

На правах рукописи

Дикарева Наталья Васильевна

**Полупроводниковые лазерные гетеронаноструктуры с вытекающей модой,
волноведущими квантовыми ямами и смешиванием мод резонатора**

05.27.01 - твердотельная электроника, радиоэлектронные компоненты, микро-
и наноэлектроника, приборы на квантовых эффектах

Диссертация на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических
наук, заведующий лабораторией НИФТИ
ННГУ С.М. Некоркин

Нижегород - 2017 г.

Оглавление

Введение	5
Глава 1. Экспериментальное изучение излучательных свойств полупроводниковых лазерных диодов с выходом излучения через подложку.	25
1.1 Полупроводниковый лазер с вытекающей модой.....	26
1.2 Модовая структура в дальнем поле излучения полупроводникового лазера с расширенной активной областью и выходом излучения через подложку	30
1.2.1 Подготовка лазерной структуры и методика эксперимента	31
1.2.2 Экспериментальные исследования диаграммы направленности электролюминесценции полупроводникового лазера с выходом излучения через подложку	32
1.3 Полупроводниковый лазер с вытеканием излучения через подложку и трапецевидной активной областью	38
1.3.1 Подготовка образцов и методика эксперимента	39
1.3.2 Экспериментальные исследования лазерных диодов с трапецевидной активной областью и выходом излучения через подложку	41
1.4 Мощный полупроводниковый лазер с выходом излучения через подложку с улучшенными пространственными и энергетическими характеристиками.....	44
1.4.1 Особенности конструкции гетероструктуры полупроводникового лазера и методика эксперимента	44
1.5.2 Экспериментальные исследования мощных полупроводниковых лазеров с выходом излучения через подложку с улучшенными пространственными и энергетическими характеристиками	46
1.6 Выводы	48
Глава 2. Экспериментальное изучение волноводного эффекта квантовых ям в структурах полупроводниковых лазеров.....	49
2.1 Волноводный эффект InGaAs квантовых ям в полупроводниковых лазерах на основе GaAs и InP	55
2.1.1 Модельная задача	55

2.1.2 Подготовка образцов и методика эксперимента	59
2.1.3 Экспериментальные исследования полупроводниковых лазеров с волноводными квантовыми ямами	61
2.2 Волноводный эффект квантовых ям GaAsSb в лазерной структуре на основе GaAs	64
2.2.1 Подготовка образцов и методика эксперимента	64
2.2.2 Экспериментальные исследования лазерных гетероструктур с волноводными квантовыми ямами GaAsSb	66
2.3 Полупроводниковые GaAs лазерные диоды с волноводными квантовыми ямами InGaAs	68
2.3.1 Подготовка образцов и методика эксперимента	69
2.3.2 Экспериментальные исследования InGaAs/GaAs лазерных диодов с волноводными квантовыми ямами	69
2.4 Волноводный эффект квантовых ям InGaAs в GaAs полупроводниковых лазерах, выращенных на Si подложке с Ge буферным слоем	72
2.4.1 Подготовка образцов и теоретический расчет структуры	72
2.4.2 Экспериментальные исследования полупроводниковых лазеров на основе GaAs с волноведущими квантовыми ямами InGaAs, выращенных на подложке Si	75
2.5 Выводы	79
Глава 3. Экспериментальное изучение нелинейного взаимодействия мод в структурах полупроводниковых лазеров	80
3.1 Нелинейные эффекты в лазерных волноводах. Генерация второй гармоники. Смещение волноводных мод в полупроводниковых лазерах	82
3.2 Особенности генерации и нелинейное смещение мод в GaAs/InGaP лазерных диодах с GaAsSb квантовой ямой	85
3.2.1 Подготовка образцов гетероструктур и методика эксперимента	87
3.2.2 Экспериментальные исследования гетероструктур с квантовой ямой GaAsSb	88

3.2.1 Подготовка образцов лазерных диодов на основе структур с одиночной квантовой ямой GaAsSb	93
3.2.2 Экспериментальные исследования GaAs/InGaP лазерных диодов с квантовой ямой GaAsSb	94
3.3 Нелинейное смешение гармоник в InGaAs/InGaP/GaAs лазере на Ge подложке	100
3.3.1 Изготовление GaAs лазерных структур на Ge подложках	101
3.3.2 Экспериментальные исследования лазерных диодов на Ge подложках	102
3.3.3 Экспериментальные исследования полупроводниковых GaAs/InGaAs лазеров с составным резонатором, выращенных на Ge подложке	106
3.4 Выводы	108
Заключение	109
Список цитируемой литературы	111
Список публикаций по теме диссертации	126

Введение

В конце XX века интенсивное развитие получили лазеры на гетероструктурах с квантово-размерной активной областью – наиболее важная разновидность полупроводниковых инжекционных лазеров, привлекающая все большее внимание благодаря перспективам их широкого применения в системах волоконно-оптической связи, в вычислительной технике, голографии и других областях.

Со времени создания полупроводниковых лазеров в 1962 г. был пройден весьма длинный путь для улучшения характеристик излучения этих приборов. Разработаны конструкции лазерных излучателей, генерирующих в непрерывном режиме работы и позволяющие достигать мощностей излучения в десятки Вт [1, 2]. Созданы одномерные и двумерные решётки лазерных диодов с киловаттным уровнем выходной мощности [3]. Рассмотрены возможные пути улучшения пространственных свойств лазерного излучения [2, 4] и приближения его к аксиальной симметрии [5]. Разработаны конструкции гетеролазеров, работающих в диапазонах длин волн от ультрафиолетовой до терагерцовой области спектра [6-8]. Работы по совершенствованию энергетических и спектрально-угловых характеристик полупроводниковых лазеров ведутся и в настоящее время. Для расширения сферы использования полупроводниковых лазеров необходимо не только дальнейшее увеличение мощности, существенное сужение диаграммы направленности излучения, адаптация излучателей к специальным диапазонам длин волн, но и снижение затрат и числа технологических операций при изготовлении лазерных диодов.

В связи с этим, **тема диссертационной работы** – полупроводниковые лазерные гетеронаноструктуры с вытекающей модой, волноведущими квантовыми ямами и смешиванием мод резонатора, является **актуальной**.

Сегодня известно, что одной из основных проблем, существенно ограничивающих получение большой выходной мощности, является разогрев

активной области протекающим через гетероструктуру током [9, 10], а большая расходимость излучения полупроводниковых лазеров в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, определяется дифракционным пределом, и, следовательно, толщиной волноводного слоя структуры [11].

В настоящей диссертационной работе рассматриваются лазерные гетеронаноструктуры, перспективные с точки зрения выходной оптической мощности и картины дальнего поля излучения (лазерная гетероструктура с расширенной активной областью и выходом излучения через подложку, лазерная гетероструктура с волноводным эффектом квантовых ям (КЯ)).

Еще одной проблемой, ставящей задачу поиска новых материалов и их систем, является высокая стоимость и сложность конструкции лазерных приборов среднего, дальнего инфракрасного (ИК) и терагерцового диапазонов. Сегодня в этом отношении большие надежды возлагаются на полупроводниковые источники когерентного излучения, которые хорошо зарекомендовали себя в оптическом и ближнем инфракрасном диапазонах и в последние годы стали активно развиваться также в терагерцовом и дальнем ИК диапазонах [12]. В связи с этим проведенные в настоящей диссертационной работе исследования нелинейно-оптических эффектов, обусловленных внутрирезонаторным смешением мод и сопровождающихся обогащением спектра излучения в конструкциях полупроводниковых лазеров на основе структур с активной областью GaAsSb, а так же в лазерных диодах на основе GaAs/InGaAs структур, выращенных на Ge подложке, тоже являются актуальными.

Цель диссертационной работы

Экспериментальное исследование лазерных гетеронаноструктур с вытекающей модой, волноведущими квантовыми ямами и нелинейным смешиванием мод резонатора, позволяющих не только существенно увеличить выходную оптическую мощность полупроводниковых лазеров, уменьшить

расходимость излучения, но и преобразовать частоту излучения за счет квадратичной решеточной нелинейности GaAs.

Задачи исследования

- 1) разработка и исследование мощного лазерного диода с долей излучения в узком пучке, вытекающем через подложку, более 80% на основе InGaAs/GaAs/InGaP гетеронаноструктуры;
- 2) создание и исследование полупроводниковой лазерной гетеронаноструктуры с волноводом, сформированным InGaAs квантовыми ямами;
- 3) создание, изучение свойств излучения и нелинейного внутрирезонаторного взаимодействия в двух частотных полосах в полупроводниковых лазерах на основе гетеронаноструктуры с активной областью GaAsSb;
- 4) создание, изучение свойств излучения и нелинейного внутрирезонаторного взаимодействия полей в полупроводниковых лазерах с составным резонатором, на основе гетеронаноструктур на Ge подложках.

Объект исследования

Объектом исследования служили лазерные гетеронаноструктуры и изготовленные на их основе полупроводниковые GaAs лазеры, созданные в НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

Предмет исследования

Предметом исследования являлись параметры генерации этих лазеров, в частности, энергетические и спектрально-угловые характеристики их излучения, а также ответственные за них физические явления, связанные со спектральной и пространственной конкуренцией генерируемых мод и нелинейно-оптическими

эффектами, обусловленными квадратичной нелинейностью диэлектрической проницаемости полупроводниковой решётки.

Методы исследования

В работе были использованы апробированные методы исследования, такие как метод спектроскопии фотолюминесценции гетероструктур, регистрация ватт-амперных и вольт-амперных характеристик лазеров, измерение спектральных и пространственных характеристик излучения, измерение энергии лазерного излучения, и т.п.

Научная новизна

Все полученные в диссертации экспериментальные результаты являются оригинальными. Было установлено, что применение конструкций лазерных гетеронаноструктур с вытеканием излучения через подложку и гетеронаноструктур с волноводным эффектом квантовых ям открывают широкие возможности управления энергетическими и пространственными свойствами гетеролазеров. Также было установлено, что структуры лазерных диодов, выращенные на Ge подложках, и структуры с активной областью GaAsSb способствуют обогащению спектральных характеристик гетеролазеров. Эти возможности обусловлены обнаруженными и исследованными в диссертации физическими закономерностями, которые кратко сформулированы далее и составляют научную новизну работы.

Методология, теоретическая и практическая значимость

Проведенные экспериментальные исследования указывают на новые пути эффективного управления энергетическими и спектрально-угловыми свойствами полупроводниковых лазеров. Эти пути основаны на таких принципах как: 1) вывод излучения через подложку в лазерных структурах с увеличенной активной областью; 2) селекция мод за счет квантовых ям в волноводе без ограничивающих слоев; 3) использовании составных резонаторов;

4) использовании нелинейных оптических свойств полупроводниковых кристаллов A_3B_5 . **Теоретическая и практическая значимость работы** состоит в предложенных оригинальных конструкциях лазерных гетеронаноструктур, позволяющих реализовать вышеуказанные принципы в реальных устройствах, и детальном экспериментальном изучении новых гетеролазеров.

По материалам диссертации разработано и издано в электронном виде два учебно-методических пособия для студентов старших курсов физического факультета ННГУ.

Положения, выносимые на защиту

1. В лазерных диодах на основе гетеронаноструктур с вытеканием излучения через подложку, в допороговом режиме основным механизмом уширения диаграммы направленности для излучения мод в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, является уширение, связанное с шириной линии спонтанной люминесценции.
2. В полупроводниковых лазерах на основе гетеронаноструктур с трапециевидной активной областью и вытеканием излучения через подложку реализуется сверхузкая диаграмма направленности как в плоскости p - n -перехода, так и в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу.
3. В лазерных структурах на основе GaAs и InP без ограничительных слоев имеет место волноводный эффект квантовых ям InGaAs и GaAsSb за счет большего показателя преломления материалов квантовой ямы InGaAs и GaAsSb по сравнению с показателем преломления GaAs и InP.
4. В полупроводниковом лазере на основе гетероструктуры с активной областью GaAsSb реализуется генерация в двух частотных полосах, обусловленных прямыми и непрямыми в пространстве переходами (в случае гетероперехода второго рода). Наблюдается генерация суммарной частоты в результате нелинейного внутрирезонаторного взаимодействия полей.

Достоверность научных результатов

Достоверность полученных результатов, обоснованность научных положений и выводов, сформулированных в диссертации, обеспечены использованием апробированных методов исследования, проведением исследований на большом числе однотипных образцов, демонстрирующих эквивалентные характеристики, корректными теоретическими представлениями при анализе и интерпретации экспериментальных результатов.

Личный вклад соискателя

Соискателем внесен определяющий вклад в получение основных экспериментальных результатов. Соискатель лично принимала участие в разработке конструкций лазерных гетеронаноструктур и постростовой технологии изготовления полупроводниковых лазеров (формирование омических контактов и монтаж чипов на теплоотводящие элементы) [A1]. Все лазерные гетеронаноструктуры, на основе которых были созданы образцы полупроводниковых лазеров, были выращены методом гидридной эпитаксии из металоорганических соединений (МОС-гидридной эпитаксии) в НИФТИ ННГУ Б.Н. Звонковым.

Соискатель самостоятельно проводила экспериментальные исследования электрофизических, спектральных, пространственных и энергетических характеристик лазерных гетероструктур и изготовленных на их основе полупроводниковых лазеров, в частности, было составлено учебно-методическое пособие по измерению энергетических характеристик гетеролазеров [A2]. Экспериментальные исследования полупроводниковых лазерных структур, предназначенных для оптической накачки, были проведены научным сотрудником ИФМ РАН А.Н. Яблонским. Планирование экспериментов, обсуждение и анализ результатов проводились совместно с научным руководителем С.М. Некоркиным. Кроме того, соискатель совместно с научным

руководителем, сотрудниками ИФМ РАН В.Я. Алешкиным, А.А. Дубиновым, сотрудниками БГУ А.А. Афоненко, Д.В. Ушаковым проводила подготовку материала и написание статей по результатам исследований и докладывала результаты на научных семинарах, симпозиумах и конференциях.

Основное содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы диссертации, указаны её основные задачи, цели и положения.

В **первой главе** диссертации рассматриваются основные подходы к управлению энергетическими, характеристиками полупроводниковых лазеров. Приведен литературный обзор наиболее известных конструкций мощных лазерных диодов, подробно рассмотрена конструкция лазерного диода с вытекающей модой и экспериментально исследованы ее модификации, позволяющие увеличить мощность и уменьшить расходимость излучения.

В **разделе 1.1** подробно описываются конструктивные особенности лазерного диода с выходом излучения через подложку, отличительной чертой которых от модели обычной лазерной структуры является использование туннельно-прозрачного для излучения нижнего ограничивающего слоя.

Раздел 1.2 посвящен исследованию диаграммы направленности электролюминесценции полупроводникового лазера на основе гетеронаноструктур с вытекающей модой, содержащей шесть квантовых ям [А3-А6]. При исследовании диаграмм направленности излучения в допороговом режиме (спонтанное излучение) наблюдается несколько пиков, соответствующих основной и возбужденным модам. Увеличение тока накачки вызывает смещение пика основной моды, что обусловлено уменьшением показателя преломления активной области из-за заполнения ее носителями и смещением максимума люминесценции в длинноволновую область. Экспериментально показано неоднородное заполнение квантовых ям носителями

в допороговом режиме, что проявляется в изменении интенсивностей узких лепестков диаграмм направленности. Установлено, что ширина пиков в диаграмме направленности электролюминесценции, соответствующих модам волновода, определяется в основном шириной спектра электролюминесценции. Обнаружено резкое сужение диаграммы направленности с началом стимулированного излучения. Показано, что изменение положения пиков на диаграмме направленности обусловлено изменением не только эффективного показателя преломления моды из-за разогрева центрального слоя и увеличения концентрации носителей в нем, но и изменением спектра излучения при вариации тока накачки.

В разделе 1.3 рассмотрен способ обуздания диаграммы направленности [А7] как в плоскости *p-n*-перехода, так и перпендикулярно ей в лазерах на основе гетеронаноструктур с выходом излучения через подложку путем применения трапецевидной конструкции активной области.

Принцип действия лазеров такой геометрии основан на том, что основная поперечная мода имеет минимальную дифракционную расходимость, а моды высокого порядка сильнее выходят из расширяющейся активной области и испытывают значительное затухание в неактивных слоях.

Лазерные диоды, изготовленные на основе представленной конструкции, с длиной резонатора 1 мм и шириной оснований трапецевидного контакта 25 мкм и 125 мкм генерировали узкополосное излучение (ширина спектральной линии 3 нм) на длине волны (0.963 ± 0.003) мкм. Порог генерации составил (10 ± 0.5) А в режиме импульсной накачки (длительность импульса 360 нс, частота следования 1.43 кГц). Ширина диаграммы направленности излучения лазерного диода в режиме генерации в плоскости, параллельной *p-n*-переходу составила 1.5° и 2° в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу.

В разделе 1.4 представлены результаты исследования излучательных характеристик мощного полупроводникового лазера на основе гетероструктуры со значительным выходом излучения через подложку с улучшенными

пространственными и энергетическими характеристиками [A8, A9]. Активная область лазера содержала 6 квантовых ям InGaAs. В конструкцию выращенной структуры были внесены 3 основных изменения в отличие от структуры, изученной в [4, 13]. Во-первых, произведено уменьшение толщины ограничивающего слоя $n\text{-InGaP}$ с 80 до 67 нм и волновода GaAs с 1800 до 1730 нм. Это сделано для увеличения амплитуды электрического поля в подложке по сравнению с амплитудой поля в волноводе, а, следовательно, для увеличения доли выходящего из подложки излучения. Второе отличие - отсутствие легированной p -области волновода, что приводит к уменьшению потерь в лазере. Третье - увеличение уровня легирования ограничивающего слоя $p\text{-InGaP}$ с 10^{18} до $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что необходимо для компенсации отсутствия легированной p -области волновода.

Измерение спектральных зависимостей и диаграмм направленности излучения проводилось при накачке лазера импульсами тока длительностью 220 нс с частотой повторения 1.43 кГц. Генерация наблюдалась на длине волны $(1.020 \pm 0.003) \text{ мкм}$. Ширина диаграммы направленности излучения в плоскости $p\text{-}n$ -перехода составила 5° , а в плоскости, перпендикулярной $p\text{-}n$ -переходу - $1^\circ\text{--}2^\circ$. Пороговый ток составил $(6.0 \pm 0.3) \text{ А}$. Анализ диаграмм направленности в плоскости, перпендикулярной $p\text{-}n$ -переходу, показал, что через подложку выходит $(94 \pm 0.5) \%$ всего излучения и только $(6 \pm 0.5) \%$ из волноводного слоя. Энергетические характеристики снимались с помощью измерителя мощности и энергии лазерного излучения (Coherent, 0340J10R) [A1]. Энергия излучения усовершенствованной лазерной структуры при накачке одиночными импульсами тока длительностью 5 мкс достигала величины $(280 \pm 10) \text{ мкДж}$, что превосходит значение для аналога [4, 13] на 65%.

Вторая глава посвящена изучению волноводных свойств квантовых ям в составе активной среды полупроводниковых лазеров. Приведен литературный обзор наиболее известных конструкций полупроводниковых лазеров,

позволяющих уменьшить расходимость излучения. Рассмотрена возможность реализации лазерного волновода на основе квантовых ям в активной среде гетеролазера. Приводятся результаты экспериментальных исследований волноводного эффекта InGaAs квантовых ям в полупроводниковых лазерных структурах на основе GaAs и InP, квантовых ям GaAsSb в лазерных гетероструктурах на основе GaAs, а также InGaAs квантовых ям в GaAs лазерах на Si подложке.

Раздел 2.1 посвящен изучению волноводного эффекта InGaAs квантовых ям в полупроводниковых лазерных GaAs и InP гетеронаноструктурах [A10-A12].

В случае симметричного волновода (когда слой с большим показателем преломления заключен между неограниченными слоями с меньшим показателем преломления) возможно существование TE_0 и TM_0 мод при любой сколь угодно малой толщине волновода [14]. Следовательно, электромагнитная мода может быть локализована в окрестности волноводного слоя, толщина которого на порядки меньше длины волны этой моды. В случае полупроводниковых лазеров, генерирующих в области длин волн порядка 1 мкм, таким волноведущим слоем может выступать слой даже толщиной порядка 10 нм.

Сотрудниками ИФМ РАН А.А. Дубиновым и В.Я. Алешкиным была рассмотрена модельная задача, которая описывает моды в лазерной структуре с волноведущим слоем толщиной d .

Расчет показал, что для структуры GaAs/In_{0.2}Ga_{0.8}As/GaAs коэффициент оптического ограничения на порядок меньше, чем в случае использования для этой системы обычного волновода с ограничивающими слоями InGaP. В тоже время в лазере на основе структуры InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP с 6 квантовыми ямами шириной каждая 10 нм коэффициент оптического ограничения будет таким же, как и в лазере с широким волноведущим слоем InGaAsP, а, значит, наличие этого слоя не является обязательным.

Экспериментальные исследования InP/In_{0.53}Ga_{0.47}As/InP структуры, выращенной методом МОС-гидридной эпитаксии, показали наличие

стимулированного излучения при плотности мощности накачки непрерывным Nd:YAG лазером с удвоением частоты (длина волны 532 нм) 260 Вт/см² при температуре 77 К, при этом лазерное излучение можно было наблюдать только со скола структуры, что означает практически отсутствие его рассеяния в волноводе. Это обстоятельство указывает на хорошие волноведущие свойства предложенного волновода. Порог генерации при температуре 293 К был выше 5 кВт/см² при накачке параметрическим генератором света MOP-SL ("Spectra-Physics") с длиной волны 530 нм, длительностью импульса 10 нс и частотой повторения импульсов 10 Гц. Предположительно, столь большая разница в порогах генерации для температур 77 К и 293 К связана с существенным увеличением частоты Оже-рекомбинации при увеличении температуры для $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ квантовых ям, согласованных по постоянной решетки с InP.

Продemonстрирована диаграмма направленности излучения полупроводниковых $\text{InP}/\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$ лазеров, измеренная в режиме импульсной электрической накачки (220 нс, 1.43 кГц). Ширина на полувысоте максимума составила 19°.

Раздел 2.2 посвящен изучению волноводного эффекта квантовых ям GaAsSb в лазерной структуре на основе GaAs [A13, A14].

Исследуемая структура содержала 3 квантовые ямы GaAsSb толщиной 10 нм каждая, разделенных барьерами GaAs толщиной 100 нм. Качество гетероструктуры проверялось методом спектроскопии фотолюминесценции при температуре 77 К при возбуждении аргоновым лазером с длиной волны 480.8 нм. Максимумы спектра фотолюминесценции, отвечающие квантовым ямам GaAsSb, приходятся на 1.26 и 1.32 эВ, что вероятно вызвано неравномерным распределением сурьмы в квантовых ямах. В среднем, доля Sb в составе раствора $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ составляла $(18 \pm 1) \%$.

Порог плотности мощности накачки при переходе в суперлюминесцентный режим на длине волны (935 ± 3) нм, соответствующей оптическому переходу в объемном GaAs, составил 2 кВт/см². При значительно меньших плотностях

мощности накачки в спектре превалировала люминесценция из квантовых ям GaAsSb. Но при дальнейшем увеличении плотности мощности накачки люминесценция на этой длине волны незаметна на фоне люминесценции из GaAs. Предположительно, большая интенсивность излучения из GaAs, по сравнению с излучением от квантовых ям, обусловлена малой долей фотоносителей доходящих до квантовых ям при возбуждении аргоновым лазером.

Несмотря на все вышесказанное, показатель преломления в квантовых ямах значительно превосходит показатель преломления GaAs и эти КЯ играли роль волноведущих слоев для излучения с длиной волны (835 ± 3) нм. Отметим, что в структуре без квантовых ям суперлюминесценция не наблюдалась, что также подтверждает волноводный эффект квантовых ям GaAsSb в лазерной структуре на основе GaAs.

Раздел 2.3 посвящен экспериментальному исследованию излучательных характеристик лазерных диодов, изготовленных на основе гетероструктур с волноводными квантовыми ямами [A15].

На подложках n^+ -GaAs (100) были выращены два типа лазерных гетероструктур. Структура 1-го типа включала в себя буферный слой n -GaAs, шесть квантовых ям InGaAs, разделенных слоями нелегированного GaAs, p -GaAs и контактный p^+ -GaAs – 200 нм. Главным отличием структуры 2-го типа являлось наличие тонких (25 нм) ограничительных слоев InGaP, изоморфных подложке GaAs, дополнительно введенных для улучшения электронного ограничения. На основе гетероструктур были изготовлены и исследованы лазерные диоды с длиной резонатора 1.5 мм и шириной полоскового контакта 100 мкм. Зеркалами служили отражающие (98%) и просветляющие (5%) диэлектрические покрытия, нанесенные на сколы структуры.

Лазерные диоды генерировали на длинах волн (966 ± 3) нм и (974 ± 3) нм, а ширина диаграмм направленности на полувысоте пика составила 5.5° и 3° в плоскости p - n -перехода и 11° и 10° - перпендикулярно p - n -переходу для лазерных диодов на основе структуры 1-го и 2-го типа соответственно. Образцы

генерировали на одной основной моде, максимум интенсивности которой соответствовал угловому положению 0° на диаграмме направленности в плоскости, перпендикулярной плоскости p - n -перехода, что свидетельствует о наличии хороших селективных свойств лазерных структур. Пороговые токи лазерных диодов составляли (45 ± 2) А, а максимальная пиковая мощность излучения лазерных диодов на основе гетероструктуры 1-го и 2-го типа составляла (16.0 ± 0.5) Вт в режиме накачки одиночными импульсами тока длительностью 5 мкс.

Существование сформированной диаграммы направленности в плоскости структуры без ограничительных слоев и перпендикулярно ей, является прямым доказательством наличия волноводного эффекта квантовых ям, и внесение дополнительных тонких широкозонных слоев InGaP изоморфных GaAs не нарушает волноводные свойства гетероструктуры.

Интерес к лазерным гетеронаноструктурам с волноводом на основе квантовых ям обусловлен преимуществами лазеров с широким волноводом: более узкой диаграммой направленности и пониженной нагрузкой на зеркала из-за широкой области локализации моды. Однако еще одним, не менее важным, обстоятельством, привлекающим внимание к таким структурам, является отсутствие необходимости в применении широкозонных ограничительных слоев, что делает такие конструкции перспективными для разработки интегрированных A_3B_5/Si излучающих и лазерных структур. В связи с этим **раздел 2.4** посвящен изучению волноводного эффекта квантовых ям InGaAs в GaAs структуре на Si подложке с тонким Ge буферным слоем [A16]. В данном разделе диссертационной работы подробно описан процесс подготовки Ge/Si подложек методом молекулярно-лучевой эпитаксии, играющий важную роль при последующем изготовлении лазерной структуры методом МОС-гидридной эпитаксии.

На начальном этапе роста лазерной структуры на Ge/Si подложке была сформирована сверхрешетка GaAs/GaAsP/InGaAs для улучшения качества

активной области, содержащей 2 квантовые ямы InGaAs толщиной 6.4 нм и разделенных слоем GaAs толщиной 76.5 нм.

Спектральный максимум, соответствующий излучению квантовых ям InGaAs в активной области гетероструктур, наблюдался на длине волны (905 ± 3) нм при 60 мА, но стимулированного излучения во всем диапазоне токовой накачки не наблюдалось. Возможной причиной данного результата может являться невысокое качество зеркал лазерного резонатора, которыми служили сколотые грани структуры, ввиду наличия толстой кремниевой подложки.

Для исследования оптических свойств выращенный образец раскалывался на полоски шириной 3 мм. При накачке образца излучением параметрического генератора света Spectra-Physics MPO-SL (длительность импульса 10 нс, частота повторения 10 Гц, длина волны 650 нм), сфокусированным в полоску с размерами 0.1×3 мм², наблюдалось возникновение нескольких линий стимулированного излучения в области энергий 1350–1360 мэВ.

Пороговая плотность мощности генерации стимулированного излучения была на уровне 35 кВт/см². Наблюдалось сразу несколько интенсивных линий излучения, расстояние между которыми почти постоянно и составляло 3–4 мэВ, что примерно на 2 порядка величины больше расстояния между продольными модами. Карта поверхности структуры, сделанная с помощью оптического профилометра на основе интерферометра белого света Talysurf CCI 2000, показала наличие квазипериодической (33 мкм) дислокационной сетки, причем только в направлении, параллельном длинным сколам полоски, которое перпендикулярно направлению распространения излучения. Возможно, эта дислокационная сетка играет роль своеобразной дифракционной решетки с отражением в высоком порядке, определяющей в итоге наблюдаемый характер генерации на нескольких линиях.

В третьей главе приведен литературный обзор различных источников излучения среднего и дальнего инфракрасного диапазонов. Рассмотрены генерации вторых гармоник и суммарной частоты. Источники, основанные на нелинейно-оптическом преобразовании двух длин волн ближнего ИК диапазона, могут быть альтернативным источником дальнего ИК излучения (генерация разностной гармоники). В связи с этим, в данной главе диссертации экспериментально исследуются особенности генерации двух типов лазерных структур (GaAs структура с активной областью GaAsSb и InGaAs/GaAs структура, выращенная на подложке Ge), предназначенных для наблюдения нелинейного взаимодействия мод в структурах полупроводниковых лазеров.

В разделе 3.1 рассматриваются механизм генерации второй гармоники в лазерных волноводах и нелинейные эффекты в лазерных волноводах.

При воздействии на среду мощного электромагнитного лазерного излучения с частотой ω ее отклик содержит не только компоненты на частоте ω , но и на кратных ей частотах $2\omega, 3\omega, \dots, n\omega$. Это так называемые гармоники. Наличие четных гармоник ($2\omega, 4\omega, \dots, 2n\omega$) определяется симметрией среды и возможно только в нецентросимметричных кристаллах [15]. В изотропных средах, примером которых являются газы, возможны только нечетные гармоники $3\omega, 5\omega$ и т.д.

В результате генерации второй гармоники два кванта с энергией $\hbar\omega_1$ образуют квант с энергией $\hbar\omega_2 = 2\hbar\omega_1$. Это явление можно представить как генерацию суммарной частоты, когда два кванта с различными энергиями $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ образуют третий квант $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$. Выражения, связывающие энергии квантов, представляют собой закон сохранения энергии.

Наибольший интерес представляет генерация разностной частоты, когда два кванта с различными энергиями $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ образуют третий квант $\hbar\omega_3 = \hbar\omega_1 - \hbar\omega_2$. Поскольку частота генерируемого излучения меньше, чем у исходного, данное

явление может применяться для генерации излучения в среднем, дальнем инфракрасном и терагерцовом диапазонах длин волн.

В разделе 3.2 проведены исследования влияния температуры в ростовом процессе на излучательные свойства структур с квантовой ямой GaAsSb [A17, A18]. Представлены результаты экспериментальных исследований GaAs/InGaP лазеров диодов на основе гетероструктуры с активной областью GaAsSb, генерирующих в области 1 мкм, изучаются особенности генерации в таких лазерах [A19-A21].

При выращивании лазерных структур на системе материалов A_3B_5 с активной областью, содержащей наноразмерные слои GaAsSb, необходимо учитывать, что верхний ограничивающий слой p -типа выращивается при температуре, значительно превышающей оптимальную температуру роста материала GaAsSb, что может вызвать сегрегацию сурьмы.

Были исследованы два типа структур. Структура 1 содержала буферный слой GaAs толщиной 0.2 мкм, двухслойную квантовую яму, состоящую из слоя GaAsSb ($x_{Sb} \sim 0.25$) толщиной 10 нм и слоя InGaAs ($x_{In} \sim 0.33$) толщиной 5 нм, и покровный слой GaAs толщиной около 40 нм. Структура 2 включала в себя буферный слой GaAs толщиной 0.2 мкм, квантовую яму GaAsSb ($x_{Sb} \sim 0.25$) толщиной 10 нм и покровный слой GaAs толщиной 30 нм. Структуры подвергались термическому отжигу в потоке азота при 620°C в течение 25 мин. Температура и время отжига были выбраны в соответствии с условиями выращивания верхнего ограничивающего слоя InGaP p -типа в процессе формирования лазерных структур методом МОС-гидридной эпитаксии.

Проведенные исследования показали, что увеличение температуры до 620°C при формировании верхнего p -InGaP слоя в процессе выращивания лазерной структуры GaAs/InGaP оказывает влияние на излучательные свойства активной области, содержащей квантовые ямы GaAsSb или GaAsSb/InGaAs, сформированные при температурах 560-570 °C. Причем, в случае активной области, содержащей одиночную квантовую яму GaAsSb, наблюдается

увеличение интенсивности и энергии фотолюминесцентного излучения квантовой ямы, а в случае с двухслойной квантовой ямой GaAsSb/InGaAs – значительное уменьшение этих параметров.

Была выращена InGaP/GaAs лазерная структура с одиночной квантовой ямой GaAsSb в активной области. В качестве источника Sb использовалась триметилсурьма. Квантовая яма GaAsSb толщиной 10 нм формировалась при 580°C. Отношение элементов V/III групп при этом поддерживалось на уровне 1.3 и отношение потоков триметил галлия/арсин – на уровне 0.95. На основе данной структуры были изготовлены лазерные диоды с шириной полоскового контакта 100 мкм, длиной резонатора 1 мм. Зеркалами служили сколотые грани структуры.

Продemonстрирована устойчивая лазерная генерация на прямых (1.027 ± 0.003) мкм и не прямых (1.054 ± 0.003) мкм в оптическом пространстве переходах, что свидетельствует о наличии гетероперехода II рода в системе GaAs/GaAsSb. Суммарная мощность излучения при условии одновременной генерации в двух частотных полосах составила (1.00 ± 0.07) Вт.

С целью исследования эффективности смешения мод были проведены исследования нелинейного внутрирезонаторного взаимодействия полей полупроводникового лазера на основе GaAsSb/GaAs/InGaP структуры, генерирующего на прямых и не прямых оптических переходах в двух частотных полосах при комнатной температуре. Внутрирезонаторное взаимодействие мод, связанное с квадратичной нелинейностью решетки GaAs, было достаточно сильным, наблюдалось уже при достаточно малом (5.0 ± 0.3) А импульсном токе и проявлялось в широких пределах накачки.

Таким образом, было показано, что лазерные GaAs/InGaP гетероструктуры с активной областью на основе $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ перспективны для обогащения спектра благодаря преобразованиям лазерного излучения за счет квадратичной решеточной нелинейности GaAs и наличие двухполосной генерации на прямых и не прямых оптических переходах при эволюции зонной диаграммы от I ко II типу гетероперехода с изменением доли сурьмы в твердом растворе $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$.

В разделе 3.3 изучается нелинейное смешение гармоник в InGaAs/InGaP/GaAs лазерной гетероструктуре, выращенной на Ge подложке [A22, A23]. Выполнить условие фазового синхронизма для двух основных мод и значительно снизить фонное поглощение в GaAs позволяет использование слабелегированной Ge подложки для лазера на основе GaAs [16].

На подложке Ge были выращены два типа лазерных гетероструктур: 1 - с буферным слоем GaAs и 2 – с буферным слоем $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$, обладающим параметром решетки наиболее приближенным к параметру решетки Ge.

Экспериментальные результаты исследования лазерных диодов, изготовленных на основе полученных гетероструктур, показали, что лазер на основе $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ имеет более близкую к идеальной вольт-амперную характеристику, что говорит о лучшем качестве структуры с $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ слоями по сравнению со структурой с GaAs слоями. Вероятно, ключевую роль здесь оказывает граница гетероперехода между Ge и $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ (GaAs). С одной стороны наблюдается проникновение атомов Ge в растущий слой $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ (GaAs), а с другой стороны наблюдается диффузия атомов In, Ga и As в Ge.

Пороговый ток в лазере на основе GaAs/Ge оказался почти в 20 раз выше, по сравнению с пороговым током в лазере на основе $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}/\text{Ge}$, а мощность излучения в лазере на основе GaAs/Ge меньше на три порядка величины, чем в другом лазере.

Таким образом, было показано, что использование более согласованного по решетке с Ge раствора $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ по сравнению с GaAs предпочтительнее для создания совершенных лазерных структур.

На основе GaAs гетероструктуры с буферным слоем $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ были изготовлены лазерные диоды с шириной активной области 100 мкм и длиной резонатора 1 мм. Зеркалами служили сколотые грани структуры. Порог генерации лазерных диодов, изготовленных на основе данной структуры, составлял 0.7-1 А в зависимости от температуры. Для исключения разогрева активной области

измерения проводились при накачке импульсами тока длительностью 360 нс с частотой повторения 1.5 кГц. Генерация наблюдалась на длине волны 1 мкм, а ширина спектральной линии составила 4 нм.

Для демонстрации нелинейного преобразования излучения во вторые и суммарную гармоники была применена конструкция двухчипового лазера с составным резонатором, состоящего из расположенных на одном теплоотводе в непосредственной близости друг от друга двух одночастотных лазеров с квантовыми ямами, генерирующих в непрерывном режиме две длины волны ближнего ИК диапазона при температуре жидкого азота. В этой схеме оба лазера генерировали на основной поперечной моде с разными длинами волн, и излучение одного вводилось в волновод другого лазера (по нормали поперечной грани волновода). Лазером, в который вводилось излучение, служил описанный выше лазер на германиевой подложке с длиной волны (0.930 ± 0.003) мкм при $T = 77$ К, другой лазер представлял собой обычную конструкцию гетеролазера на GaAs подложке [17], генерирующего на длине волны (1.030 ± 0.003) мкм при $T = 77$ К. Результаты наблюдений демонстрируют присутствие вторых гармоник для мод с длинами волн (0.930 ± 0.003) и (1.030 ± 0.003) мкм, а также сигнала с суммарной частотой этих мод на длине волны (0.488 ± 0.003) мкм. Это наблюдение является прямым доказательством возможности смешения частот внутри резонатора лазера.

В Заключение приведены основные результаты диссертации.

Список литературы разделён на цитируемые и авторские работы.

Апробация работы

Основные результаты, полученные в настоящей диссертационной работе, докладывались на 18 и 19-м Международных симпозиумах «Нанопизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород 2014-2015 гг.); 3-м, 4-м и 5-м российских симпозиумах с международным участием: Полупроводниковые лазеры: физика и

технология (Санкт-Петербург, 2012, 2014 и 2016 гг.); 8-м, 9-м Белорусско-Российских семинарах: Полупроводниковые лазеры и системы на их основе (Беларусь, Минск, 2011 и 2013 гг.); Всероссийской молодежной школе-семинаре «Диагностика наноматериалов и наноструктур» (Рязань, 2013); 16, 17, 19 - 21 научных конференциях по радиофизике (Нижний Новгород, 2011 – 2016 гг.); 10-й Международной научно-технической конференции "Квантовая электроника 2015" (Беларусь, Минск, 2015), а также на семинарах физического факультета и НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского.

Публикации

По материалам диссертации опубликовано 29 работ, включая 12 статей в журналах из перечня ВАК, 15 публикаций в материалах конференций и два учебно-методических пособия.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, 3 глав и заключения. Общий объем диссертации составляет 129 страниц, включая 49 рисунков и 8 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 133 наименования, список работ автора по теме диссертации – 29 наименований.

Автор выражает искреннюю благодарность Борису Николаевичу Звонкову, который в значительной мере способствовал получению большей части представленных в диссертации результатов, всем сотрудникам лаборатории эпитаксиальной технологии НИФТИ ННГУ и соавторам опубликованных работ, особенно Н.В. Байдусю, О.В. Вихровой, В.Я. Алёшкину, А.А. Дубинову, А.А. Афоненко, Д.В. Ушакову, Д.А. Павлову, а также научному руководителю С.М. Некоркину за постоянное внимание к работе, ее теоретическое обеспечение и плодотворное обсуждение рассмотренных в диссертации вопросов.

Глава 1. Экспериментальное изучение излучательных свойств полупроводниковых лазерных диодов с выходом излучения через подложку.

Одной из важнейших характеристик, совершенствование которой способствует расширению диапазона применений полупроводниковых лазеров, является мощность излучения. На сегодняшний день сформировалось несколько основных подходов к улучшению энергетических свойств излучения лазерных диодов. Известной конструкцией мощных полупроводниковых лазеров являются эпитаксиально-интегрированные [17, 18] лазерные гетероструктуры, наклон ватт-амперной характеристики которых в непрерывном режиме работы в 1.5 – 3 раза больше по сравнению с одиночными лазерными структурами. Однако представленные лазерные диоды не достигали порога генерации в непрерывном режиме, что свидетельствует об их высокой температурной чувствительности.

Существуют исследования тройных эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных лазерных структур [19]. Лазерные диоды достигали мощности излучения 80 Вт при токе инжекции 40 А. При этом диаграмма направленности гетероструктуры с туннельными переходами не отличалась от стандартной. Расходимость лазерного излучения составляла $20^\circ - 23^\circ$.

Еще одним распространенным способом увеличения оптической мощности полупроводникового лазера является снижение внутренних оптических потерь [20-22]. Одним из подходов к конструированию лазерных гетероструктур с малыми внутренними потерями заключается в увеличении ширины волноводного слоя. Эта идея успешно реализуется в симметричных и асимметричных лазерных двойных гетероструктурах раздельного ограничения [2, 23-26]. Увеличение толщины волноводных слоев также позволяет увеличить площадь светового пятна на выходном зеркале, тем самым, снижая оптическую плотность мощности и отодвигая катастрофическую деградацию в область более высоких значений мощности. Практическая реализация данного подхода, однако, требует тщательного выбора геометрии лазерного диода для предотвращения генерации мод более высокого порядка.

Сравнение параметров мощных многомодовых лазерных диодов, полученных на основе асимметричных гетероструктур со сверхшироким волноводом в системах твердых растворов AlGaAs/GaAs и (Al)GaInP/GaInAsP/GaAs [24], показало, что в лазерах на основе AlGaAs/GaAs во всех слоях происходила катастрофическая деградация зеркал при плотности оптической мощности выше 3 МВт/см^2 и характерное насыщение ватт-амперных характеристик не наблюдалось. В лазерах (Al)GaInP/GaInAsP/GaAs, не содержащих Al в активном и волноводном слоях оптическая мощность ограничивалась термическим насыщением при плотности оптической мощности на зеркале 3.5 МВт/см^2 . Полученные результаты являются свидетельством более высокой надежности лазеров (Al)GaInP/GaInAsP/GaAs.

В настоящей диссертационной работе подробно изучен еще один подход создания мощных лазерных диодов - это использование лазерных гетеронаноструктур с увеличенной активной областью, позволяющий выводить лазерное излучение через подложку. Основные результаты отражены в публикациях [А3-А10].

1.1 Полупроводниковый лазер с вытекающей модой

Отличительной чертой полупроводникового лазера, работающего на вытекающих модах, от модели обычной лазерной структуры является меньшая толщина нижнего ограничивающего слоя. Эффективный показатель преломления моды n_{ef} меньше показателя преломления подложки n_0 , поэтому существует большая возможность туннелирования излучения из волновода через нижний ограничивающий слой в подложку. Далее излучение распространяется в виде плоской волны до выходного зеркала лазера. Особенностью вытекающего излучения является то, что оно вытекает в область выхода из всей поверхности ограничительного слоя и это излучение имеет малый угол расходимости ($1-2^\circ$) в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу. Таким образом, качество вытекающего излучения и возможность вывести его из активного слоя с высокой

эффективностью значительно выше, чем для используемого в современных конструкциях излучателей поверхностно-ненаправленного и торцевого излучений [27].

Вывод излучения в виде вытекающей волны является распределенным, он принципиально отличается от вывода излучения в обычных лазерах, в которых он происходит через выходное зеркало. Упрощенная оптическая схема лазера представлена на рис. 1.

Лазер такого типа впервые был реализован на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs в работе [28] и теоретически проанализирован в [29]. Рассмотренные в [28, 29] конструкции лазера имеют существенный недостаток, заключающийся в том, что длина волны генерируемого излучения попадает в спектральную полосу фундаментального поглощения в подложке или очень близка к ней, что приводит к значительному поглощению излучения. Неизбежным следствием этого обстоятельства являются сравнительно низкие излучательные характеристики таких лазеров поэтому указанный способ не получил дальнейшего развития.

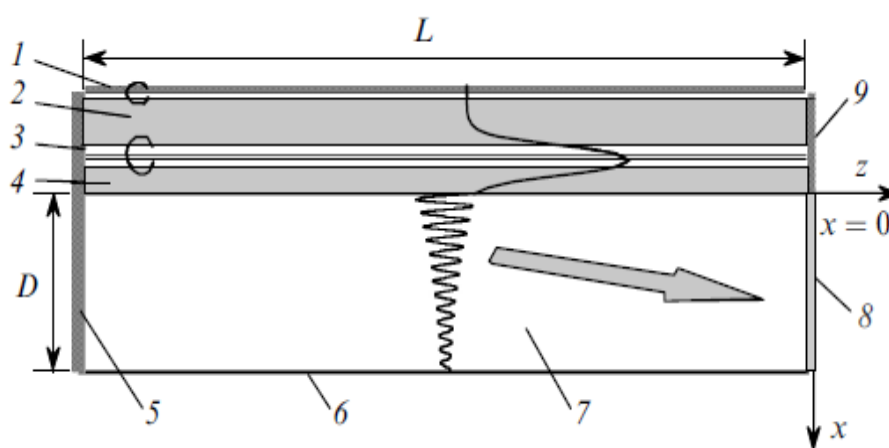


Рис. 1 Упрощенная оптическая схема полупроводникового лазера, работающего на вытекающей моде. 1 — контакт и контактный p^+ -слой; 2 — p -эмиттер; 3 — волновод и активные слои; 4 — N -эмиттер; 5 — заднее глухое зеркало; 6 — n -контакт; 7 — подложка; 8 — просветляющее покрытие; 9 — отражающее покрытие [30]

С развитием гетеролазеров на основе квантоворазмерных структур в такой системе, как $\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$, где подложка прозрачна для лазерного излучения, появилась возможность по-новому взглянуть на создание лазеров, работающих на вытекающих модах. Как отмечено ранее в [31], прозрачность материала подложки для вытекающего из волновода излучения является причиной характерной квазиопериодичной модуляции спектральной кривой модового усиления. Использование этого свойства в системе $\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ для создания лазеров, работающих на вытекающих модах, было впервые предложено в [32]. Суть подхода заключалась в следующем: эффективный резонатор, в котором происходит распространение излучения лазера, имеет комплексную природу, и длина области усиления не совпадает с эффективной длиной резонатора. Такой прибор получил название диодный лазер с вытекающим излучением в оптическом резонаторе (ДЛ-ВИОР). Как правило, такие лазеры имели, хотя бы одну наклоненную выходную грань. Угол наклона выбирался таким образом, чтобы подавлялась обратная связь для волны, распространяющейся по волноводу, но оставалась для моды вытекающей. Все это значительно усложняло процесс изготовления лазера. Экспериментальные данные об излучательных характеристиках таких лазеров приведены в работах [33, 34]. Наиболее важными лазерными характеристиками приборов данного типа являются относительная дифференциальная квантовая эффективность и соотношение потоков излучения, распространяющихся по волноводу и в вытекающей волне, определяемое поперечным распределением интенсивности по слоям структуры лазера.

Полупроводниковые лазеры $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\text{InGaP}$, свободные от алюминия, обладающего высокой скоростью окисления, с вытеканием излучения через подложку были впервые разработаны в лаборатории НИФТИ ННГУ [33]. Схема данной структуры приведена на рис. 2.

Угол, под которым распространяется в подложке туннелирующее в неё излучение, определяется следующим образом

$$\theta_e = \arccos(n_{ef} / n_0) \quad (1.1),$$

где n_{ef} – эффективный показатель преломления моды,

n_0 – эффективный показатель преломления подложки

Для обеспечения выхода излучения наружу угол θ_e должен быть меньше угла полного внутреннего отражения на границе GaAs /воздух ($16,6^\circ$).

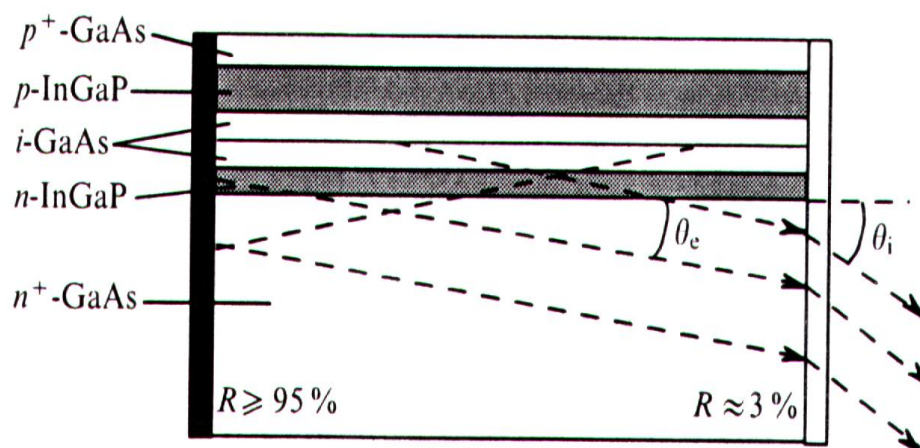


Рис. 2 Лазерная структура InGaAs/GaAs/InGaP с выводом излучения через подложку [33]

Мощность излучения лазерных диодов данной конструкции составила 0.63 Вт в пучке с расходимостью излучения в плоскости перпендикулярной p - n -переходу 1.2° .

Эффект «простого вытекания» не нашел в то время широкого применения, главным образом, из-за того, что в такой схеме используется только узкий луч, тогда как кроме узкого луча, выходящего из подложки, присутствует еще и широкий луч, выходящий из волноводного слоя, где сосредоточено около 55% мощности излучения.

В настоящее время одной из основных причин, ограничивающих выходную мощность полупроводниковых лазеров, является деградация зеркал резонатора в сильных полях. Применение гетеролазеров с вытеканием излучения через подложку может позволить снять, либо минимизировать данное ограничение, тем самым, увеличив предельную выходную оптическую мощность лазеров.

В работе [4] предложена конструкция полупроводникового лазера InGaAs/GaAs/InGaP с широким волноводом и увеличенным объемом активной среды, содержащей шесть квантовых ям, разработанного в НИФТИ ННГУ. Исследования лазера показало, что доля излучения вытекающего через подложку составляет 84% в узком угловом интервале ($1-2^\circ$), а максимальная мощность излучения – 34 Вт при накачке одиночными импульсами тока 88 А длительностью 5 мкс. Предложенная конструкция была защищена патентом [13] и является наиболее близким аналогом мощного гетеролазера с выходом излучения через подложку, изучаемого в данной главе диссертации. Основные результаты приведены в работах [A3 – A9].

1.2 Модовая структура в дальнем поле излучения полупроводникового лазера с расширенной активной областью и выходом излучения через подложку

В отличие от лазеров без выхода излучения через подложку, в лазерах с вытеканием излучения наблюдается модовая структура в дальнем поле в допороговом режиме, выраженная узкими лепестками на диаграмме направленности [35, 36]. В работе [36] было установлено, что в таких лазерах экспериментальное измерение диаграмм направленности (в том числе и в допороговом режиме) и соответствующие расчеты позволяют количественно определить эффективный показатель преломления моды, фактор оптического ограничения, а также коэффициент, характеризующий изменение показателя преломления активного слоя с ростом концентрации инжектированных носителей. Однако рассчитанная в [36] ширина диаграммы направленности для пиков, соответствующих волноводным модам, оказалась существенно меньше наблюдаемой. Это отличие авторы работы [36] объясняют «малоугловым рассеянием», которое не было учтено ими при построении расчетной диаграммы направленности в дальней зоне. Кроме того, смещение положения пиков в диаграмме направленности с увеличением тока накачки было объяснено изменением эффективного показателя преломления из-за заполнения квантовых

ям неравновесными носителями и разогревом полупроводника, что, как показано нами, не всегда верно.

В данном разделе диссертационной работы проведено исследование диаграммы направленности излучения в допороговом режиме работы полупроводникового лазера на основе гетеронаноструктуры с вытекающей модой, содержащей шесть квантовых ям в активной области [А3-А6].

1.2.1 Подготовка лазерной структуры и методика эксперимента

Лазерная GaAs/InGaP/InGaAs-гетероструктура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Параметры слоев приведены в таблице 1.

Таблица 1

Параметры слоев лазерной гетероструктуры.

Номер слоя, начиная с подложки	Название слоя	Тип проводимости и состав слоя	Толщина слоя (нм)	Уровень легирования (см ⁻³)
1	буферный	<i>n</i> -GaAs	540	10 ¹⁸
2	ограничительный	<i>n</i> -InGaP	80	10 ¹⁸
3	волноводный	<i>n</i> -GaAs	500	10 ¹⁷
4	волноводный	<i>i</i> -GaAs	110	нелегированный
5	активный (КЯ1)	<i>i</i> -In _{0.18} Ga _{0.82} As	9	нелегированный
6	волноводный	<i>i</i> -GaAs	36	нелегированный
7	компенсирующий	<i>i</i> -GaAsP	36	нелегированный
8	волноводный	<i>i</i> -GaAs	36	нелегированный
9 – 24 Повтор слоев 5 – 8 четыре раза				
25	активный (КЯ6)	<i>i</i> -In _{0.18} Ga _{0.82} As	9	нелегированный
26	волноводный	<i>i</i> -GaAs	36	нелегированный
27	компенсирующий	<i>i</i> -GaAsP	36	нелегированный
28	волноводный	<i>i</i> -GaAs	110	нелегированный
29	волноводный	<i>p</i> -GaAs	500	3*10 ¹⁷
30	ограничительный	<i>p</i> -InGaP	430	10 ¹⁸
31	контактный	<i>p</i> ⁺ -GaAs	220	2*10 ¹⁹

На основе выращенной гетероструктуры были изготовлены лазерные диоды с шириной активной области 360 мкм и длиной резонатора 1 мм. Напыления просветляющих и отражающих покрытий на грани лазерных чипов не проводились. Активная область структуры состояла из шести квантовых ям. Для исключения перегрева структуры лазерные чипы припаивались на медный теплоотвод.

Измерения спектральных зависимостей и диаграмм направленности излучения проводились с помощью решеточного монохроматора МДР-23 при постоянной и импульсной накачке (длительность импульса 220 нс, частота повторения 1.43 кГц) при комнатной температуре.

1.2.2 Экспериментальные исследования диаграммы направленности электролюминесценции полупроводникового лазера с выходом излучения через подложку

Лазерная генерация возникала при токе 7 А, длина волны излучения составляла (0.997 ± 0.003) мкм. На рис. 3 представлены диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу лазера, при постоянном токе инжекции 0.15 и 1.8 А.

При токе 0.15 А наблюдается ярко выраженная четырехлепестковая диаграмма (кривая 1), максимумы которой приходятся на углы 2° , 23° , 43° и 69° . При увеличении тока накачки центральный пик (2°) сдвигается в сторону больших углов и при токе 1.8 А соответствует углу 5° (кривая 2). При этом угловое положение других пиков практически не изменяется. Отмечено также наличие пика вблизи угла -55° , который объясняется отражением излучения моды, соответствующей углу 69° , от границы подложки, противоположной эпитаксиальной стороне.

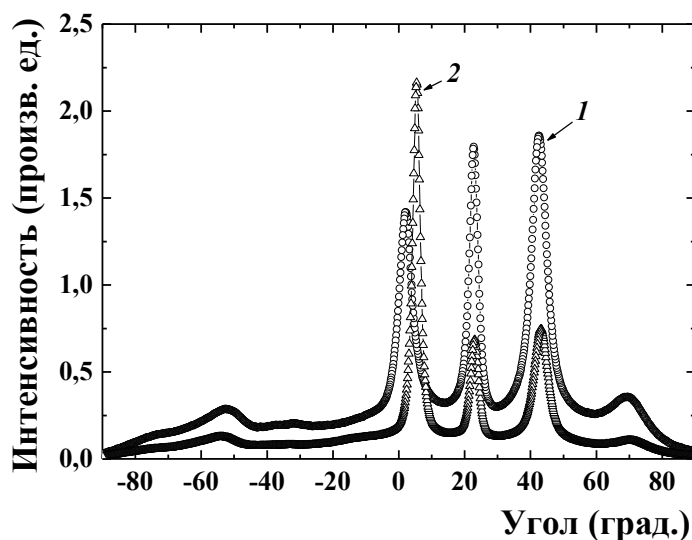


Рис. 3 Диаграммы направленности излучения лазера при постоянных токах накачки: 1 - 0.15А; 2 - 1.8 А [А3].

Расчеты исследованной лазерной структуры, проведенные сотрудниками ИФМ РАН В.Я. Алешкиным и А.А. Дубиновым подтверждают, что возможен выход излучения на четырех модах (рис. 4).

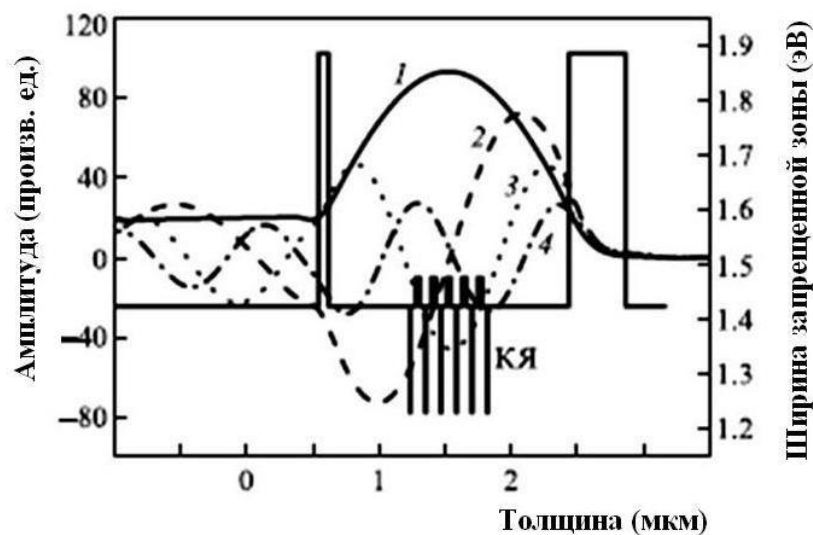


Рис. 4 Зонная диаграмма и рассчитанное продольное распределение электрического поля: 1 для 0-й; 2 - 1-й; 3 - 2-й; 4 - 3-й моды [А3]

Вычисленный фактор оптического ограничения G этих мод составляет 0.023 для 0-й, 0.007 для 1-й, 0.013 для 2-й и 0.014 для 3-й моды. Однако если учесть

неоднородность заполнения носителями тока квантовых ям, наблюдаемую ранее в лазерах с большим количеством квантовых ям [37], то можно предположить, что при малых токах, когда наблюдается спонтанная люминесценция, носителями тока в основном заполнены крайние квантовые ямы. В этом случае фактор G равен 0.007 для 0-й, 0.003 для 1-й, 0.003 для 2-й и 0.006 для 3-й моды, что удовлетворительно согласуется с экспериментом (рис.3).

На рис. 5 приведена диаграмма направленности, рассчитанная для модели, описанной в работе [38], для двух значений показателя преломления GaAs в центральном волноводном слое: 3.518 (кривая 1) и 3.517 (кривая 2) на двух фиксированных длинах волн (0.964 и 0.983 мкм соответственно), отвечающих максимумам спектров люминесценции (рис. 6). Отметим, что в отличие от работы [31], в которой наблюдались особенности в спектре генерации излучения в лазере с выходом излучения через подложку, в нашем случае никаких особенностей в спектре генерации не наблюдалось, что можно объяснить различием в конструкциях лазеров. Сопоставление рис. 3 и 5 показывает хорошее совпадение положений максимумов вычисленных и измеренных диаграмм направленности.

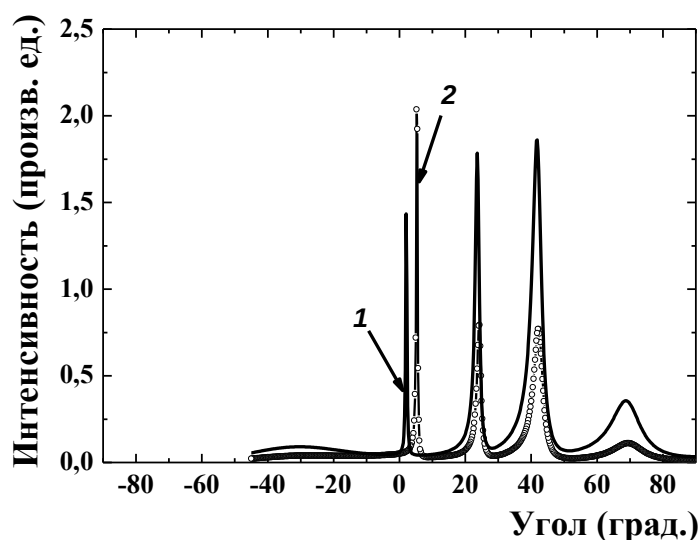


Рис.5 Рассчитанные диаграммы направленности для фиксированных длин волн 0.964 и 0.983 мкм и показателей преломления волноводного слоя 3.518 и 3.517 (кривые 1 и 2 соответственно) [А3]

По мере увеличения тока инжекции происходит заполнение центрального волноводного слоя носителями тока, приводящее к уменьшению показателя преломления этого слоя, что отмечалось и в более ранних работах [36]. Кроме того, показатель преломления уменьшается с ростом длины волны излучения.

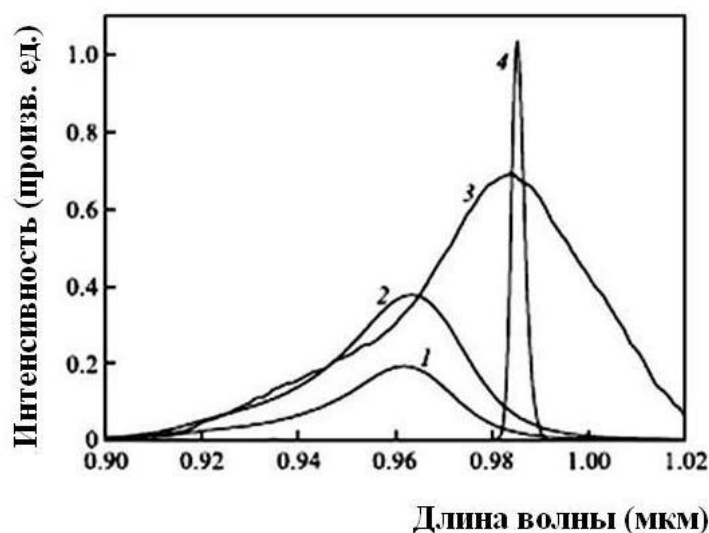


Рис. 6 Спектры люминесценции лазера при различных токах накачки: 1 - 0.15А; 2 - 0.4А; 3 - 1.8А; 4 - 10А [А3]

На рис. 7 приведены диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу лазера при импульсном токе накачки 5 и 10 А. С ростом тока от 5 до 10 А (кривые 1 и 2 соответственно) структура переходит в режим лазерной генерации, в котором диаграмма направленности становится однолепестковой с углом 6° и шириной пика 2° . Из сравнения диаграмм на рис. 7 и 3 видно, что в режиме лазерной генерации структура излучает только на наиболее добротной 0-й моде. Отметим, что при указанных токах накачки преимущественного влияния на диаграмму направленности разогрева центрального слоя над увеличением концентрации носителей в этом слое не наблюдается, в противном случае это привело бы к увеличению показателя преломления волноводного слоя и, соответственно, к уменьшению угла излучения 0-й моды, что было замечено и объяснено в работе [36]. Из рис. 3 также видно,

что ширины экспериментальных и теоретических пиков сильно различаются (это отмечалось и в работе [36]).

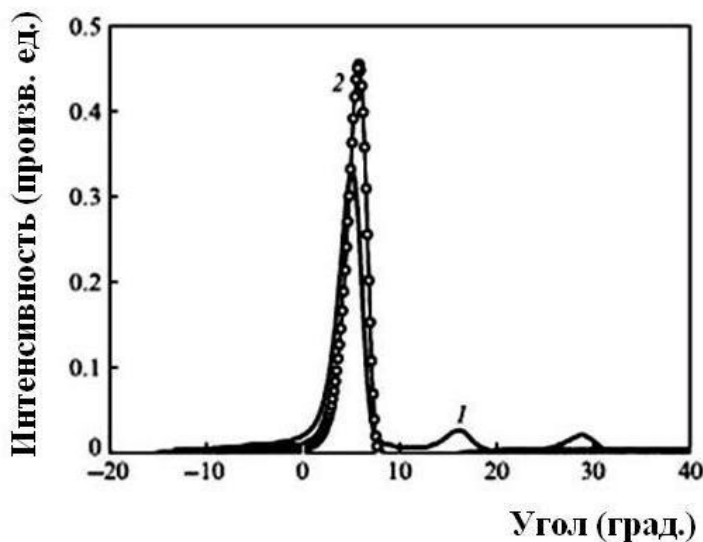


Рис. 7 Диаграммы направленности излучения лазера при разных импульсных токах накачки: 1 - 5А (допороговый режим); 2 - 10А (режим генерации) [А3]

Указанное различие можно объяснить двумя механизмами уширения экспериментальных кривых. Согласно формуле (2) в работе [35], угол выхода излучения из подложки определяется эффективным волновым вектором распространения соответствующей моды:

$$n_{eff} = (n_s^2 - \sin^2 \Theta)^{1/2} \quad (1.2),$$

где n_{eff} – реальное значение эффективного показателя преломления моды,

n_s – показатель преломления подложки,

Θ – угловое положение пика в дальнем поле лазера

В первом случае (механизм уширения не зависит от тока накачки) неопределенность эффективного волнового вектора распространения может вызываться широким резонатором лазера (в нашем случае 360 мкм), а также параметрами экспериментальной установки по измерению диаграммы направленности. По оценке разброс угла выхода для первого механизма уширения в нашем случае составляет 2° . Второй механизм связан со спектральной

шириной линии люминесценции, поскольку эффективный волновой вектор распространения зависит как от частоты излучения, так и от тока накачки. На рис. 8 приведено сравнение экспериментальной диаграммы направленности (кривая 1) с диаграммами, вычисленными без учета (кривая 2) и с учетом (кривая 3) спектральной ширины линии люминесценции (для тока 0.15 А составляет 30 нм). В последнем случае наблюдается хорошее согласие с экспериментом.

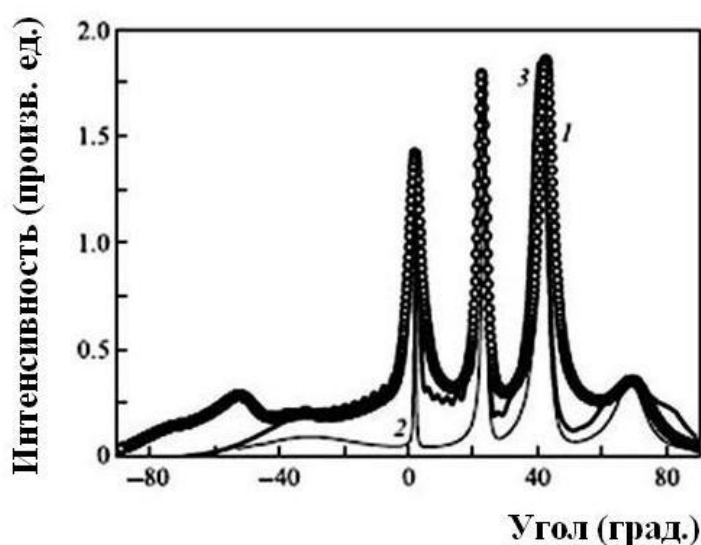


Рис. 8 Экспериментальная диаграмма направленности (кривая 1) и расчетные диаграммы направленности без учета (кривая 2) и с учетом (кривая 3) спектральной ширины линии люминесценции для тока 0.15А [А3]

При токе 10 А ширина линии излучения на полувысоте пика составляет 2 нм, поэтому характерная ширина диаграммы направленности должна быть около 0.1° , однако в эксперименте она составляет 2° и не уменьшается с ростом тока. Следовательно, можно сделать вывод, что при допороговых накачках основной механизм уширения связан с широкой линией спонтанной люминесценции, а при токах, превышающих порог лазерной генерации, основным механизмом уширения является неопределенность эффективного волнового вектора распространения, упомянутая выше.

Таким образом, при исследовании диаграмм направленности излучения в допороговом режиме (спонтанное излучение) наблюдается несколько пиков, соответствующих основной и возбужденным модам. Увеличение тока накачки вызывает смещение пика основной моды, что обусловлено уменьшением показателя преломления активной области из-за заполнения ее носителями и смещением максимума люминесценции в длинноволновую область. Исследована зависимость амплитуды пиков от тока накачки. Экспериментально показано неоднородное заполнение квантовых ям носителями в допороговом режиме, что проявляется в изменении интенсивностей узких лепестков диаграмм направленности [А3-А6].

1.3 Полупроводниковый лазер с вытеканием излучения через подложку и трапецевидной активной областью

Важнейшей характеристикой лазера является диаграмма направленности его излучения. В полупроводниковых лазерах стандартной полосковой конструкции расходимость излучения в плоскости p - n -перехода составляет 10° , а в перпендикулярной ей плоскости – 30° . Для накачки волоконных лазеров и усилителей требуется лазерный пучок высокого качества, и для его достижения обычно применяется довольно сложная оптическая схема с астигматическими линзами. В связи с этим очевидна необходимость улучшения качества выходного излучения лазера – сужение диаграммы направленности и достижение одинаковой расходимости излучения в обеих плоскостях. Создание полупроводниковых лазеров со сверхшироким волноводом с ограничительными слоями [37] и без них [А10, А15], а также лазеров с вытеканием излучения в подложку [4, 38, А8] позволило лишь частично решить данную проблему. Лазеры со сверхшироким волноводом имеют расходимость излучения 20° . Излучение лазерных диодов, работающих на вытекающей моде, характеризуется очень малой расходимостью (1 – 2°) в плоскости, перпендикулярной структуре (p - n -переходу), но расходимость их излучения в плоскости структуры

соответствует расходимости гетеролазеров стандартной полосковой конструкции (10°). Узкая диаграмма направленности излучения в плоскости гетероструктуры была реализована в лазерах с распределенной обратной связью. Угловая расходимость их излучения в плоскости структуры составляет 1° , положение спектрального максимума практически не зависит от плотности тока накачки, лазер генерирует в одночастотном режиме генерации [39]. Однако технология его изготовления достаточно сложна. Еще одним, более простым способом формирования узконаправленного излучения является использование трапецевидной (в виде рупора) активной области лазера [40]. Принцип действия лазеров такой геометрии основан на том, что основная поперечная мода имеет наименьшую дифракционную расходимость, а высшие моды сильнее выходят из расширяющейся активной области и испытывают значительное затухание в неактивных слоях. Расходимость излучения лазеров подобной конструкции составляет около 2° в направлении p – n -перехода, однако в направлении, перпендикулярном p – n -переходу, она велика.

В данном разделе настоящей диссертационной работы проведены экспериментальные исследования спектральных и пространственных характеристик полупроводниковых лазеров, изготовленных на основе гетероструктуры с трапецевидной активной областью и выходом излучения через подложку. Такая конструкция лазера позволяет существенно сузить диаграмму направленности и сделать примерно равными угловые расходимости в обеих плоскостях [A7].

1.3.1 Подготовка образцов и методика эксперимента

Лазерная гетероструктура InGaAs/GaAs/InGaP с 10 квантовыми ямами в активной области была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии на подложке GaAs при атмосферном давлении в горизонтальном реакторе. Для компенсации больших потерь на вытекание в активной области использовались

10 квантовых ям [41], разделенных GaAs волноводными и компенсирующими слоями GaAsP. Параметры слоев структуры приведены в таблице 2.

Тонкий (67 нм) ограничительный слой InGaP n -типа позволяет большей части мощности излучения лазера туннелировать из волновода в область подложки. На основе данной гетероструктуры были изготовлены лазерные диоды с длиной резонатора 1 мм. Напыления просветляющих и отражающих покрытий на грани лазерных чипов не проводилось – зеркалами служили сколотые грани структур. Активная область гетеролазеров представляла собой трапецию с основаниями 25 и 125 мкм (рис. 9), которыми служили сколотые зеркала лазера.

Таблица 2

Параметры слоев лазерной гетероструктуры.

Номер слоя, начиная с подложки	Название слоя	Тип проводимости и состав слоя	Толщина слоя (нм)	Уровень легирования (см ⁻³)
1	буферный	n -GaAs	950	$1.6 \cdot 10^{18}$
2	ограничительный	n -InGaP	67	$1.2 \cdot 10^{18}$
3	волноводный	n -GaAs	320	$6.6 \cdot 10^{16}$
4	волноводный	i -GaAs	32	нелегированный
5	компенсирующий	i -GaAsP	18	нелегированный
6	волноводный	i -GaAs	32	нелегированный
7	активный (КЯ1)	i -In _{0.18} Ga _{0.82} As	8	нелегированный
8	волноводный	i -GaAs	32	нелегированный
9	компенсирующий	i -GaAsP	32	нелегированный
10	волноводный	i -GaAs	32	нелегированный
11 – 26 Повтор слоев 7 – 10 восемь раз				
27	активный (КЯ10)	i -In _{0.18} Ga _{0.82} As	8	нелегированный
28	волноводный	i -GaAs	32	нелегированный
29	компенсирующий	i -GaAsP	32	нелегированный
30	волноводный	i -GaAs	32	нелегированный
31	волноводный	p -GaAs	320	$6.6 \cdot 10^{16}$
32	ограничительный	p -InGaP	500	$2.9 \cdot 10^{18}$
33	контактный	p^+ -GaAs	220	10^{19}

Во избежание перегрева прибора лазерные чипы припаивались к медному теплоотводу индиевым припоем.

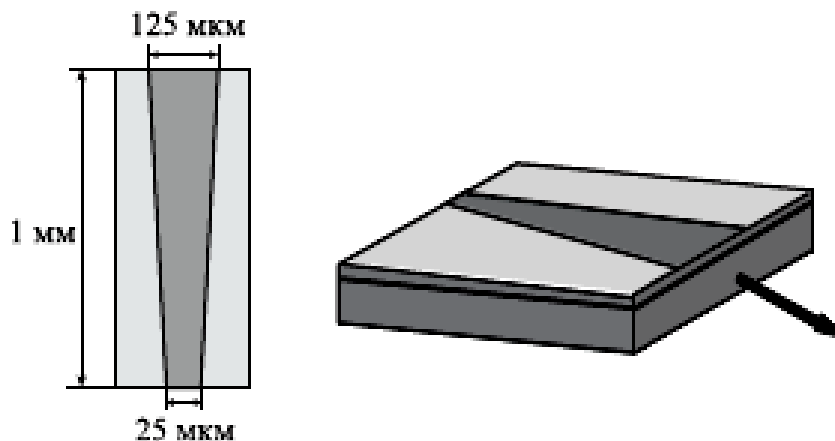


Рис. 9 Размеры и расположение трапециевидной активной области на лазерном чипе [А7]

Спектральные и пространственные характеристики измерялись с помощью решеточного монохроматора МДР-23. Измерения проводились в режиме импульсной накачки электрическим током (длительность импульса 360 нс, частота следования 1.43 кГц) при комнатной температуре.

1.3.2 Экспериментальные исследования лазерных диодов с трапециевидной активной областью и выходом излучения через подложку

Спектральные характеристики излучения лазерных диодов представлены на рис. 10. Видно, что лазерные диоды представленной конструкции генерируют узкополосное излучение. При токе накачки 13 А ширина спектральной линии составила 2 нм, а при токе 15 А – 3 нм. Лазерная генерация наблюдалась на длине волны (0.963 ± 0.003) мкм, порог генерации был равен (10 ± 0.5) А.

Измерения пространственных характеристик излучения проводились в режиме генерации в плоскостях, параллельной и перпендикулярной p – n -переходу. Все измерения выполнялись при комнатной температуре.

Картина дальнего поля лазера в плоскости, параллельной p – n -переходу, при токе накачки 11 А показала наличие многолепестковой диаграммы направленности, один лепесток которой имел интенсивность, на порядок большую, чем остальные, угол расхождения 3° и угловое положение 1° . Такое небольшое отклонение центрального лепестка диаграммы направленности от нуля типично для данных структур [35, 36, 41].

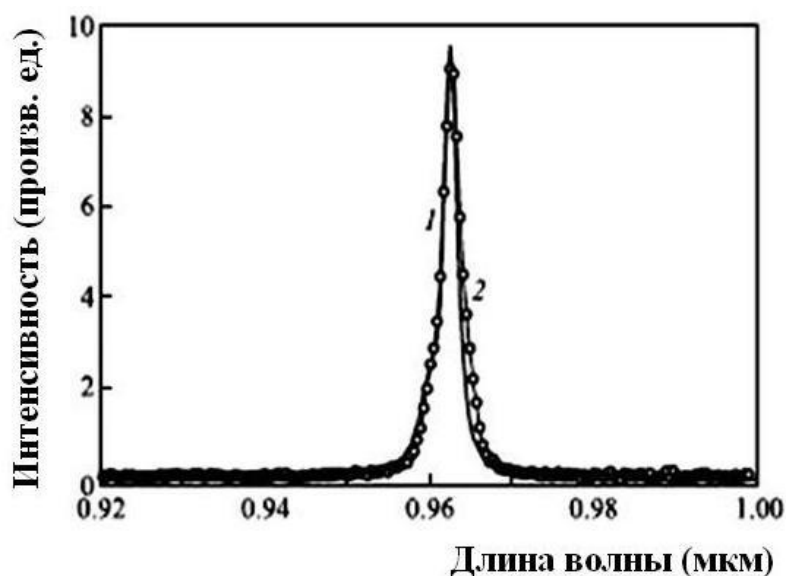


Рис. 10 Спектральные характеристики излучения лазерных диодов с трапецевидной активной областью и выходом излучения через подложку при токах накачки 13 (1) и 15 А (2) [А7]

При токе 12 А угловое положение максимума интенсивности излучения составило 2.5° , а диаграмма направленности сузилась до 1.5° (рис. 11). Диаграмма направленности в режиме лазерной генерации в плоскости, перпендикулярной p – n -переходу, имеет один, характерный для лазеров со значительным вытеканием излучения в подложку, узкий (2°) лепесток с угловым отклонением от нормали 4° (при токе накачки 10 А), связанным с вытеканием излучения через подложку (рис. 12).

С увеличением тока до 15 А диаграмма направленности сужается до 1.5° , при этом угловое положение максимума интенсивности излучения не изменяется.

Наблюдаемый пик с угловым положением -24° вызван переотражением излучения от подложки.

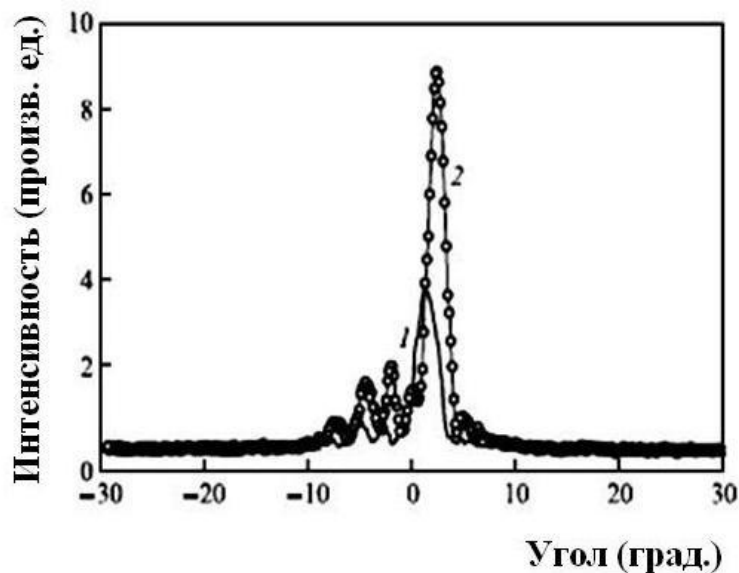


Рис. 11 Диаграммы направленности излучения лазера в плоскости, параллельной p - n -переходу, при токах накачки 11 (1) и 12 А (2) [А7]

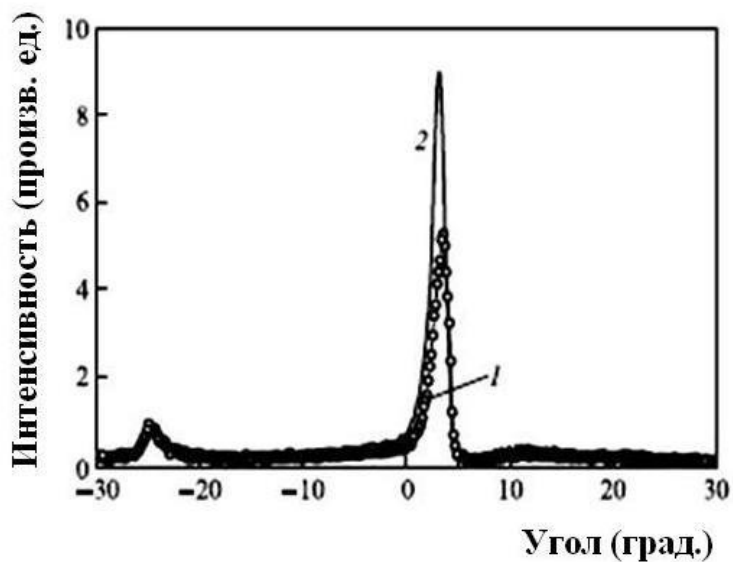


Рис. 12 Диаграммы направленности излучения лазера в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, при токах накачки 10 (1) и 15 А (2) [А7]

Таким образом, было экспериментально показано, что полупроводниковые лазеры, изготовленные на основе гетероструктуры с трапецевидной активной

областью и значительным вытеканием излучения в подложку, в небольшом диапазоне токовой накачки способны генерировать узконаправленное излучение [A7].

1.4 Мощный полупроводниковый лазер с выходом излучения через подложку с улучшенными пространственными и энергетическими характеристиками

Полупроводниковые лазеры с выходом излучения через подложку обладают увеличенным пороговым током, за счет больших полезных потерь на вытекание в подложку и для увеличения коэффициента усиления в таких лазерах, необходимо в активную область лазера встраивать большое количество квантовых ям [41]. Было установлено, что конструкции лазеров со значительным вытеканием излучения в подложку, включающие 6–8 квантовых ям в активной области, являются оптимальными как для начала лазерной генерации, так и для увеличения выходной оптической мощности лазеров [A24-A27].

В данном разделе настоящей диссертационной работы продемонстрирована конструкция полупроводникового лазера с шестью квантовыми ямами в активной области и значительным выходом излучения через подложку, в структуру которого внесены дополнительные изменения, по сравнению с подобной конструкцией-прототипом [4, 13]. Модификация гетероструктуры осуществлялась с целью увеличения доли излучения, выходящего через подложку, и улучшения энергетических параметров лазеров [A8, A9].

1.4.1 Особенности конструкции гетероструктуры полупроводникового лазера и методика эксперимента

Лазерная структура, содержащая шесть квантовых ям в активной области, была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Параметры слоев приведены в таблице 3. В конструкцию выращенной структуры были внесены 3 основных изменения в отличие от структуры, приведенной в работах [4, 13]. Во-первых, уменьшение толщины ограничивающего слоя n -InGaP с 80 до 67 нм и волновода GaAs с 1800 до 1730 нм. Это сделано для увеличения

амплитуды электрического поля в подложке, по сравнению с амплитудой поля в волноводе, а, следовательно, и для увеличения доли выходящего из подложки излучения. Второе отличие - отсутствие легированной p -области волновода, что приводит к уменьшению потерь в лазере. Третье - увеличение уровня легирования ограничивающего слоя p -InGaP с 10^{18} до $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, что необходимо для улучшения инжекции дырок в активную область лазера.

Таблица 3

Параметры слоев лазера с квантовыми ямами в волноводе

Номер слоя, начиная с подложки	Название слоя	Тип проводимости и состав слоя	Толщина слоя (нм)	Уровень легирования (см^{-3})
1	буферный	n -GaAs	950	$1.6 \cdot 10^{18}$
2	ограничительный	n -InGaP	67	$1.2 \cdot 10^{18}$
3	волноводный	n -GaAs	477	10^{17}
4	волноводный	i -GaAs	89	нелегированный
5	активный (КЯ1)	i -In _{0.18} Ga _{0.82} As	9	нелегированный
6	волноводный	i -GaAs	40	нелегированный
7	компенсирующий	i -GaAsP	30	нелегированный
8	волноводный	i -GaAs	40	нелегированный
9	активный (КЯ2)	i -In _{0.18} Ga _{0.82} As	9	нелегированный
10-25 повтор слоев 6-9 четыре раза				
26	волноводный	i -GaAs	958	нелегированный
27	ограничительный	p -InGaP	504	$4 \cdot 10^{18}$
12	контактный	p^+ -GaAs	220	10^{19}

На основе выращенной GaAs/InGaP/InGaAs-гетероструктуры были изготовлены полупроводниковые лазеры с шириной активной области 360 мкм и длиной резонатора 1 мм. Напыление просветляющих и отражающих покрытий на выходные грани полупроводникового лазера проводилось методом электронно-лучевого испарения на установке ВУ-1А. Отражающее покрытие имело коэффициент отражения $R = 0.98$, а просветляющее покрытие $R = 0.06$.

Измерение спектральных зависимостей и диаграмм направленности лазерного излучения проводилось при накачке лазера импульсами тока

длительностью 220 нс с частотой повторения 1.43 кГц. Спектральные зависимости измерялись с помощью решеточного монохроматора МДР-23. Измерения проводились при комнатной температуре. Энергетические характеристики снимались с помощью измерительного комплекса LabMax TOP (Coherent, 0340J10R) в режиме накачки одиночными импульсами тока длительностью 5 мкс.

1.5.2 Экспериментальные исследования мощных полупроводниковых лазеров с выходом излучения через подложку с улучшенными пространственными и энергетическими характеристиками

Исследование спектральных зависимостей показало наличие лазерной генерации для всех диодов на длине волны (1.02 ± 0.003) мкм. Пороговый ток стимулированного излучения составил при этом (6 ± 0.3) А. Были проведены измерения диаграмм направленности лазерного излучения в плоскости p - n -перехода и в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу (рис. 13).

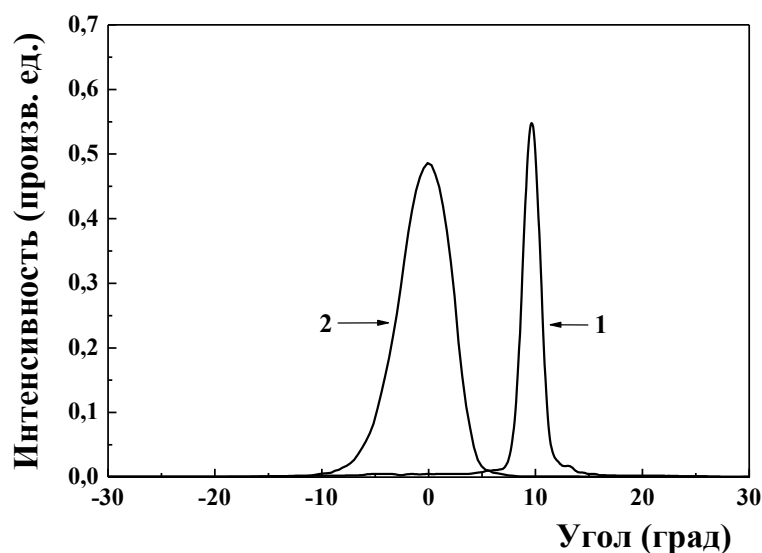


Рис. 13 Диаграммы направленности излучения перпендикулярно плоскости p - n -перехода (кривая 1) и в плоскости p - n -перехода (кривая 2) лазерного диода с длиной резонатора 1 мм. Ток накачки – 7 А [А8]

Ширина диаграммы направленности излучения (полуширина на полувисоте) в плоскости p - n -перехода составила 5° . Вид диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу – однолепестковый с отклонением от нормали в сторону подложки на 10° . Ширина диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, составила 1° – 2° . Из анализа диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, можно сделать вывод, что через подложку выходит $(94 \pm 0.5)\%$ всего излучения (узкая составляющая излучения) и только $(6 \pm 0.5)\%$ из волноводного слоя (широкая составляющая излучения).

На рис. 14 (кривая 1) приведена зависимость энергии импульса излучения от тока накачки при длительности импульса накачки 5 мкс для изготовленного лазерного диода с выходом излучения через подложку.

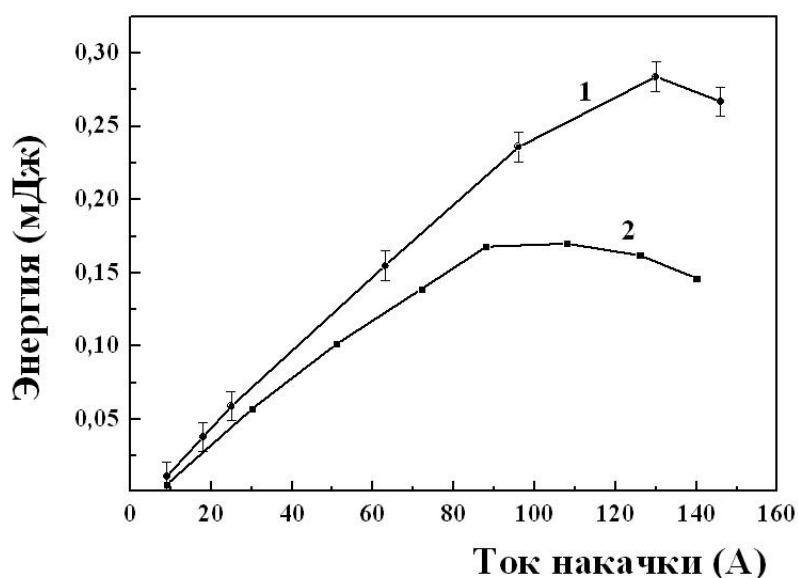


Рис. 14 Зависимости энергии импульса излучения от тока накачки для лазерных диодов с оптимизированными параметрами (кривая 1) и для лазерных диодов, рассмотренных в работе [4] (кривая 2) [A8]

Для сравнения на рис. 14 (кривая 2) приведена также зависимость энергии импульса излучения от тока аналогичного лазерного диода с увеличенной активной областью, взятая из работы [4]. Из рисунка видно, что энергия излучения оптимизированной лазерной структуры достигла величины

(280 ± 10) мкДж, что значительно превышает максимальное значение энергии импульса, полученное в работе [4]. Хочется отметить, что условия накачки при измерении энергии импульса лазерного излучения были выбраны одинаковые (режим накачки – одиночный импульс, длительность импульса – 5 мкс).

Таким образом, изменения конструкции лазерной гетероструктуры позволили увеличить долю излучения, выходящего через подложку до (94 ± 0.5)%, сохраняя при этом узконаправленность излучения. По энергии импульса излучения предложенный полупроводниковый лазер превосходит значение для аналога на 65% [A8, A9].

1.6 Выводы

1. В лазерных диодах на основе гетероструктур с вытеканием излучения через подложку в допороговом режиме основным механизмом уширения диаграммы направленности для излучения мод в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, является уширение, связанное с шириной линии спонтанной люминесценции.
2. Впервые создан полупроводниковый лазерный диод с долей излучения, выходящего через подложку, превышающей 90%.
3. Установлено, что в полупроводниковых лазерах на основе структур с трапециевидной активной областью и вытеканием излучения через подложку реализуется сверхузкая диаграмма направленности как в плоскости *p-n*-перехода, так и в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу.

Глава 2. Экспериментальное изучение волноводного эффекта квантовых ям в структурах полупроводниковых лазеров

Одним из важных составляющих полупроводникового лазера, которое ответственно за многие его характеристики, в частности, за расходимость излучения, является волновод. Расходимость излучения в плоскости гетероструктуры определяется локализацией генерируемого светового потока в оптических каналах, возникающих в процессе накачки. В плоскости же, перпендикулярной слоям гетероструктуры, расходимость вызвана дифракцией излучения на открытом конце диэлектрического волновода, сформированного слоями структуры, и при соответствующем подборе состава и геометрии этих слоев возможно целенаправленное управление угловым распределением интенсивности излучения лазерного диода [42].

В главе 1 настоящей диссертационной работы были перечислены конструкции мощных полупроводниковых лазеров [17- 19], указанные конструкции позволяют также уменьшить и расходимость лазерного излучения: двойные интегрированные лазерные гетероструктуры – расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу составила 18° ; двойные и тройные эпитаксиально-интегрированные туннельно-связанные лазерные структуры – расходимость излучения составляла 15 и 32° (двойные), 20° - 23° (тройные) в параллельной и перпендикулярной плоскостях соответственно.

В работе [43] сообщается о снижении расходимости до 32° в плоскости перпендикулярной p - n -переходу благодаря использованию гетероструктур со «слабым» волноводом. Характерной чертой такого подхода является повышение плотности порогового тока из-за снижения оптического ограничения в волноводе и, как следствие, уменьшения фактора оптического перекрытия активной области. В [44] рассмотрена конструкция GaAsP/InGaAs лазера с асимметричными барьерами AlGaAs. Было отмечено, что доля фосфора в составе $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ слоя существенно влияет на пространственные характеристики прибора. Были

разработаны лазерные диоды с углом расходимости в дальнем поле излучения 30° в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу.

Полупроводниковые лазеры с асимметричной гетероструктурой и волноводом шириной 1.7 мкм продемонстрировали излучение с расходимостью $8\text{--}12^\circ$ в плоскости p - n -перехода и $30\text{--}32^\circ$ в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу [2], а в работе [27] отмечено, что увеличение ширины оптического резонатора не решает проблемы. Поскольку, нужно увеличивать перекрытие световой волны с сильно-легированным p -слоем, если необходимо сохранить низкое сопротивление устройства.

В работе [45] было показано, что использование n - и p -эмиттеров с различными значениями показателей преломления обеспечивает генерацию только фундаментальной моды при толщине волноводного слоя 2 мкм. Исследованные полупроводниковые лазеры, изготовленные на основе разработанной гетероструктуры, демонстрировали внутренние оптические потери 0.6 см^{-1} и расходимость излучения в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, 23° .

Другой пример лазерных диодов с широким волноводом - полупроводниковый лазер с туннельно-связанными волноводами [46]. Такая конструкция прибора позволила сузить диаграмму направленности в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, сохранив при этом высокий коэффициент оптического ограничения волны в волноводе. Расходимость излучения в перпендикулярной p - n -переходу плоскости таких лазеров составила 28° [A28, A29].

Еще одним способом уменьшения расходимости излучения является использование конструкции полупроводниковых лазеров с вытекающей модой, подробно также рассмотренной в главе 1 настоящей диссертации.

Общей особенностью всех подходов было формирование волноводного эффекта за счет использования эпитаксиальных слоев оптического ограничения с меньшими показателями преломления по сравнению с волноведущим слоем.

Существует и другая возможность создания волноводного эффекта в полупроводниковых лазерах. Электромагнитная мода может быть локализована в окрестности волноводного слоя, толщина которого на порядки меньше длины волны этой моды [14]. Следовательно, принципиально возможно построение лазеров, в которых квантовые ямы будут играть двойную роль - служить активной и волноведущей средами. Идея создания гетеролазеров на основе волноводного эффекта квантовых ям была защищена патентом [47]. В таких лазерах отсутствует необходимость в обычном волноводе, а, следовательно, они обладают более простой конструкцией, что очень важно для технологии. Однако в реальных полупроводниковых лазерах волновод практически никогда не бывает симметричным из-за технологии изготовления лазеров – эпитаксиального роста лазерной структуры и дальнейших послеростовых процедур, так как на масштабе порядка длины волны излучения от выращенных квантовых ям располагается граница либо с воздухом (в случае с оптической накачкой), либо с металлом (в случае с токовой накачкой). Кроме того, важную роль играет фактор оптического ограничения, ответственный за величину порога генерации в лазере. При очень тонких квантовых ямах и малой разнице в показателях преломления фактор оптического ограничения может быть очень мал (мода слабо локализована), а, следовательно, порог генерации может быть слишком большим.

Впервые лазер с волноведущей квантовой ямой GaAs, расположенной в широком слое AlGaAs, продемонстрирован более 30 лет назад [48]. К сожалению, этот лазер обладал большими потерями вследствие существенного проникновения моды в сильнолегированные слои. Тем не менее, волноводный эффект квантовых ям InGaAs недавно был использован для улучшения диаграммы направленности мощных лазеров на основе GaAs [5].

В работе [5] созданы инжекционные полупроводниковые лазеры, излучающие на длине волны 1065 нм, с волноводом на основе одной квантовой ямы InGaAs. Показано, что внутренние оптические потери определяются шириной нелегированной области, заключенной между эмиттерами *n*- и *p*-типов

проводимости. Проводились измерения ватт-амперных характеристик при накачке импульсами тока длительностью 5 мкс и частотой 3 кГц (рис. 15). Внешняя дифференциальная квантовая эффективность составила 30%.

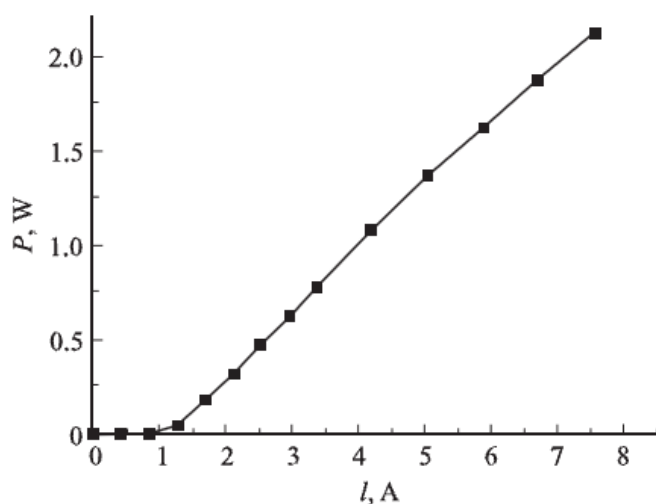


Рис. 15 Зависимость выходной оптической мощности от тока накачки, полученная при импульсной накачке, комнатной температуре [5]

Распределение интенсивности излучения в дальней зоне в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, для лазеров из структуры с волноводом, сформированным квантовой ямой показано на рис. 16 (кривая 1).

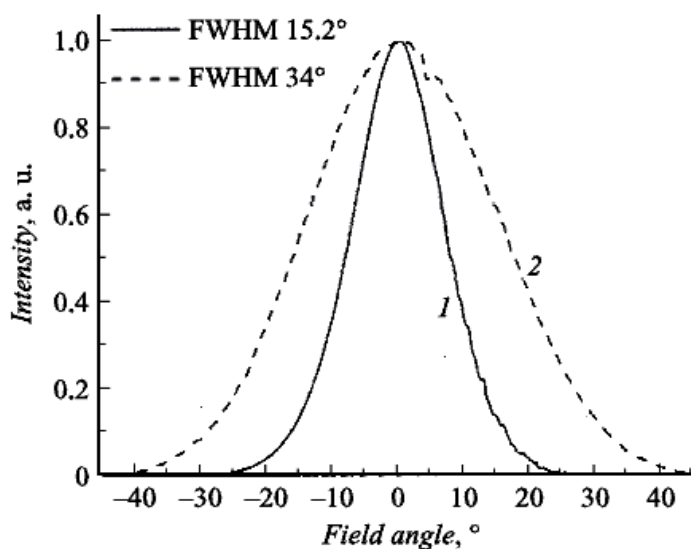


Рис. 16 Диаграмма направленности излучения лазеров в плоскости, перпендикулярной слоям структуры [5]

Для сравнения на этом же рисунке приведено распределение для лазеров, в которых слои оптического ограничения выполнены из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, а волноводный слой выполнен из GaAs толщиной 1.7 мкм (кривая 2). На пороге генерации расходимость излучения на уровне половины от максимальной интенсивности составляет 17° . С увеличением тока наблюдалось незначительное сужение поля до величины 15° .

В работе [A10] было отмечено, что легирование в подложке и приконтактном слое также обеспечивает волноводный эффект для ТЕ и ТМ мод, поскольку показатель преломления полупроводника при легировании незначительно снижается. Однако такие волноводы обладают существенными потерями из-за проникновения поля в легированные области и поглощения излучения на свободных носителях, кроме того диаграмма направленности, перпендикулярная p - n -переходу, в представленных лазерных диодах все еще остается довольно широкой, а наличие локализованных мод в структуре, не содержащей специально-легированных и ограничительных слоев, возможно и при наличии нескольких квантоворазмерных слоев толщиной не более 10 нм [49, A10].

Несмотря на наличие дополнительных потерь одним из существенных преимуществ лазеров с волноводными квантовыми ямами является значительное упрощение конструкции (отсутствие широкозонных ограничительных слоев). Благодаря данному факту такая конструкция полупроводникового лазера может быть реализована на подложках Ge/Si, являющихся сегодня основными материалами современной микро- и нанoeлектроники.

Исследователи на протяжении более чем двадцати пяти лет пытаются объединить эти материалы на наиболее эффективной подложке кремния, однако, большое рассогласование параметров решетки (4%) и значительное различие температурных коэффициентов расширения (59%) [50] создают серьезную проблему объединения Si, Ge и GaAs элементов, что препятствует разработке

интегрированных приборов и использованию всех преимуществ развитой и более доступной полупроводниковой базы, основанной на Si и Ge.

При создании излучающих GaAs структур на Si подложках, с целью уменьшения влияния дефектной области буферный слой/Si-подложка, широкое распространение получили буферные градиентные слои GeSi [51]. Однако наличие толстых буферных слоев затрудняет проведение процесса высокоразрешающей фотолитографии и формирования контактных соединений между Si и A_3B_5 . В России было проведено всего несколько исследований по данной тематике, в частности, в 1991 году Д.А. Винокуров и др. для создания A_3B_5 структур на Si применили метод термоциклирования [52]: на начальной стадии поддерживается пониженная температура роста, однако, при дальнейшем формировании гетероструктуры с увеличением температуры происходит резкое увеличение дефектов на гетерогранице слоев. Стоит отметить еще одну отечественную работу, в 2001 году Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, С.И. Чикичев сделали попытку создания GaAs гетероструктур на Si путем использования, так называемых, мягких подложек (SiO_2 , Si_3N_4 и. т. д.) [53], но такие подложки являются изоляторами, что создает серьезную проблему для формирования инжекционных гетеролазеров. Позднее группа представленных ученых повторила работы зарубежных авторов, путем использования градиентного слоя Ge/Si.

Авторы работы [54] предложили применение планарных омических контактов в InGaAs/GaAs/AlGaAs лазере, выращенном методом МОС-гидридной эпитаксии на Ge/Si(001) подложке. Схема структуры приведена на рис. 17. Применение планарных контактов может уменьшить влияние гетерограницы буферный слой GaAs/подложка, и снизить скорость прорастания дислокаций в активную область лазера за счет исключения нагрева подложки при отсутствии протекающего через нее тока накачки, но существенным недостатком приведенной конструкции сегодня являются сложность исполнения и большое число технологических операций при ее изготовлении.

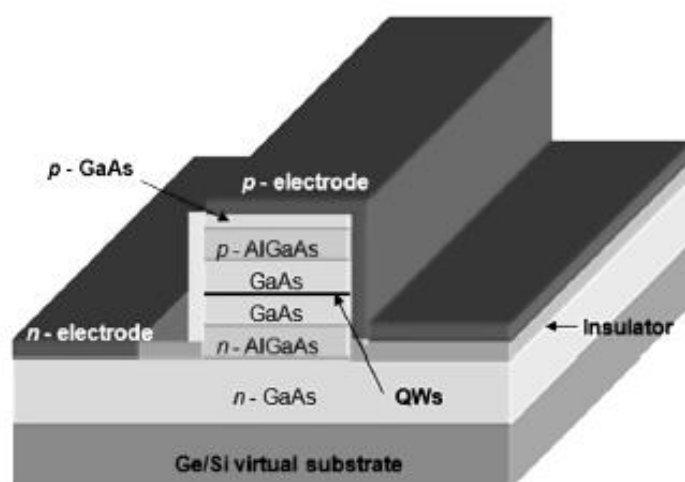


Рис. 17 Схема лазерного диода с планарными омическими контактами [54]

В лазерных диодах приведенной конструкции получена лазерная генерация на длине волны 992 нм при 300 К. Пороговая плотность накачки составила 5.5 кА/см^2 в режиме импульсной накачки (1 мкс, 400 Гц).

В настоящей диссертационной работе реализована и экспериментально исследована конструкция гетеролазеров, позволяющая усовершенствовать картину дальнего поля излучения полупроводниковых лазеров и может быть выращена на подложках Ge/Si. Основные результаты отражены в работах [A10-A16].

2.1 Волноводный эффект InGaAs квантовых ям в полупроводниковых лазерах на основе GaAs и InP

В данном разделе диссертационной работы изучается использование квантоворазмерных слоев в качестве волновода, и приводятся рекомендации для построения лазеров с такими волноводами [A10-A12].

2.1.1 Модельная задача

Сотрудниками ИФМ РАН А.А. Дубиновым и В.Я. Алешкиным была рассмотрена модельная задача, которая описывает моды в лазере с волноведущим слоем толщиной d_{tr} . Отмечено, что волноводные моды оказываются

локализованными, когда значение d_{tr} для ТЕ и ТМ мод становится выше некоторого порогового значения:

$$d_{tr}^{TE} = \frac{\lambda}{4\pi\sqrt{n_2^2 - n_1^2}} \left(\frac{\pi}{2} - \arctan \left[\frac{(n_2^2 - n_1^2) \left(1 + \frac{2\pi}{\lambda} L \sqrt{n_1^2 - n_3^2} \right)^2 + n_3^2 - n_1^2}{2\sqrt{n_1^2 - n_3^2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \left(1 + \frac{2\pi}{\lambda} L \sqrt{n_1^2 - n_3^2} \right)} \right] \right) \quad (2.1),$$

$$d_{tr}^{TM} = \frac{\lambda}{4\pi\sqrt{n_2^2 - n_1^2}} \left(\frac{\pi}{2} - \arctan \left[\frac{(n_2^2 - n_1^2) \left(n_3^2 + \frac{2\pi}{\lambda} L n_1^2 \sqrt{n_1^2 - n_3^2} \right)^2 + n_2^4 (n_3^2 - n_1^2)}{2n_2^2 \sqrt{n_1^2 - n_3^2} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} \left(n_3^2 + \frac{2\pi}{\lambda} L n_1^2 \sqrt{n_1^2 - n_3^2} \right)} \right] \right) \quad (2.2),$$

где n_1, n_2, n_3 , - показатели преломления слоев структуры, при этом:

$$n_2 > n_1 \geq n_3 \quad (2.3),$$

d_{tr} – толщина волноведущего слоя,

L – длина лазерного резонатора,

λ -длина волны моды.

Рассмотрено два конкретных случая. Слой $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ толщиной d_{tr} , выращенный на подложке InP и заращенный слоем InP толщиной L . Тогда для длины волны $\lambda = 1.55$ мкм, n_1 (InP) = 3.17 [55], n_2 ($\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$) = 3.6 [56], n_3 (вакуум) = 1. Второй случай: слой $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ толщиной d_{tr} , выращенный на подложке GaAs и заращенный слоем GaAs толщиной L . В этом случае для длины волны $\lambda = 1$ мкм, n_1 (GaAs) = 3.51 [57], n_2 ($\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$) = 3.56 (аппроксимация из [57, 58]), n_3 (вакуум) = 1. Для обоих случаев зависимости пороговой толщины d_{tr} для ТЕ и ТМ мод от параметра L приведены на рис. 18. Из рисунка видно, что для структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ существуют локализованные ТЕ и ТМ моды для квантоворазмерного слоя толщиной меньше 10 нм при толщине L больше 2 и 3 мкм, соответственно.

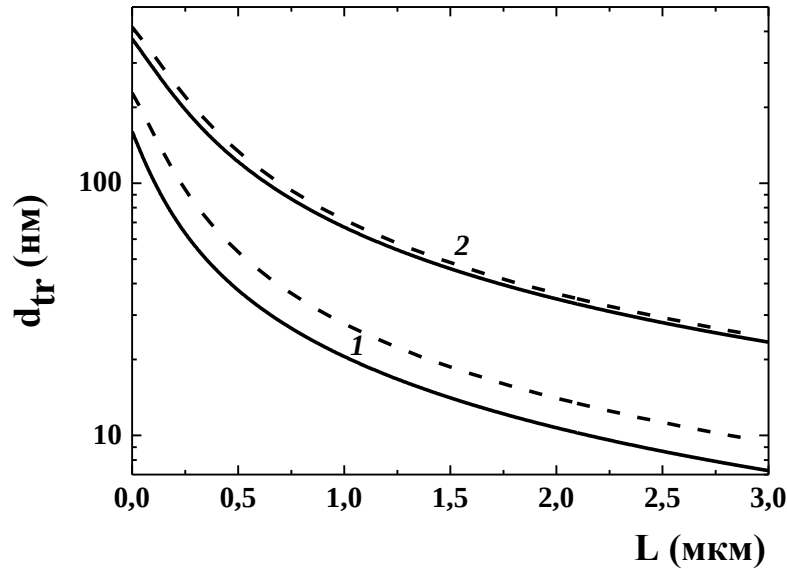


Рис. 18 Зависимость пороговой толщины d_{tr} для ТЕ (сплошная кривая) и ТМ (штриховая кривая) мод от параметра L для структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ на длине волны 1.55 мкм (1) и структуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ на длине волны 1 мкм (2) при температуре 293 К [A10]

Для структуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ для существования локализованных ТЕ и ТМ мод необходимо при толщине L больше 2.5 мкм, что бы d_{tr} было больше 30 нм. Отсюда качественно можно сказать, что для нескольких квантоворазмерных слоев меньших 10 нм в такой структуре возможно существование локализованных мод.

Исследование зависимости коэффициента оптического ограничения $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ и $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ структур от размера волноведущего слоя d_{tr} для ТЕ и ТМ мод, показало, что для структуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ коэффициент оптического ограничения примерно на порядок меньше, чем в случае использования для этой системы обычного волновода с ограничивающими слоями InGaP . В тоже время для структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ при толщинах активного слоя свыше 60 нм величина коэффициента оптического ограничения стремиться к величине коэффициента оптического ограничения в обычном волноводе $\text{InP}/\text{InGaAsP}/\text{InP}$, что означает, что основная мода в обычном волноводе локализуется на масштабе меньшем ширины волновода. Это значит,

что в лазере на основе структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ с 6 квантовыми ямами шириной 10 нм каждая коэффициент оптического ограничения будет таким же, как и в лазере с широким волноведущим слоем InGaAsP , а, следовательно, наличие этого слоя необязательно.

Была рассмотрена реальная модель полупроводникового лазера с активной средой (толщиной $d=pd_{\text{QW}}$), состоящей из нескольких (число $p=1-6$) одинаковых квантовых ям толщиной $d_{\text{QW}}=10$ нм, разделенных одинаковыми барьерами толщиной 20 нм (для $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ структуры) и 100 нм (для $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ структуры). Для лазера с токовой накачкой учтен контакт с металлом и легирование в подложке (концентрация доноров $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$) и в приконтактном слое (концентрация акцепторов $2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$).

Распределение электрического поля, постоянные распространения и коэффициенты оптического ограничения в модах были численно вычислены методом матриц-распространения для обоих случаев и для обеих структур. Учет влияния легирования на показатель преломления в полупроводнике производился по следующей формуле [59]:

$$n_c = \sqrt{n^2 - \frac{4\pi e^2 N_c}{m^* \omega^2}} \quad (2.4),$$

где n_c и n – показатели преломления легированного и нелегированного полупроводника, соответственно,

e – заряд электрона,

N_c – концентрация носителей заряда,

ω – частота излучения,

m^* – эффективная масса носителя заряда, определенная из справочника [59].

Проводилась оценка коэффициента оптического ограничения в зависимости от размера активной среды (числа квантовых ям) для ТЕ и ТМ мод и двух значений L в структурах $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ и $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$.

Расчет показал, что порог существования ТЕ и ТМ мод в $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ структуре с $L = 1$ мкм составляет 3 квантовые ямы для ТМ моды и 2 квантовые ямы для ТЕ моды. Учет контакта структуры с металлом и легирование в подложке и в приконтактном слое оказывает влияние на ТЕ моду только при малом количестве квантовых ям (менее 1 - 2) и при малых размерах L . Напротив, влияние на ТМ моду контакта структуры с металлом оказалось велико для малых значений L . В результате ТМ мода для структуры с $L = 1$ мкм существует только для активной среды с числом квантовых ям больше 5.

В отличие от ситуации в структуре $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{InP}$ для структуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{GaAs}$ в случае $L = 1$ мкм порог для ТЕ моды составляет 6 квантовых ям толщиной по 10 нм, а для ТМ моды порог составляет свыше 7 квантовых ям. В случае $L = 3$ мкм порог для ТЕ и ТМ мод составляет 3 квантовые ямы толщиной каждая по 10 нм. Влияние контакта структуры с металлом и легирования в подложке и в приконтактном слое оказывается решающим для величины коэффициента оптического ограничения при малом количестве квантовых ям и малом размере L . Мода в такой структуре локализуется в основном из-за легирования в подложке и приконтактной области, что приведет к существенным потерям в ней на свободных носителях, несмотря на увеличение коэффициента оптического ограничения по сравнению с нелегированной структурой. В случае $L = 1$ мкм порог для ТЕ и ТМ мод составляет 5 квантовых ям толщиной каждая по 10 нм.

2.1.2 Подготовка образцов и методика эксперимента

Для экспериментальной проверки предложенной идеи были выращены и подготовлены два типа лазерных структур. Структура № 1 с 3 квантовыми ямами, предназначенная для оптической накачки и структура № 2 с 4 квантовыми ямами, предназначенная для токовой накачки. Параметры структур приведены в таблицах 4 и 5 соответственно.

Таблица 4

Параметры слоев лазерной структуры № 1.

Номер слоя, начиная с подложки	Название слоя	Тип проводимости и состав слоя	Толщина слоя (нм)	Уровень легирования (см ⁻³)
1	подложка	$n^+ - \text{InP}$	-	10^{18}
2	волноводный	$n - \text{InP}$	1862	10^{17}
3	активный (КЯ1)	$i - \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	9	нелегированный
4	волноводный	$i - \text{InP}$	49	нелегированный
5	активный (КЯ2)	$i - \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	9	нелегированный
6	волноводный	$i - \text{InP}$	49	нелегированный
7	активный (КЯ3)	$i - \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	9	нелегированный
8	волноводный	$i - \text{InP}$	49	нелегированный
9	волноводный	$p - \text{InP}$	1274	10^{18}

Таблица 5

Параметры слоев лазерной структуры № 2.

Номер слоя, начиная с подложки	Название слоя	Тип проводимости и состав слоя	Толщина слоя (нм)	Уровень легирования (см ⁻³)
1	подложка	$n^+ - \text{InP}$	-	10^{18}
2	волноводный	$n - \text{InP}$	368	$3 \cdot 10^{17}$
3	активный (КЯ1)	$i - \text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$	12	нелегированный
4	волноводный	$i - \text{InP}$	92	нелегированный
5	активный (КЯ2)	$i - \text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$	12	нелегированный
6	волноводный	$i - \text{InP}$	92	нелегированный
7	активный (КЯ3)	$i - \text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$	12	нелегированный
8	волноводный	$i - \text{InP}$	92	нелегированный
9	активный (КЯ4)	$i - \text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$	12	нелегированный
10	волноводный	$i - \text{InP}$	92	нелегированный
11	волноводный	$p - \text{InP}$	2208	10^{18}
12	контактный	$p^+ - \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	184	10^{19}

Первая лазерная структура была утонена и расколота на тонкие полоски шириной 1 мм. На основе второй лазерной структуры путем химического травления контактного слоя вне активной полоски с последующей протонной имплантацией вскрытой поверхности InP были изготовлены лазерные диоды с длиной резонатора 1 мм и шириной активной области 100 мкм. После раскалывания чипы напаивались на медный теплоотвод посредством индиевого припоя структурой вниз. Зеркалами в обоих случаях служили сколы граней (110).

Измерения спектральных характеристик лазерных структур проводилось при оптической накачке непрерывным Nd:YAG лазером с удвоением частоты (длина волны 532 нм), а также при накачке параметрическим генератором света МОРО-SL ("Spectra-Physics") с длиной волны 530 нм, длительностью импульса 10 нс и частотой повторения импульсов 10 Гц. В качестве приемника излучения из структур использовалась диодная линейка (диапазон работы 0.62-2.2 мкм). Исследование пространственных характеристик структур проводилось в режиме импульсной электрической накачки (220 нс, 1.43 кГц). Приемником излучения служил фотоэлектронный умножитель (ФЭУ-62).

Экспериментальные исследования структур с применением оптической накачки были проведены сотрудником ИФМ РАН К.Е. Кудрявцевым

2.1.3 Экспериментальные исследования полупроводниковых лазеров с волноводными квантовыми ямами

Порог генерации стимулированного излучения из структуры № 1 достигался (рис. 19) при плотности мощности накачки 260 Вт/см^2 непрерывным Nd:YAG лазером при температуре жидкого азота (77 К). Данное обстоятельство является доказательством существования волноводного эффекта квантовых ям в представленной структуре.

Отмечено, что лазерное излучение можно было наблюдать только со скола структуры, что означает практически отсутствие его рассеяния в волноводе. Это

обстоятельство указывает на хорошие волноведущие свойства предложенного волновода.

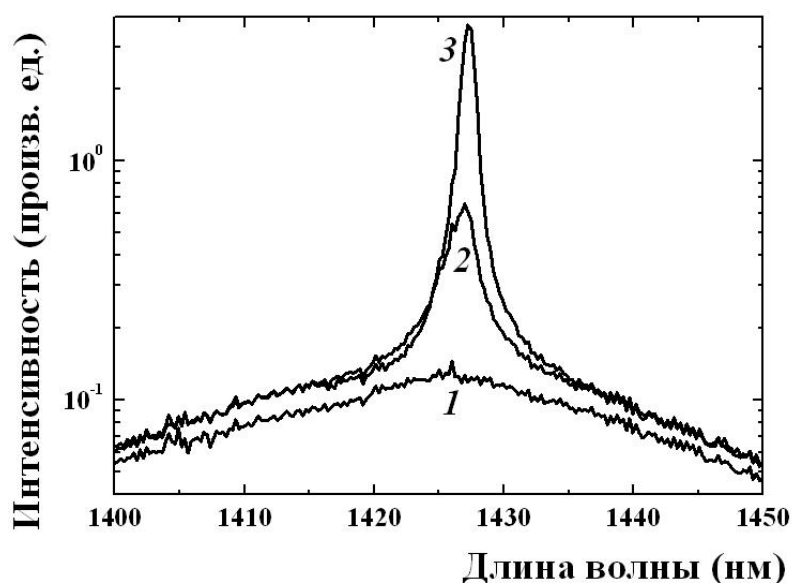


Рис. 19 Спектр генерации излучения структуры $\text{InP}/\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ с 3 квантовыми ямами при разных значениях плотности мощности непрерывной накачки: 1 – 250 Вт/см^2 , 2 – 260 Вт/см^2 , 3 – 315 Вт/см^2 [A10]

Порог генерации при комнатной температуре (293 K) был существенно выше (5 кВт/см^2 при накачке параметрическим генератором света MOPO-SL "Spectra-Physics"). Столь большая разница в порогах генерации для температур 77 K и 293 K связана, как показано в работе [60], с существенным увеличением частоты Оже рекомбинации при увеличении температуры для $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ квантовых ям, согласованных по постоянной решетки с InP.

В той же работе показано, что использование напряженных квантовых ям может существенно снизить порог генерации при комнатной температуре. Поэтому структура № 2 была выращена с напряженными квантовыми ямами $\text{In}_{0.65}\text{Ga}_{0.35}\text{As}$, однако толщина их оказалась (Таблица 5) больше запланированной (7 нм) и оказалась близкой к критической толщине, что, вероятно, сказалось на качестве структуры. Кроме того, контактный слой $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ получился достаточно толстым, что сильно увеличило потери в лазере (Таблица 5). В результате порог генерации лазера при токовой накачке оказался увеличен до

(10 ± 0.4) А при температуре 77 К, произошел красный сдвиг длины волны излучения до 1.55 мкм при температуре 77 К.

Диаграмма направленности излучения InP/In_{0.65}Ga_{0.35}As лазера (структура №2) в плоскости перпендикулярной *p-n* переходу приведена на рис. 20.

Было обнаружено хорошее совпадение рассчитанной (по методу, изложенному в [61]) и измеренной диаграмм направленности, что еще раз подтверждает теоретические выводы о возможности существования локализованных около квантовых ям мод.

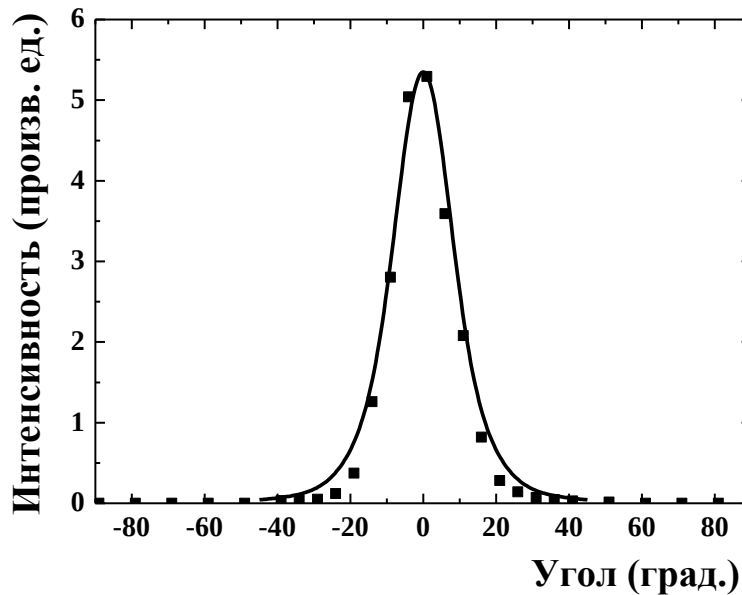


Рис. 20 Диаграмма направленности InP/In_{0.65}Ga_{0.35}As лазера в плоскости перпендикулярной *p-n*-переходу. Сплошные квадраты - эксперимент, черная кривая – расчет [A10]

Лазеры на основе структур с волноводными квантовыми ямами обладают преимуществами лазеров с широким волноводом: более узкой диаграммой направленности и пониженной нагрузкой на зеркала из-за широкой области локализации моды. Однако в отличие от лазеров с широкими волноводами они обладают отличной селективностью мод. В частности, в обсуждаемых конструкциях лазерного волновода имеется всего одна мода, и поэтому нет проблемы возбуждения мод высокого порядка. Следует также отметить

практическое отсутствие в таких волноводах рассеянного лазерного излучения и упрощение конструкции. К недостаткам следует отнести увеличение поглощения света на свободных носителях ввиду широкой области локализации моды, и возможность использования таких волноводов только в системах с достаточно большой разностью показателей преломления квантовых ям и окружающих их областей.

2.2 Волноводный эффект квантовых ям GaAsSb в лазерной структуре на основе GaAs

В предыдущих разделах настоящей диссертационной работы было показано, что принципиально возможно построение лазеров, в которых квантовые ямы будут играть двойную роль - служить активной и волноведущей средами. В таких лазерах отсутствует необходимость в обычном волноводе, а, следовательно, они обладают более простой конструкцией, что очень важно для технологии. В работах [49, 62] была продемонстрирована возможность одновременного использования квантовых ям в качестве волноведущих и активных слоев в полупроводниковых лазерах.

В данном разделе диссертационной работы показана возможность использования квантовых ям только в качестве волноведущих слоев [A13, A14]. В качестве материала активной области лазера был выбран твердый раствор GaAsSb, показатель преломления которого превышает значение показателя преломления GaAs и увеличивается при увеличении доли сурьмы.

2.2.1 Подготовка образцов и методика эксперимента

Исследуемая лазерная структура была выращена методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении в горизонтальном реакторе на подложке GaAs в направлении [001]. Структура содержала 3 квантовые ямы GaAsSb толщиной 10 нм каждая, разделенных барьерами GaAs толщиной 100 нм. Параметры структуры приведены в Таблице 6.

Таблица 6

Параметры лазерной структуры GaAs/GaAsSb

Номер слоя, начиная с подложки	Название слоя	Тип проводимости и состав слоя	Толщина слоя (нм)	Уровень легирования (см ⁻³)
1	буферный	n^+ -GaAs	250	$3 \cdot 10^{18}$
2	волноводный	n -GaAs	100	10^{17}
3	активный (КЯ1)	i -GaAsSb	10	нелегированный
4	волноводный	i -GaAs	100	нелегированный
5	активный (КЯ2)	i -GaAsSb	10	нелегированный
6	волноводный	i -GaAs	100	нелегированный
7	активный (КЯ3)	i -GaAsSb	10	нелегированный
8	волноводный	i -GaAs	100	нелегированный
9	контактный	p^{++} -GaAs	3000	10^{19}

Качество полученной гетероструктуры исследовалось методом спектроскопии фотолюминесценции при возбуждении Ar лазером с длиной волны 480.8 нм при температуре 77 К. Для исследования оптических свойств был сделан скол (110) грани структуры. Оптическая накачка осуществлялась пятном диаметром 5 мм вблизи скола при температуре жидкого азота. Для оптической накачки использовалось излучение непрерывного Nd:YAG лазера с длиной волны 532 нм и параметрического генератора света MOPO-SL ("Spectra-Physics") с длительностью импульса 10 нс и длиной волны 730 нм. В качестве приемника излучения из структуры использовались диодная линейка (диапазон работы 0.62-2.2 мкм).

Расчет распределения электрического поля в TE моде на длине волны 835 нм для выращенной структуры, проведенный сотрудником ИФМ РАН А.А. Дубиновым методом матрицы распространения, приведен на рис. 21.

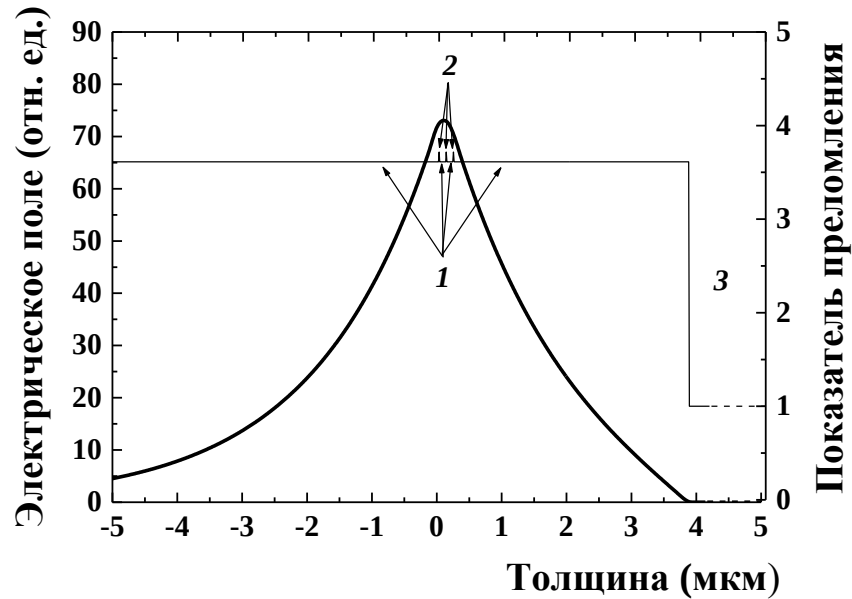


Рис. 21 Зависимость электрического поля ТЕ моды (жирная кривая) и показателя преломления структуры (тонкая кривая) от координаты роста структуры. Слои: 1 – GaAs, 2 – GaAsSb, 3 – воздух [A13]

Расчет показал, что существует единственная ТЕ мода, локализованная по полувысоте на масштабе 3 мкм около квантовых ям.

2.2.2 Экспериментальные исследования лазерных гетероструктур с волноводными квантовыми ямами GaAsSb

На рис. 22 представлен спектр фотолюминесценции структуры при возбуждении аргоновым лазером с длиной волны 480.8 нм. Максимумы спектра фотолюминесценции, отвечающие квантовым ямам GaAsSb приходятся на 1.26 эВ (длина волны 984 нм) и 1.32 эВ (длина волны 939 нм), что возможно вызвано неравномерным распределением сурьмы в квантовых ямах. В среднем, доля Sb в составе раствора $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ составляла $(18 \pm 1) \%$. Пик с энергией 1.49 эВ соответствует слоям GaAs, большая интенсивность излучения которого, по сравнению с излучением от квантовых ям, вероятно, обусловлена малой долей фотоносителей доходящих до квантовых ям при возбуждении аргоновым лазером.

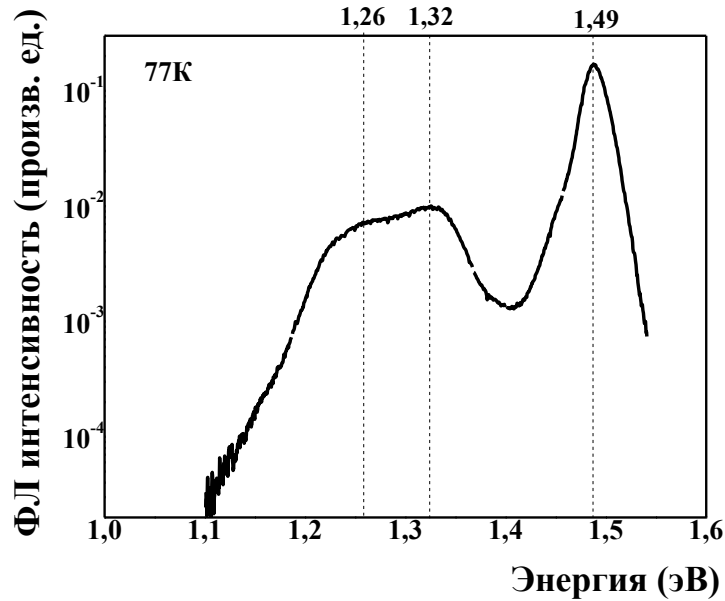


Рис. 22 Спектр фотолюминесценции лазерной гетроструктуры с волноводными квантовыми ямами GaAsSb при возбуждении Ar лазером с длиной волны 480.8 нм.

Спектры излучения структуры при накачке излучением непрерывного Nd:YAG лазера с длиной волны 532 нм (кривая 1) и параметрического генератора света с длиной волны 730 нм при мощности меньшей пороговой (кривая 2) и большей пороговой (кривая 3) приведены на рис. 23. При превышении мощности возбуждения порогового значения наблюдалась суперлюминесценция (обужение ширины спектра излучения с 15 до 3 нм и резкое увеличение интенсивности излучения) на длине волны, соответствующей оптическому переходу в объемном GaAs (длина волны (835 ± 3) нм). Порог плотности мощности накачки при переходе в суперлюминесцентный режим составил 2 кВт/см².

При значительно меньших плотностях мощности накачки в спектре превалирует люминесценция из квантовых ям GaAsSb в широкой линии на длине волны (935 ± 3) нм. Однако при увеличении плотности мощности накачки люминесценция на этой длине волны незаметна на фоне люминесценции из GaAs.

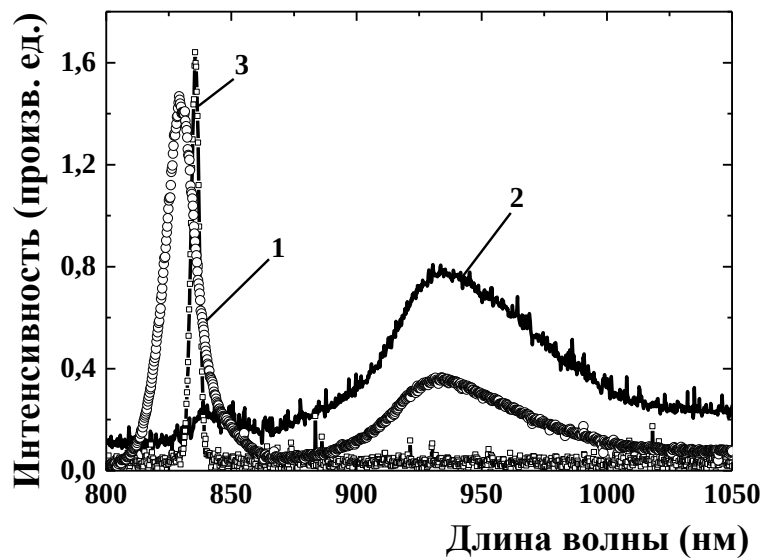


Рис. 23 Спектр излучения структуры на основе GaAs с 3 квантовыми ямами GaAsSb при $T = 77$ К [A13]

Возможно, данное наблюдение вызвано большой толщиной волноводного GaAs и неравномерным распределением сурьмы в квантовых ямах, а также малой глубиной квантовых ям для электронов. Поэтому коэффициент усиления в этих квантовых ямах оказался значительно ниже, чем коэффициент усиления в объемном GaAs при интенсивном оптическом возбуждении. Однако, не смотря на все вышесказанное, показатель преломления в КЯ GaAsSb значительно превосходит показатель преломления GaAs и эти квантовые ямы играли роль волноведущих слоев для излучения с длиной волны 835 нм. Отметим, что в структуре без квантовых ям суперлюминесценция не наблюдалась, что подтверждает волноводный эффект КЯ GaAsSb в лазерной структуре на основе GaAs.

2.3 Полупроводниковые GaAs лазерные диоды с волноводными квантовыми ямами InGaAs

Данный раздел настоящей диссертационной работы посвящен изучению излучательных характеристик InGaAs/GaAs лазерных диодов, изготовленных на основе лазерных структур с волноводом на основе квантовых ям [A15].

2.3.1 Подготовка образцов и методика эксперимента

Методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении на подложках n^+ -GaAs (100) были выращены два типа лазерных гетероструктур. Структура 1-го типа включала в себя буферный слой n -GaAs – 2500 нм; шесть квантовых ям InGaAs – 10 нм, разделенных слоями нелегированного GaAs – 145 нм; p -GaAs – 1450 нм, контактный p^+ -GaAs – 200 нм. Структура 2-го типа включала в себя буферный n -GaAs – 250 нм, тонкий ограничительный n -InGaP слой – 25 нм, волноводный n -GaAs – 4 мкм, волноводный i -GaAs – 125 нм, шесть квантовых ям InGaAs – 8 нм, разделенные слоями нелегированного GaAs – 125 нм, волноводный i -GaAs – 125 нм, волноводный p -GaAs – 3.5 мкм, тонкий ограничительный n -InGaP слой – 25 нм и контактный p^+ -GaAs – 250 нм. Тонкие слои InGaP, изоморфные подложке GaAs, дополнительно были введены для улучшения электронного ограничения.

На основе гетероструктур были изготовлены и исследованы лазерные диоды с длиной резонатора 1.5 мм и шириной полоскового контакта 100 мкм. Зеркалами служили отражающие (98%) и просветляющие (5%) диэлектрические покрытия. Измерения спектральных и пространственных характеристик проводились при температуре 300 К в режиме импульсной накачки электрическим током (длительность 360 нс и частота 1.5 кГц). Мощность излучения регистрировалась измерителем LabMax Top (Coherent) в режиме накачки одиночными импульсами тока длительностью 5 мкс.

2.3.2 Экспериментальные исследования InGaAs/GaAs лазерных диодов с волноводными квантовыми ямами

На рис. 24 и 25 приведены спектры генерации исследуемых образцов при разных токах импульсной накачки. Пороговые токи лазерных диодов на основе структур 1-го и 2-го типа составляли (45 ± 2) А. Длина волны лазерного излучения составила (966 ± 3) нм и (974 ± 3) нм, а ширина спектральной линии на полувысоте максимума составила 3 нм и 4 нм для образцов лазерных диодов,

изготовленных на основе структуры 1-го и 2-го типа соответственно. При малых токах накачки наблюдался небольшой коротковолновый сдвиг спектрального максимума, при токах выше 50 А отмечается красное смещение, что, вероятно, вызвано разогревом образцов лазерных излучателей.

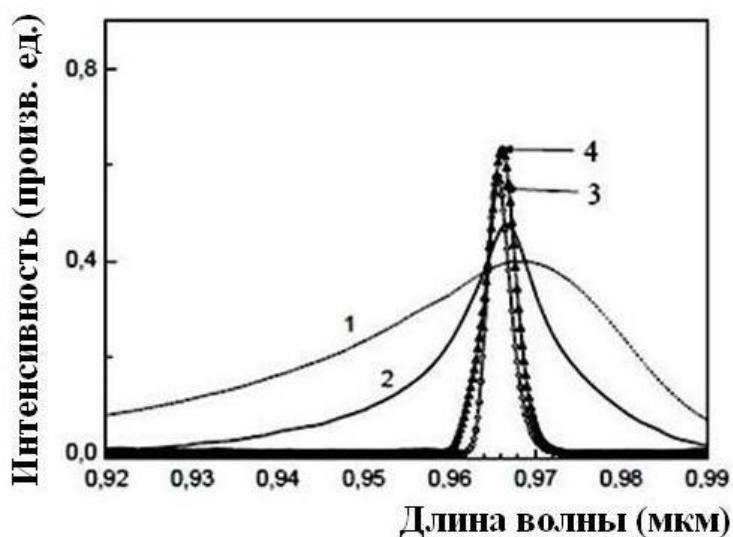


Рис. 24 Спектр излучения лазерных диодов на основе структуры 1-го типа при импульсной накачке: 1 – 3 А, 2 – 40 А, 3 – 50 А, 4 – 60 А [A15]

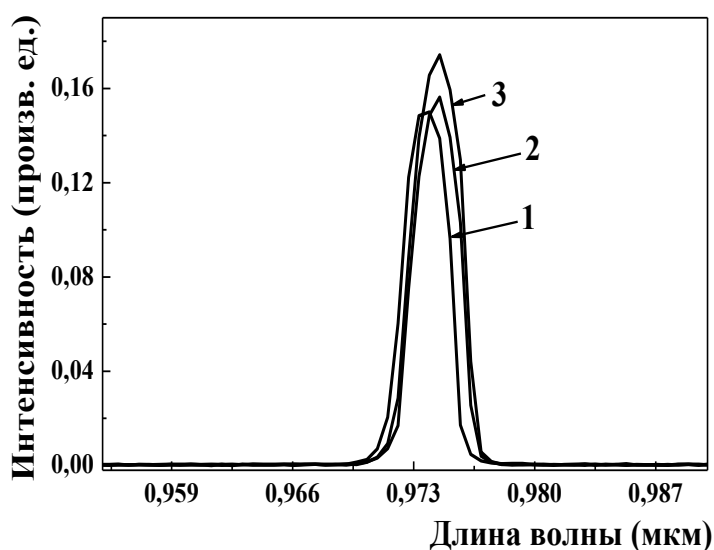


Рис. 25 Спектры лазерной генерации лазерных диодов на основе структуры 2-го типа при разных токах импульсной накачки: 1 – 45 А, 2 – 50 А, 3 – 55 А

Диаграммы направленности излучения лазерных диодов в плоскости p - n -перехода и перпендикулярно ему имели однолепестковый вид (рис. 26 и 27) с угловым положением максимума 0° . Ширина на полувысоте пика составила 5.5° и 3° в плоскости p - n -перехода и 11° и 10° - перпендикулярно p - n -переходу для лазерных диодов на основе структуры 1-го и 2-го типа соответственно.

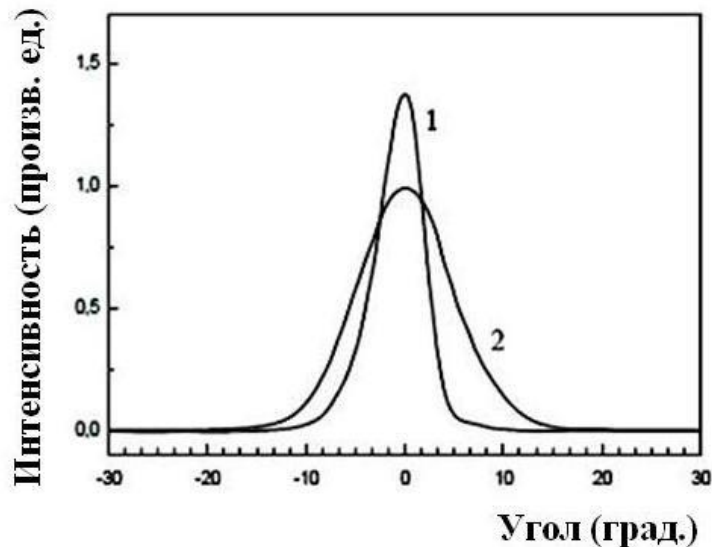


Рис. 26 Диаграммы направленности излучения гетеролазера 1 типа: 1, 2 – параллельно и перпендикулярно p - n -переходу соответственно [A15]

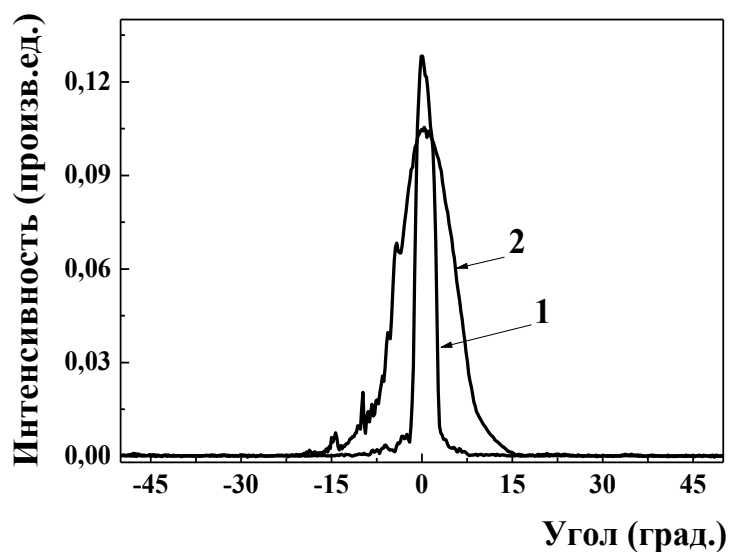


Рис. 27 Диаграммы направленности излучения гетеролазера 2 типа: 1, 2 – параллельно и перпендикулярно p - n -переходу соответственно

Полученные значения существенно меньше ширины диаграммы направленности полупроводниковых лазеров стандартной конструкции. Анализ диаграмм направленности в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, показал наличие сверхширокого волновода в данном направлении, а вид диаграммы указывает на осуществление локализации основной волноводной моды.

Максимальная мощность излучения лазерных диодов на основе гетероструктуры 1-го и 2-го типа составляла (16 ± 0.5) Вт в режиме накачки одиночными импульсами тока длительностью 5 мкс.

Таким образом, существование сформированной диаграммы направленности в плоскости структуры без ограничительных слоев и перпендикулярно ей, является прямым доказательством наличия волноводного эффекта квантовых ям. Внесение дополнительных тонких широкозонных слоев InGaP изоморфных GaAs не нарушает волноводные свойства гетероструктуры. Экспериментальный анализ диаграмм направленности излучения подтвердил наличие селективных свойств гетероструктуры с волноводными квантовыми ямами. Благодаря упрощенной конструкции структура может быть реализована на подложках Ge и Si. Однако платой за высокое качество излучения является увеличенный пороговый ток гетеролазера, ввиду отсутствия физического волновода.

2.4 Волноводный эффект квантовых ям InGaAs в GaAs полупроводниковых лазерах, выращенных на Si подложке с Ge буферным слоем

Данный раздел диссертационной работы посвящен исследованию излучательных свойств полупроводниковых лазеров на основе GaAs гетероструктур с волноведущими квантовыми ямами InGaAs, выращенных на подложке Si с тонким (< 0.5 мкм) релаксированным буферным слоем Ge [A16].

2.4.1 Подготовка образцов и теоретический расчет структуры

Буферный слой Ge выращивали на буферном слое Si, выращенном на подложке Si(100) КЭС-0.01 методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ).

После осаждения буфера Si рост Ge происходил в 2 этапа, что позволяет снизить плотность прорастающих дислокаций, которые возникают из-за рассогласования решеток Ge и Si [63, 64]. На первом этапе температура подложки снижалась до 320°C и выращивался слой германия толщиной 70 нм. На следующем этапе проводился рост германия толщиной 350 нм при относительно высокой температуре 600°C. Далее проводился отжиг структуры в течение 30 мин. при температуре 800°C непосредственно в ростовой камере с целью дополнительного уменьшения плотности прорастающих дефектов. На изготовленном подобным образом буфере Ge/Si методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении была выращена гетероструктура InGaAs/GaAs, параметры которой приведены в таблице 7. Отметим, что для улучшения качества активной области структуры на начальном этапе была выращена сверхрешетка GaAs/GaAsP/InGaAs.

Таблица 7

Параметры структуры

Номер слоя, начиная с подложки	Название слоя	Тип проводимости и состав слоя	Толщина (нм)	Уровень легирования (см ⁻³)
1	буферный	<i>n</i> -GaAs	127	$5 \cdot 10^{17}$
2	буферный	<i>n</i> -InGaAs	6	$5 \cdot 10^{17}$
3	буферный	<i>n</i> -GaAs	13	$5 \cdot 10^{17}$
4	буферный	<i>n</i> -GaAsP	10	$5 \cdot 10^{17}$
5	буферный	<i>n</i> -GaAs	16	$5 \cdot 10^{17}$
Строки 2–5 повторяются 30 раз				
122	буферный	<i>n</i> -GaAs	1020	$5 \cdot 10^{17}$
123	волноводный	<i>n</i> -GaAs	510	$2 \cdot 10^{16}$
124	волноводный	<i>i</i> -GaAs	25	нелегированный
125	волноводный	<i>i</i> -In _{0.18} Ga _{0.82} As	6	нелегированный
126	волноводный	<i>i</i> -GaAs	76	нелегированный
127	волноводный	<i>i</i> -In _{0.18} Ga _{0.82} As	6	нелегированный
128	волноводный	<i>i</i> -GaAs	255	нелегированный
129	волноводный	<i>p</i> -GaAs	680	$3 \cdot 10^{17}$
130	контактный	<i>p</i> ⁺ -GaAs	170	10^{18}

На рис. 28 приведены результаты расчета распределения квадрата модуля электрического поля основной моды TE в направлении роста структуры, проведенного сотрудником ИФМ РАН А.А. Дубиновым методом матрицы распространения. Из рисунка видно, что основная мода TE локализована на масштабе 1.5 мкм около квантовых ям и практически не проникает в сильнопоглощающий слой Ge.

Для исследования электрических характеристик структуры и электролюминесценции на основе выращенной гетероструктуры были изготовлены лазерные чипы с широким контактом. Kontakтами служили In и сплав SnSb.

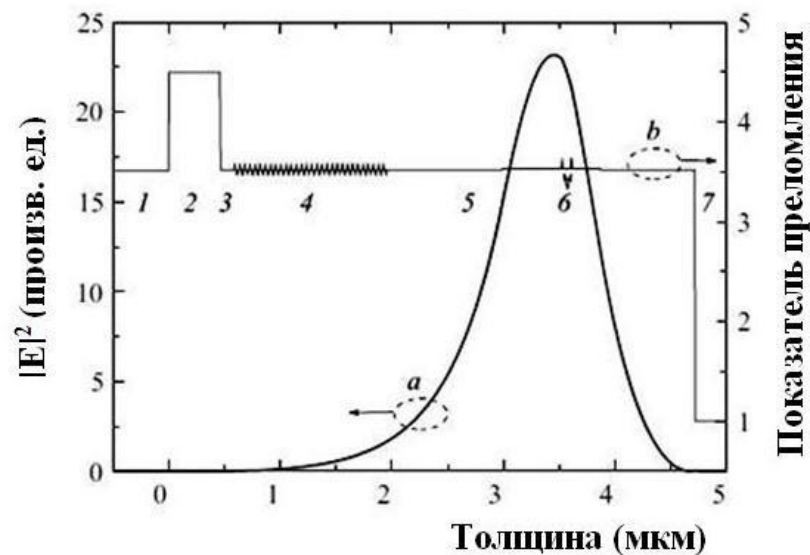


Рис. 28 Распределение квадрата модуля электрического поля моды TE (a) и показателя преломления структуры (b) для энергии фотона 1350 мэВ по толщине структуры. Слои: 1 — Si, 2 — Ge, 3 и 5 — GaAs, 4 — сверхрешетка InGaAs/GaAs/GaAsP, 6 — InGaAs, 7 — воздух [A16]

Для исследования оптических свойств выращенный образец раскалывался на полоски шириной 3 мм. Спектральные характеристики фотолюминесценции исследуемого образца, измерялись при температуре жидкого азота при оптическом возбуждении структуры излучением непрерывного Nd :YAG-лазера с удвоением частоты (длина волны 532 нм). Возбуждение осуществлялось пятном диаметром 300 мкм. Спектральные характеристики стимулированного излучения

измерялись при оптической накачке излучением параметрического генератора света Spectra-Physics MOPO-SL (длительность импульса 10 нс, частота повторения 10 Гц, длина волны 650 нм), сфокусированным в полосу с размерами 0.1×3 мм². Исследования вольт-амперных характеристик проводилось в непрерывном режиме накачки при температуре 77 К с помощью измерительного оборудования Kithley 2440. Электролюминесценция образцов полупроводниковых лазеров также исследовалась в непрерывном режиме накачки электрическим током при температуре 77 К.

Исследования излучательных характеристик излучения с применением оптической накачки было проведено сотрудником ИФМ РАН А.Н. Яблонским.

2.4.2 Экспериментальные исследования полупроводниковых лазеров на основе GaAs с волноведущими квантовыми ямами InGaAs, выращенных на подложке Si

На рис. 29 приведена типичная вольт-амперная характеристика образцов полупроводниковых лазеров, выращенных на Si подложке.

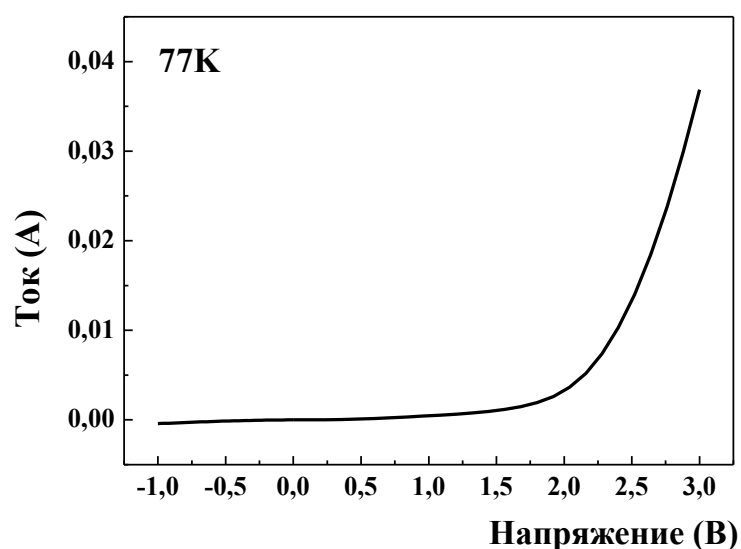


Рис. 29. Вольт-амперная характеристика GaAs гетероструктуры, выращенной на проводящей Si подложке.

Дифференциальное сопротивление составило (0.048 ± 0.002) Ом, а напряжение отсечки (2.21 ± 0.01) В.

Исследования излучательных свойств образцов полупроводниковых лазеров показали, что с увеличением токовой накачки в указанном диапазоне наблюдается возрастание интенсивности и уменьшение ширины пика электролюминесценции, отвечающее активным областям структур. Спектральный максимум, соответствующий излучению квантовых ям InGaAs в активной области гетероструктур, наблюдался на длине волны (0.905 ± 0.003) мкм при 60 мА (рис. 30). Стимулированного излучения во всем диапазоне токовой накачки не наблюдалось, возможной причиной данного результата может являться невысокое качество зеркал лазерного резонатора, которыми служили сколотые грани структуры, ввиду наличия толстой кремниевой подложки.

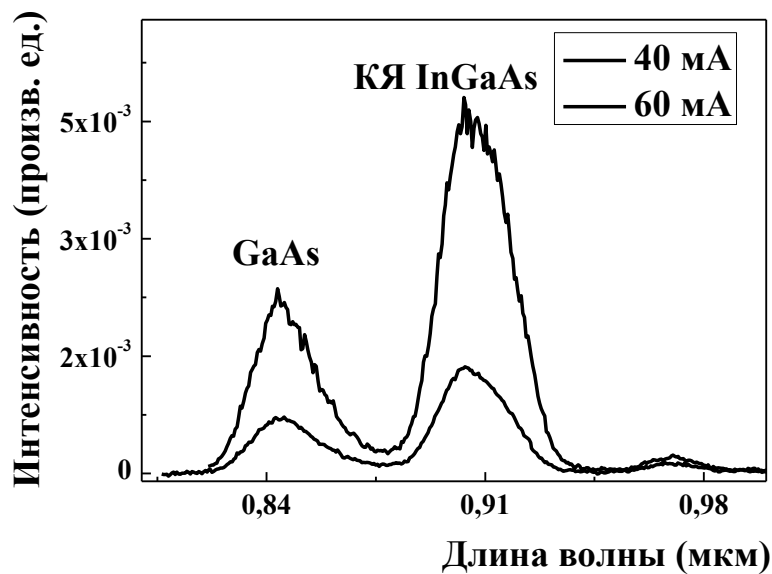


Рис. 30. Спектры электролюминесценции GaAs гетероструктуры, выращенной на проводящей Si подложке. Токковый диапазон измерения 10 – 60 мА. $T = 77$ К.

Спектр фотолюминесценции гетероструктуры приведен на рис. 31 (кривая 1). В спектре фотолюминесценции наблюдалось 2 широких пика: пик в области энергий фотона 1475 мэВ соответствует излучению из слоя *p*-GaAs, а пик вблизи 1350 мэВ соответствует излучению из квантовых ям InGaAs.

При накачке излучением параметрического генератора света Spectra-Physics MOPO-SL наблюдалось возникновение нескольких линий стимулированного излучения в области энергий 1350–1360 мэВ (кривая 2 на рис. 31). На вставке рис. 31 приведена зависимость интенсивности наиболее яркой линии генерации от плотности мощности оптического возбуждения. Эта зависимость является линейной и позволяет определить пороговую плотность мощности для генерации стимулированного излучения на уровне 35 кВт/м². Столь высокий порог генерации в данной структуре по сравнению со структурами на подложках GaAs и InP [A10] связан, вероятно, с заметным количеством дефектов и прорастающих дислокаций в структуре, которые служат каналами безызлучательной рекомбинации. Отметим, что в режиме стимулированного излучения наблюдается сразу несколько интенсивных линий излучения, расстояние между которыми почти постоянно и составляет 3–4 мэВ, что примерно на 2 порядка величины больше расстояния между продольными модами.

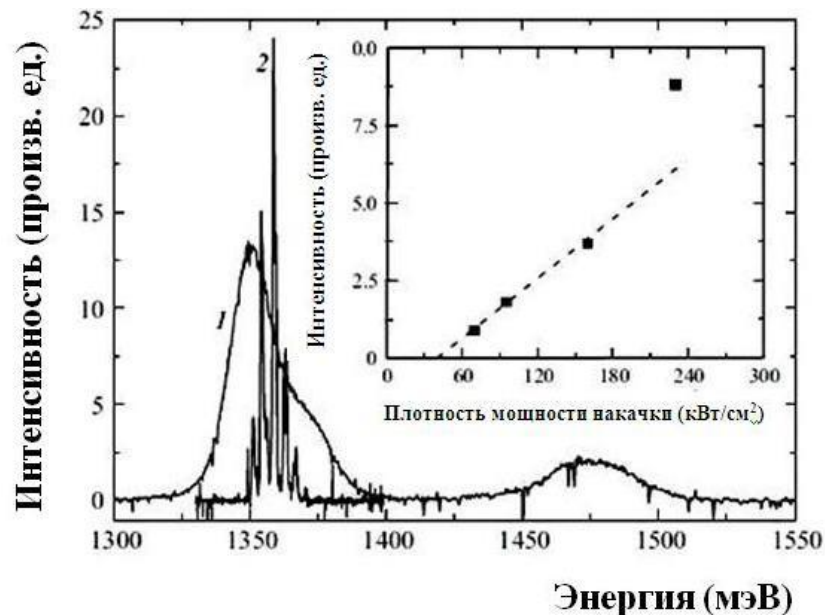


Рис. 31 Спектр спонтанного (кривая 1) и стимулированного (кривая 2) излучения в структуре при температуре $T = 77$ К. На вставке — зависимость интенсивности наиболее яркой линии генерации от плотности мощности оптического возбуждения [A16]

На существенное количество дислокаций указывает и карта поверхности структуры (рис. 32), сделанная сотрудником ИФМ РАН К.Е. Кудрявцевым с помощью оптического профилометра на основе интерферометра белого света Talysurf CCI 2000. Из рис. 32 видно, что поверхность сильно шероховатая (40 нм), видна квазипериодическая (33 мкм) дислокационная сетка, причем, только в направлении, параллельном длинным сколам полосы.

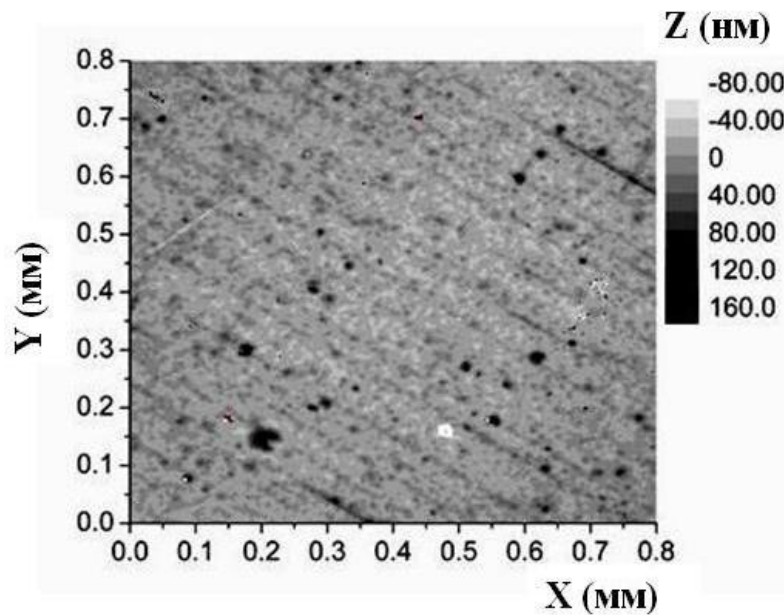


Рис. 32 Карта поверхности структуры [A16]

Возможно, эта дислокационная сетка играет роль своеобразной дифракционной решетки с отражением в высоком порядке [65, 66], определяющей в итоге наблюдаемый характер генерации на нескольких линиях, значительно разнесенных по длине волны излучения по сравнению с интервалом между продольными модами (для резонатора длиной 3 мм).

Таким образом, обнаружено стимулированное излучение в структуре GaAs с волноведущими квантовыми ямами InGaAs, выращенной на подложке Si с буферным слоем Ge; отсутствие качественных сколов и наличие дислокационной сетки определяют высокий порог и необычный спектр стимулированного излучения. Результаты работы демонстрируют возможность создания

излучающей гетероструктуры приборного типа на проводящей подложке Si(100) с тонким буферным слоем Ge [A16].

2.5 Выводы

1. Экспериментально установлен волноводный эффект квантовых ям InGaAs и GaAsSb в лазерных структурах на основе GaAs и InP без ограничительных слоев за счет большего показателя преломления материалов квантовой ямы InGaAs и GaAsSb по сравнению с показателем преломления GaAs и InP.
2. Экспериментально подтверждено, что лазеры на основе структур с волноводными квантовыми ямами обладают преимуществами лазеров с широким волноводом: более узкой диаграммой направленности и пониженной нагрузкой на зеркала из-за широкой области локализации моды.
3. Экспериментально установлено, что в отличие от лазеров с широкими волноводами лазеры с волноводными квантовыми ямами обладают отличной селективностью мод.

Глава 3. Экспериментальное изучение нелинейного взаимодействия мод в структурах полупроводниковых лазеров

Длина волны лазерного излучения является одной из важнейших характеристик, наряду с мощностью и расходимостью излучения, определяющих сферы применимости лазера. Спектральный диапазон длин волн, в котором работает гетеролазер, во многом определяет его область применения. Например, в медицинской практике известен эффект селективного влияния излучения на биоткань, связанный с наличием определённой длины волны резонансного поглощения у молекул. Так, излучение лазеров видимого диапазона спектра может проникать на большие глубины (в биоткани), что может приводить к повреждению нижележащих тканей и органов при проведении операций. Поэтому для рассечения биологических тканей обычно используют лазеры с длиной волны около 1 мкм. В этом случае поглощение лазерного излучения водой и другими внутриклеточными субстанциями гарантирует строгую локализацию зоны разреза и безопасность тканей за пределами этой зоны [67]. А в системах связи сегодня наиболее востребованным является диапазон 1.3 – 1.5 мкм, в котором кварцевое оптическое волокно имеет наименьшие потери и максимальную скорость передачи информации. Не меньший интерес сегодня представляют и лазерные излучатели, способные работать не только в ближнем, но и в среднем, дальнем и терагерцовом диапазонах, в которых находятся «окна» прозрачности атмосферы (3-5 мкм, 8-12 мкм и др.), основные линии поглощения колебательных переходов разнообразных молекул и различные источники теплового излучения. В связи с чем, область применения лазерных излучателей данных диапазонов лежит как в сфере медицины, так и в области мониторинга атмосферы и окружающей среды.

К настоящему времени разработано довольно много различных источников ТГц излучения [68 - 75], однако среди всех этих источников, только фотомиксеры дают перестраиваемое излучение с частотой выше 1.5 ТГц в непрерывном режиме, но их мощность крайне мала.

Успехи полупроводниковой технологии существенно расширили границы возможностей микроэлектронных приборов. В частности, значительно улучшились выходная мощность, стабильность и возможность перестройки различных полупроводниковых лазеров оптического и инфракрасного диапазонов с квантовыми ямами [76].

Существенные результаты достигнуты в области создания квантово-каскадных лазеров (ККЛ) [77-94], в которых усиление электромагнитного поля обусловливается инверсией населенностей (осуществляемой токовой накачкой) между подзонами размерного квантования, лежащими в зоне проводимости полупроводника [78].

Другим способом осуществления лазерной генерации в дальнем ИК и ТГц диапазонах является использование «фонтанных» лазеров [95], в которых, усиление электромагнитного поля, также как в ККЛ, обусловливается инверсией населенностей между подзонами размерного квантования, лежащими в зоне проводимости полупроводника. Отличительной чертой «фонтанных» лазеров при этом является осуществление инверсии населенностей методом оптической накачки. Излучение таких лазеров может достигать длины волны 15 мкм с выходной мощностью в сотни мВт, однако для этого требуется мощная накачка CO₂-лазером [96].

Достигнутые на сегодняшний день результаты освоения дальнего и ТГц диапазонов не вызывают сомнений, но сложность исполнения, высокие требования к точности параметров структур, необходимость дополнительного охлаждения при увеличении длины волны генерации, высокая стоимость излучателей и нередко довольно громоздкая конструкция сдерживают распространение и использование таких приборов.

Альтернативным направлением является разработка систем генерации, в которых излучение дальнего и среднего ИК диапазонов создается вследствие генерации разностной частоты при смешении двух полей ближнего ИК диапазона. Из всей группы полупроводников A₃B₅ наиболее подходящим для использования

в качестве нелинейного элемента представляется кристалл GaAs, так как он обладает достаточно большой решеточной нелинейностью 2-го порядка ($170 \cdot 10^{-10}$ см/В) [97] и на его основе разработаны наиболее эффективные полупроводниковые лазеры, работающие в области 1 мкм [98]. Все это дает возможность осуществления генерации дополнительных мод в гетеролазерах за счет нелинейных оптических эффектов [99 – 103].

Эффективного взаимодействия мод можно добиться, совместив активные области генерации двух линий в одном оптическом волноводе [12, 104]. В связи с этим, в данной главе диссертационной работы рассмотрены полупроводниковые лазеры с активной областью GaAsSb, способные осуществить одновременную генерацию двух линий в области 1 мкм с потенциальной возможностью перестройки в средний, дальний ИК или ТГц диапазон длин волн, за счет нелинейных оптических преобразований [A17-A21].

Перестройка длины волны лазерной генерации в средний ИК - ТГц диапазоны длин волн может быть реализована благодаря наличию возможности осуществления генерации разностной частоты. Однако в A_3B_5 лазерах генерация разностной частоты в дальнем ИК и ТГц диапазоне затрудняется сильным фононным поглощением в GaAs. Одним из возможных способов, который может снять это ограничение является применение конструкции двухчипового лазера на основе GaAs с германиевой подложкой [16], экспериментальным исследованиям которого посвящена вторая часть данной главы диссертационной работы [A22, A23].

Рассмотрим подробнее механизмы формирования нелинейных оптических явлений в полупроводниковых лазерах.

3.1 Нелинейные эффекты в лазерных волноводах. Генерация второй гармоники. Смещение волноводных мод в полупроводниковых лазерах

Воздействие на среду оптического излучения вызывает в ней движение зарядов, приводящее к переизлучению. В том случае, если напряженность

электрического поля в волне E значительно меньше электростатического поля ядер, действующего на электроны в атомах E_{am} , то среда переизлучает свет на этой же частоте. В таком случае через среду могут проходить излучения, как с различной частотой, так и различным направлением распространения, не оказывая влияния одного на другое.

Соотношение $E < E_{am}$ выполняется для нелазерных источников излучения практически всегда. Как известно, лазерные источники могут генерировать излучение с высокой интенсивностью, в котором величина E может стать сравнимой с E_{am} . В этом случае оптическое излучение оказывает влияние на характеристики вещества и, следовательно, сильная электромагнитная волна может, как испытывать самовоздействие, так и воздействовать на другие волны.

При воздействии на среду мощного электромагнитного лазерного излучения с частотой ω ее отклик содержит не только компоненты на частоте ω , но и на кратных ей частотах $2\omega, 3\omega, \dots, n\omega$ [15]. Это так называемые гармоники. Наличие четных гармоник ($2\omega, 4\omega, \dots, 2n\omega$) определяется симметрией среды и возможно только в нецентросимметричных кристаллах. В изотропных средах, примером которых являются газы, возможны только нечетные гармоники $3\omega, 5\omega$ и т.д.

Амплитуда гармоники с номером n пропорциональна $(E/E_{am})^n$. Для того чтобы среда под действием излучения не разрушалась, необходимо, чтобы выполнялось условие $E < E_{am}$. Поэтому амплитуды гармоник резко спадают с увеличением номера n . В резонансных условиях это утверждение не всегда выполняется, однако в большинстве практически важных случаев оно справедливо. Отметим, что приведенное утверждение получено на основе теории возмущений при разложении по малому параметру $E/E_{am} < 1$, в котором номер n характеризует порядковый номер приближения или его порядок.

Рассмотрим простейшее объяснение процесса генерации второй гармоники. Его можно дать в предположении, что поляризация материала зависит от электрического поля следующим (нелинейным) образом:

$$P = \chi E(1 + \alpha_1 E), \quad (3.1),$$

где χ – линейная оптическая восприимчивость,

P - поляризация излучения,

E – электрическое поле,

α_1 - описывает нелинейную зависимость поляризации P от E .

Компонента поляризации, ответственная за генерацию второй гармоники, для гармонических световых колебаний ($E = E_0 \sin \omega t$) может быть записана в виде:

$$P_2 = \chi \alpha_1 E^2 = \chi \alpha_1 E_0^2 \sin^2 \omega t = \frac{1}{2} \chi \alpha_1 E_0^2 + \frac{1}{2} \chi \alpha_1 E_0^2 \cos 2\omega t \quad (3.2),$$

Таким образом, зависимость нелинейной поляризации от времени имеет вид

$$P_t(t) = A_0 \cos 2\omega t \quad (3.3),$$

где $A_0 = \frac{1}{2} \chi \alpha_1 E_0^2$

Если функция $P = f(E)$ для данного кристалла нечетная, то член $\chi \alpha_1 E_0^2$ в выражении (3.1) исчезает, то есть, в кристалле с центром инверсии генерация второй гармоники невозможна (о чем было сказано выше).

В результате генерации второй гармоники два кванта с энергией $\hbar \omega_1$ образуют квант с энергией $\hbar \omega_2 = 2\hbar \omega_1$. Это явление может быть представлено как генерация суммарной частоты, когда два кванта с различными энергиями $\hbar \omega_1$ и $\hbar \omega_2$ образуют третий квант $\hbar \omega_3 = \hbar \omega_1 + \hbar \omega_2$. Выражения, связывающие энергии квантов, представляют собой закон сохранения энергии. Этот закон выполняется для всех видов трехволнового взаимодействия.

Для эффективной нелинейной генерации важно также выполнение условия фазового синхронизма. Фазовая скорость волны $v = c/n$ связана с волновым числом

$$k = \frac{2\pi n}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda/c} n/c = \frac{\omega}{v} \quad (3.5),$$

где c - скорость света в вакууме,

n - показатель преломления материала,

ω - частота излучения,

λ – длина волны излучения

k – волновое число.

Поэтому условие фазового синхронизма для генерации второй гармоники можно представить в виде $2k_1=k_2$. При генерации суммарной частоты закон сохранения импульса имеет вид:

$$\hbar\vec{k}_3 = \hbar\vec{k}_1 + \hbar\vec{k}_2 \quad (3.6),$$

что соответствует выполнению условия фазового синхронизма.

Наибольший интерес сегодня представляет генерация разностной частоты, когда два кванта с различными энергиями $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ образуют третий квант $\hbar\omega_3=\hbar\omega_1-\hbar\omega_2$. Частота генерируемого излучения меньше, чем у исходного, поэтому данное явление применяется для генерации излучения в среднем, дальнем инфракрасном и терагерцовых диапазонах длин волн.

3.2 Особенности генерации и нелинейное смешение мод в GaAs/InGaP лазерных диодах с GaAsSb квантовой ямой

В настоящее время перспективным подходом для расширения спектрального диапазона лазерной генерации GaAs структур является использование вместо соединения $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ в качестве квантово-размерного слоя активной области полупроводниковых лазеров твердого раствора $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$. Новая система позволяет создавать излучающие оптоэлектронные приборы, работающие вблизи 1.3 мкм, что соответствует второму окну прозрачности оптического волокна. Данный диапазон может быть достигнут при содержании сурьмы в составе материала 35%, поскольку в таком случае большая часть разрыва энергетических зон приходится на валентную зону [105]. Однако существуют и определенные сложности в создании таких структур. В частности, в качестве причин, осложняющих их создание, указывают на различие периодов кристаллических решеток GaAs и GaSb, которое составляет 7.8% [105] и существование зоны

несмешиваемости для твердого раствора $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ с молярной долей сурьмы x примерно от 0.25 до 0.7 [106]. Существуют разные способы (например, замена волноводных слоев GaAs на InGaAs [107], применение периодической подачи арсина и триметилгаллия (ТМГ) при непрерывном потоке сурьмы [108]) преодоления этих препятствий и осуществления генерации в длинноволновой области ближнего инфракрасного диапазона. А в работе [109] было отмечено, что понижение температуры роста слоя GaAsSb увеличивает долю встраиваемой сурьмы.

В свою очередь, в работе [110] показано, что, увеличение доли сурьмы в составе структуры GaAs/GaAsSb способствует смене герероперехода от I-го ко II-му роду, в котором возможна люминесценция одновременно на двух длинах волн. Данное обстоятельство делает такие структуры перспективными для реализации нелинеино-оптических преобразований.

Не смотря, на существенные достижения в области изготовления GaAs/GaAsSb гетероструктур с квантовыми ямами, работ посвященных исследованию лазерных диодов с активной областью GaAsSb обнаружено мало [111 -113].

Главным препятствием для создания эффективно работающих при комнатных температурах полупроводниковых лазеров с квантовой ямой GaAsSb в активной области является высокая температура роста низкодефектных широкозонных слоев (InGaP, AlGaAs, GaAsP), выполняющих как роль эмиттеров, так и роль слоев, обеспечивающих оптическое ограничение волноводной моды лазера. Повышенные температуры роста могут приводить к существенной сегрегации сурьмы из квантовой ямы.

В связи с этим, целью работы, продемонстрированной в данном разделе диссертации, было исследование влияния подобного повышения температуры в ростовом процессе на излучательные свойства активной области с одиночной квантовой ямой GaAsSb, проведено сравнение с гетероструктурой, содержащую GaAsSb/InGaAs двухслойную квантовую яму [A17, A18]. А также представлены

результаты экспериментальных исследований GaAs/InGaP лазерных диодов, изготовленных на основе гетероструктуры с квантовой ямой GaAsSb, генерирующих в области 1 мкм, и изучаются особенности генерации в таких лазерах [A19-A21].

3.2.1 Подготовка образцов гетероструктур и методика эксперимента

Исследуемые гетероструктуры были выращены на подложках полуизолирующего GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии при атмосферном давлении. Структура 1 содержала буферный слой GaAs толщиной 0.2 мкм, двухслойную квантовую яму, состоящую из слоя GaAsSb ($x_{\text{Sb}} \sim 0.25$) толщиной 10 нм и слоя InGaAs ($x_{\text{In}} \sim 0.33$) толщиной 5 нм, и покровный слой GaAs толщиной 40 нм. Структура 2 включала в себя буферный слой GaAs толщиной 0.2 мкм, квантовую яму GaAsSb ($x_{\text{Sb}} \sim 0.25$) толщиной 10 нм и покровный слой GaAs толщиной 30 нм. Буферные слои в обоих случаях выращивались при температуре 620°C, слои квантовой ямы – при 560 - 570°C. Структуры подвергались термическому отжигу в потоке азота при 620°C в течение 25 мин. Температура и время отжига были выбраны в соответствии с условиями выращивания верхнего ограничивающего слоя InGaP *p*-типа в процессе формирования лазерных структур методом МОС-гидридной эпитаксии. Спектры фотолюминесценции исследовались при 77 К с использованием He-Ne лазера мощностью 30 мВт. Структурный анализ проводился на просвечивающем электронном микроскопе JEM-2100F (JEOL, Япония) при ускоряющем напряжении 200 кэВ. Снимки поперечного среза исследуемых структур были получены в темнопольном режиме сканирующей просвечивающей электронной микроскопии (СПЭМ), так как в данном режиме контраст изображений, называемый Z-контрастом, связан с распределением элементов, обладающих различными атомными номерами [114, 115]. Количественный анализ элементного состава проводился методом рентгеновской энергодисперсионной спектроскопии (EDX) с использованием рентгеновского энергодисперсионного спектрометра

X-Max Oxford-Instruments, встроенного в электронный микроскоп JEM-2100F. Диаметр электронного пучка при сканировании составлял 0.7 нм. Концентрационные профили распределения компонентов в поперечном срезе структур были построены по Z-контрасту на СПЭМ снимках, где процентное содержание индия и сурьмы масштабировалось по данным EDX анализа.

3.2.2 Экспериментальные исследования гетероструктур с квантовой ямой GaAsSb

СПЭМ снимки (рис. 33, 34) исходных структур содержат отчетливые изображения соответствующих квантовых ям. Из представленных данных видно, что толщина слоев GaAsSb и InGaAs составляет порядка 10 и 5 нм, что согласуется с ростовыми параметрами структур. Результаты энергодисперсионного анализа (EDX) демонстрируют неоднородное распределение сурьмы в слое одиночной квантовой ямы GaAsSb (рис. 33).

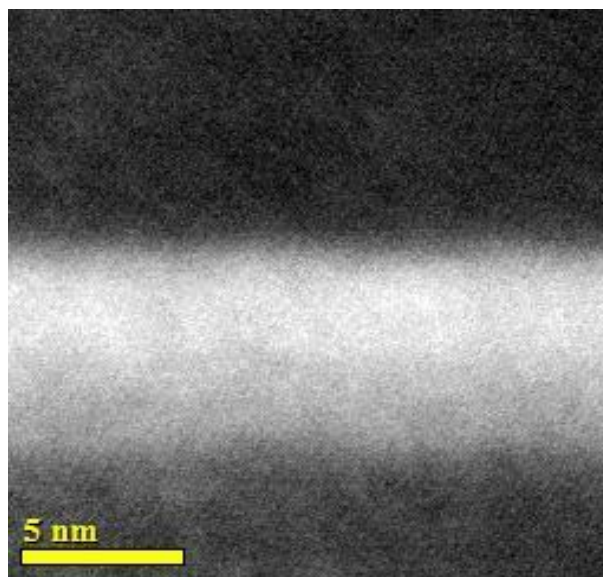


Рис. 33 СПЭМ снимок поперечного среза структуры с квантовой ямой GaAsSb [A17]

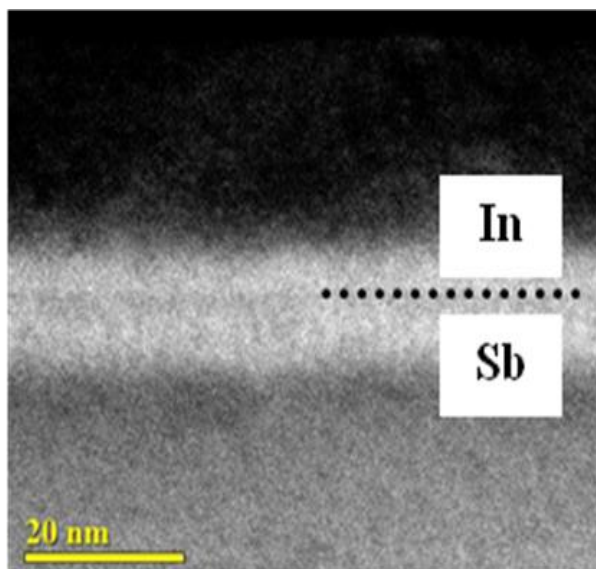


Рис. 34 СПЭМ снимок поперечного среза структуры с двухслойной квантовой ямой GaAsSb/InGaAs [A17]

Более наглядно неоднородности распределения видны на профилях Z-контраста, обладающих лучшим пространственным разрешением, нежели EDX профили. Это связано с уширением профиля EDX анализа в зависимости от диаметра электронного пучка, используемого при исследовании. Содержание сурьмы в атомных процентах вблизи границы квантовой ямы, ближайшей к поверхности, практически в два раза превышает аналогичный параметр на границе квантовой ямы, ближайшей к буферному слою GaAs.

Такой характер распределения обусловлен значительными процессами сегрегации, которые, по-видимому, не удастся подавить при температурах выращивания 560-570°C.

Подобным образом выглядит концентрационное распределение сурьмы и в случае двухслойной квантовой ямы (рис. 35, 36). Кроме того, энергодисперсионный анализ выявил протяженную область (3-5 нм) перекрытия концентрационных профилей In и Sb в двухслойной квантовой яме.

Максимум концентрационных профилей разнесен на расстояние порядка 10 нм. Это значение можно считать оценкой расстояния между потенциальной

ямой для электронов в слое InGaAs и потенциальной ямой для дырок в слое GaAsSb.

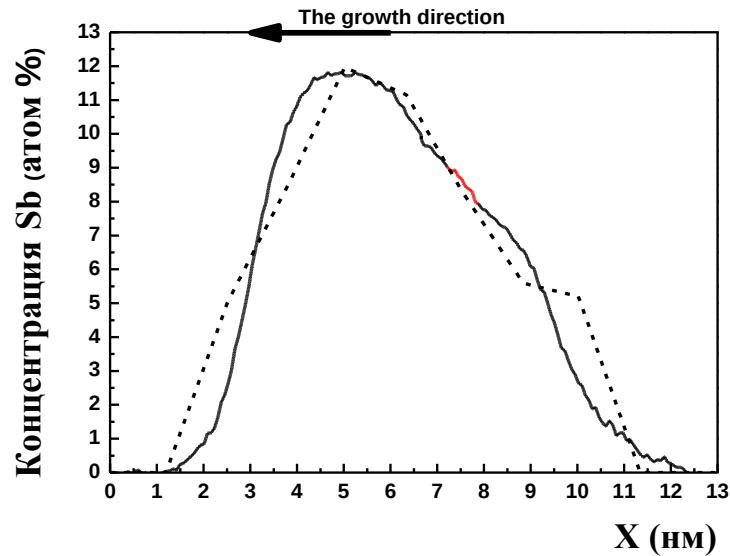


Рис. 35. Концентрационные профили распределения сурьмы в области квантовой ямы, (пунктирная линия) и согласно расчетам по Z-контрасту (сплошная линия), структуры с квантовой ямой GaAsSb [A17]

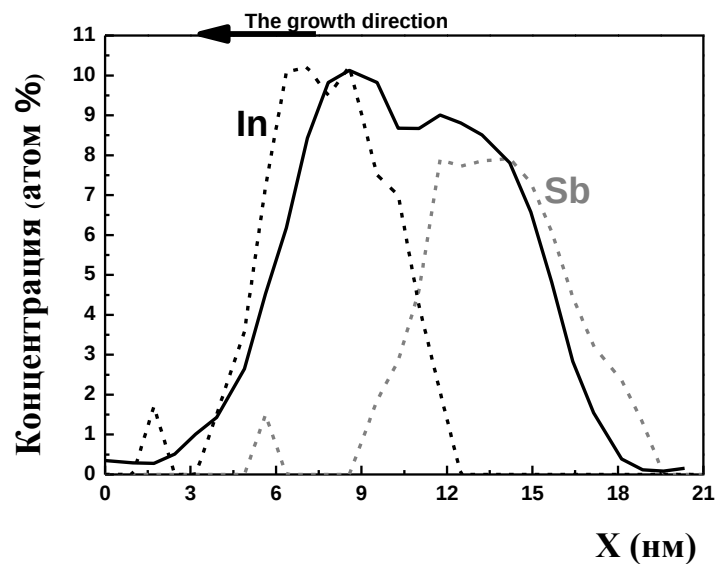


Рис. 36. Концентрационные профили распределения сурьмы в области квантовой ямы, (пунктирная линия) и согласно расчетам по Z-контрасту (сплошная линия), структуры с двухслойной квантовой ямой GaAsSb/InGaAs [A17]

Концентрационный профиль, построенный по Z-контрасту СПЭМ снимков, не позволяет проиллюстрировать перекрытие распределения индия и сурьмы в квантовой яме. Вместе с тем, он подтверждает положение максимумов концентрационных профилей In и Sb.

Результаты исследования излучательных свойств структур с двухслойной квантовой ямой InGaAs/GaAsSb и одиночной квантовой ямой GaAsSb представлены на рис. 37 и рис. 38 соответственно.

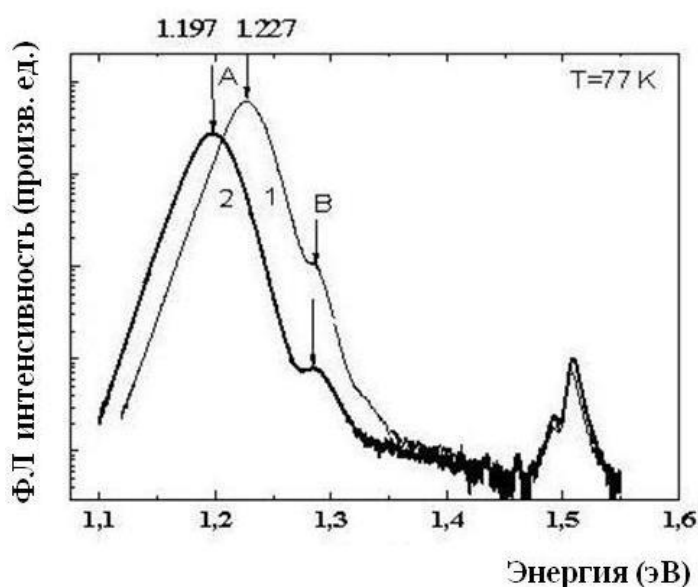


Рис. 37 Спектры фотолюминесценции структуры с двухслойной квантовой ямой InGaAs/GaAsSb: (1) – спектр исходного образца; (2) – спектр образца, подвергнувшегося отжигу в потоке азота при 620°C в течение 25 мин [A17]

Видно, что в спектре фотолюминесценции исходного образца с двухслойной квантовой ямой присутствует интенсивный пик А в области 1.227 эВ, обусловленный непрямыми в реальном пространстве переходами между зоной проводимости слоя InGaAs и валентной зоной слоя GaAsSb, и, пик В, отвечающий основному прямому переходу в квантовой яме InGaAs (рис. 37).

Температурная обработка структуры при температурах, больших температуры выращивания слоев, привела к низкоэнергетическому (красному) сдвигу пика А (30 мэВ), уменьшению его интенсивности и увеличению ширины

на полувисоте. Положение пика В не изменилось, а интенсивность также понизилась.

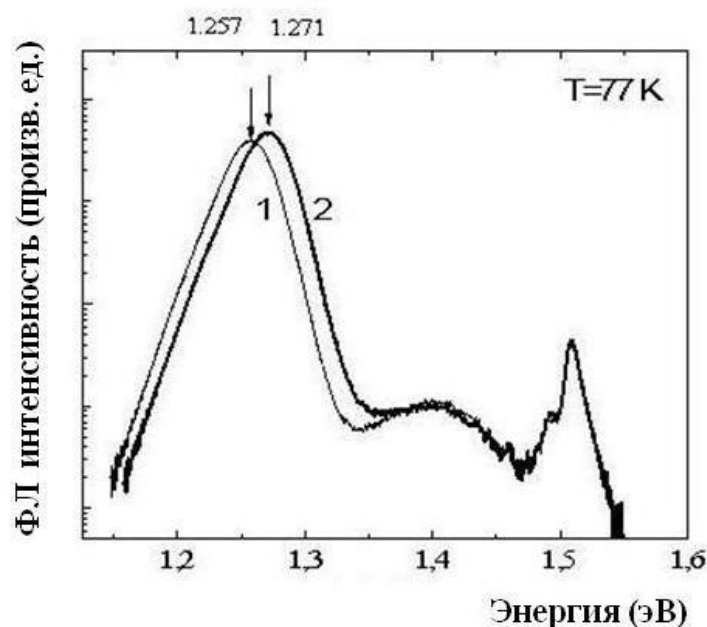


Рис. 38 Спектры фотолюминесценции структуры с квантовой ямой GaAsSb: (1) – спектр исходного образца; (2) – спектр образца, подвергавшегося отжигу в потоке азота при 620°C в течение 25 мин [A17]

Напротив, в случае структуры с одиночной квантовой ямой отжиг способствует небольшому увеличению интенсивности излучения и смещению спектра фотолюминесценции квантовой ямы на величину порядка 14 мэВ в область высоких энергий (синий сдвиг) (рис. 38).

Эффекты влияния термического отжига на фотолюминесценцию, наблюдаемые для одиночной квантовой ямы GaAsSb, известны из литературы и их связывают с диффузионным перемешиванием на гетерогранице барьер/квантовая яма. В системе материалов GaAsSb/GaAs высокотемпературное воздействие приводит к проникновению сурьмы в барьеры GaAs, расплыванию границ квантовой ямы и эффективному уменьшению ее глубины [116, 117]. Как следствие, увеличивается энергия основного перехода (наблюдается синий сдвиг в спектре фотолюминесценции) [117]. Аналогичным образом термический отжиг

влияет и на фотолюминесцентные свойства одиночной квантовой ямы InGaAs/GaAs. В данном случае происходит взаимодиффузия In и Ga на границе раздела барьер/квантовая яма, причем в подрешетке элементов третьей группы этот процесс идет с участием вакансий галлия [118].

Отличающееся поведение излучательных характеристик двухслойной квантовой ямы в результате отжига может быть обусловлено тем, что, кроме процессов диффузионного перемешивания на границах раздела слоев InGaAs и GaAsSb с барьерами GaAs, происходит взаимная диффузия элементов в подрешетках элементов и 3 и 5 групп в области металлургической границы раздела слоев InGaAs/GaAsSb. Учитывая результаты просвечивающей электронной микроскопии и энергодисперсионного анализа, можно предположить, что наблюдаемые эффекты термического отжига могут быть связаны с образованием области четверного твердого раствора InGaAsSb и соответствующими изменениями зонной структуры, приводящими в итоге к уменьшению энергии излучения двухслойной квантовой ямы.

Таким образом, проведенные исследования показали, что повышение температуры до 620°C при формировании верхнего ограничивающего *p*-InGaP слоя в процессе выращивания лазерной структуры GaAs/InGaP оказывает влияние на излучательные свойства активной области, содержащей квантовые ямы GaAsSb или GaAsSb/InGaAs, сформированные при температурах 560-570°C. Причем, в случае активной области, содержащей одиночную квантовую яму GaAsSb, наблюдается увеличение интенсивности и энергии фотолюминесцентного излучения квантовой ямы, а в случае двухслойной квантовой ямой GaAsSb/InGaAs – значительное уменьшение этих параметров.

3.2.1 Подготовка образцов лазерных диодов на основе структур с одиночной квантовой ямой GaAsSb

Исследуемая лазерная структура была выращена на подложке *n*-GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном кварцевом реакторе при

атмосферном давлении и содержала следующие эпитаксиальные слои: n -InGaP (610 нм), i -GaAs (510 нм), GaAsSb (10 нм), i -GaAs (490 нм), p -InGaP (570 нм), p^{++} -GaAs (270 нм). В качестве источника Sb использовалась триметилсурьма. Квантовая яма GaAsSb толщиной 10 нм формировалась при 580°C. Отношение элементов V/III групп при этом поддерживалось на уровне 1.3 и отношение потоков триметил галлия/арсин – на уровне 0.95.

Оптическое качество структур исследовалось методом спектроскопии фотолюминесценции при температуре 300 К. Излучение возбуждалось He-Ne лазером (632.5 нм) мощностью 30 мВт. Анализировались спектры фотолюминесценции активной области структур.

На основе выращенной гетероструктуры были изготовлены лазерные диоды с шириной активной области 100 мкм, сформированной путем химического травления контактного слоя вне активной полоски с последующей протонной имплантацией вскрытой поверхности InGaP. Металлические омические контакты наносились на GaAs подложку и на контактный слой p^{++} -GaAs методом термического испарения в вакууме. Зеркалами служили сколотые грани структуры. Длина резонатора исследуемых лазеров составляла 1 мм.

Спектральные зависимости излучения лазера с квантово-размерной областью GaAsSb измерялись с помощью решеточного монохроматора МДР-23 при комнатной температуре в импульсном режиме накачки (360 нс, 1.5 кГц). Измерение мощности излучения лазерных диодов проводились с помощью лабораторного комплекса Lab Max Top (Coherent). Поляризационные измерения проводились с помощью призмы Глана-Тейлора.

3.2.2 Экспериментальные исследования GaAs/InGaP лазерных диодов с квантовой ямой GaAsSb

Спектры фотолюминесценции, электролюминесценции в допороговом режиме и стимулированного излучения исследуемой структуры вблизи порога представлены на рис. 39. Видно, что спектр фотолюминесценции имеет максимум

с длиной волны (1.120 ± 0.003) мкм. Этот переход соответствует непрямому в пространстве переходу электрона, при котором начальное состояние электрона находится в GaAs около гетероперехода II рода GaAs/GaAsSb, а конечное состояние в квантовой яме GaAsSb.

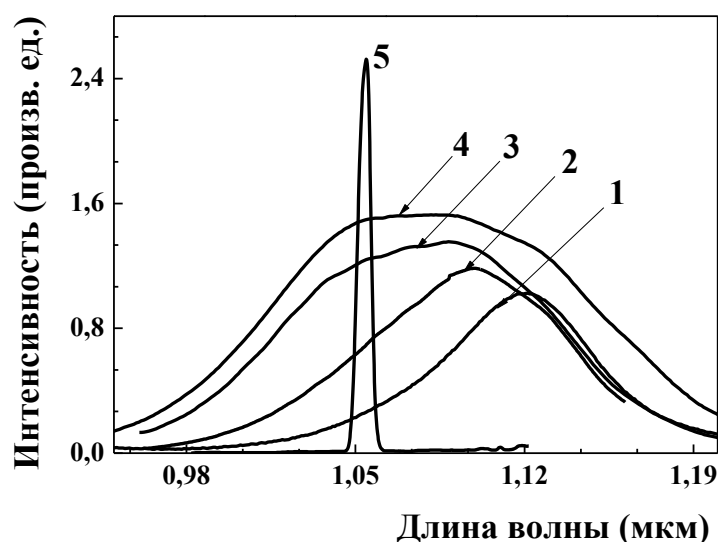


Рис. 39 Спектральные зависимости фотолюминесценции (1), электролюминесценции (2-4) и стимулированного излучения (5) лазерной гетероструктуры GaAsSb/GaAs/InGaP при 300 К. Токи возбуждения: линия 2 — 0.5 А, линия 3 — 2 А, линия 4 — 4.5 А, линия 5 — 9 А [A19]

Отметим, что из-за разделения электронов и дырок на таком переходе возникает электрическое поле, образующее квантовую яму для электронов.

Спектры электролюминесценции также содержат особенности на длине волны (1.120 ± 0.003) мкм. С ростом тока возбуждения линия электролюминесценции расширяется в область более коротких длин волн. Это расширение связано с заполнением подзон размерного квантования. Из сравнения спектров люминесценции и стимулированного излучения вблизи порога видно, что стимулированное излучение соответствует переходам из возбужденных электронных состояний. Причина этого состоит в том, что для таких состояний больше коэффициент усиления за счет большего перекрытия волновых функций

электронов и дырок, а также увеличения плотности состояний (вклада более низких подзон).

Спектральные характеристики стимулированного излучения, снятые при комнатной температуре приведены на рис. 40. При токе накачки 9 А наблюдалась лазерная генерация на одной частотной полосе - длина волны излучения (1.054 ± 0.003) мкм. Порог однополосной генерации был зафиксирован при значении тока (5 ± 0.3) А. С увеличением тока накачки до (11 ± 0.3) А начиналась генерация второй полосы излучения (длина волны (1.027 ± 0.003) мкм).

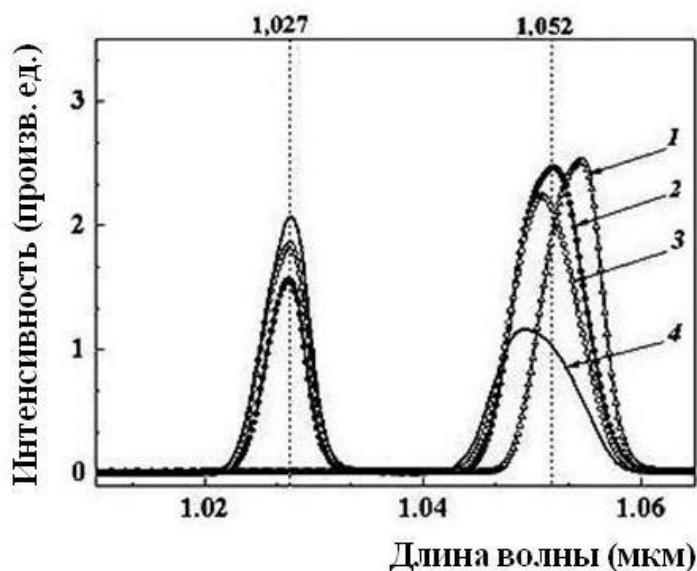


Рис. 40 Спектры генерации GaAsSb/GaAs/InGaP полупроводникового лазера при разных токах импульсной накачки: 1 – 9 А, 2 – 14 А, 3 – 15 А, 4 – 17 А, $T_{\text{тепл}} = 26^\circ\text{C}$ [A19, A20]

В малом диапазоне тока накачки от 11 до 12 А интенсивности линий генерации возрастают. Увеличение тока накачки более 12 А приводило к дальнейшему росту интенсивности коротковолновой линии и одновременному уменьшению интенсивности длинноволновой линии, при этом с увеличением тока накачки максимум длинноволновой линии генерации смещался в коротковолновую область. Такое смещение наблюдалось как при однополосном, так и при двухполосном режиме генерации. При этом длина волны максимума коротковолновой полосы генерации не изменялась. Наблюдалось уширение

длинноволновой полосы генерации (от 6 до 8.8 нм) в широком диапазоне накачки, при этом ширина коротковолновой полосы генерации не изменялась и составляла 3.5 нм.

Наблюдаемые эффекты можно объяснить, если предположить, что коротковолновая линия генерации обусловлена прямым переходом в слое GaAsSb. Смещение длинноволновой линии с ростом тока возбуждения можно объяснить изменением положения уровней размерного квантования электронов в GaAs, возникающих за счет электрических полей, появляющихся в результате разделения электронов и дырок на гетеропереходе II рода. Аналогичное смещение линии фотолюминесценции многократно наблюдалось при изменении мощности возбуждения в квантовых ямах с гетеропереходом II рода [110].

Диаграммы направленности излучения, представленные на рис. 41 и 42, имеют однолепестковый вид с угловым положением 0° , что свидетельствует о том, что генерация в двух частотных полосах осуществляется на основной волноводной моде.

Ширина пиков на полувысоте максимумов в плоскости, перпендикулярной *p-n*-переходу, составила 29° , а в плоскости перехода 9° и 12° соответственно. Суммарная мощность излучения при условии одновременной генерации в двух частотных полосах составила (1.00 ± 0.07) Вт.

Двухчастотные лазеры на основе GaAs, обладающего квадратичной решеточной нелинейностью, представляют интерес для генерации суммарной и разностной частот путем нелинейных преобразований [100, 119, 120]. В связи с этим, для изучения эффективности смешения мод, были проведены исследования нелинейного внутрирезонаторного взаимодействия полей полупроводникового GaAsSb/GaAs/InGaP лазера, генерирующего на прямых и непрямых оптических переходах в двух частотных полосах при комнатной температуре.

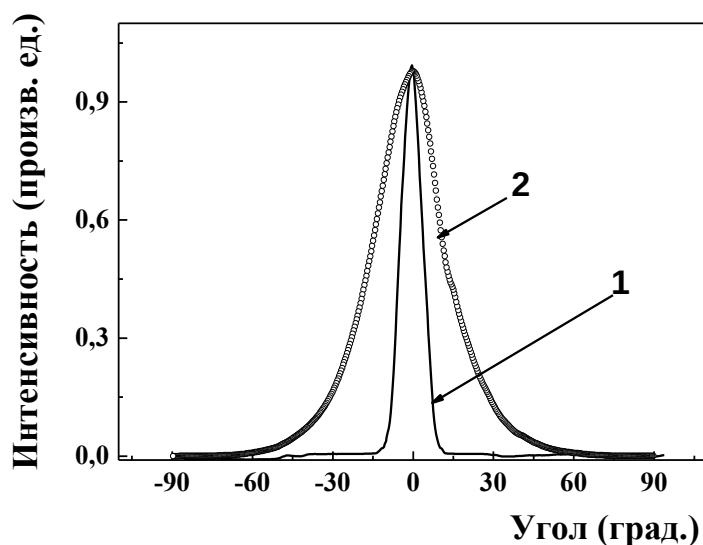


Рис. 41 Диаграммы направленности излучения GaAsSb/GaAs/InGaP лазера в плоскости параллельной (кривая 1) и перпендикулярной (кривая 2) p - n -переходу на длине волны 1027 нм; $T_{\text{тепл}} = 300\text{K}$ [A19]

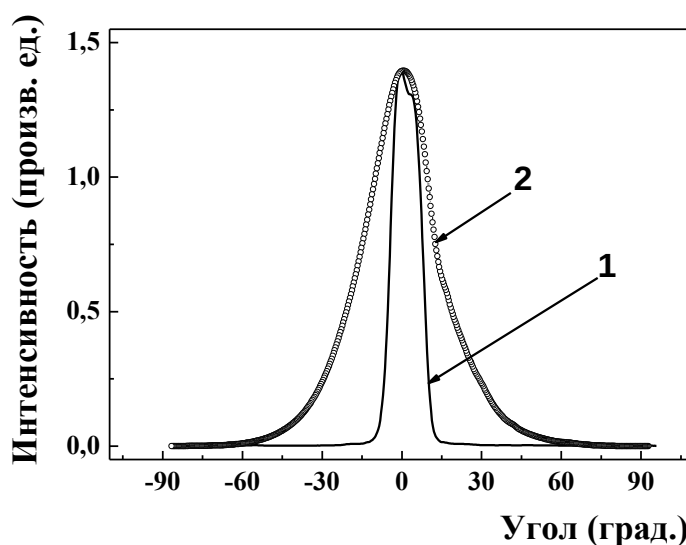


Рис. 42 Диаграммы направленности излучения GaAsSb/GaAs/InGaP лазера в плоскости параллельной (кривая 1) и перпендикулярной (кривая 2) p - n -переходу на длине волны 1054 нм; $T_{\text{тепл}} = 300\text{K}$ [A19]

Спектральные максимумы вторых гармоник и суммарной частоты представлены на рис. 43. Внутриврезонаторное взаимодействие мод, связанное с квадратичной нелинейностью решетки GaAs, было достаточно сильным,

наблюдалось уже при достаточно малом 5 А импульсном токе и проявлялось в широких пределах накачки.

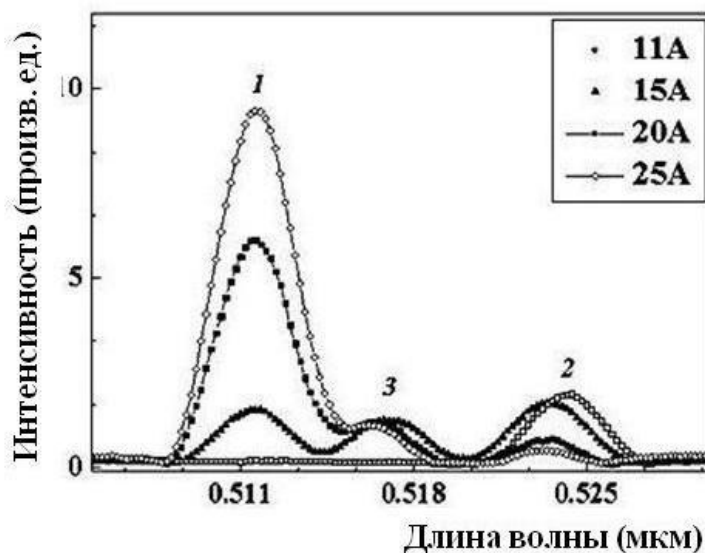


Рис. 43 Зависимость спектральных характеристик вторых гармоник и суммарной частоты от тока импульсной накачки; $T_{\text{тепл}} = 300\text{K}$ [A19, A21]

Поляризационные измерения показали, что вектор электрического поля вторых гармоник и суммарной частоты перпендикулярен плоскости квантовых ям, что соответствует ТМ-моду. Наблюдения генерации суммарной частоты указывает на одновременную генерацию обеих линий лазерного излучения и на их эффективное нелинейное взаимодействие, обусловленное большим перекрытием мод, поскольку они являются основными, что видно из диаграмм направленности.

Таким образом, лазерные GaAs/InGaP гетероструктуры с активной областью на основе $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ перспективны для обогащения спектра благодаря преобразованиям лазерного излучения за счет квадратичной решеточной нелинейности GaAs и наличию двухполосной генерации на прямых и непрямых оптических переходах при эволюции зонной диаграммы от I ко II типу гетероперехода с изменением доли сурьмы в твердом растворе $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$. В работе продемонстрирована возможность создания лазера, одновременно

генерирующего две линии вблизи длины волны 1 мкм, одна из которых перестраивается изменением тока возбуждения.

3.3 Нелинейное смешение гармоник в InGaAs/InGaP/GaAs лазере на Ge подложке

Благодаря таким преимуществам как высокая механическая прочность, относительная дешевизна, параметр кристаллической решетки максимально приближенный к параметру решетки GaAs и несколько большая теплопроводность [121] подложки Ge являются перспективным материалом не только для создания эффективных солнечных элементов, но и светоизлучающих и лазерных структур. Кроме того, наличие слабого фононного поглощения (по сравнению с GaAs) в дальнем инфракрасном и терагерцовом диапазонах длин волн, делает Ge подложки привлекательными для осуществления лазерной генерации на разностной частоте [16]. Однако существует ряд проблем на пути объединения GaAs материала и Ge подложек. Так, важной проблемой является проблема формирования совершенного гетероперехода при выращивании полярного полупроводника на неполярной подложке (GaAs на Ge) [122]. Кроме этого, существует большая вероятность неконтролируемой диффузии атомов Ge в слой GaAs, что может значительно ухудшать характеристики лазерных диодов [123].

К настоящему времени опубликовано множество работ, посвященных исследованиям механизмов роста и морфологии A_3B_5 эпитаксиальных пленок и квантово-размерных структур на Ge подложках, например [124-127], но, к сожалению, очень мало работ посвящено созданию эффективных лазерных излучателей на таких подложках [128 - 130].

Данный раздел диссертационной работы посвящен исследованию InGaAs/InGaP/GaAs лазеров, изготовленных на основе гетеронаноструктур, выращенных на слаболегированных германиевых подложках, и предназначенных для генерации разностной гармоник в режиме составного резонатора [A22, A23].

3.3.1 Изготовление GaAs лазерных структур на Ge подложках

Гетероструктуры были выращены методом МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном реакторе при атмосферном давлении. Использовались подложки Ge (100) с отклонением 6° к [111] для предотвращения появления антифазных дефектов. Рост гетероструктур проходил в несколько этапов: 1) отжиг подложки Ge в атмосфере H_2 в течение 10 мин., 2) отжиг подложки Ge в атмосфере AsH_3 в течение 30 мин., 3) рост буферного слоя GaAs при температуре $470^\circ C$, 4) рост буферного слоя GaAs или $In_{0.01}Ga_{0.99}As$ при температуре $700^\circ C$, 5) рост лазерной структуры с волноводным слоем GaAs или $In_{0.01}Ga_{0.99}As$. Толщины и легирование слоев структур приведены в Таблице 8.

Таблица 8

Параметры лазерных гетероструктур

Номер слоя, начиная с подложки	Название слоя	Тип проводимости и состав слоя	Толщина слоя (нм)	Уровень легирования (cm^{-3})
1	подложка	n -Ge	150000	10^{17}
2	буферный	n^+ -GaAs	500	10^{18}
3	буферный	n^+ -GaAs ($In_{0.01}Ga_{0.99}As$)	500	10^{18}
4	ограничительный	n - $In_{0.49}Ga_{0.51}P$	700	$5 \cdot 10^{17}$
5	волноводный	i -GaAs ($In_{0.01}Ga_{0.99}As$)	350	нелегированный
6	активный (КЯ1)	i - $In_{0.19}Ga_{0.81}As$ ($In_{0.21}Ga_{0.79}As$)	8	нелегированный
7	волноводный	i -GaAs ($In_{0.01}Ga_{0.99}As$)	135	нелегированный
8	активный (КЯ2)	i - $In_{0.19}Ga_{0.81}As$ ($In_{0.21}Ga_{0.79}As$)	8	нелегированный
9	волноводный	i -GaAs ($In_{0.01}Ga_{0.99}As$)	350	нелегированный
10	ограничительный	p - $In_{0.49}Ga_{0.51}P$	700	$5 \cdot 10^{17}$
11	контактный	p^+ -GaAs	200	$3 \cdot 10^{19}$

Постоянная решетки GaAs меньше постоянной решетки Ge на 0.08 % [60], поэтому деформация достаточно толстых слоев GaAs (несколько мкм),

выращенных на Ge подложке, может сказаться на качестве лазерных структур. Добавление небольшого количества In в GaAs может исправить эту проблему, поскольку решетки $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ и Ge практически согласованы.

На основе GaAs/Ge гетероструктур путем химического травления контактного слоя вне активной полоски с последующей ионно-имплантационной изоляцией (ионы водорода с энергией 80 кэВ и дозой 6.25×10^{14} ион/см²) были изготовлены лазерные диоды с шириной активной области 100 мкм и длиной 1 мм. Зеркалами служили сколотые грани структуры. Для исследования температурных зависимостей вольт-амперных характеристик, лазерные диоды монтировались на элемент Пельтье. Спектральные и пространственные зависимости измерялись с помощью решеточного монохроматора МДР-23.

3.3.2 Экспериментальные исследования лазерных диодов на Ge подложках

На электрофизические свойства лазерной структуры сильное влияние оказывает граница гетероперехода между Ge и $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ (GaAs). С одной стороны наблюдается проникновение атомов Ge в растущий слой $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ (GaAs), а с другой стороны наблюдается диффузия атомов In, Ga и As в Ge [131]. В результате этих процессов может происходить искажение вольтамперной характеристики диодов. На рис. 44 приводятся ВАХ двух лазерных диодов на основе разных гетероструктур.

Из рисунка видно, что лазер на основе $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ имеет более близкую к идеальной вольт-амперную характеристику, что говорит о лучшем качестве структуры с $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ слоями по сравнению со структурой с GaAs слоями. Кроме того, на ВАХ лазера с GaAs слоями наблюдается участок отрицательной дифференциальной проводимости S-типа, аналогичный, существующему в тиристорах и в лазерах с несовершенным туннельным переходом [120, 132].

Возможно, это свидетельствует о возникновении на границе Ge и GaAs дополнительных паразитных *p-n*-переходов, образовавшихся из-за взаимной диффузии атомов Ga, As и Ge.

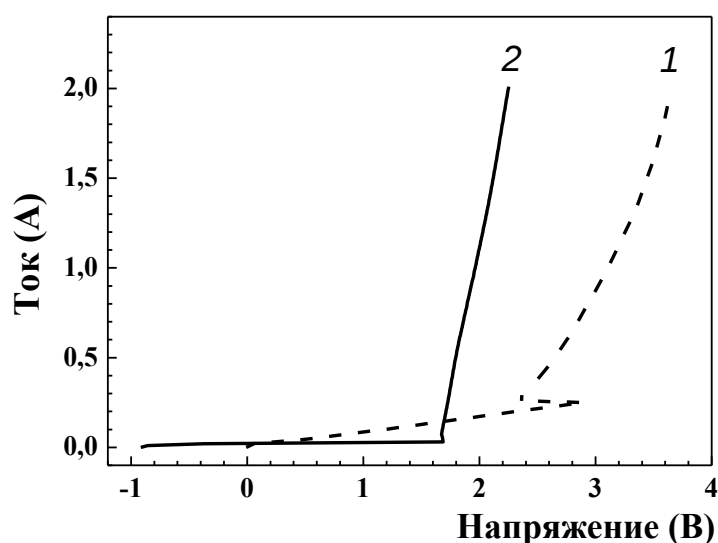


Рис. 44 Вольт-амперная характеристика лазерных диодов на основе GaAs (1) и $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ (2) при комнатной температуре [A22]

На разное качество двух структур указывают и ватт-амперные характеристики этих лазеров, измеренные при комнатной температуре (рис. 45). Кроме того, пороговый ток в лазере на основе GaAs почти в 20 раз выше, по сравнению с пороговым током в лазере на основе $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ (поэтому из-за перегрева лазер на основе GaAs работает только при импульсной накачке), мощность излучения в лазере на основе GaAs меньше на три порядка, чем в другом лазере.

Однако, в аналогичных лазерах, выращенных на GaAs подложке, пороговый ток существенно ниже, а мощность существенно выше даже по сравнению с лазером на основе $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$, выращенном на Ge подложке.

Отметим, что это обусловлено перегревом структуры вследствие высокого последовательного сопротивления, которое составило (0.20 ± 0.01) Ом, что значительно больше по сравнению с подобными лазерами на подложке GaAs [17].

Таким образом, использование более согласованного по решетке с Ge раствора $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ по сравнению с GaAs предпочтительнее для создания совершенных лазерных структур.

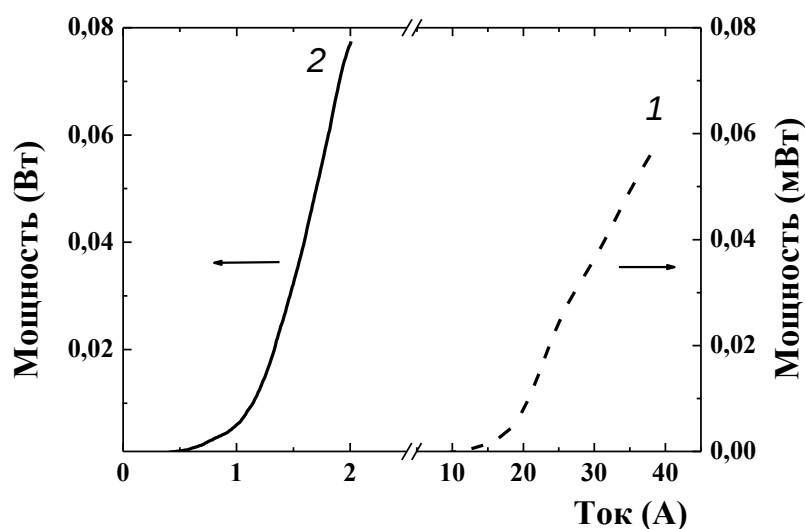


Рис. 45 Ватт-амперная характеристика лазерных диодов на основе GaAs (1 - импульсный режим) и $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ (2 - непрерывный режим) при комнатной температуре [A22]

Были проведены температурные исследования вольт-амперных характеристик лазерных диодов, выращенных на Ge подложке с применением буферного слоя $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ (рис. 46).

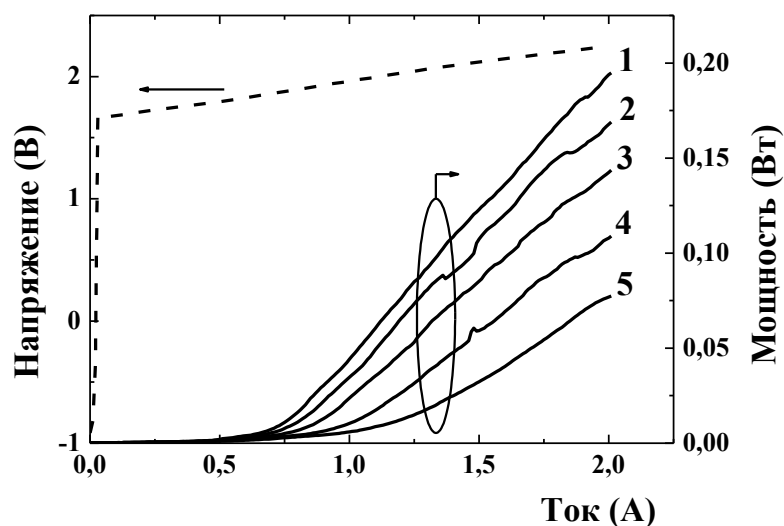


Рис. 46 Вольт-амперная характеристика ($T = 273 \text{ K}$) и ватт-амперная характеристика лазера при нескольких значениях температуры: 1 – 233 K, 2 – 243 K, 3 – 253 K, 4 – 263 K, 5 – 273 K [A23]

На том же рис. 46 приведены ватт-амперные характеристики лазерного диода при различных температурах. Порог генерации составил 0.7-1 А в зависимости от температуры. Снижение мощности излучения лазера при повышении температуры, вероятно, вызвано разогревом структуры.

Спектральные характеристики и диаграммы направленности излучения лазерных диодов, выращенных на Ge подложке с применением буферного слоя $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ в плоскостях, перпендикулярной и параллельной p - n -переходу, измеренные при комнатной температуре, приведены на рис. 47 и 48, соответственно.

Для того чтобы исключить разогрев активной области, измерения проводились при накачке импульсами тока длительностью 360 нс с частотой повторения 1.5 кГц. Как видно на рис. 47, лазерная генерация наблюдалась на длине волны (0.998 ± 0.003) мкм, а ширина спектральной линии составила 4 нм.

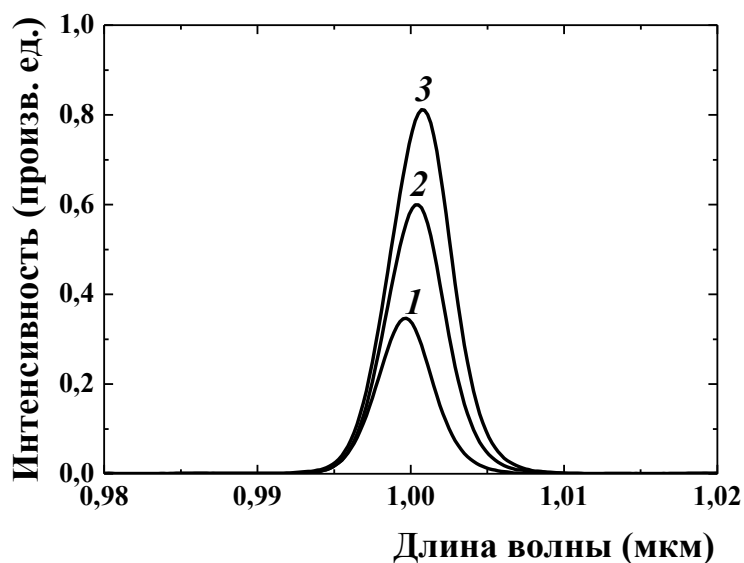


Рис. 47 Спектр излучения лазерного диода при разных токах импульсной накачки: 1 – 10 А, 2 – 20 А, 3 – 30 А. $T = 300$ К [A23]

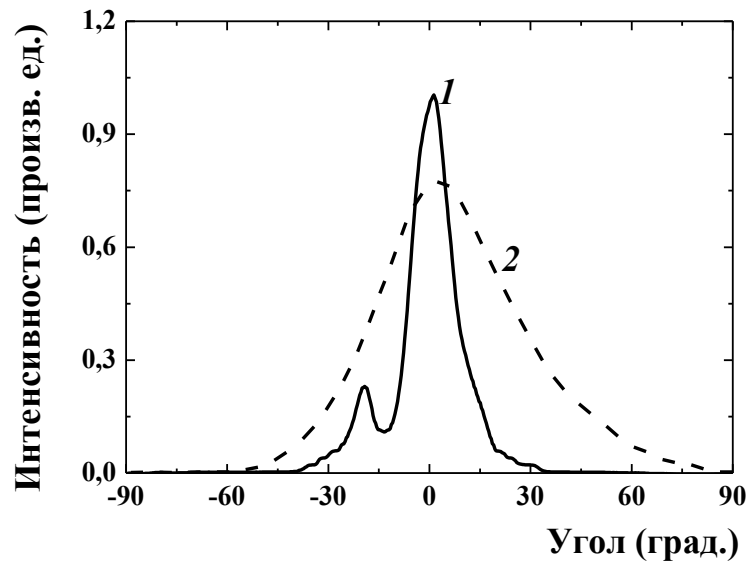


Рис. 48 Диаграммы направленности излучения лазера: 1 - в плоскости p - n -перехода; 2 - в плоскости перпендикулярной p - n -переходу [A23]

На рис. 48 видно, что диаграмма направленности излучения в плоскости, параллельной p - n -переходу, уширена и имеет два максимума, что связано, по нашему мнению, с некачественными зеркалами, образованными при помощи скалывания структуры на Ge подложке.

3.3.3 Экспериментальные исследования полупроводниковых GaAs/InGaAs лазеров с составным резонатором, выращенных на Ge подложке

Для демонстрации нелинейного преобразования излучения во вторые и суммарную гармоники использовалась конструкция двухчипового лазера с составным резонатором, состоящего из расположенных на одном теплоотводе в непосредственной близости друг от друга двух одночастотных лазеров с квантовыми ямами, генерирующих в непрерывном режиме две длины волны ближнего ИК диапазона при температуре жидкого азота. В этой схеме оба лазера генерировали на основной поперечной моде с разными длинами волн, и излучение одного вводилось в волновод другого лазера (по нормали поперечной грани волновода). Такая конструкция позволяет заводить заметную часть излучения одного лазера в другой лазер (40 %) [133]. Лазером, в который

вводилось излучение, служил описанный выше лазерный диод на германиевой подложке (с длиной волны (0.93 ± 0.003) мкм при $T = 77$ К), другой лазер представлял собой обычный полупроводниковый лазер [17] на GaAs подложке, генерирующий на длине волны 1.03 мкм при $T = 77$ К. Результаты наблюдений приведены на рис. 49 и демонстрируют присутствие вторых гармоник для мод с длинами волн (0.93 ± 0.003) и (1.030 ± 0.003) мкм, а также сигнала с суммарной частотой этих мод на длине волны (0.488 ± 0.003) мкм.

Это наблюдение является прямым доказательством возможности смешения частот внутри резонатора лазера. Отметим, что суммарная и вторые гармоники сильно поглощаются в волноводных слоях лазера.

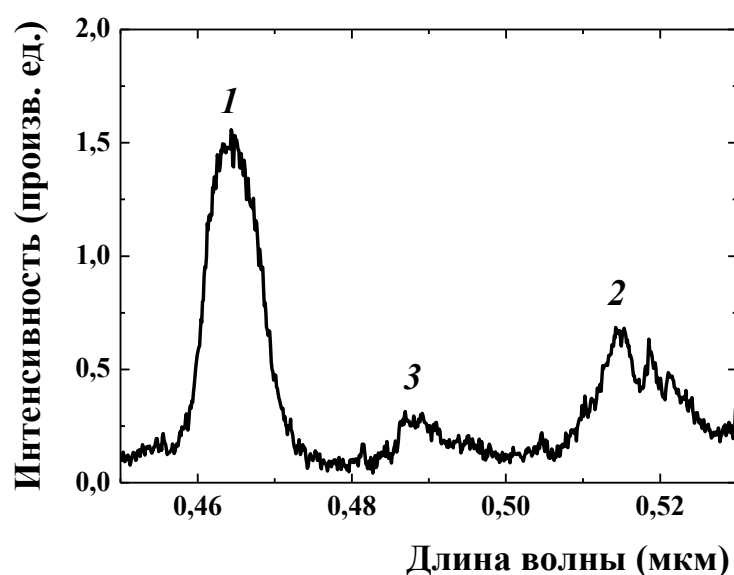


Рис. 49 Спектр излучения двухчипового лазера с составным резонатором в видимом диапазоне длин волн при $T = 77$ К. 1 – вторая гармоника лазера на Ge подложке; 2 – вторая гармоника лазера на GaAs подложке; 3 – суммарная гармоника [A23]

Таким образом, был создан и исследован InGaAs/InGaP/GaAs лазер с квантовыми ямами, выращенный на слаболегированной германиевой подложке, и предназначенный для генерации разностной гармоник. Полученная генерация суммарной и вторых гармоник демонстрирует возможность нелинейного

преобразования частоты в таком лазерном диоде в составе двухчипового гетеролазера с составным резонатором.

3.4 Выводы

1. Сравнительные исследования электрофизических и излучательных свойств лазеров на основе GaAs и $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ гетероструктур с квантовыми ямами, выращенных на подложке Ge показали, что применение раствора $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ в качестве буферного слоя по сравнению с GaAs предпочтительнее для создания совершенных лазерных структур.
2. Полученная генерация суммарной и вторых гармоник показала возможность реализации нелинейного преобразования частоты в $\text{InGaAs/InGaP/GaAs/Ge}$ лазере с квантовыми ямами, при использовании конструкции двухчипового лазера с составным резонатором.
3. В полупроводниковом лазере на основе структуры с активной областью GaAsSb реализуется нелинейное внутрирезонаторное взаимодействие полей в двух частотных полосах, обусловленных прямыми и непрямыми в оптическом пространстве переходами, при комнатной температуре в широких пределах токовой накачки.

.

Заключение

Проведенные экспериментальные исследования, представленных в настоящей диссертационной работе лазерных гетеронаноструктур и лазеров, изготовленных на их основе, показали, что применение специальных конструкций, а также различных сочетаний параметров активной среды, ограничительных и волноводных слоев, позволяет осуществлять управление энергетическими, пространственными и спектральными характеристиками полупроводниковых лазеров.

В заключении приведем основные результаты диссертационной работы:

1. В лазерных диодах на основе гетероструктур с вытеканием излучения через подложку в допороговом режиме основным механизмом уширения диаграммы направленности для излучения мод в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу, является уширение, связанное с шириной линии спонтанной люминесценции.
2. Впервые создан полупроводниковый лазерный диод с долей излучения, выходящего через подложку $(94 \pm 0.5)\%$.
3. Установлено, что в полупроводниковых лазерах на основе структур с трапецевидной активной областью и вытеканием излучения через подложку реализуется сверхузкая диаграмма направленности как в плоскости p - n -перехода, так и в плоскости, перпендикулярной p - n -переходу.
4. Экспериментально установлен волноводный эффект квантовых ям InGaAs и GaAsSb в лазерных структурах на основе GaAs и InP без ограничительных слоев за счет большего показателя преломления материалов квантовой ямы InGaAs и GaAsSb по сравнению с показателем преломления GaAs и InP.
5. Экспериментально подтверждено, что лазеры на основе структур с волноводными квантовыми ямами обладают преимуществами лазеров с широким

волноводом: более узкой диаграммой направленности и пониженной нагрузкой на зеркала из-за широкой области локализации моды.

6. Экспериментально установлено, что в отличие от лазеров с широкими волноводами лазеры с волноводными квантовыми ямами обладают отличной селективностью мод.

7. Сравнительные исследования электрофизических и излучательных свойств лазеров на основе GaAs и $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ гетероструктур с квантовыми ямами, выращенных на подложке Ge показали, что применение раствора $\text{In}_{0.01}\text{Ga}_{0.99}\text{As}$ в качестве буферного слоя по сравнению с GaAs предпочтительнее для создания совершенных лазерных структур.

8. Полученная генерация суммарной и вторых гармоник показала возможность реализации нелинейного преобразования частоты в $\text{InGaAs/InGaP/GaAs/Ge}$ лазере с квантовыми ямами, при использовании конструкции двухчипового лазера с составным резонатором.

9. В полупроводниковом лазере на основе структуры с активной областью GaAsSb реализуется нелинейное внутрирезонаторное взаимодействие полей в двух частотных полосах, обусловленных прямыми и непрямыми в оптическом пространстве переходами, при комнатной температуре в широких пределах токовой накачки.

Список цитируемой литературы

1. Мощные лазеры ($\lambda=940-980$ нм) на основе асимметричной GaInAs/GaInAsP/ AlGaAs-гетероструктуры раздельного ограничения / Д.А. Винокуров, А.Л. Станкевич, В.В. Шамахов, В.А. Капитонов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Н.А. Рудова, З.Н. Соколова, С.О. Слипченко, М.А. Хомылев, И.С. Тарасов // ФТП – 2006. – Т.40(6). – С.764-767.
2. Мощные полупроводниковые лазеры на основе асимметричных гетероструктур раздельного ограничения/ Д.А. Винокуров, С.А. Зорина, В.А. Капитонов, А.В. Мурашова, Д.Н. Николаев, А.Л. Станкевич, М.А. Хомылев, В.В. Шамахов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Т.А. Налет, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов // ФТП – 2005. – Т.39(3). – С.388-392.
3. Evans, G.A. Surface Emitting Semiconductor Lasers and Arrays / G.A. Evans (Ed), J.M. Hammer (Ed). – Boston: Academic Press, Inc. Harcourt Brace & Company, Publishers, 1993. – 420 p.
4. Полупроводниковый лазер с выводом излучения через подложку с улучшенными энергетическими характеристиками и сверхузкой диаграммой направленности/ В.Я. Алешкин, Т.С. Бабушкина, А.А. Бирюков, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, С.М. Некоркин // Квантовая электроника – 2010. - Т.40(10). – С.855–857.
5. Инжекционные полупроводниковые лазеры InGaAs/GaAs с волноводом на одиночной квантовой яме / С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Н.А. Пихтин, А.Ю. Лешко, А.В. Рожков, И.С. Тарасов // Письма в ЖТФ – 2013. – Т. 39(8). – С.9–16.
6. Спонтанное и стимулированное излучение в среднем ультрафиолетовом диапазоне квантово-размерных гетероструктур на основе AlGaIn-соединений, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложках с-сапфира / Е.В. Луценко, Н.В. Ржеуцкий, В.Н. Павловский, Г.П. Яблонский, Д.В. Нечаев, А.А. Ситникова, В.В. Ратников, Я.В. Кузнецова, В.Н. Жмерик, С.В. Иванов // ФТП – 2013. - Т.55(10). - С.2058-2066.
7. Генерация излучения разностной частоты в двухчиповом лазере / Б.Н. Звонков, А.А. Бирюков, С.М. Некоркин, В.Я. Алёшкин, В.И. Гавриленко, А.А. Дубинов, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов // ФТП – 2009. - Т.43(2). - С.220-223.

8. Terahertz quantum cascade lasers with metal–metal copperwaveguides operating up to 178 K / M.A. Belkin, J.A. Fan, S. Hormoz, F. Capasso, S.P. Khanna, M. Lachab, A.G. Davies, and E.H. Linfield // Opt. Exp. – 2008. - V.16. - P. 3242–3248.
9. Свойства гетеролазеров на основе InGaAsP/InP с широким мезаполосковым контактом / Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, Г.А. Скрынников, И.С. Тарасов, Ж.И. Алферов // ФТП - 2000. – Т.34(7). - С.886-890.
10. Мощные InGaAsP/InP лазеры, излучающие на длине волны 1.8 μm / Е.Г. Голикова, В.А. Курешов, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Ю.А. Рябоштан, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, Н.В. Фетисова, А.Д. Бондарев, И.С. Тарасов // ПЖТФ – 2002. - Т.28(3). - С.66-72.
11. Некоркин, С.М. Экспериментальные исследования конкуренции мод и нелинейных эффектов в InGaAs/GaAs/InGaP гетеролазерах с комбинированными квантовыми ямами с резонаторами различного типа: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 05.27.01: защищена 07.12.05/ Некоркин Сергей Михайлович – Н.Новгород – ННГУ - 2005.
12. Дубинов, А.А. Механизмы генерации излучения среднего и дальнего инфракрасных диапазонов при продольном транспорте электронов и смещении оптических мод в полупроводниковых микроструктурах AlB5: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 05.27.01: защищена 6.10. 05/Дубинов Александр Алексеевич – Н.Новгород - ИФМ РАН – 2005.
13. Патент 2535649 Российская Федерация МПК⁷H01S5/323 Полупроводниковый лазер / В.Я. Алешкин, А.В.Крюков, С.М. Некоркин, В.А. Токарев, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, А.Г. Шаврин, заявитель и патентообладатель Российская Федерация, от имени которой выступает Государственная корпорация по атомной энергии "Росатом" Федеральное Государственное унитарное предприятие "Российский Федеральный ядерный центр-Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики-ФГУП "РФЯЦ-ВНИИЭФ"- №2013125883/28 заявл. 04.06.2013; опубл. 20.12.2014, Бюл. № 35 – 14с.
14. Yariv, A. Optical waves in crystals / A. Yariv, P. Yeh - John Wiley & Sons, Inc.: New York, USA – 1984. - 589 p.

15. Слабко, В.В. Резонансная нелинейная оптика // Соросовский Образовательный Журнал - 2000. – Т.6(11). – С. 77-82.
16. Алешкин, В.Я. Генерация излучения на разностной частоте в дальнем и среднем ИК диапазонах в двухчиповом лазере на основе арсенида галлия с германиевой подложкой / В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Квантовая электроника – 2008. – Т. 38(9). – С. 855-858.
17. Лазеры с длиной волны излучения 0.98 мкм на основе гетероструктур InGaP/GaAs/InGaAs, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии / И.А. Авруцкий, Л.М. Батукова, Е.М. Дианов, Б.Н. Звонков, Н.Б. Звонков, Г.А. Максимов, И.Г. Малкина, Л.В. Медведева, Т.Н. Янькова // Квантовая электроника - 1994. – Т. 21(10). – С.921-924.
18. Двойные интегрированные наноструктуры для импульсных лазерных диодов, излучающих на длине волны 0.9 мкм / М.В. Зверков, В.П. Коняев, В.В. Кричевский, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, В.А. Симаков, А.В. Сухарев // Квантовая электроника – 2008. – Т. 38(11). – С. 989-992.
19. Исследование эпитаксиально-интегрированных туннельно-связанных полупроводниковых лазеров, выращенных методом МОС-гидридной эпитаксии / Д.А. Винокуров, В.П. Коняев, А.В. Лютецкий, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, В.А. Симаков, С.О. Слипченко, А.В. Сухарев, Н.В. Фетисова, И.С. Тарасов // ФТП – 2010. – Т. 44(2). – С. 251-255.
20. Мощные импульсные лазерные диоды на основе тройных интегрированных гетероструктур InGaAs/AlGaAs/GaAs, излучающие на длине волны 0.9 мкм / Е.И. Давыдова, М.В. Зверков, В.П. Коняев, В.В. Кричевский, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, В.А. Симаков, А.В. Сухарев, М.Б. Успенский // Квантовая электроника – 2009. – Т. 39(8). – С. 723-726.
21. Improved catastrophic optical mirror damage level in InGaAs/AlGaAs laser diodes / D.A. Livshits, I.V. Kochnev, V.M. Lantratov, N.N. Ledentsov, T.A. Nalyot, I.S. Tarasov, Z.I. Alferov // Electron. Lett. – 2000. – V. 36(22). – P. 1848-1849. – DOI: 10.1049/el:20001332.
22. InGaAs/GaAs/AlGaAs-лазеры с широким контактом, полученные методом МОС-гидридной эпитаксии / П.В. Булаев, В.А. Капитонов, А.В. Лютецкий, А.А. Мармалюк, Д.Б. Никитин, Д.Н. Николаев, А.А. Падалица, Н.А. Пихтин, А.Д. Бондарев, И.Д. Залевский, И.С. Тарасов // ФТП – 2002. – Т. 36.(9). – Р. 1144–1148.

23. О внутреннем квантовом выходе стимулированного излучения InGaAsP/InP-гетеролазеров ($\lambda=1.55$ мкм) / Г.В. Скрынников, Г.Г. Зегря, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов // ФТП – 2003. – V. 37(2). – С. 243–248.
24. High power separate confinement heterostructure AlGaAs/GaAs laser diodes with broadened waveguide / D.Z. Garbuzov, J.H. Abeles, N.A. Morris, P.D. Gardner, A.R. Triano, M.G. Harvey, D.B. Gilbert, J.C. Connolly // Proc. of SPIE – 1996. – V. 2682. – P. 20–26.
25. Мощные лазерные диоды с длиной волны излучения 808 нм на основе различных типов асимметричных гетероструктур со сверхшироким волноводом / В.В. Безотосный, В.В. Васильева, Д.А. Винокуров, В.А. Капитонов, О.Н. Крохин, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, А.В. Мурашова, Т.А. Налет, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, Ю.М. Попов, С.О. Слипченко, А.Л. Станкевич, Н.В. Фетисова, В.В. Шамахов, И.С. Тарасов // ФТП – 2008. – Т. 42(3). – С. 357–360.
26. Emanuel, M.A. High-efficiency AlGaAs-based laser diode at 808 nm with large transverse spot size / M.A. Emanuel, N.W. Carlson, J.A. Skidmore // IEEE Photonics Technol. Lett. – 1996. – V. 8(10). – P. 1291–1293. – DOI: 10.1109/68.536631.
27. 20W continuous wave reliable operation of 980nm broad-area single emitter diode lasers with an aperture of 96 μ m / P. Crump, G. Blume, K. Paschke, R. Staske, A. Pietrzak, U. Zeimer, S. Einfeldt, A. Ginolas, F. Bugge, K. Häusler, P. Ressel, H. Wenzel, G. Erbert // Proc. SPIE - 2009. - V.7198. – P. 719814.- doi:10.1117/12.807263.
28. Scifres, D.R. Leaky wave room-temperature double heterostructure GaAs:GaAlAs diode laser / D.R. Scifres, W. Streifer, R.D. Burnham // Appl. Phys. Lett. – 1976. – V. 29(1). – P. 23–25. – DOI: 10.1063/1.88881.
29. Streifer, W. Substrate radiation losses in GaAs heterostructure lasers / W. Streifer, R. Burnham, D. Scifres // IEEE J. Quantum Electron. – 1976. – V. 12(3). – P. 177–182. – DOI: 10.1109/JQE.1976.1069118.
30. Богатов, А.П. Эффективность и распределение интенсивности в полупроводниковом лазере, работающем на «вытекающей» моде / А.П. Богатов, А.Е. Дракин, В.И. Швейкин // Квантовая электроника – 1999. – Т. 26(1). – С. 28–32.
31. Волноводные свойства гетеролазеров на основе квантово-размерных напряжённых структур в системе InGaAs/GaAs и особенности их спектра

усиления / Э.В. Аржанов, А.П. Богатов, В.П. Коняев, О.М. Никитина, В.И. Швейкин // Квантовая электроника – 1994. – Т. 21(7). – С. 633–639.

32. Патент 2133534 Российская Федерация МКИ (6): H01S3/19 Инжекционный лазер / В.И. Швейкин, А.П. Богатов, А.Е. Дракин, Ю.В. Курнявко, заявитель и патентообладатель Государственное предприятие научно-исследовательский институт "Полюс" - № 97112914/25 заявл. 08.08.1997, опубл. 20.07.1999, Бюл. №20.

33. Полупроводниковые лазеры на длину волны 0,98 мкм с выходом излучения через подложку / Н.Б. Звонков, Б.Н. Звонков, А.В. Ершов, Е.А. Ускова, Г.А. Максимов // Квантовая электроника – 1998. – Т.25(7). – С. 622–624.

34. Швейкин, В.И. Диаграмма направленности излучения квантоворазмерных лазеров InGaAs/GaAs, работающих на «вытекающей моде» / В.И. Швейкин, А.П. Богатов, А.Е. Дракин, Ю.В. Курнявко // Квантовая электроника – 1999. – Т. 26(1). – С. 33–36.

35. Экспериментальное определение фактора спонтанного излучения в моду полупроводникового лазера, работающего на вытекающей моде / А.П. Богатов, А.Е. Дракин, А.А. Стратонников, Ю.С. Алавердян, А.В. Устинов, В.И. Швейкин // Квантовая электроника – 1999. – Т. 27(2). – С. 131–133.

36. Богатов, А.П. Зависимость диаграммы направленности излучения квантоворазмерного гетеролазера, работающего на вытекающей моде, от тока накачки / А.П. Богатов, А.Е. Дракин, А.А. Лях, А.А. Стратонников // Квантовая электроника – 2001. – Т. 31(10). – С. 847–852.

37. Полупроводниковые лазеры (1020-1100 нм) с асимметричным расширенным одномодовым волноводом на основе гетероструктур AlGaAs/GaAs / С.О. Слипченко, А.А. Подоскин, Д.А. Винокуров, А.Д. Бондарев, В.А. Капитонов, Н.А. Пихтин, П.С. Копьев, И.С. Тарасов // ФТП – 2013. – Т. 47(8). – С. 1082–1086.

38. Полупроводниковые лазеры на длину волны 0.98мкм с выходом излучения через подложку / Н.Б. Звонков, Б.Н. Звонков, А.В. Ершов, Е.А. Ускова, Г.А. Максимов // Квантовая электроника - 1998. - Т25(7). - С.622-624.

39. Спектральные свойства резонатора полупроводникового α -DFB-лазера / А.П. Богатов, А.Е. Дракин, Д.В. Батрак, Р. Гютер, К. Пашке, Х. Венцель // Квантовая электроника - 2006. - Т.36(8). - С. 745-750.

40. Одномодовый режим генерации инжекционных лазеров с трапециевидной активной областью / И.А. Авруцкий, С.А. Ахлестина, Е.М. Дианов, Н.Б. Звонков, Е.Р. Линькова, Г.А. Максимов // Квантовая электроника - 1996. - Т.23 (8). - С.701-703.
41. Аномальные характеристики лазеров с большим числом квантовых ям / А.А. Бирюков, С.М. Некоркин, М.Н. Колесников, Т.С. Бабушкина, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // ЖТФ – 2011. – Т. 81(7). – С. 149–151.
42. Мощные полупроводниковые лазеры ($\lambda = 0.89\text{--}1.06$ мкм) на основе квантоворазмерных напряженных структур в системе InGaAs/(Al)GaAs с малой расходимостью излучения / П.В. Булаев, А.А. Мармалюк, А.А. Падалица, Д.Б. Никитин, А.В. Петровский, И.Д. Залевский, В.П. Коняев, В.В. Оськин, М.В. Зверков, В.А. Симаков, М.Г. Зверев // Квантовая электроника – 2002. – Т. 32(3). – С. 213-215.
43. Performance characteristics of GaInAs/GaAs large optical cavity quantum well lasers / N.K. Dutta, J. Lopata, P.R. Berger, D.L. Sivco, A.Y. Cho // Electron. Lett. – 1991. – V. 27(8). – P. 680–682.
44. 975 nm High Power Diode Lasers With High Efficiency and Narrow Vertical Far Field Enabled By Low Index Quantum Barriers / P. Crump, A. Pietrzak, F. Bugge, H. Wenzel, G. Erbert, G. Tränkle // Appl. Phys. Lett. – 2010. – V. 96(13). – P. 131110. – DOI: 10.1063/1.3378809.
45. Кейси, Х. Лазеры на гетероструктурах: в 2-х т. / Х. Кейси, М. Паниш; ред. П.Г. Елисеева, пер. с английского А.Е. Дракина. - Москва: Мир, 1981.
46. Полупроводниковые туннельно-связанные лазеры на длину волны 980 нм с туннельно-связанными волноводами / И.А. Авруцкий, Е.М. Дианов, Б.Н. Звонков, Н.Б. звонков, И.Г. Малкина, Г.А. Максимов, Е.А. Ускова // Квантовая электроника – 1997. – Т. 24(2). – Р. 123 - 126.
47. Патент 2529450 Российская Федерация, МПК⁷H01S 5/32 (2006.01), H01S 5/34 (2006.01) Полупроводниковый лазер (варианты) / С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, А.А. Дубинов, В.Я. Алешкин, заявитель и патентообладатель Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского", Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики микроструктур Российской академии наук (ИФМ РАН) - №2012128233/28 заявл. 04.07.2012 ; опубл. 10.01.2014, Бюл. № 1.

48. Continuous 300°K laser operation of single quantum well $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ heterostructure diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition / R.D. Dupuis, P.D. Dapkus, R. Chin, N. Jr. Holonyak, S.W. Kirchoefer // *Appl. Phys. Lett.* – 1979. – V. 34(4). – P. 265 - 267.
49. Волноводный эффект квантовых ям InGaAs в полупроводниковых лазерах на основе GaAs и InP / В.Я. Алёшкин, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, К.Е. Кудрявцев, А.Н. Яблонский // Труды XVI международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» – Нижний Новгород. - Т.1. - 2012. – С. 241–242.
50. Sheldon, P. Growth and characterization of GaAs/Ge epilayers grown on Si substrates by molecular beam epitaxy / P. Sheldon, B.G. Yacobi, K.M. Jones, D.J. Danlavy // *Appl. Phys.* - 1985. - V.58. - P. 4186.
51. Болховитянов, Ю.Б. Эпитаксия GaAs на кремниевых подложках: современное состояние исследований и разработок / Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков // *Успехи физических наук* - 2008. - Т.178(5). - С. 459–480.
52. Свойства и особенности кристаллизации эпитаксиальных слоев GaAs , выращенных на подложках $\text{Si}(100)$ методом двухстадийного осаждения в МОС гидридном процессе / Д.А. Винокуров, В.М. Лантратов, М.А. Сеницын, В.П. Улин, Н.Н. Фалеев, О.М. Федорова, Я.Л. Шайович, Б.С. Явич // *ФТП* - 1991. - Т. 25(6). - С.1022-1029.
53. Болховитянов, Ю.Б. Кремний-германиевые эпитаксиальные пленки: физические основы получения напряженных и полностью релаксированных гетероструктур / Ю.Б. Болховитянов, О.П. Пчеляков, С.И. Чикичев // *Успехи физических наук* - 2001. - Т.171(7). - С.689-715.
54. Monolithically integrated $\text{InGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ quantum well laser grown by MOCVD on exact $\text{Ge}/\text{Si}(001)$ substrate / V.Ya. Aleshkin, N.V. Baidus, A.A. Dubinov, A.G. Fefelov, Z.F. Krasilnik, K.E. Kudryavtsev, S.M. Nekorkin, A.V. Novikov, D.A. Pavlov, I.V. Samartsev, E.V. Skorokhodov, M.V. Shaleev, A.A. Sushkov, A.N. Yablonskiy, P. A. Yunin, D. V. Yurasov // *Appl. Phys. Lett.* - 2016. - V.109. - P.061111.
55. Accurate refractive index measurements of doped and undoped InP by a grating coupling technique / P. Martin, E. M. Skouri, L. Chusseau, C. Alibert, H. Bissessur // *Appl. Phys. Lett.* - 1995. - V.67. - P. 881-883.

56. Study of the optical properties of $\text{In}_{0.52}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})_{0.48}\text{As}$ by variable angle spectroscopic ellipsometry / J.-W. Pan, J.-L. Shieh, J.-H. Gau, J.-I. Chyi, J.-C. Lee, K.-J. Ling // *J. Appl. Phys.* - 1995. - V.78. - P. 442-445.
57. Madelung, O. *Semiconductors: Data Handbook* / O. Madelung. - New York: Springer-Verlag, 2003, - 691p.
58. Reentila, O. In situ determination of InGaAs and GaAsN composition in multiquantum-well structures / O. Reentila, M. Mattila, M. Sopanen, H. Lipsanen // *J. Appl. Phys.* - 2007. - V.101. - P. 033533.
59. Optical waveguides formed by deuterium passivation of acceptors in Si doped p-type GaAs epilayers / J.M. Zavada, B.L. Weiss, I.V. Bradley, B. Theys, J. Chevallier, R. Rahbi, R. Addinall, R.C. Newman, H.A. Jenkinson // *J. Appl. Phys.* - 1992. - V.71(9). - P. 4151-4155.
60. Thijs, P.J.A. Progress in long-wavelength strained-layer InGaAs(P) quantum-well semiconductor lasers and amplifiers / P.J.A. Thijs, L.F. Tiemeijer, J.J.M. Binsma, T.van Dongen// *IEEE J. Quant. Electron.* - 1994. - V.30(3). - P. 477-499.
61. Casey, H.C. *Heterostructures Lasers: part A, B* / H.C. Casey, M.B. Panish. - New York: Academic. - 1978.
62. Quantum well-based waveguide for semiconductor lasers / V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, K.E. Kudryavtsev, A.N. Yablonskiy, B.N. Zvonkov // arXiv:1211.4312
63. Metal–semiconductor–metal near-infrared light detector based on epitaxial Ge/Si / L. Colace, G. Masini, F. Galluzzi, G. Assanto, G. Capellini, L. D. Gaspare, E. Palange, F. Evangelisti // *Appl. Phys. Lett.* - 1998. - V. 72. - P. 3175–3177.
64. High-quality Ge epilayers on Si with low threading-dislocation densities / Hsin-Chiao Luan, Desmond R. Lim, Kevin K. Lee, Kevin M. Chen, Jessica G. Sandland, Kazumi Wada, Lionel C. Kimerling // *Appl. Phys. Lett.* - 1999. - V. 75. - P. 2909–2911.
65. Дифракционные решетки с отражением в высоком порядке для мощных полупроводниковых лазеров / В.В. Васильева, Д.А. Винокуров, В.В. Золотарев, А.Ю. Лешко, А.Н. Петрунов, Н.А. Пихтин, М.Г. Растегаева, З.Н. Соколова, И.С. Шашкин, И.С. Тарасов // *ФТП* - 2012. - Т. 46(2). - С. 252–257.
66. Полупроводниковые лазеры с внутренней селекцией излучения / В.В. Золотарев, А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Д.Н. Николаев, Н.А. Пихтин, А.А.

Подоскин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, В.В. Шамахов, И.Н. Арсентьев, Л.С. Вавилова, К.В. Бахвалов, И.С. Тарасов // ФТП - 2013. - Т. 47(1). - С. 124–128.

67. Евтушенко, Г.С. Лазерные системы в медицине / Г.С. Евтушенко, А.А. Аристов // Учебно-методическое пособие. - Томский политехнический университет - 2013. - 123с.

68. Lewen, F. A. Quasi-Optical Multiplier for Terahertz Spectroscopy / F. Lewen, S.P. Belov, F. Maiwald, T. Klaus, G. Winnewisser // Z. Naturforsch - 1995. - V.50a (12). - P.1182 - 1186.

69. Lang, P.T. Generation of widely tunable intense far-infrared radiation pulses by stimulated Raman transitions in methylfluoride gas / P.T. Lang, F. Sessler, U. Werling, K.F. Renk // Appl. Phys. Lett. - 1989. - V.55(25). - 2576-2578.

70. Andronov, A.A. Hot electrons in semiconductors and submillimeter waves / A.A. Andronov // Sov. Phys. Semicond. - 1987. - V.21. - P.701.

71 Gornik, E. Far-Infrared Semiconductor Lasers / E. Gornik, A.A. Andronov // Optical Quant. Electronics - 1991. - V. 23(2). - P. v-v.

72. Evenson, K.M. Tunable far-infrared spectroscopy / K.M. Evenson, D.A. Jennings, F.R. Petersen // Appl. Phys. Lett. - 1984. - V.44(6). - P.576-578.

73. Verghese, S. Optical and terahertz power limits in the low-temperature-grown GaAs photomixers / S. Verghese, K.A. McIntosh, E.R. Brown // Appl. Phys. Lett. - 1997. - V.71(19). - P.2743-2745.

74. Auston, D.H. Picosecond photoconducting Hertzian dipoles / D.H. Auston, K.P. Cheung, P.R. Smith // Appl. Phys. Lett. - 1984. - V.45(3). - P.284-286.

75. Terahertz radiation from superconducting YBa₂Cu₃O_{7-m} thin films excited by femtosecond optical pulses / M. Hangyo, S. Tomozawa, Y. Murakami, M. Tonouchi, M. Tani, Z. Wang, K. Sakai, S. Nakashima // Appl. Phys. Lett. - 1996. - V.69(14). - P.2122-2124.

76. Папроцкий, С.К. Транспортные явления в объемном Ge и наноструктурах на основе Si, GaAs и InAs, перспективных для генерации ТГц излучения: диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук: 01.04.10: защищена 30.10.2015 / Папроцкий Станислав Константинович - Москва - ФГБУ науки Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН - 2015.

77. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linéeld, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi // *Nature* - 2002. - V.417. - P.156-159.
78. Quantum cascade laser / J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho // *Science* - 1994. - V.264(5158). - P.553-556.
79. Continuous wave operation of a mid-infrared semiconductor laser at room temperature / M. Beck, D. Hofstetter, T. Aellen, J. Faist, U. Oesterle, M. Llegems, E. Gini, H. Melchior // *Science* - 2002. - V. 295. - P. 201–305.
80. 1.6 W high wall plug efficiency, continuous-wave room temperature quantum cascade laser emitting at 4.6 μm / A. Lyakh, C. Pflügl, L. Diehl, Q.J. Wang, Federico Capasso, X.J. Wang, J.Y. Fan, T. Tanbun-Ek, R. Maulini, A. Tsekoun, R. Go, C. Kumar, N. Patel // *Appl. Phys. Lett.* -2008. - V. 92. - P. 111110.
81. Bai, Y. Room temperature continuous wave operation of quantum cascade lasers with 12.5% wall plug efficiency / Y. Bai, S. Slivken, S. R. Darvish, M. Razeghi // *Appl. Phys. Lett.* - 2008. - V. 93. - P.021103.
82. Williams, B.S. Terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams // *Nature Photon* - 2007. - V. 1. - P.517–525.
83. Williams, B.S. Operation of terahertz quantumcascade lasers at 164 K in pulsed mode and at 117 K in continuous-wave mode / B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu // *Opt. Exp.* - 2005. - V.13. - P.3331–3339.
84. Williams, B.S. Terahertz quantum cascade lasers operating up to 137 K / B.S. Williams, S. Kumar, H. Callebaut, Q. Hu // *Appl. Phys. Lett.* - 2003. - V. 83. - P. 5142–5144.
85. Williams, B.S. Terahertz quantum cascade lasers with double-resonant-phonon depopulation / B.S.Williams, S. Kumar, Q. Qin, Q. Hu, J.L. Reno // *Appl.Phys. Lett.* - 2006. - V. 88. - P. 261101.
86. Terahertz quantum-cascade lasers based on a three-well active module / H. Luo, S. R. Laframboise, Z.R. Wasilewski, G.C. Aers, H.C. Liu, J.C. Cao // *Appl. Phys. Lett.* - 2007. - V.90. - P. 041112.
87. Far-infrared ($\lambda \sim 87 \mu\text{m}$) bound-to-continuum quantum cascade lasers operating up to 90 K / G. Scalari, L. Ajili, J. Faist, H. Beere, E. H. Linfield, D. Ritchie, G. Davies // *Appl. Phys. Lett.* - 2003. - V.82. - P.3165–3167.

88. Scalari, G. Terahertz bound-to-continuum quantum cascade lasers based on optical-phonon scattering extraction / G. Scalari, N. Hoyler, M. Giovannini, J. Faist // *Appl. Phys. Lett.* - 2005. - V.86. - P.181101.
89. Quantum cascade lasers operating from 1.2 to 1.6 THz / C. Walther, M. Fischer, G. Scalari, R. Terazzi, N. Hoyler, J. Faist // *Appl. Phys. Lett.* - 2007. - V.91. - P.131122.
90. InGaAs-AlInAs/InP terahertz quantum cascade laser / L. Ajili, G. Scalari, N. Hoyler, M. Giovannini, J. Faist // *Appl. Phys. Lett.* - 2005. - V.87. - P.141107.
91. Wingreen, N.S. Quantum-dot cascade laser: Proposal for an ultralow-threshold semiconductor laser / N.S. Wingreen, C.A. Stafford // *IEEE J. Quantum Electron.* - 1997. - V.33(7). - P.1170–1173.
92. Shen, Y.R. *The Principles of Nonlinear Optics* / Y.R. Shen // New York: Wiley - 1984.
93. Tanabe, T. Frequency-tunable terahertz wave generation via excitation of phonon-polaritons in GaP / T. Tanabe, K. Suto, J. Nishizawa // *J. Phys. D, Appl. Phys.* - 2003. - V.36. - P.953–957.
94. Terahertz-wave generation in quasi-phase-matched GaAs / K.L. Vodopyanov, M.M. Fejer, X. Yu, J.S. Harris, Y.-S. Lee, W.C. Hurlbut, V.G. Kozlov, D. Bliss, C. Lynch // *Appl. Phys. Lett.* - 2006. - V.89. - P.141119.
95. Long-wavelength ($\approx 15.5 \mu\text{m}$) unipolar semiconductor laser in GaAs quantum wells / O. Gauthier-Lafaye, P. Boucaud, F.H. Julien, S. Sauvage, S. Cabaret, J.-M. Lourtioz, V. Thierry-Mieg, R. Planel // *Appl. Phys. Lett.* - 1997. - V.71 (25). - P. 3619-3621.
96. Investigation of mid-infrared intersubband stimulated gain under optical pumping in GaAs/AlGaAs quantum wells / O. Gauthier-Lafaye, S. Sauvage, P. Boucaud, F.H. Julien, F. Glotin, R. Prazeres, J.-M. Ortega, V. Thierry-Mieg, R. Planel // *J. Appl. Phys.* - 1998. - V.83(6). - P.2920-2926.
97. Алешкин, В.Я. Генерация разностной моды в полупроводниковых лазерах / В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.Б. Звонков // *ФТП* - 2001. - Т.35(10). - С.1256-1260.
98. Сверхнизкие внутренние оптические потери в квантово-размерных лазерных гетероструктурах раздельного ограничения / С.О. Слипченко, Д.А. Винокуров, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, А.Л. Станкевич, И.С. Тарасов, Ж.И. Алфёров // *ФТП* - 2004. - Т.38(12). - С.1477-1486.

99. Морозов, Ю.А. Нелинейное преобразование частоты в лазере с двойным вертикальным резонатором / Ю.А. Морозов, И.С. Нефедов, В.Я. Алешкин // ФТП - 2004. - Т.38(11). - С.1392-1398.
100. Афоненко, А.А. Нелинейная генерация дальнего инфракрасного излучения в двухчастотных полупроводниковых лазерах / А.А. Афоненко, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // ФТП - 2004. - Т.38(2). - С.244-248.
101. Алешкин, В.Я. Нелинейная генерация излучения среднего инфракрасного диапазона в двухчастотных полупроводниковых лазерах с гофрированным волноводом / В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов // ЖТФ - 2004. - Т.74(11). - С.92-96.
102. Алешкин, В.Я. Внутррезонаторная генерация разностной частоты терагерцевого диапазона в двухчастотном InGaAsP/InP-лазере с квантовыми ямами InGaAs / В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Квантовая электроника - Т.39(8). - С.727-730.
103. Одновременная генерация мод TE_1 и TE_2 с разными длинами волн в полупроводниковом лазере с туннельным переходом / В.Я. Алешкин, Т.С. Бабушкина, А.А. Бирюков, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, С.М. Некоркин // ФТП - 2011. - Т.45(5). - С.652-656.
104. Генерация суммарной гармоник в полупроводниковых лазерах InGaP/GaAs/InGaAs с составным резонатором. / С.М. Некоркин, А.А. Бирюков, К.В. Маремьянин, В.Я. Алёшкин, С.В. Морозов, Вл.В. Кочасровский // Матер. Совещ. Сборник трудов IX международного симпозиума: Нанопизика и наноплектроника - 2005. - С. 443-444.
105. Vurgaftman, I. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys / I. Vurgaftman, J.R. Meiyer, L.R. Ram-Mohan // J. Appl. Phys. - 2001. - V.89(11). - P.5815-5875.
106. Pesetto, J.R. $Al_xGa_{1-x}As_ySb_{1-y}$ phase diagram / J.R. Pesetto, G.B. Stringfellow // J. Cryst. Growth - 1983. - V. 62(1). - P. 1-6.
107. Baca, A.G. High Speed Compound Semiconductor Devices for Wireless Applications and State-of-the-Art Program on Compound Semiconductors (XXXIII) / A.G. Baca, R.F. Kopf // Electrochemical Society proceedings - 2000. - V18. - P 82-90.

108. Звонков, Б.Н. Выращивание квантовых ям GaAsSb/GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии с помощью лазерного распыления сурьмы / Б.Н. Звонков, Н.Б. Звонков, В.Я. Алешкин // Письма в ЖЭТФ – 1998. – Т.68, вып.1. – С.84 – 88.
109. Определение оптическими методами типа гетероперехода в структурах с квантовыми ямами GaAsSb/GaAs с различной долей сурьмы / С.В. Морозов, Д.И. Крыжков, В.И. Гавриленко, А.Н. Яблонский, Д.И. Курицын, Д.М. Гапонова, Ю.Г. Садофьев, Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова // ФТП - 2012. - Т.46(11). - С.1402-1407.
110. Radiative states in type-II GaSb/GaAs quantum wells / N.N. Ledentsov, J. Böhrer, M. Beer, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, D. Bimberg, S.V. Ivanov, B.Ya. Meltser, S.V. Shaposhnikov, I.N. Yassievich, N.N. Faleev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov // Phys. Rev. B - 1995. - V.52(19). - P.14058-1466.
111. Carrier recombination in 1.3 μm GaAsSb/GaAs quantum well lasers / K. Hild, S. J. Sweeney, S. Wright, D.A. Lock, S.R. Jin, I.P. Marko, S.R. Johnson, S.A. Chaparro, S.-Q. Yu, Y.-H. Zhang // Appl. Phys. Lett. - 2006. - V. 89. - P.173509.
112. Wan, Cheng-Ten High-Temperature Stability of Lasing Wavelength in GaAsSb/GaAs QW Lasers/ Cheng-Ten Wan, Yan-Kuin Su // IEEE Electron device letters – 2009. – V.30(11). – P.1155-1157.
113. Стимулированное излучение в гетероструктурах с двойными квантовыми ямами InGaAs/GaAsSb/GaAs, выращенных на подложках GaAs и Ge/Si(001) / А.Н. Яблонский, С.В. Морозов, Д.М. Гапонова, В.Я. Алешкин, В.Г. Шенгуров, Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, Н.В. Байдусь, З.Ф. Красильник // ФТП - 2016. - Т. 50(11). - С.1455-1458.
114. Pennycook, S.J. Z-contrast Imaging in an Aberration-corrected Scanning Transmission Electron Microscope / S.J. Pennycook, B. Rafferty, P.D. Nellist // Microsc. Microanal - 2000. - V.6(4). - P. 343- 352.
115. Туннельно-связанные квантовые ямы InGaAs/GaAs: структура, состав и энергетический спектр / С.В. Хазанова, Н.В. Байдусь, Б.Н. Звонков, Н.В. Малехонова, Д.А. Павлов, А.И. Бобров, В.Е. Дегтярев, Д.С. Смотрин // ФТП - 2012. - Т.46 (12). - С.1510-1514.
116. Khreis, O.M. Intermixing in GaAsSb/GaAs single quantum wells / O.M. Khreis, K.P. Homewood, W.P. Gillin, K.E. Singer // J. Appl. Phys. - 1998. - V.84(7). - P. 4017-4019.

117. Khreis, O.M. Interdiffusion and the strain effect in pseudomorphic quantum well heterostructures / O.M. Khreis // Solid State Communications - 2004. - V.132(11), 767-771.
118. Proton irradiation-induced intermixing in InGaAs/(Al)GaAs quantum wells and quantum-well lasers / L. Fu, H.H. Tan, M.B. Johnston, M. Gal, C. Jagadish // J. Appl. Phys. - 1999. - V.85(). - P. 6786-6789.
119. Room-temperature intracavity difference-frequency generation in butt-joint diode lasers / B.N. Zvonkov, A.A. Biryukov, A.V. Ershov, S.M. Nekorkin, V.Ya. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, A.A. Dubinov, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, V.I. Kocharovskiy. // Appl. Phys. Lett. - 2008. - V. 92. - P. 021122.
120. Nonlinear mode mixing in dual-wavelength semiconductor lasers with tunnel junctions / S.M. Nekorkin, A.A. Biryukov, P.B. Demina, N.N. Semenov, B.N. Zvonkov, V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.I. Gavrilenko, K.V. Maremyanin, S.V. Morozov, A.A. Belyanin, V.V. Kocharovskiy, V.I. Kocharovskiy // Appl. Phys. Lett. - 2007. - V. 90. - P. 171106.
121. Modak, P. High Efficiency InAlGaP Microcavity LEDs on Ge-substrates / P. Modak // Proceedings Symposium IEEE/LEOS Benelux Chapter - 2000. - Delft. - The Netherlands. - P.59-62.
122. Heteroepitaxy of GaAs on (001) $\Rightarrow$ 6° Ge substrates at high growth rates by hydride vapor phase epitaxy / K.L. Schulte, K.L. Schult, A.W. Wood, R.C. Reedy, A.J. Ptak, N.T. Meyer, S.E. Babcock, T.F. Kuech // J. Appl. Phys. - 2013. - V. 113. - P. 174903.
123. Role of Al_xGa_{1-x}As buffer layer in heterogeneous integration of GaAs/Ge // C.K. Chia, G.K. Dalapati, Y. Chai, S.L. Lu, W. He, J.R. Dong, D.H.L. Seng, H.K. Hui, A.S.W. Wong, A.J.Y. Lau, Y.B. Cheng, D.Z. Chi, Z. Zhu, Y.C. Yeo, Z. Xu, S.F. Yoon // J. Appl. Phys. - 2011. - V. 109(6). - P. 066106.
124. Interface characterization of epitaxial GaAs on Ge(001) substrates with high-k dielectrics for nanoscale CMOS / T.K.S. Wong; Y. Li, G. Dalapati, M.K. Kumar, C.K. Chia, B.Z.H. Gao, D.Z. Chi Wang // The 4th IEEE International NanoElectronics Conference - 2011. - P.1 - 2. - DOI: 10.1109/INEC.2011.5991654
125. Influence of Nucleation Layers on MOVPE Grown GaAs on Ge Wafers for Concentrator Solar Cells / B. Galiana, K. Volz, I. Rey-Stolle, W. Stolz, C. Algorta //

IEEE 4th World Conference on Photovoltaic Energy Conference - 2006. - V. 1. - P. 807 - 810. DOI: 10.1109/WCPEC.2006.279579

126. Ringel, S.A. Anti-phase domain-free GaAs on Ge substrates grown by molecular beam epitaxy for space solar cell applications / S.A. Ringel, R.M. Sieg, S.M. Ting, E.A. Fitzgerald // Conference Record of the Twenty Sixth IEEE Photovoltaic Specialists Conference - 1997. - P. 793 - 798. - DOI: 10.1109/PVSC.1997.654208

127. Ge and GaAs integration for device applications / Ching-Kean Chia, Aneesa Iskander, Yuanbing Cheng, Jin Yunjiang, Goutam Kumar Dalapati, Terry Zhuo Qiuwei // 2014 7th International Silicon-Germanium Technology and Device Meeting (ISTDM) - 2014. - P. 87 - 88. - DOI: 10.1109/ISTDM.2014.6874693

128. High quality InGaAs/AlGaAs lasers grown on Ge substrates / M.D. Hondt, Z.-Q. Yu, B. Depreter, C. Sys, I. Moerman, P. Demeester, P. Mijlemans // Journal of Crystal Growth -1998. - V.195. -P.655-659.

129. Long-wavelength InAs/GaAs quantum-dot laser diode monolithically grown on Ge substrate / Huiyun Liu, Ting Wang, Qi Jiang, Richard Hogg, Frank Tutu, Francesca Pozzi, Alwyn Seeds // NATURE PHOTONICS - 2011. - V. 5(7). - P.416-419.

130. Dry Etched Waveguide Laser Diode on GeOI / Shuh-Ying Lee, Kian Hua Tan, Wan Khai Loke, S. Wicaksono, Daosheng Li, Robert Harper , Soon-Fatt Yoon // IEEE JOURNAL OF SELECTED TOPICS IN QUANTUM ELECTRONICS -2015. - V. 21(6). - P.1502806.

131. Структурные и оптические свойства гетероструктур на основе GaAs с квантовыми ямами Ge и Ge/InGaAs / В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, М.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, К.Е. Кудрявцев, А.А. Тонких, А.Н. Яблонский, Р. Werner // ФТП - 2013. - Т. 47(5).- С. 621-625.

132. Многочастотный межзонный двухкаскадный лазер / А.А. Бирюков, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, П.Б. Демина, Н.Н. Семенов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.А. Дубинов, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, А.А. Беянин, В.В. Кочаровский, Вл.В. Кочаровский // ФТП - 2007. - Т. 41(10). - С. 1226-1230.

133. Non-linear wave mixing in GaAs/InGaAs/InGaP butt-joint diode lasers / A.A. Biryukov, V.Ya. Aleshkin, S.M. Nekorkin, V.V. Kocharovsky, Vl.V. Kocharovsky, B.N. Zvonkov, M.O. Scully // Journal of Modern Optics - 2005. - V. 52. - P. 2323-2330.

Список публикаций по теме диссертации

A1. Карзанова, М.В. Высокоточный монтаж лазерных чипов с помощью установки Fineplacer lambda-96 [Электронный ресурс]: учебно-методическое пособие / М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева, С.М. Некоркин - <http://www.unn.ru/books/resources.html>. - Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, - 2014. - 666.14.05 – 85 с.

A2. Дикарева, Н.В. Измерение энергетических параметров излучения полупроводниковых лазерных диодов с помощью измерителя Lab Max-Top [Электронный ресурс]: учебно-методическое пособие / Н.В. Дикарева, М.В. Карзанова, С.М. Некоркин - <http://www.unn.ru/books/resources.html>. - Нижний Новгород: Нижегородский госуниверситет, - 2012. - 535.12.05 – 37с.

A3. Модовая структура в дальнем поле излучения многоямного лазера с выходом излучения через подложку / С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Квантовая электроника - Т.42(10). - 2012. - С.931 – 933.

A4. Модовая структура в дальнем поле излучения многоямного лазера с выходом излучения через подложку / С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, Н.В. Дикарева, М.В. Карзанова, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Труды XVI научной конференции по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения А.Н. Бархатова - 2012. - С.45 – 46.

A5. Модовая структура в дальнем поле излучения лазера с выходом излучения через подложку / С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // 3й международный симпозиум: Полупроводниковые лазеры: физика и технология - 2012. - С.27.

A6. Карзанова, М.В. Модовая структура многоямных полупроводниковых лазеров с вытеканием излучения через подложку / М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков // Всероссийская молодежная школа-семинар "Диагностика наноматериалов и наноструктур" - Рязань - октябрь 2013. - С.109.

A7. Полупроводниковый лазер с вытеканием излучения через подложку и трапециевидной активной областью / Н.В. Дикарева, С.М. Некоркин, М.В. Карзанова, Б.Н. Звонков, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, А.А. Афонов // Квантовая электроника - 2014. - Т. 44(4). - С. 286 -288.

А8. Мощный полупроводниковый лазер с улучшенными пространственными и энергетическими характеристиками / С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, В.Я., Дикарева Н.В., Алёшкин, А.А. Дубинов // Вестник ННГУ им. Лобачевского - Т.1(1). - 2012. - С.30-32.

А9. Мощностные характеристики InGaAs/GaAs/InGaP-лазеров с вытекающей модой // А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, Н.В. Байдусь, Н.В. Дикарева // Труды 10-й Международной научно-технической конференции "Квантовая электроника 2015" - 2015. - С.92.

А10. Волноводный эффект квантовых ям в полупроводниковых лазерах / В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, К.Е. Кудрявцев, С.М. Некоркин, А.Н. Яблонский // Квантовая электроника - 2013.- Т.43(5). - С.401-406.

А11. Волноводный эффект квантовых ям InGaAs и GaAsSb в лазерах на основе GaAs и InP / Н.В. Дикарева, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, К.Е. Кудрявцев, С.М. Некоркин, А.Н. Яблонский // Полупроводниковые лазеры и системы на их основе: Сборник статей 9-го Белорусско-Российского семинара - 2013.- С.33.

А12. Волноводный эффект квантовых ям в полупроводниковых лазерах / В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, М.В. Карзанова, К.Е. Кудрявцев, С.М. Некоркин, А.Н. Яблонский // 3й международный симпозиум: Полупроводниковые лазеры: физика и технология - 2012. - С.22.

А13. Волноводный эффект квантовых ям GaAsSb в лазерной структуре на основе GaAs / В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, К.Е.Кудрявцев, С.В. Морозов, С.М. Некоркин // Физика и техника полупроводников - 2013. - Т.47(11). - С. 1486.

А14. Волноводный эффект квантовых ям GaAsSb в лазерной структуре на GaAs / В.Я. Алешкин, А.А. Афоненко, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, К.Е. Кудрявцев, С.В.Морозов, С.М. Некоркин // XVII международного симпозиума «Нанопизика и наноэлектроника» - 2013. - С.443-444.

А15. Полупроводниковые лазеры на основе GaAs с волноведущими квантовыми ямами InGaAs / Н.В. Дикарева, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, А.А. Дубинов, В.Я. Алешкин // XVII научная конференция по радиофизике, посвященной 100-летию со дня рождения В.С. Троицкого - 2013, - С.31-32.

A16. Волноводный эффект квантовых ям InGaAs в GaAs структуре на Si подложке с Ge буферным слоем / В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, К.Е. Кудрявцев, С.М. Некоркин, А.В. Новиков, П.А. Юнин, Д.В. Юрасов // Письма в Журнал технической физики – 2015.- Т.41(13). - С.72-78.

A17. Влияние температурной обработки на излучательные свойства гетероструктур с квантово-размерным слоем GaAsSb / Н.В. Дикарева, О.В. Вихрова, Б.Н. Звонков, Н.В. Малехонова, С.М. Некоркин, А.В. Пирогов, Д.А. Павлов // Физика и техника полупроводников - 2015. - Т.49(1). - С.11-14.

A18. Влияние температурной обработки на излучательные свойства гетероструктур с квантово-размерным слоем GaAsSb / Н.В. Дикарева, О.В. Вихрова, Б.Н. Звонков, Н.В. Малехонова, С.М. Некоркин, А.В. Пирогов, Д.А. Павлов // XVIII международный симпозиум «Нанопизика и наноплектроника» - 2014. - С.452-453.

A19. Двухчастотный GaAs/InGaP лазерный диод с квантовой ямой GaAsSb / Н.В. Дикарева, Б.Н. Звонков, О.В. Вихрова, С.М. Некоркин, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Физика и техника полупроводников - 2017. - Т 51(10) -С.1410-1413.

A20. Особенности генерации лазерных диодов на квантовых ямах GaAsSb / О.В. Вихрова, Н.В. Дикарева, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, С.М. Некоркин, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Полупроводниковые лазеры и системы на их основе: Сборник статей 8-го Белорусско-Российского семинара - 2011. - С. 56 – 59.

A21. Двухчастотная генерация излучения в лазерных диодах на квантовых ямах GaAsSb / О.В. Вихрова, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, Н.В. Дикарева, С.М. Некоркин // Труды XV научной конференции по радиофизике, посвященная 110-й годовщине со дня рождения А.А. Андропова - 2011. - С.36-37.

A22. Излучательные характеристики лазерных диодов на основе AlB5, выращенных на германиевой подложке / В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, З.Ф.Красильник, С.М. Некоркин // Письма в Журнал технической физики – 2015. - Т.41(6). - С.105-110.

A23. Нелинейное смешение гармоник в InGaAs/InGaP/GaAs лазере на Ge подложке / Н.В. Дикарева, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // Квантовая электроника - 2015. Т.45(3). - С.204-206.

A24. Влияние "объема" активной среды на излучательные свойства лазерных гетероструктур с выходом излучения через подложку / С.М. Некоркин, Б.Н.

Звонков, Н.В. Байдусь, Н.В. Дикарева, О.В. Вихрова, А.А. Афоненко, Д.В. Ушаков // Физика и техника полупроводников - 2017. - Т.51(1). - С.75-78.

A25. Экспериментальное определение оптимального количества квантовых ям в многоямных гетеролазерах с вытеканием излучения через подложку / С.М. Некоркин, М.В. Карзанова, Н.В. Дикарева, Б.Н. Звонков, В.Я. Алешкин // Письма в Журнал технической физики - 2014. - Т. 40(10). - С. 52-57.

A26. Влияние числа квантовых ям на излучательные свойства лазерных гетероструктур с вытеканием излучения через подложку / Н.В. Дикарева, С.М. Некоркин, Б.Н. Звонков, Н.В. Байдусь, О.В. Вихрова // XIX международный симпозиум «Нанопизика и нанозлектроника» - 2015. - С.491-492.

A27. Конструктивные особенности активной среды полупроводниковых лазеров с вытеканием излучения через подложку / Н.В. Дикарева, Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, Н.В. Байдусь, О.В. Вихрова, П.А. Юнин // Труды XIX научной конференции по радиофизике посвященной 70-летию радиофизического факультета - 2015. - С.31-32.

A28. Оптимизация InGaP/GaAs/InGaAs гетеролазеров с туннельно-связанными волноводами / И.В. Самарцев, В.Я. Алешкин, Н.В. Дикарева, А.А. Дубинов, Б.Н. Звонков, Д.А. Колпаков, С.М. Некоркин // Физика и техника полупроводников – 2015. - Т.49(12). - С.1619-1622.

A29. Оптимизация InGaP/GaAs/InGaAs гетеролазеров с туннельно-связанными волноводами / Б.Н. Звонков, С.М. Некоркин, Н.В. Дикарева, И.В. Самарцев, Д.А. Колпаков, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов // XIX международный симпозиум «Нанопизика и нанозлектроника» - 2015. - С. 650-651.