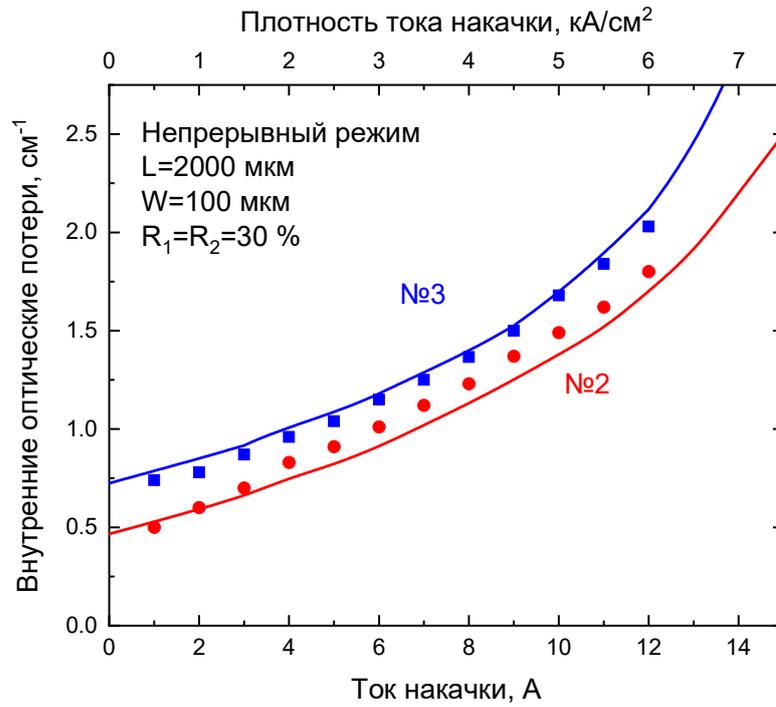


Рисунок 5.9 - Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (линии) значений внутренних оптических потерь для гетероструктур №2 и №3 в непрерывном режиме работы при температуре теплоотвода 300 К

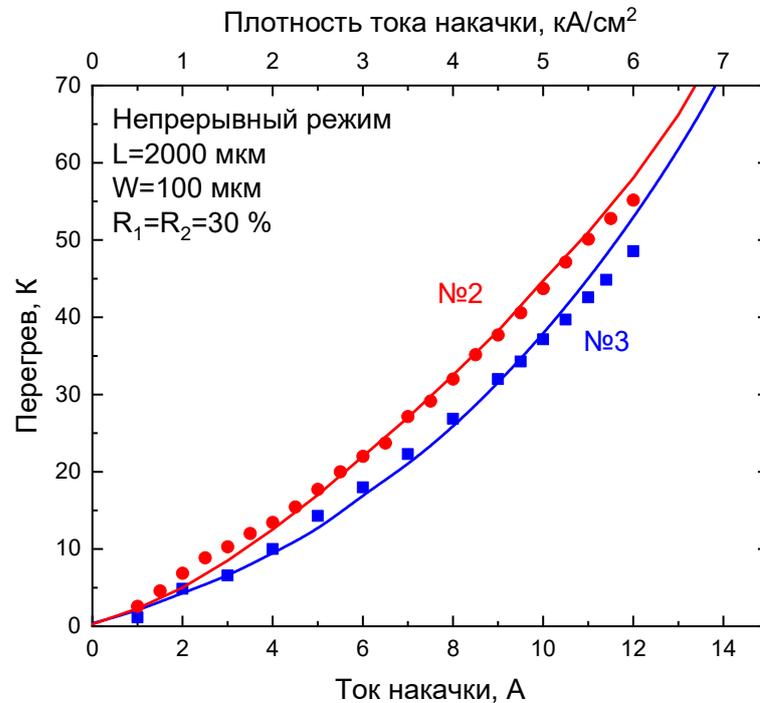


Рисунок 5.10 – Сопоставление экспериментально измеренного (точки) и расчётного (линии) значения перегрева активной области в непрерывном режиме работы для гетероструктур №2 и №3 (температура теплоотвода 300 К)

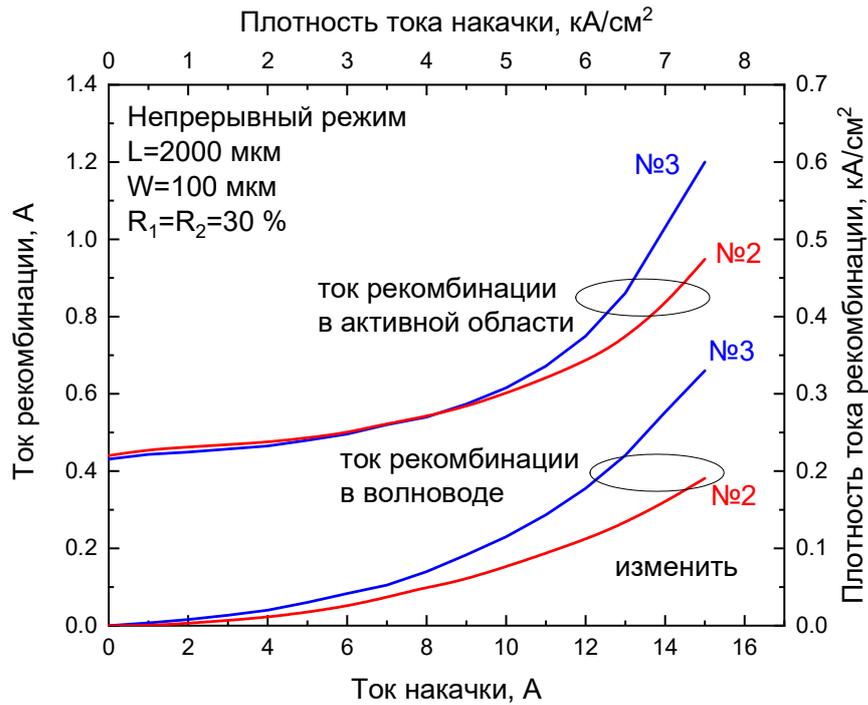


Рисунок 5.11 – Расчётные зависимости токов рекомбинации в активной области и волноводе от тока накачки в непрерывном режиме работы для гетероструктур №2 и №3

### Параграф 5.5. Результаты математического моделирования характеристик лазера при пониженной температуре

Построенные математические модели позволили провести моделирование работы лазера при пониженной температуре. Моделирование было проведено для лазеров на основе гетероструктуры №3. Результаты моделирования выходной оптической мощности в импульсном режиме работы при комнатной и пониженной температурах для лазерных образцов с длиной резонатора 3000 мкм и выводом излучения через переднее зеркало  $R_1=5\%$ ,  $R_2=5\%$  представлены на рисунке 5.12. Расчёт проводился по системе уравнений 5.19. Была получена хорошая корреляция теоретического расчёта и экспериментальных данных.

Влияние снижения температуры до 120 К на внутренние оптические потери (рисунок 5.13) и токи рекомбинации (рисунок 5.14) приведено на примере образцов с длиной резонатора  $L=5100$  мкм и  $R_1=R_2=5\%$  для удобства сравнения. Видно, что при снижении температуры внутренние оптические потери уменьшаются в 2.5 раза (рисунок 5.13), однако полностью их подавить не удаётся. Снижение потерь происходит как ввиду меньшего накопления концентрации носителей в волноводе, так и из-за снижения сечения поглощения на свободных носителях. С уменьшением температуры токи рекомбинации (рисунок 5.14) также немного

снизились ввиду меньшего накопления носителей в волноводе. Тем не менее, падение концентрации было отчасти компенсировано ростом коэффициентов излучательной рекомбинации, поэтому итоговый эффект оказался небольшим (суммарный ток рекомбинации в волноводе уменьшился примерно на треть). Таким образом, эффект от повышения мощности при снижении температуры достигнут главным образом благодаря сильному снижению внутренних оптических потерь.

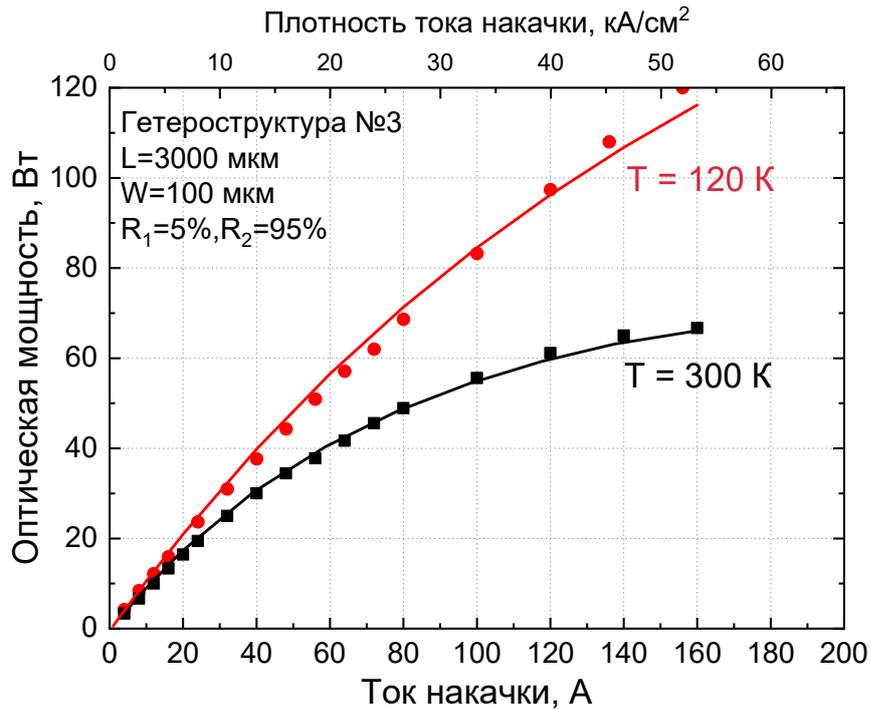


Рисунок 5.12 – Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (линии) ВтАХ для лазеров на основе гетероструктуры №3 в импульсном режиме работы при комнатной и пониженной температурах

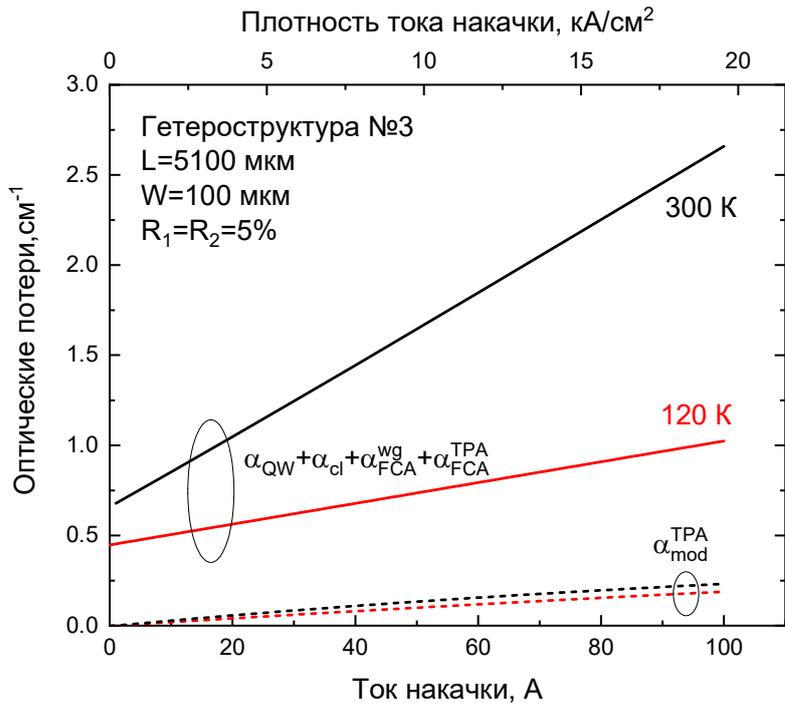


Рисунок 5.13 – Расчётное оптическое поглощение в гетероструктуре №3 при комнатной и пониженной температурах в импульсном режиме работы

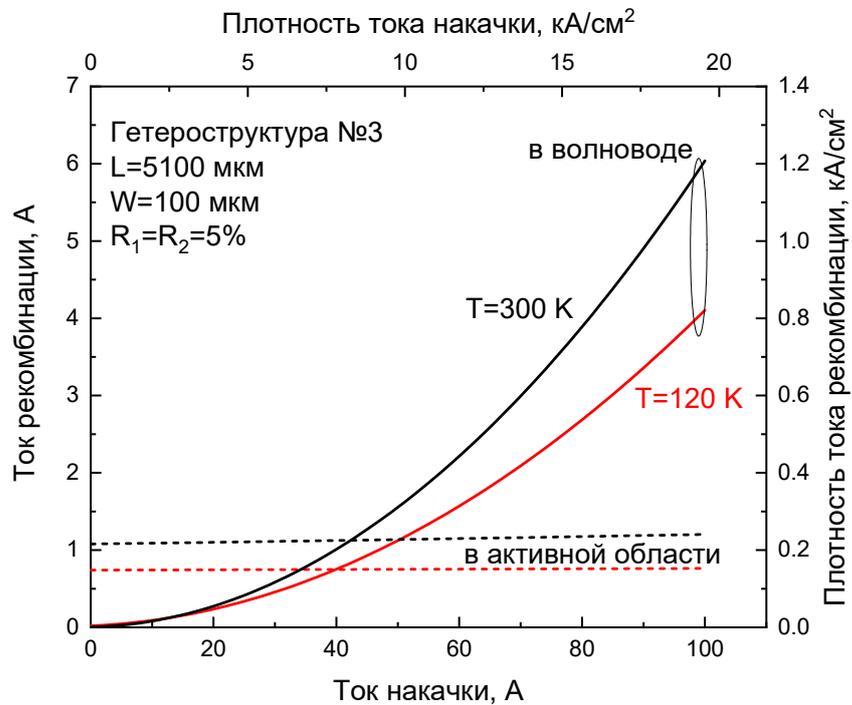


Рисунок 5.14 – Расчётные токи рекомбинации в гетероструктуре №3 при комнатной и пониженной температурах в импульсном режиме работы

Моделирование оптической мощности в непрерывном режиме работы при пониженной температуре представлено на рисунке 5.15. Расчёт производился по системе уравнений 5.23. Было получено хорошее согласие экспериментальных и расчётных ВтАХ. В непрерывном режиме работы влияние снижения температуры до 120 К на внутренние оптические потери приведено на рисунке 5.16. Как и в импульсном режиме работы, снижение температуры снижает значение внутренних оптических потерь и их зависимость от тока. Таким образом, понижение температуры лазера до 120 К позволяет в значительной степени подавить процессы роста оптических потерь с током и температурой, однако не позволяет полностью от них избавиться.

На рисунке 5.17 показано моделирование токов рекомбинации в гетероструктуре №3 в непрерывном режиме работы при комнатной и пониженной температурах. При снижении температуры пороговый ток снижается более чем в 2 раза и снижается зависимость тока рекомбинации в активной области от тока накачки. Ток рекомбинации в волноводе также уменьшается, при токе накачки 15 А он составляет всего 150 мА.

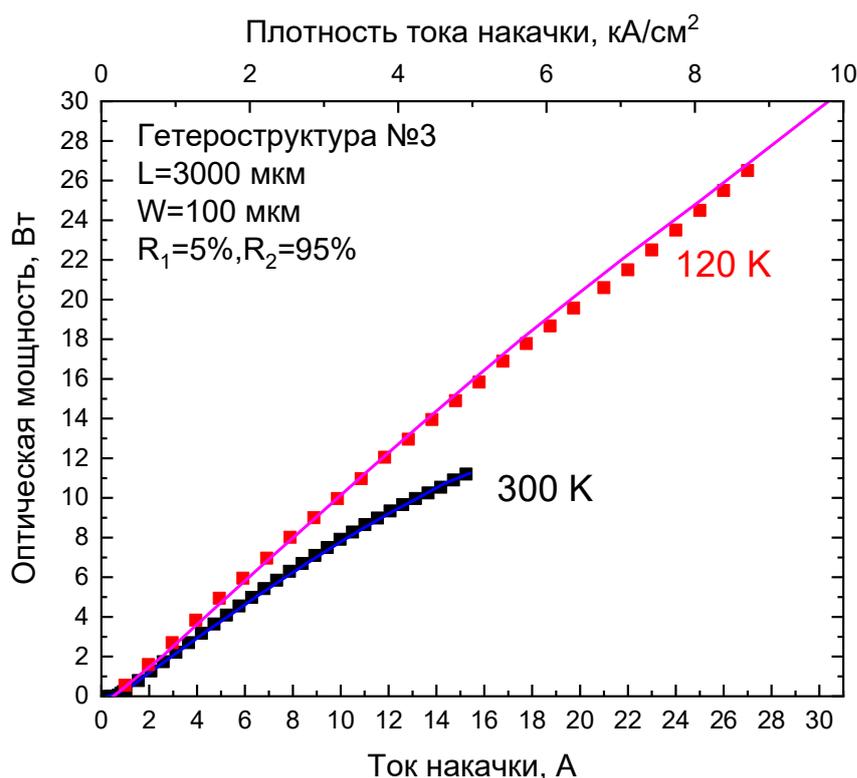


Рисунок 5.15 – Сравнение экспериментальных (точки) и расчетных (линии) ВтАХ для лазеров на основе гетероструктуры №3 в непрерывном режиме работы при комнатной и пониженной температурах

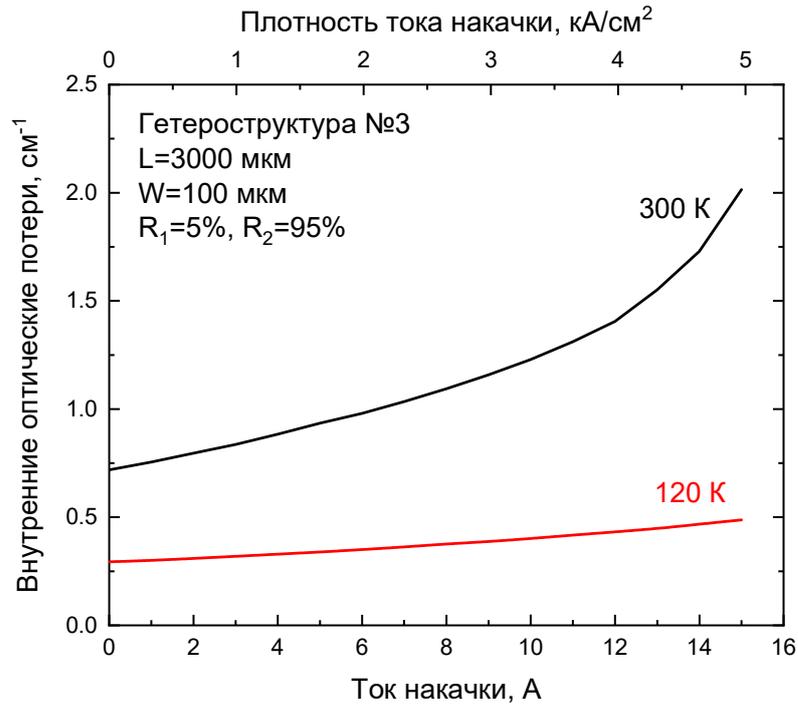


Рисунок 5.16 – Расчётные внутренние оптические потери в гетероструктуре №3 в непрерывном режиме работы при комнатной и пониженной температурах

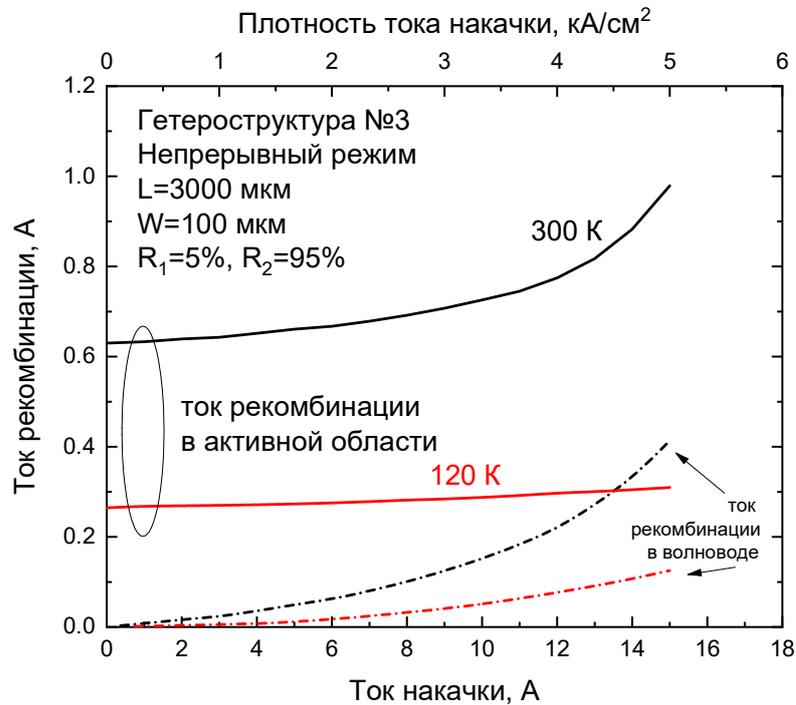


Рисунок 5.17 – Расчётные токи рекомбинации в гетероструктуре №3 в непрерывном режиме работы при комнатной и пониженной температурах

### Параграф 5.6. Выводы по главе 5

Были разработаны математические модели для обоснования полученных экспериментальных результатов в импульсном и непрерывном режимах работы лазеров. Модели позволили получить приемлемое соответствие экспериментальных и теоретических данных для лазеров с широкими волноводами как по мощностным характеристикам, так и по величине внутренних оптических потерь, причем при различных температурах. Моделирование позволило оценить вклад каждого механизма в процессы насыщения оптической мощности, роста внутренних оптических потерь и снижение внутренней квантовой эффективности. Теоретические расчеты позволили раскрыть и обосновать основные научные положения. Разработанные модели справедливы для определенных условий и только в определённых пределах, например, они не позволяют рассчитывать характеристики лазеров со сверхузкими волноводами. Основной достигнутый результат заключается в том, что впервые удалось провести математическое моделирование, которое согласовывается не только с ВТАХ лазера, но и с измеренными зависимостями его внутренних оптических потерь. Более подробное теоретическое исследование и обоснование полученных экспериментальных результатов является предметом дальнейших исследований.

## Заключение

В ходе выполнения диссертационной работы были получены следующие результаты:

1. На основании обзора литературы составлен список физических механизмов, ответственных за насыщение ВТАХ лазеров в импульсном и непрерывном режимах, показано, что на сегодняшний момент не существует единой и непротиворечивой модели, полностью описывающей наблюдаемые экспериментально явления.
2. Были разработаны, изготовлены и протестированы полупроводниковые лазеры различных конструкций. Все изготовленные гетероструктуры обеспечивают стабильную лазерную генерацию в непрерывном режиме с выходной мощностью в диапазоне от единиц до более 10 Вт и с пиковым КПД 40-65%. Лазеры на основе гетероструктур с расширенными волноводами могут использоваться для изготовления мощных многомодовых лазеров. Гетероструктуры со сверхузкими волноводами могут использоваться для изготовления одномодовых лазеров для исследовательских и прикладных проектов.
3. Зависимость внутренних оптических потерь от плотности тока накачки для лазеров с различными параметрами резонатора (длина, коэффициенты отражения зеркал) по-разному влияет на насыщение ВТАХ и максимальную оптическую мощность.
4. Разработана методика исследования поглощения на свободных носителях в работающем полупроводниковом при различных уровнях токовой накачки и температуры. Методика основана на вводе зондирующего излучения в волновод исследуемого образца, в котором зондирующее излучение испытывает поглощение на свободных носителях. Она позволяет обеспечить измерение величины коэффициента поглощения с точностью не хуже  $0.1 \text{ см}^{-1}$ .
5. Экспериментально показано, что в AlGaAs/InGaAs/GaAs лазерах насыщение ВТАХ в импульсном режиме определяется ростом внутренних оптических потерь и падением внутренней квантовой эффективности стимулированного излучения, пропорциональными росту плотности тока накачки лазера.
6. Экспериментально показано, что форма зависимостей внутренних оптических потерь от тока накачки зависит от конструкции лазерной гетероструктуры. Для лазеров с расширенным волноводом выше порога генерации зависимость близка к линейной в диапазоне тока накачки до 60 А и температурах 25-65 °С. Характерные значения внутренних оптических потерь составляют около  $1.7 \text{ см}^{-1}$  при плотности тока накачки  $10 \text{ кА/см}^2$ . Для лазеров со сверхузким волноводом (100-200 нм) выше

порога генерации зависимость сублинейна и меньше зависит тока. При плотности тока накачки  $10 \text{ кА/см}^2$  внутренние оптические потери для них находятся в диапазоне  $2\text{-}3 \text{ см}^{-1}$ .

7. Экспериментально показано, что для лазеров с расширенным до  $3 \text{ мкм}$  волноводом из GaAs при высоких плотностях тока накачки ( $20 \text{ кА/см}^2$ ) и при повышенных температурах (более  $50^\circ\text{C}$ ) наблюдается сверхлинейный рост внутренних оптических потерь с плотностью тока накачки, который сопровождается падением внутренней дифференциальной квантовой эффективности лазера, в силу делокализации носителей заряда из активной области.
8. Экспериментально показано, что в лазерах с расширенным волноводом ( $1.7\text{-}3 \text{ мкм}$ ) падение ВКЭ стимулированного излучения невелико  $88\%$  и наблюдается только для лазеров со слабой локализацией носителей заряда при высоких токах и температурах.
9. Экспериментально показано, что эффекты делокализации носителей заряда можно практически полностью подавить, используя в составе волновода лазера  $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ . при этом наблюдается увеличение градиента токовой зависимости внутренних оптических потерь. За счёт подавления падения квантовой эффективности удалось добиться повышения пиковой оптической мощности до  $60 \text{ Вт}$  при  $100 \text{ А}$  (ширина полоска  $100 \text{ мкм}$ , температура теплоотвода  $25^\circ\text{C}$ , частота  $1 \text{ кГц}$ , длительность импульса  $100 \text{ нс}$ ).
10. Экспериментально показано, что в лазерах со сверхузким волноводом ( $100\text{-}200 \text{ нм}$ ) падение ВКЭ стимулированного излучения велико. Для некоторых типов таких гетероструктур ВКЭ составляет всего  $60\%$  при плотности тока  $12 \text{ кА/см}^2$  при исходном значении  $85\text{-}95\%$  на пороге генерации.
11. Повысить ВКЭ в лазерах со сверхузким волноводом ( $100\text{-}200 \text{ нм}$ ) можно за счёт применения искусственных барьерных слоёв на границе волновод-эмиттер.
12. Для лазеров со сверхузкими волноводами ( $< 200 \text{ нм}$ ) наблюдается аномальное снижение внутренних оптических потерь с ростом температуры.
13. Экспериментально показано, что в AlGaAs/InGaAs/GaAs лазерах насыщение ВТАХ в непрерывном режиме работы определяется ростом внутренних оптических потерь, пропорциональным росту тока накачки и температуры лазера. При более высоких токах в непрерывном режиме наблюдается падение ВКЭ стимулированного излучения.
14. Для лазеров на основе гетероструктуры с расширенным AlGaAs волноводом в импульсном режиме достигнута максимальная линейность ВТАХ. Была достигнута

пиковая оптическая мощность более 65 Вт (в две стороны) для длинных образцов с обеими просветлёнными гранями и пиковая оптическая мощность 90 Вт для стандартных образцов с выводом излучения через переднее зеркало.

15. Снижение температуры лазера до 120 К позволяет значительно увеличить линейность ВТАХ лазера как в импульсном, так и в непрерывном режимах благодаря сильному снижению внутренних оптических потерь. При 120 К с апертуры 100 мкм достигнуты максимальные оптические мощности 27 Вт в непрерывном и 120 Вт в импульсном режимах, ограниченные оптической прочностью выходного зеркала.
16. Теоретически описаны экспериментальные результаты, полученные для лазеров с расширенными волноводами. Моделирование позволило оценить вклады различных внутренних механизмов в рост внутренних оптических потерь и падение внутренней квантовой эффективности и обосновать полученные результаты.
17. Результаты настоящей работы использовались для выполнения ряда НИР и НИОКР в ФТИ им. А.Ф.Иоффе, в том числе: грант РНФ (№19-79-30072 «Физико-технологические принципы создания интегральных многоэлементных фотонных схем на основе полупроводниковых наногетероструктур для мощных источников лазерного излучения с использованием технологии селективной эпитаксии»), гранты РФФИ (№ 18-32-00151 "Исследование внутренних оптических потерь в гетероструктурах мощных полупроводниковых лазеров при высоких уровнях токовой накачки" и №19-32-90070 от 2019 г. «Исследование поглощения на свободных носителях в мощных полупроводниковых лазерах»).

Основные результаты диссертационной работы изложены в работах:

1. Veselov D.A. Internal optical loss and internal quantum efficiency of a high-power GaAs laser operating in the CW mode / Veselov D.A., **Bobretsova Y.K.**, Klimov A.A., Bakhvalov K.V., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. // *Semicond. Sci. Technol.* – 2021. – Vol. 36, №11. – P. 115005.
2. Бобрецова Ю.К. Экспериментальная методика исследования оптического поглощения в волноводных слоях полупроводниковых лазерных гетероструктур / **Бобрецова Ю.К.**, Веселов Д.А., Подоскин А.А., Воронкова Н.В., Слипченко С.О., Ладугин М.А., Багаев Т.А., Мармалюк А.А., Пихтин Н.А. // *Квантовая электроника.* – 2021. – Т. 51, №2. – С.124.
3. Бобрецова Ю.К. Оптическое поглощение в волноводе AlGaAs-гетероструктуры n-типа / **Бобрецова Ю.К.**, Веселов Д.А., Климов А.А., Бахвалов К.В., Шамахов В.В.,

- Слипченко С.О., Андриюшкин В.В., Пихтин Н.А. // Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51, №11. – С.987.
4. Veselov D.A. High-power laser diodes with ultra-narrow waveguides for pulse operation / Veselov D.A., **Bobretsova Y.K.**, Golovin V.S., Nikolaev D.N., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A., Кор`ев P.S. // Proc. SPIE LASE. – 2020. – Vol. 11301.
  5. Slipchenko S.O. Energy balance model of high-power semiconductor lasers at high-pumping current / Slipchenko S.O., Soboleva O.S., **Bobretsova Y.K.**, Gavrina P.S., Rudova N.A. // Proc. SPIE LASE. – 2020. – Vol. 11274.
  6. Бобрецова Ю.К. AlGaAs/GaAs/InGaAs-лазеры со сверхузким волноводом / **Бобрецова Ю.К.**, Веселов Д.А., Климов А.А., Вавилова Л.С., Шамахов В.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А. // Квантовая электроника. – 2019. – Т. 49, №7. – С.661.
  7. Veselov D.A. Measurements of internal optical loss inside an operating laser diode / Veselov D.A., **Bobretsova Y.K.**, Leshko A.Y., Shamakhov V.V., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. // J. Appl. Phys. – 2019. – Vol. 126, №21. – P.213107.
  8. Бобрецова Ю.К. Полупроводниковые лазеры со сверхузким волноводом / **Бобрецова Ю.К.**, Веселов Д.А., Климов А.А., Рудова Н.А., Ладугин М.А., Рябоштан Ю.Л., Мармалюк А.А., Слипченко С.О., Пихтин Н.А. // Сборник тезисов 12-й Белорусско-Российский семинар «Полупроводниковые лазеры и системы на их основе». – 2019. – С.102.
  9. Веселов Д.А. Оптические потери в лазерных волноводах различных конструкций / Веселов Д.А., **Бобрецова Ю.К.**, Климов А.А., Слипченко С.О., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Пихтин Н.А. // Сборник тезисов XIV Российская конференция по физике полупроводников. – 2019. – С.423.
  10. Климов А.А. Аномальная температурная зависимость внутренних оптических потерь в лазерах со сверхузкими волноводами / Климов А.А., **Бобрецова Ю.К.**, Веселов Д.А. // Сборник тезисов XXI Всероссийская молодежная конференция по физике полупроводников и наноструктур, полупроводниковой опто- и наноэлектронике. – 2019. – С.98.
  11. Veselov D.A. Current and temperature dependencies of internal optical loss in laser heterostructures / Veselov D.A., **Bobretsova Y.K.**, Klimov A.A., Shamakhov V.V., Leshko A.Y., Sokolova Z.N., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. // Proc. of International conference laser optics ICLO. – 2018. – P. 147.
  12. Веселов Д.А., Исследование внутренних оптических потерь в лазерных гетероструктурах методом ввода зондирующего излучения / Веселов Д.А., **Бобрецова Ю.К.**, Лютецкий А.В., Бахвалов К.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А. //

- Сборник тезисов 6-й Российский симпозиум с международным участием «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». – 2018. – С.32.
13. Климов А.А. AlGaAs/GaAs/InGaAs лазеры со сверхузким волноводом для импульсных применений / Климов А.А., Веселов Д.А., **Бобрецова Ю.К.**, Слипченко С.О., Вавилова Л.С., Шамахов В.В., Пихтин Н.А. // Сборник тезисов 6-й Российский симпозиум с международным участием «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». – 2018. – С.94.
  14. Бобрецова Ю.К. Рост внутренних оптических потерь в гетероструктурах лазеров спектрального диапазона 1 – 1.1 мкм / **Бобрецова Ю.К.**, Веселов Д.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Пихтин Н.А. // Сборник тезисов VI Международный симпозиум по когерентному оптическому излучению полупроводниковых соединений и структур. – 2017.
  15. Веселов Д.А. Исследование импульсных характеристик полупроводниковых лазеров с расширенным волноводом при низких температурах (110-120 К) / Веселов Д.А., Шашкин И.С., **Бобрецова Ю.К.**, Бахвалов К.В., Лютецкий А.В., Капитонов В.А., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. // Физика и техника полупроводников. – 2016. – Т.50, №10. – С. 1414.
  16. Бобрецова Ю.К. Исследование рабочих характеристик мощных полупроводниковых лазеров при низких температурах / **Бобрецова Ю.К.**, Веселов Д.А., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Тарасов И.С. // Программа и тезисы докладов 5-й Российский симпозиум с международным участием «Полупроводниковые лазеры: физика и технология». – 2016.

## Благодарности

Автор выражает глубокую признательность и искреннюю благодарность своему научному руководителю – Пихтину Никите Александровичу за постановку задачи, активное участие в обсуждении результатов и постоянную поддержку на протяжении всего процесса работы над диссертацией.

Автор выражает огромную благодарность своим старшим коллегам за переданные знания и опыт работы в области физики, и всем сотрудникам лаборатории «Полупроводниковой люминесценции и инжекционных излучателей», в которой выполнялась диссертационная работа, за тёплую и дружественную атмосферу, понимание и поддержку и плодотворные обсуждения полученных результатов.

Отдельные слова благодарности хочется высказать: Веселову Дмитрию Александровичу – за организацию электрооптических исследований гетероструктур различных конструкций, за разработку уникального экспериментального метода измерения коэффициента поглощения, за плодотворные обсуждения, а также за понимание и поддержку; Слипченко Сергею Олеговичу - за предоставленные гетероструктуры, плодотворные обсуждения результатов исследований; Соколовой Зинаиде Николаевне – за дружеские советы, плодотворные обсуждения, высказываемые замечания и конструктивную критику; Васильевой Вере Владимировне – за помощь в проведении постростовых процессов и моральную поддержку; Лютецкому Андрею Владимировичу и Бахвалову Кириллу Викторовичу – за стандартную характеристику исследованных гетероструктур;

Особую благодарность выражаю своим родителям за заботу, поддержку и веру в меня.

**Список сокращений и обозначений**

ВАХ – вольт-амперная характеристика

ВКЭ – внутренняя квантовая эффективность стимулированного излучения

ВтАХ – ватт-амперная характеристика

ИК – инфракрасный

КМОП - комплементарная структура металл-оксид-полупроводник (CMOS, complementary metal-oxide-semiconductor)

КОДЗ – катастрофическая оптическая деградация зеркала

КПД – коэффициент полезного действия

КР РО ДГС – квантоворазмерная двойная гетероструктура раздельного ограничения

КТ – квантовая точка

КЯ – квантовая яма

СЭМ – сканирующая электронная микроскопия

ФЛ – фотолюминесценция

LSHB – longitudinal spatial hole burning – продольное пространственное выгорание дыр

SHB – spectral hole burning – спектральное выгорание дыр

## Список литературы

1. Wenzel H. Theoretical and experimental investigations of the limits to the maximum output power of laser diodes / Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., Wang X., Erbert G., Tränkle G. // *New Journal of Physics*. – 2010. – Vol. 12. – P.085007.
2. Piprek J. On the reliability of pulse power saturation models for broad-area GaAs-based lasers // *Optical and Quantum Electronics*. – 2019. – Vol. 51, № 60. – P. 1–10.
3. Ryvkin B. Non-uniform carrier accumulation in optical confinement layer as ultimate power limitation in ultra-high-power broad-waveguide pulsed InGaAs/GaAs/AlGaAs laser diodes / Ryvkin B., Avrutin E. // *Electronics Letters*. – 2006. – Vol. 42, № 22. – P. 1283.
4. Avrutin E.A. Theory of direct and indirect effect of two-photon absorption on nonlinear optical losses in high power semiconductor lasers / Avrutin E.A., Ryvkin B.S. // *Semiconductor science and technology*. – 2017. – Vol. 32, № 1. – P. 015004.
5. Piprek J. What Causes the Pulse Power Saturation of GaAs-Based Broad-Area Lasers? / Piprek J., Li Z.M. // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 2018. – Vol. 30, № 10. – P. 963.
6. Соколова З.Н. Рост внутренних оптических потерь с увеличением тока накачки и выходная мощность лазеров на квантовых ямах / Соколова З.Н., Веселов Д.А., Пихтин Н.А., Тарасов И.С., Асрян Л.В. // *Физика и техника полупроводников*. – 2017. – Т. 51, № 7. – С. 998.
7. Пихтин Н.А. Внутренние оптические потери в полупроводниковых лазерах / Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. // *Физика и техника полупроводников*. – 2004. – Т. 38, № 3. – С. 374.
8. Кейси Х. Лазеры на гетероструктурах. Том 1. / Кейси Х., Паниш М.; под ред. Елисеева П.Г. – Москва: Мир, 1981. – 300 с.
9. Басов Н.Г. Получение состояний с отрицательной температурой в p-n переходах вырожденных полупроводников / Басов Н.Г., Крохин О.Н., Попов Ю.М. // *Журнал экспериментальной и технической физики*. – 1961. – Т. 40. – С. 1879.
10. Hall R.N. Coherent Light Emission From GaAs Junctions / Hall R.N., Fenner G.E., Kingsley J.D., Soltys, T.J., Carlson R.O. // *Physical Review Letters*. – 1962. – Vol. 9, № 9. – P.366.
11. Алферов Ж.И., Казаринов Р.Ф. Полупроводниковый лазер с электрической накачкой // Авт. свид. №181737, по заявке №9508/26-25 с приоритетом от 30.03.1963.
12. Алферов Ж И et al. Исследование влияния параметров гетероструктуры в системе AlAs-GaAs на пороговый ток лазеров в получение непрерывного режима генерации при комнатной температуре / Алферов Ж.И., Андреев В.М., Гарбузов Д.З., Жилиев Ю.В.,

- Морозов Е.П., Портной Е.Л., Трофим В.Г. // Физика и техника полупроводников. – 1970. – Т. 4. – С. 1826.
13. Al-Muhanna A. High-power (>10 W) continuous-wave operation from 100- $\mu$ m-aperture 0.97- $\mu$ m-emitting Al-free diode lasers / Al-Muhanna A., Mawst L.J., Botez D., Garbuzov D.Z., Martinelli R.U., Connolly J.C. // *Applied Physics Letters*. – 1998. – Vol. 73, № 9. – P.1182–1184.
  14. Pikhtin N.A. 16 W continuous-wave output power from 100 [micro sign]m-aperture laser with quantum well asymmetric heterostructure / Pikhtin N.A., Slipchenko S.O., Sokolova Z.N., Stankevich A.L., Vinokurov D.A., Tarasov I.S., Alferov Zh.I. // *Electronics Letters*. – 2004. – Vol. 40, № 22. – P. 1413.
  15. Maximov M.V. Optical gain and high-power operation of edge-emitting lasers based on quantum well-dots / Maximov M.V., Gordeev N.Yu., Payusov A.S., Shernyakov Yu.M., Mintairov S.A., Kalyuzhnyy N.A., Nadtochiy A.M., Serin A.A., Kornyshev G.O., Zhukov A.E. // *Proc. International Conference Laser Optics ICLO*. – 2020.
  16. Crump P. Experimental and theoretical studies into the limits to peak power in GaAs-based diode lasers / Crump P., Wenzel H., Kaul T., Winterfeldt M., Platz R., Erbert G., Tränkle G. // *Proc. International Semiconductor Laser Conference (ISLC)*. – 2016.
  17. Crump P. Progress in Efficiency and Brightness in GaAs-Based High Power Diode Lasers / Crump P., Tränkle G. // *Proc. Photonics Device Workshop*. – 2019.
  18. Rossin V. High power, high brightness diode lasers for kW lasers systems / Rossin V., Peters M., Demir A., Morehead J.J., Guo J., Xiao Y., Cheng J., Hsieh A., Duesterberg R., Skidmore J. // *Proc. of the High Power Diode Lasers and Systems Conference (HPD)*. – 2015. – P. 35.
  19. Peters M.G. Power saturation in standard and double-AR unfolded laser diode cavities / Peters M. G., Fily A., Rossin V., Demir A. // *Proc. International Semiconductor Laser Conference (ISLC)*. – 2016.
  20. Gapontsev V. Highly-efficient high-power pumps for fiber lasers / Gapontsev V., Moshegov N., Berezin I., Komissarov A., Trubenko P., Miftakhutdinov D., Berishev I., Chuyanov V., Raisky O., Ovtchinnikov A. // *SPIE LASE High-Power Diode Laser Technology XV*. – 2017. – Vol. 10086. – P. 1008604.
  21. Skidmore J. Advances in high-power 9XXnm laser diodes for pumping fiber lasers / Skidmore J., Peters M., Rossin V., Guo J., Xiao Y., Cheng J., Shieh A., Srinivasan R., Singh J., Wei C., Duesterberg R., Morehead J.J., Zucker E. // *Proc. High-Power Diode Laser Technology and Applications XIV*. – 2016. – P. 97330B.
  22. Bean D.M., Qian Y., Pulver D.E. High-power infrared semiconductor diode light emitting device // *pat. US 7701991B2 USA*. 2010.

23. Boucher J.F. Ultra-high-intensity 1550-nm single junction pulsed laser diodes / Boucher J.F., Callahan J.J. // Proc. SPIE Laser Technology for Defense and Security VII. – 2011. – Vol. 8039. – P. 80390B.
24. Мармалюк А.А. Полупроводниковые AlGaInAs/InP-лазеры со сверхузкими волноводами / Мармалюк А.А., Рябоштан Ю.Л., Горлачук П.В., Ладугин М.А., Падалица А.А., Слипченко С.О., Лютецкий А.В., Веселов Д.А., Пихтин Н.А. // Квантовая электроника. – 2017. – Т.47, № 3. – С.272.
25. Волков Н.А. Полупроводниковые AlGaInAs/InP-лазеры ( $\lambda = 1450\text{--}1500$  нм) с сильно асимметричным волноводом / Волков Н.А., Андреев А.Ю., Яроцкая И.В., Рябоштан Ю.Л., Светогоров В.Н., Ладугин М.А., Падалица А.А., Мармалюк А.А., Слипченко С.О., Лютецкий А.В., Веселов Д.А., Пихтин Н.А. // Квантовая электроника. – 2021. – Т.51, № 2. – С.133.
26. Garrod T. 50% continuous-wave wallplug efficiency from 1.53  $\mu\text{m}$ -emitting broad-area diode lasers / Garrod T., Olson D., Klaus M., Zenner C., Galstad C., Mawst L., Botez D. // Applied Physics Letters. – 2014. – Vol. 105, № 7. – P. 071101.
27. Pourhashemi A. Pulsed high-power AlGaN-cladding-free blue laser diodes on semipolar (2021) GaN substrates / Pourhashemi A., Farrell R.M., Hardy M.T., Hsu P.S., Kelchner K.M., Speck J.S., DenBaars S.P., Nakamura S. // Applied Physics Letters. – 2013. – Vol. 103, № 15. – P. 151112.
28. Strauß U. Recent advances in c-plane GaN visible lasers / Strauß U., Hager T., Brüderl G., Wurm T., Somers A., Eichler Ch., Vierheilg C., Löffler A., Ristic J., Avramescu A. // Proc. SPIE OPTO. – 2014. – P. 89861L.
29. Kawaguchi M. Optical-loss suppressed InGaN laser diodes using undoped thick waveguide structure / Kawaguchi M., Imafuji O., Nozaki S., Hagino H., Takigawa S., Katayama T., Tanaka T. // Proc. SPIE OPTO. – 2016. – P. 974818.
30. Богданович М.В. Портативные твердотельные лазеры с диодной накачкой / Богданович М.В., Григорьев А.В., Ланцов К.И., Лепченков К.В., Рябцев А.Г., Рябцев Г.И., Титовец В.С., Щемелев М.В. // Фотоника. – 2016. – Т.55, № 1. – С. 58.
31. Crump P. A brief history of kilowatt-class diode-laser bars / Crump P., Tränkle G. // Proc. SPIE OPTO Novel In-Plane Semiconductor Lasers XIX. – 2020. – P. 113011D.
32. Strohmaier S.G. Forward development of kW-class power diode laser bars / Strohmaier S.G., Erbert G., Rataj T., Meissner-Schenk A.H., Loyo-Maldonado V., Carstens C., Zimer H., Schmidt B., Kaul T., Karow M.M., Wilkens M., Crump P. // Proc. SPIE LASE High-Power Diode Laser Technology XVI. – 2018. – P. 1051409.

33. Ebert C. High-power pump diodes for defense applications / Ebert C., Guiney T., Braker J., Stapleton D., Alegria K., Irwin D. // Proc. SPIE Defense + Security. – 2017. – P. 101920D.
34. Niemeyer M. High-power-class QCW red laser bars and stacks for pump and direct application / Niemeyer M., Martin D., Pohl J., Weyers M., Knigge A., Crump P., Kissel H., Biesenbach J. // Proc. SPIE LASE High-Power Diode Laser Technology XVII. – 2019. – P. 1090009.
35. Thiagarajan P. Megawatt-class peak power laser diode pump sources / Thiagarajan P., Goings J., Caliva B., Ruben E., Walker R. // Proc. SPIE Defense + Security. – 2018. – P. 106370G.
36. Suematsu Y. Single-mode semiconductor lasers for long-wavelength optical fiber communications and dynamics of semiconductor lasers / Suematsu Y., Arai S. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2000. – Vol. 6, № 6. – P.1436.
37. Pietrzak A. 1060-nm Ridge Waveguide Lasers Based on Extremely Wide Waveguides for 1.3-W Continuous-Wave Emission Into a Single Mode With FWHM Divergence Angle of  $9^0 \times 6^0$  / Pietrzak A., Wenzel H., Crump P., Bugge F., Fricke J., Spreemann M., Erbert G., Trankle G. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2012. – Vol. 48, № 5. – P. 568.
38. Zhao S. High-power high-brightness 980 nm lasers with >50% wall-plug efficiency based on asymmetric super large optical cavity / Zhao S., Qi A., Wang M., Qu H., Lin Y., Dong F., Zheng W. // Optics Express. – 2018. – Vol. 26, № 3. – P. 3518.
39. Шашкин И.С. et al. Излучательные характеристики мощных полупроводниковых лазеров (1060 нм) с узким мезаполосковым контактом на основе асимметричных гетероструктур AlGaAs/GaAs с широким волноводом // Физика и техника полупроводников. 2020. Vol. 54, № 4. P. 408.
40. Шашкин И.С. Одномодовые лазеры (1050 нм) мезаполосковой конструкции на основе гетероструктуры AlGaAs/GaAs со сверхузким волноводом / Шашкин И.С., Лешко А.Ю., Николаев Д.Н., Шамахов В.В., Рудова Н.А., Бахвалов К.В., Лютецкий А.В., Капитонов В.А., Золотарев В.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Копьев П.С. // Физика и техника полупроводников. – 2020. – Т. 54, № 4. – С.414.
41. Huang R.K. High-power nearly diffraction-limited AlGaAs-InGaAs semiconductor slab-coupled optical waveguide laser / Huang R.K., Donnelly J.P., Missaggia L.J., Harris C.T., Plant J., Mull D.E., Goodhue W.D. // IEEE Photonics Technology Letters. – 2003. – Vol. 15, №7. – P. 900.
42. Juodawlkis P.W. High-Power, Low-Noise 1.5- $\mu$ m Slab-Coupled Optical Waveguide (SCOW) Emitters: Physics, Devices, and Applications / Juodawlkis P.W., Plant J.J., Loh W., Missaggia L.J., O'Donnell F.J., Oakley D.C., Napoleone A., Klamkin J., Gopinath J.T., Ripin D. J., Gee S., Delfyett P.J., Donnelly J.P. // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2011. – Vol. 17, № 6. – P. 1698.

43. Золотарев В.В. Спектральные характеристики многомодовых полупроводниковых лазеров с поверхностной дифракционной решеткой высших порядков / Золотарев В.В., Лешко А.Ю., Пихтин Н.А., Лютецкий А.В., Слипченко С.О., Бахвалов К.В., Лубянский Я.В., Растегаева М.Г., Тарасов И.С. // Квантовая электроника. – 2014. – Т.44, №10. – С.907.
44. Crump P. Reliable operation of 976nm high power DFB broad area diode lasers with over 60% power conversion efficiency / Crump P., Schultz C.M., Wenzel H., Knigge S., Brox O., Maaßdorf A., Bugge F., Erbert G. // Proc. SPIE OPTO. – 2011. – P. 79531G.
45. Imada M. Coherent two-dimensional lasing action in surface-emitting laser with triangular-lattice photonic crystal structure / Imada M., Noda S., Chutinan A., Tokuda T. // Applied Physics Letters. – 1999. – Vol.75, № 3. – P. 316.
46. Zoysa M. 7W CW Operation of Double-Lattice Photonic-Crystal Lasers / Zoysa M., Yoshida M., Ishizaki K., Song B., Tanaka Y., Hatsuda R., Fukuhara S., Noda S. // IEEE International Semiconductor Laser Conference (ISLC). – 2018. – P. 213.
47. Katsuno S. 29-W Continuous-Wave Operation of Photonic-Crystal Surface-Emitting Laser (PCSEL) / Katsuno S., Yoshida M., Izumi K., Inoue T., Ishizaki K., Zoysa M., Hatsuda R., Gellea J., Enoki J., Noda S. // 27th International Semiconductor Laser Conference (ISLC). – 2021.
48. Yoshida M. Experimental Investigation of Lasing Modes in Double-Lattice Photonic-Crystal Resonators and Introduction of In-Plane Heterostructures / Yoshida M., Kawasaki M., Zoysa M., Ishizaki K., Inoue T., Tanaka Y., Hatsuda R., Noda S. // Proceedings of the IEEE. – 2020. – Vol. 108, № 5. – P. 819.
49. Walpole J.N. Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions / Walpole J.N. // Optical and Quantum Electronics. – 1996. – Vol. 28, № 6. – P. 623.
50. Takahashi M. Finite-difference time-domain analysis of laser diodes integrated with tapered beam-expanders / Takahashi M., Ohtoshi T. // IEEE Photonics Technology Letters. – 1999. – Vol. 11, № 5. – P. 524.
51. Carlson N.W. Monolithic Diode-Laser Arrays. Master Oscillator Power-Amplifier Diode Lasers / Carlson N.W. – Berlin: Springer-Verlag, 1994. – 285–338 cc.
52. Müller A. DBR tapered diode laser with 12.7 W output power and nearly diffraction-limited, narrowband emission at 1030 nm / Müller A., Fricke J., Bugge F., Brox O., Erbert G., Sumpf B. // Applied Physics B. – 2016. – Vol. 122, № 87.
53. Жуков А.Е. Основы физики и технологии полупроводниковых лазеров / Жуков А.Е. – СПб: Изд-во Академ. ун-та, 2016. – 364 с.

54. Piprek J. Self-Consistent Analysis of High-Temperature Effects InGaAsP – InP Lasers / Piprek J., Abraham P., Bowers J.E. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2000. – Vol. 36, № 3. – P. 366.
55. Безотосный В.В. Излучательные параметры и тепловой режим мощных одиночных лазерных диодов спектрального диапазона 980 нм / Безотосный В.В., Крохин О.Н., Олещенко В.А., Певцов В.Ф., Попов Ю.М., Чешев Е.А. // Квантовая электроника. – 2014. – Т.44, № 2. – С.145.
56. Coldren L.A. Diode lasers and photonic integrated circuits 2<sup>nd</sup> ed. / Coldren L.A., Corzine S.W., Masanovic M.L. - New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2012. – 723 p.
57. Соколова З.Н. Захват носителей заряда и выходная мощность лазера на квантовой яме / Соколова З.Н., Тарасов И.С., Асрян Л.В. // Физика и техника полупроводников. – 2011. – Т. 45, № 11. – С. 1553.
58. Пихтин Н.А. Анализ пороговой плотности тока и усиления в квантово-размерных лазерах на основе твердых растворов InGaAsP / Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. // Физика и техника полупроводников. – 2002. – Т.36, № 3. – С.364.
59. Баженов Н.Л. Температурная зависимость порогового тока лазеров на квантовых ямах / Баженов Н.Л., Мынбаев К.Д., Иванов-Омский В.И., Смирнов В.А., Евтихий В.П., Пихтин Н.А., Растегаева М.Г., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Школьник А.С., Зегря Г.Г. // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 39, № 10. – С.1252.
60. Пихтин Н.А. Температурная зависимость внутренних оптических потерь в полупроводниковых лазерах ( $\lambda = 900 - 920$  нм) / Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Шашкин И.С., Ладугин М.А., Мармалюк А.А., Подоскин А.А., Тарасов И.С. // Физика и техника полупроводников. – 2010. – Т. 44, № 10. – С.1411.
61. Асрян Л.В. Спонтанная излучательная рекомбинация и безызлучательная оже-рекомбинация в квантоворазмерных гетероструктурах / Асрян Л.В. // Квантовая электроника. – 2005. – Т. 35, № 12. – С.1117.
62. Takeshima M. Enhancement of Auger recombination in semiconductors by electron-hole plasma interactions / Takeshima M. // Physical Review B. – 1983. – Vol. 28, № 4. – P.2039.
63. Гунько Н.А. Расчет коэффициентов оже-рекомбинации в гетероструктуре с квантовыми ямами InGaAsP/InP / Гунько Н.А., Полковников А.С., Зегря Г.Г. // Физика и техника полупроводников. – 2000. – Т. 34, № 4. – С.462.
64. Agrawal G.P., Semiconductor Lasers 2<sup>nd</sup> ed. / Agrawal G.P., Dutta N.K. - NewYork.: Van Nostrand Reinhold, 1993. – 616 p.
65. Голикова Е.Г. Свойства гетеролазеров на основе InGaAsP/InP с широким мезаполосковым контактом / Голикова Е.Г., Курешов В.А., Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А.,

- Рябоштан Ю.А., Скрынников Г.А., Тарасов И.С., Алферов Ж.И. // Физика и техника полупроводников. – 2000. – Т. 34, № 7. – С.886.
66. Лешко А.Ю. О внутреннем квантовом выходе и выбросе носителей в квантово-размерных лазерах на основе InGaAsP / InP / Лешко А.Ю., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Скрынников Г.В., Соколова З.Н., Тарасов И.С., Фетисова Н.В. // Физика и техника полупроводников. – 2000. – Т. 34, № 12. – С.1457.
67. Gokhale M.R. High-power high-efficiency 0.98- $\mu$ m wavelength InGaAs-(In)GaAs(P)-InGaP broadened waveguide lasers grown by Gas-Source Molecular Beam Epitaxy / Gokhale M.R., Dries J.C., Studenkov P.V., Forrest S.R., Garbuzov D.Z. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1997. – Vol. 33, № 12. – P. 2266.
68. Слипченко С.О. Температурная делокализация носителей заряда в полупроводниковых лазерах / Слипченко С.О., Шашкин И.С., Вавилова Л.С., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Подоскин А.А., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Тарасов И.С. // Физика и техника полупроводников. – 2010. – Т.44, № 5. – С. 688.
69. Wang X. Root-Cause Analysis of Peak Power Saturation in Pulse-Pumped 1100 nm Broad Area Single Emitter Diode Lasers / Wang X., Crump P., Wenzel H., Liero A., Hoffmann T., Pietrzak A., Schultz C.M., Klehr A., Ginolas A., Einfeldt S., Bugge F., Erbert G., Tränkle G. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2010. – Vol. 46, № 5. – P. 658.
70. Винокуров Д.А. Насыщение ватт-амперных характеристик мощных лазеров ( $\lambda = 1.0\text{--}1.8$  мкм) в импульсном режиме генерации / Винокуров Д.А., Капитонов В.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Хомылев М.А., Шамахов В.В., Борщёв К.С., Арсентьев И.Н., Тарасов И.С. // Физика и техника полупроводников. – 2007. – Т.41, № 8. – С. 1003.
71. Asryan L.V. Threshold characteristics of InGaAsP / InP multiple quantum well / Asryan L.V., Gun'ko N.A., Polkovnikov S.A., Zegrya G.G., Suris R.A., Lau P.K., Makino T. // Semiconductor Science and Technology. – 2000. – Vol. 15. – P. 1131.
72. Елисеев П.Г. Введение в физику инжекционных лазеров / Елисеев П.Г. - М: Наука, 1983. – 295 с.
73. Nagarajan R. High Speed Quantum-Well Lasers and Carrier Transport Effects / Nagarajan R., Ishikawa M., Fukushima T., Geels R.S., Bowers J.E. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1992. – Vol. 28, № 10. – P. 1990.
74. Зегря Г.Г. Влияние эффекта насыщения усиления на мощность излучения полупроводниковых лазеров на квантовых ямах / Зегря Г.Г., Соловьев И.Ю. // Физика и техника полупроводников. – 2005. – Т. 39, № 5. – С.636.

75. Hao T. Experimental verification of longitudinal spatial hole burning in high-power diode lasers / Hao T., Song J., Liptak R., Leisher P.O. // Proc. SPIE Defense + Security. – 2014. – P. 90810U.
76. Ryvkin B.S. Spatial hole burning in high-power edge-emitting lasers: A simple analytical model and the effect on laser performance / Ryvkin B.S., Avrutin E.A. // Journal of Applied Physics. – 2011. – Vol. 109, № 4. – P. 043101.
77. Avrutin E.A. Effect of spatial hole burning on output characteristics of high power edge emitting semiconductor lasers: A universal analytical estimate and numerical analysis / Avrutin E.A., Ryvkin B.S. // Journal of Applied Physics. – 2019. – Vol. 125, № 2. – P. 023108.
78. Головин В.С. Выгорание продольного пространственного провала (LSHB) в мощных полупроводниковых лазерах: численный анализ / Головин В.С., Шашкин И.С., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Копьев П.С. // Квантовая электроника. – 2020. – Т.50, № 2. – С. 147.
79. Arslan S. Non-uniform longitudinal current density induced power saturation in GaAs-based high power diode lasers / Arslan S., Swertfeger R.B., Fricke J., Ginolas A., Stölmacker C., Wenzel H., Crump P., Patra S.K., Deri R. J., Boisselle M.C., Pope D.L., Leisher P.O. // Applied Physics Letters. – 2020. – Vol. 117, № 20. – P. 203506.
80. Swertfeger R.B. Longitudinal Current Crowding as Power Limit in High Power 975 nm Diode Lasers / Swertfeger R.B., Patra S.K., Deri R. J., Boisselle M.C., Pope D.L., Leisher P.O., Arslan S., Fricke J., Ginolas A., Stölmacker C., Wenzel H., Crump P. // IEEE Photonics Conference (IPC). – 2020.
81. Leisher P.O. Origin of the longitudinal current crowding effect in high power diode lasers / Leisher P.O., Labrecque M., McClune K., Burke E., Renner E., Campbell J. // 27th International Semiconductor Laser Conference (ISLC). – 2021.
82. Wood S.A. Minority carrier effects in GaInP laser diodes / Wood S.A., Molloy C.H., Smowton P.M., Blood P., Button C.C. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2000. – Vol. 36, № 6. – P.742.
83. Skrynnikov G.V. Internal quantum efficiency of stimulated emission of ( $\lambda=1.55 \mu\text{m}$ ) InGaAsP/InP laser diodes / Skrynnikov G.V., Zegrya G.G, Pikhtin N.A., Slipchenko S.O., Shamakhov V.V., Tarasov I.S. // Semiconductors. – 2003. – Vol. 37, № 2. – P.233.
84. Asryan L.V. Internal efficiency of semiconductor lasers with a quantum-confined active region / Asryan L.V., Luryi S., Suris R.A. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2003. – Vol. 39, № 3. – P.404.
85. Asryan L.V. Intrinsic nonlinearity of the light–current characteristic of semiconductor lasers with a quantum-confined active region / Asryan L.V., Luryi S., Suris R.A. // Applied Physics Letters. – 2002. – Vol. 81, № 12. – P.2154.

86. Веселов Д.А. Подавление процесса делокализации носителей заряда в мощных импульсных полупроводниковых лазерах / Веселов Д.А., Шашкин И.С., Пихтин Н.А., Слипченко С.О., Соколова З.Н., Тарасов И.С. // Письма в ЖТФ. – 2015. – Т. 41, №6. – С. 10.
87. Гарбузов Д.З. Экспериментальное и теоретическое исследование особенностей пороговых и мощностных характеристик РО ДГС InGaAsP/InP- лазеров / Гарбузов Д.З., Овчинников А.В., Пихтин Н.А., Тарасов И.С., Халфин В.Б. // Физика и техника полупроводников. – 1991. – Т. 25, № 5. – С.928.
88. Ryvkin B.S. Effect of carrier loss through waveguide layer recombination on the internal quantum efficiency in large-optical-cavity laser diodes / Ryvkin B.S., Avrutin E.A. // Journal of Applied Physics. – 2005. – Vol. 97, № 11. – P. 113106.
89. Ryvkin B.S. Asymmetric, nonbroadened large optical cavity waveguide structures for high-power long-wavelength semiconductor lasers / Ryvkin B.S., Avrutin E.A. // Journal of Applied Physics. – 2005. Vol. 97, № 12. – P. 123103.
90. Spector H. Two-photon absorption in semiconducting quantum-well structures / Spector H. // Physical Review B. – 1987. – Vol. 35, № 11. – P. 5876.
91. Miller A. Dynamic non-linear optical processes in semiconductors / Miller A., Miller D.A.B., Desmond Smith S. // Advances in Physics. – 1981. – Vol. 30, № 6. – P. 697.
92. Wherrett B.S. Scaling rules for multiphoton interband absorption in semiconductors / Wherrett B.S. // Journal of the Optical Society of America B. – 1984. – Vol. 1, № 1. – P. 66.
93. Krishnamurthy S. Temperature- and wavelength-dependent two-photon and free-carrier absorption in GaAs, InP, GaInAs, and InAsP / Krishnamurthy S., Yu Z.G., Gonzalez L.P., Guha S. // Journal of Applied Physics. – 2011. – Vol. 109, № 3. – P. 033102.
94. Le H.Q. Measurement of the two-photon absorption coefficient in a GaAs/AlGaAs quantum well laser / Le H.Q., Choi H.K., Wang C.A. // Applied Physics Letters. – 1990. – Vol. 57. – P. 212.
95. Dogan M. Two photon absorption in high power broad area laser diodes / Dogan M., Michael C.P., Zheng Y., Zhu L., Jacob J.H. // Proc. SPIE LASE High-Power Diode Laser Technology and Applications XII. – 2014. – Vol. 8965. – P. 89650P.
96. Bour D.P. Strained Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>P/(AlGa)<sub>0.5</sub>In<sub>0.5</sub>P heterostructures and quantum-well laser diodes / Bour D.P., Geels R.S., Treat D.W., Paoli T.L., Ponce F., Thomton R.L., Krusor B.S., Bringans R.D., Welch D.F. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1994. – Vol. 30, № 2. – P. 593.
97. Pietrzak A. Peak power from 60- $\mu$ m Broad Area Single Emitter Limited to 50-W by Carrier Escape / Pietrzak A., Crump P., Staske R., Wenzel H., Erbert G., Tränkle G. // Proc. IEEE CLEO. – 2008.

98. Slipchenko S.O. Finite time of carrier energy relaxation as a cause of optical-power limitation in semiconductor lasers / Slipchenko S.O., Sokolova Z.N., Pikhtin N.A., Borschev K.S., Vinokurov D.A., Tarasov I.S. // *Semiconductors*. – 2006. – Vol. 40, № 8. – P. 990.
99. Wenzel H. Maximum output power of broad-area laser diodes / Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., Roder C., Staske R., Wang X., Erbert G. // *Proc. 9th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD)*. – 2009. – P. 89.
100. Garbuzov D. 20 W Peak single-Transverse-mode output power from 100- $\mu\text{m}$  aperture-broadened waveguide GRINSCH QW GaAs/AlGaAs( $\lambda=0.81\mu\text{m}$ ) and SCHDQW InGaAs/InGaAsP( $\lambda=0.97\mu\text{m}$ ) laser diodes / Garbuzov D., Morris N., Odubanjo B., Martinelli R., Connolly J.C., Mawst L.J., Bhattacharya A., Botez D., Dries C., Forrest S.R. // *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO*. – 1997.
101. Komissarov A. Waveguide collapse in InGaAsP ridge-waveguide lasers with weak lateral optical confinement / Komissarov A., Maiorov M., Menna R., Todorov S., Connolly J., Garbuzov D., Khalfin V., Tsekoun A. // *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics CLEO*. – 2001.
102. Wenzel H. The analysis of factors limiting the maximum output power of broad-area laser diodes / Wenzel H., Crump P., Pietrzak A., Roder C., Wang X., Erbert G. // *Optical and Quantum Electronics*. – 2009. – Vol. 41, № 9. – P. 645.
103. Wenzel H. *Handbook of Optoelectronic Device Modeling and Simulation. High-Power Lasers.* / Wenzel H., Zeghuzi A. - Boca Raton, 2017. – 44 p.
104. Zeghuzi A. Influence of nonlinear effects on the characteristics of pulsed high-power broad-area distributed Bragg reflector lasers / Zeghuzi A., Radziunas M., Wünsche H., Klehr A., Wenzel H., Knigge A. // *Optical and Quantum Electronics*. – 2018. – Vol. 50, № 88.
105. Tsai C.Y. Theoretical model for intravalley and intervalley free-carrier absorption in semiconductor lasers: Beyond the classical drude model / Tsai C.Y., Chen C.H., Sung T.L., Wu T.Y., Shih F.P. // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1998. – Vol. 34, № 3. – P. 552.
106. Fan H.Y. Effects of Free Carriers on the Optical Properties / Fan H.Y. // *Semiconductors and Semimetals*. – 1967. – Vol. 3. – P. 405.
107. Зеегер К. Физика полупроводников / Зеегер К., под ред. Ю. К. Пожелы. – Москва: Мир, 1977. – 616 с.
108. Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников / Фистуль В.И. – Москва: Высш. шк., 1984. – 352 с.
109. Spitzer W.G. Infrared absorption and electron effective mass in n-type Gallium Arsenide / Spitzer W.G., Whelan J.M. // *Physical Review*. - 1959. – Vol. 114, № 1.

110. Walukiewicz W. Electron mobility and free-carrier absorption in InP; determination of the compensation ratio / Walukiewicz W., Lagowski J., Jastrzebski L., Rava P., Lichtensteiger M., Gatos C.H., Gatos H.C. // *Journal of Applied Physics*. – 1980. – Vol. 51, № 5. – P. 2659.
111. Gun'ko N.A. Optical loss in InAs-based long-wavelength lasers / Gun'ko N.A., Khalfin V.B., Sokolova Z.N., Zegrya G.G. // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – Vol. 84, № 1. – P. 547.
112. Рывкин Б.С. Селекция поляризации излучения при разогреве носителей тока в лазерах с вертикальным резонатором, излучающих через поверхность / Рывкин Б.С., Георгиевский А.М. // *Физика и техника полупроводников*. – 1999. – Т. 33, № 7. – С.887.
113. Erbert G. High-power high-efficiency 1150-nm quantum-well laser / Erbert G., Bugge F., Fricke J., Ressel P., Staske R., Sumpf B., Wenzel H., Weyers M., Trankle G. // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2005. – Vol. 11, № 5. – P. 1217.
114. Рожков А.В. О токовой зависимости эффективности инжекции и относительном вкладе скорости эмиссии и внутренних оптических потерь в насыщение ватт-амперной характеристики мощных импульсных лазеров ( $\lambda=1.06$  мкм) / Рожков А.В. // *Физика и техника полупроводников*. – 2020. – Т. 54, № 8. – С.721.
115. Joindot I. Intervalence band absorption coefficient measurements in bulk layer, strained and unstrained multiquantum well 1.55  $\mu\text{m}$  semiconductor lasers / Joindot I., Beylat J.L. // *Electronics Letters*. – 1993. – Vol. 29, № 7.
116. Casey H.C. Variation of intervalence band absorption with hole concentration in *p*-type InP / Casey H.C., Carter P.L. // *Applied Physics Letters*. – 1984. – Vol. 44, № 1. – P. 82.
117. Kim O.K. Infrared reflectance and absorption of N-type InP / Kim O.K., Bonner W.A. // *Journal of Electronic Materials*. – 1983. – Vol. 12, № 5. – P. 827.
118. Шашкин И.С. Мощные непрерывные лазеры InGaAs/AlGaAs (1070 нм) с расширенным латеральным волноводом мезаполосковой конструкции / Шашкин И.С., Лешко А.Ю., Шамахов В.В., Воронкова Н.В., Капитонов В.А., Бахвалов К.В., Слипченко С.О., Пихтин Н.А., Копьев П.С. // *Физика и техника полупроводников*. – 2021. – Т.55, № 4. – С.344.
119. Bulashevich K.A. Effect of free-carrier absorption on performance of 808 nm AlGaAs-based high-power laser diodes / Bulashevich K.A., Mymrin V.F., Karpov S.Y., Demidov D.M., Ter-Martirosyan A.L. // *Semiconductor Science and Technology*. – 2007. – Vol. 22, № 5. – P. 502.
120. Слипченко С.О. Сверхнизкие внутренние оптические потери в квантово-размерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения / Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Пихтин Н.А., Соколова З.Н., Станкевич А.Л., Тарасов И.С., Алфёров Ж.И. // *Физика и техника полупроводников*. – 2004. – Т. 38, № 12. – С.1477.

121. Kaul T. Suppressed power saturation due to optimized optical confinement in 9xx nm high-power diode lasers that use extreme double asymmetric vertical designs / Kaul T., Erbert G., Maaßdorf A., Knigge S., Crump P. // *Semiconductor Science and Technology*. – 2018. – Vol. 33, № 3. – P. 035005.
122. Zhukov A.E. Improvement of temperature-stability in a quantum well laser with asymmetric barrier layers / Zhukov A.E., Kryzhanovskaya N.V., Zubov F.I., Shernyakov Y.M., Maximov M.V., Semenova E.S., Yvind K., Asryan L.V. // *Applied Physics Letters*. – 2012. – Vol. 100, № 2. – P. 021107.
123. Слипченко С.О. Срыв генерации в мощных полупроводниковых лазерах / Слипченко С.О., Винокуров Д.А., Лютецкий А.В., Пихтин Н.А., Станкевич А.Л., Фетисова Н.В., Бондарев А.Д., Тарасов И.С. // *Физика и техника полупроводников*. – 2009. – Т. 43, № 10. – С. 1409.
124. Шмаков М. Школа производства ГПИС. Фотолитография / Шмаков М., Паршин В. // *Технологии в электронной промышленности*. – 2007. – №3. – С. 70.
125. Шмаков М. Школа производства ГПИС. Фотолитография. Второй этап — передача рисунка / Шмаков М., Паршин В. // *Технологии в электронной промышленности*. – 2007. – № 4. – С. 68.
126. Богатов А.П. Яркость и филаментация оптического потока мощных квантоворазмерных InGaAs/GaAs – лазеров, работающих в непрерывном режиме / Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратонников А.А., Коняев В.П. // *Квантовая электроника*. – 2000. – Т. 30, № 5. – С. 401.
127. Piprek J. Evaluating Two-Photon Absorption Effects on Pulsed High-Power Laser Operation / Piprek J., Li Z.M. // *Proc. International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD)*. – 2018.
128. Avrutin E.A. Fundamental transverse mode selection and self-stabilization in large optical cavity diode lasers under high injection current densities / Avrutin E.A., Ryvkin B.S., Payusov A.S., Serin A.A., Gordeev N.Yu. // *Semiconductor Science and Technology*. – 2015. – Vol. 30, № 11. – P. 115007.
129. Juodawlkis P.W. Continuous-wave two-photon absorption in a Watt-class semiconductor optical amplifier / Juodawlkis P.W., Plant J.J., Donnelly J.P., Motamedi A., Ippen E.P. // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16, № 16. – P. 12387.
130. Pikhtin N.A. The temperature dependence of internal optical losses in semiconductor lasers ( $\lambda = 900\text{--}920$  nm) / Pikhtin N.A., Slipchenko S.O., Shashkin I.S., Ladugin M.A., Marmalyuk A.A., Podoskin A.A., Tarasov I.S. // *Semiconductors*. – 2010. – Vol. 44, № 10. – P. 1365.

131. Asryan L.V. Spontaneous radiative recombination and nonradiative Auger recombination in quantum-confined heterostructures / Asryan L.V. // *Quantum Electronics*. – 2005. – Vol. 35, № 12. – P. 1117.
132. Slipchenko S.O. Ultralow internal optical loss in separate-confinement quantum-well laser heterostructures / Slipchenko S.O., Vinokurov D.A., Pikhtin N.A., Sokolova Z.N., Stankevich A.L., Tarasov I.S., Alferov Zh.I. // *Semiconductors*. – 2004. – Vol. 38, № 12. – P. 1430.
133. Veselov D.A. Optimisation of cavity parameters for lasers based on AlGaInAsP/InP solid solutions ( $\lambda = 1470$  nm) / Veselov D.A., Ayusheva K.R., Shashkin I.S., Bakhvalov K.V., Vasil'eva V.V., Vavilova L.S., Lyutetskiy A.V., Pikhtin N.A., Slipchenko S.O., Sokolova Z.N., Tarasov I.S. // *Quantum Electronics*. – 2015. – Vol. 45, № 10. – P. 879.
134. Veselov D.A. Two-state operation of high-power semiconductor lasers with a thick quantum well / Veselov D.A., Ayusheva K.R., Pikhtin N.A., Lyutetskiy A.V., Slipchenko S.O., Tarasov I.S. // *Journal of Applied Physics*. – 2017. – Vol. 121, № 16. – P. 163101.
135. Veselov D.A. Effect of laser cavity parameters on saturation of light – current characteristics of high-power pulsed lasers / Veselov D.A., Pikhtin N.A., Lyutetskiy A.V., Nikolaev D.N., Slipchenko S.O., Sokolova Z.N., Shamakhov V.V., Shashkin I.S., Kapitonov V.A., Tarasov I.S. // *Quantum Electronics*. – 2015. – Vol. 45, № 7. – P. 597.
136. Shashkin I.S. Temperature dependence of the threshold current density in semiconductor lasers ( $\lambda = 1050\text{--}1070$  nm) / Shashkin I.S., Vinokurov D.A., Lyutetskiy A.V., Nikolaev D.N., Pikhtin N.A., Rudova N.A., Sokolova Z.N., Slipchenko S.O., Stankevich A.L., Shamakhov V.V., Veselov D.A., Bakhvalov K.V., Tarasov I.S. // *Semiconductors*. – 2012. – Vol. 46, № 9. – P. 1211.
137. Bezotosnyi V.V. Spectral features and thermal resistance of 976-nm cw laser diodes with a power up to 15 W / Bezotosnyi V.V., Krokhin O.N., Oleshchenko V.A., Pevtsov V.F., Popov Yu.M., Cheshev E.A. // *Quantum Electronics*. – 2016. – Vol. 46, № 8. – P. 679.
138. Veselov D.A. Measurements of internal optical loss inside an operating laser diode / Veselov D.A., Bobretsova Y.K., Leshko A.Y., Shamakhov V.V., Slipchenko S.O., Pikhtin N.A. // *Journal of Applied Physics*. – 2019. – Vol. 126, №21. – P.213107.
139. Avrutin E.A. Dember type voltage and nonlinear series resistance of the optical confinement layer of a high-power diode laser / Avrutin E.A., Ryvkin B.S. // *Journal of Applied Physics*. – 2013. – Vol. 113, № 11. – P. 113108.
140. Hasler K.H. Numerical study of high-power semiconductor lasers for operation at sub-zero temperatures / Hasler K.H., Frevert C., Crump P., Erbert G., Wenzel H. // *Semiconductor Science and Technology*. – 2017. – Vol. 32, № 4. – P. 045004.

141. Stillman G.E. Hall coefficient factor for polar mode scattering in n-type GaAs / Stillman G.E., Wolfe C.M., Dimmock J.O. // *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. – 1970. – Vol. 31, № 6. – P. 01199.
142. Жолнеров В.С. Пороговые, мощностные и спектральные характеристики полупроводникового излучателя с волоконной брэгговской решеткой / Жолнеров В.С., Иванов А.В., Курносков В.Д., Курносков К.В., Лобинцов А.В., Романцевич В.И., Чернов Р.В. // *Журнал технической физики*. – 2012. – Т. 82, № 6. – С.63.