

На правах рукописи

ЯРЕМЕНКО Наталья Георгиевна



**ЛЮМИНЕСЦЕНТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ
ЭЛЕКТРОННЫХ И ПРИМЕСНЫХ СОСТОЯНИЙ
В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ И НАНОГЕТЕРОСТРУКТУРАХ
НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ А^{III}В^V
И ИХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ**

01.04.10 – Физика полупроводников

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Фрязино -2013 г.

Работа выполнена во Фрязинском филиале Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН)

Официальные оппоненты:

Пустовойт Владислав Иванович,
доктор физико-математических наук,
профессор, академик РАН, директор
Научно-технологического центра
уникального приборостроения РАН

Филачев Анатолий Михайлович,
доктор технических наук, профессор,
член-корреспондент РАН, генеральный
директор Государственного научного
центра РФ ОАО «Орион»

Губанков Владимир Николаевич
доктор физико-математических наук,
профессор, зав. лабораторией
Фотоэлектронных явлений ИРЭ
им. В.А. Котельникова РАН

Ведущая организация: Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН

Защита диссертации состоится «20» сентября 2013 года, в 10-00, на заседании диссертационного совета Д 002.231.01 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН по адресу: 125009, Москва, ГСП-9, ул. Моховая, д.11, корп.7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке
ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Автореферат разослан «25» июня 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук,

профессор



С.Н. Артеменко

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Прогресс в современной электронике тесно связан с созданием полупроводниковых гетероструктур, среди которых одно из важнейших мест занимают структуры на основе полупроводников $A^{III}B^V$ и их твердых растворов. За несколько десятилетий, прошедших со времени получения первых гетероструктур, область их применения охватила практически все сферы человеческой деятельности. Электронные устройства на основе гетероструктур используются в телекоммуникационных системах, в системах спутникового телевидения, в бытовой технике, в космических программах и т.д. Гетероструктурная концепция стала основным принципом создания новых полупроводниковых материалов для электроники [1].

Достижения в области молекулярно-лучевой и МОС-гидридной эпитаксии сделали реальным создание многослойных гетерокомпозиций, содержащих сверхтонкие квантово-размерные слои с качественными гетерограницами. Переход от трехмерного электронного газа к двумерному меняет многие электронные свойства структуры и дает дополнительные возможности управления фундаментальными свойствами структуры.

Класс полупроводниковых наногетероструктур и область их применения продолжают стремительно расширяться. Для реализации новых технических идей создаются сложные модификации наногетероструктур с использованием современных технологических принципов конструирования, таких, как модуляционное и δ -легирование, псевдоморфизм, метаморфизм и др. В связи с этим возникают новые задачи по изучению физических свойств этих структур во взаимосвязи с технологическими параметрами и условиями их получения. В области исследования физических свойств полупроводниковых гетероструктур большое место занимают исследования люминесценции - излучения, вызванного рекомбинацией носителей тока под действием оптического или электрического возбуждения.

Одним из наиболее информативных методов исследования является фотолюминесцентная спектроскопия. Анализ спектров фотолюминесценции с

привлечением современных теоретических моделей позволяет получить сведения о многих фундаментальных свойствах материала: о зонной структуре, об энергии двумерных состояний и их заполнении, о процессах коллективного взаимодействия носителей, о процессах дефектообразования и т.д. Применение фотолюминесцентной диагностики на стадии отработки режимов выращивания квантоворазмерных структур позволяет контролировать ширину квантовых ям, атомный состав и однородность твердого раствора, степень легирования слоев, наличие дефектов, резкость границ раздела и другие технологические параметры структуры, влияющие на выходные характеристики приборов. Фотолюминесценция (ФЛ) может рассматриваться как неразрушающий метод оценки концентрации двумерных электронов, который в некоторых случаях дает более достоверные значения, чем холловские измерения.

Данная диссертационная работа посвящена исследованию люминесценции эпитаксиальных гетероструктур на основе полупроводников $A^{III}B^V$, которые можно разделить на 2 группы:

1). Наногетероструктуры на основе изопериодической ($Al_xGa_{1-x}As/GaAs$) и псевдоморфной ($In_yGa_{1-y}As/GaAs$) систем с квантовыми ямами разной конфигурации, используемые при создании многих приборов микро- и оптоэлектроники: транзисторов, модуляторов, резонансных туннельных диодов, лазерных диодов и т.д. [1-3]. Структуры выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) в Технологическом отделе микроэлектроники ИРЭ РАН, позднее вошедшем в состав Института СВЧ полупроводниковой электроники РАН.

2). Изопериодические гетероструктуры $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y/InP$ с составом четверного твердого раствора на длины волн $\lambda = 1,2-1,55$ мкм. Интерес к этому материалу был связан с проблемой создания надежной элементной базы для волоконных систем в диапазоне длин волн более 1 мкм, где характеристики волокна оптимальны. Структуры выращены методом жидкостной эпитаксии в Технологическом отделе ФИРЭ РАН.

Несмотря на большое количество публикаций в области люминесцентных исследований гетероструктур $A^{III}B^V$, к началу проведения работ, вошедших в диссертацию, многие вопросы были изучены недостаточно. Были ограничены и противоречивы сведения о влиянии условий выращивания на люминесцентные свойства Si-легированного эпитаксиального GaAs, входящего в состав многих гетерокомпозиций. Для получения GaAs n-типа традиционно используется примесь кремния, который в слоях с ориентацией (100) устойчиво ведет себя как донор. В то же время в ряде работ было показано, что на подложках с другими ориентациями кремний проявляет амфотерные свойства: тип проводимости зависит от соотношения парциальных давлений мышьяка и галлия в процессе роста [4]. При этом основное внимание уделялось изучению электрофизических характеристик; последовательные исследования люминесцентных свойств не проводились, хотя они могут дать полезную информацию и об амфотерном поведении кремния, и о структуре дефектов, вызванных отклонением от стехиометрического равновесия. Процесс образования нестехиометрических дефектов в Si-легированном эпитаксиальном GaAs и роль кремния в этом процессе были исследованы недостаточно. Работы по изучению нестехиометрических дефектов в GaAs, в основном, касались нелегированного материала.

При анализе спектров ФЛ модулированно-легированных структур не учитывалась предсказанная теорией осциллирующая зависимость эффективности захвата неравновесных носителей тока от ширины квантовой ямы. Отсутствовали убедительные экспериментальные исследования энергетических состояний двумерных носителей тока в структурах AlGaAs/GaAs с двойными квантовыми ямами, разделенными AlAs-барьером, интерес к которым последнее время усилился в связи с новыми перспективами их использования [5, 6]. Было недостаточно изучено влияние интенсивного оптического возбуждения на свойства двумерных экситонов в квантовых структурах AlGaAs/GaAs, особенно в диапазоне умеренных плотностей

возбуждения, при которых еще не происходит распад экситонов и можно ожидать проявления эффектов экситонного взаимодействия.

В начальной стадии находились работы по созданию источников спонтанного излучения для ВОЛС на длину волны $\lambda=1,55$ мкм на основе гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y/\text{InP}$; не были достаточно изучены свойства этих структур и физические процессы, влияющие на внутренний и внешний квантовый выход светодиодов. Не было экспериментальных работ по исследованию механизмов излучательной рекомбинации в сильно легированном InGaAsP , хотя во многих случаях использовались слои InGaAsP с высокой концентрацией примеси.

Перечисленные проблемы обусловили круг задач, поставленных в диссертации. Из изложенного выше очевидно, что эти задачи относятся к основным направлениям современного полупроводникового материаловедения и являются **актуальными** как с позиций фундаментальной физики, так и в плане практического применения гетероструктур.

Целью работы является изучение электронных и примесных состояний в эпитаксиальных слоях и наногетероструктурах на основе различных композиций полупроводников $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ и исследование физических эффектов, влияющих на люминесцентные свойства этих структур: коллективного взаимодействия двумерных носителей тока, резонансного захвата неравновесных носителей в квантовую яму, разупорядочения границ раздела, примесных и композиционных неоднородностей.

Новизна работы заключается в том, что в ней впервые:

- проведены систематические исследования спектров ФЛ легированного кремнием эпитаксиального GaAs с различной ориентацией ростовой поверхности (100), (111)А и (111)В в зависимости от соотношения парциальных давлений мышьяка и галлия $P_{\text{As}}/P_{\text{Ga}}$ в процессе роста в диапазоне, включающем области недостатка и избытка мышьяка. Трансформация краевой и примесных полос ФЛ объяснены амфотерным поведением кремния, которое зависит не только от соотношения $P_{\text{As}}/P_{\text{Ga}}$, но и от ориентации поверхности;

- на спектрах Si-легированных слоев GaAs (111)A, выращенных при избыточном давлении мышьяка, обнаружена полоса с энергией в максимуме 1,452 эВ и предложено ее объяснение;

- получены соотношения, позволяющие вычислить ширину запрещенной зоны тройного твердого раствора $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с произвольным содержанием индия в диапазоне температур $T = 0\text{-}300\text{ K}$;

- в квантовых структурах GaAs/AlGaAs наблюдалась люминесценция, вызванная столкновениями двумерных экситонов;

- в легированных структурах n-AlGaAs/GaAs экспериментально подтвержден осциллирующий характер зависимости эффективности захвата фотовозбужденных дырок в квантовую яму от ширины ямы;

- экспериментально исследована краевая ФЛ в сильно легированном эпитаксиальном $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ n- и p-типа с составом на длину волны $\lambda > 1\text{ мкм}$ и показано, что флуктуации потенциала, вызванные случайным распределением примесей, существенно влияют на формирование спектров краевой полосы ФЛ и их зависимости от температуры и плотности оптического возбуждения;

- исследовано влияние несоответствия параметров решеток на люминесцентные свойства гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y/\text{InP}$ с составом активного слоя на длину волны $\lambda = 1,55\text{ мкм}$ и доказана необходимость согласования слоев при температуре эпитаксии, а не при комнатной температуре, при которой работает прибор;

- разработана методика измерения коэффициента отражения от контактов излучения, распространяющегося внутри структуры InGaAsP/InP, доказано влияние внутреннего отражения и эффектов «многoproходности» в подложке InP на характеристики торцевых InGaAsP/InP-светодиодов;

- предложены способы повышения эффективности вывода излучения в торцевых InGaAsP/InP-светодиодах;

- развита методика оценки слоевой концентрации электронов в модулированно-легированных структурах с использованием температурных спектров фотолюминесценции.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. Природа нестехиометрических дефектов, ответственных за появление примесных полос на спектрах фотолюминесценции Si-легированного эпитаксиального GaAs, зависит от амфотерного поведения кремния. При одинаковом отклонении давлений мышьяка и галлия в процессе роста от стехиометрического равновесия процесс дефектообразования различен в слоях с ориентациями (111)А и (111)В. При недостатке мышьяка в GaAs (111)А, в основном, образуются вакансии V_{As} и пары $V_{As}-Si_{As}$, а в GaAs (111)В – пары $V_{Ga}-Ga_{As}$. При избытке мышьяка в n-GaAs(111)А доминируют дефекты As_{Ga} , которые при низких температурах образуют пары $As_{Ga}-Si_{As}$.

2. Зависимость интенсивности фотолюминесценции от ширины квантовых ям в модулированно-легированных структурах n-AlGaAs/GaAs имеет немонотонный вид и содержит максимумы при ширинах, отвечающих условию резонансного захвата фотовозбужденных дырок. В резонансной яме концентрация фотовозбужденных дырок возрастает почти на 2 порядка и заметно повышается квазиуровень Ферми для дырок.

3. На экситонных спектрах фотолюминесценции из квантовых ям GaAs/AlGaAs обнаружена полоса, обусловленная экситон-экситонными столкновениями. Относительная интенсивность полосы суперлинейно растет с ростом оптического возбуждения (в диапазоне умеренных плотностей до распада экситонов) и уменьшается с ростом ширины квантовой ямы и температуры.

4. Краевая фотолюминесценция сильно легированного эпитаксиального твердого раствора $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$ при низких температурах $T < \gamma$ (γ - амплитуда флуктуаций потенциала, вызванных случайным распределением примеси) обусловлена рекомбинацией носителей, локализованных во флуктуациях краев зон. Это приводит к уменьшению энергии максимума и уширению спектров по сравнению с аналогичными параметрами нелегированного $In_xGa_{1-x}As_{1-y}P_y$.

5. Экспериментально доказано влияние внутреннего отражения от контактов и эффектов «многoproходности» в подложке на характеристики

торцевых InGaAsP/InP-светодиодов и их зависимости от внутренней эффективности структуры и длины излучающего кристалла.

6. Яркость торцевых InGaAsP/InP-светодиодов может быть повышена изменением геометрии излучающего кристалла: увеличением длины по сравнению со стандартными размерами $L/nD \approx 1$ (L - длина, D - толщина структуры, n - показатель преломления), либо скашиванием поверхности подложки InP. В обоих случаях положительный эффект достигается за счет вклада излучения, отраженного от контактов.

7. Получены соотношения, позволяющие рассчитать ширину запрещенной зоны тройного твердого раствора $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с произвольным содержанием индия в диапазоне температур (0-300) К.

8. Энергетическая дистанция между уровнем Ферми и первым электронным уровнем, которая лежит в основе фотолюминесцентного метода оценки слоевой концентрации электронов в НЕМТ-структурах, определяется по температурной зависимости отношения интенсивностей полос, обусловленных переходами с 1-го и 2-го электронных уровней.

Научная и практическая значимость. Полученные результаты расширяют и углубляют представления о физике процессов, понимание которых необходимо для разработки новых и улучшения существующих приборов на основе этих структур.

1. Обнаружение осциллирующей зависимости эффективности захвата фотовозбужденных дырок от ширины квантовой ямы в легированных структурах n-AlGaAs/GaAs играет важную роль для оптимизации параметров структур при создании приборов, характеристики которых зависят от накопления носителей тока в квантовой яме: лазеров, фотодетекторов и др.

2. Наблюдение и исследование люминесценции, вызванной экситонными столкновениями, представляют интерес для понимания процессов коллективного взаимодействия экситонов большой плотности и их использования в приборах интегральной оптики.

3. Полученные в работе сведения о влиянии условий эпитаксии (соотношения исходных компонент и ориентации подложки) и амфотерных свойств кремния на структуру нестехиометрических дефектов в Si-легированном GaAs важны для оптимизации технологических режимов выращивания гетероструктур, содержащих Si-легированные слои GaAs.

4. Результаты исследования двойных туннельно-связанных квантовых ям AlGaAs/GaAs/AlGaAs с разделяющим AlAs-слоем могут быть полезны для разработки длинноволновых лазеров и СВЧ- транзисторов с высокой подвижностью электронов.

5. Предложенный способ оценки слоевой концентрации электронов в НЕМТ-структурах с помощью температурных измерений спектров ФЛ в отличие от холловского метода является неразрушающим, дает достоверные значения концентрации даже в случае параллельной проводимости по δ -слою и может быть использован для мониторинга параметров структур при их массовом производстве.

6. В результате комплексных исследований гетероструктур InGaAsP/InP ($\lambda=1,55\text{мкм}$) даны рекомендации по выбору оптимальных технологических условий для достижения высокой внутренней квантовой эффективности электролюминесценции и предложены способы повышения яркости торцевых светодиодов для ВОЛС.

Достоверность результатов основана на использовании стандартных методик, тщательной калибровке измерительной аппаратуры, хорошей воспроизводимости результатов при измерении большого количества образцов, согласии экспериментальных результатов с расчетами. При анализе результатов использованы теоретические модели, позволяющие непротиворечиво объяснить совокупность результатов, полученных при вариации параметров структур и условий эксперимента (температуры и плотности возбуждения).

Личный вклад автора является определяющим в постановке задач, планировании исследований, проведении измерений и расчетов, анализе и интерпретации результатов, подготовке и написании публикаций. Часть

экспериментов и теоретических расчетов выполнена соавторами В.А. Страховым и М.В. Карачевцевой. При проведении расчетов консультации оказывал проф. Г.Н. Шкердин. Католюминесцентные изображения слоев, приведенные в разделе 5.2, получены аспирантами кафедры электроники физического факультета МГУ. Все основные результаты диссертации получены при выполнении НИР, руководимых автором.

Апробация результатов. Материалы диссертации докладывались и обсуждались на Международных, Всероссийских и региональных конференциях и семинарах: Международной конференции по полупроводниковым лазерам (г. Брайтон, Англия, 1980); Всесоюзной конференции «ВОЛС-3» (г. Москва, 1981 г.); The 9th USSR-Japan Electronics Symposium on Properties of Compound Semiconductors and Their Applications to Devices. (Moscow, 1982); III Всесоюзной конференции по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах (г. Одесса, 1982); Всесоюзном симпозиуме «РЭМ-84» (г. Звенигород, 1984 г.); X Всесоюзной конференции по физике полупроводников (г. Минск, 1985 г.); Республиканской конференции по актуальным проблемам физики (г. Дилижан, Армения, 1985 г.); IV Всесоюзной конференции «Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах» (г. Минск, 1986 г.); Всесоюзном симпозиуме «РЭМ-86» (г. Звенигород, 1986 г.); 1-ой Российской конференции по физике полупроводников (г. Нижний Новгород, 1993 г.); Международном симпозиуме “Nanostructures: physics and technology” (Санкт-Петербург, 1994 г.); III Всероссийской конференции по физике полупроводников (г. Москва, 1997 г.); Международной конференции «Оптика, оптоэлектроника и технологии» (г. Ульяновск, 2002 г.); IV Международной конференции «Нанотехнология – производству» (г. Фрязино, 2007 г.); III Международной научно-технической конференции «Информационные технологии в науке, технике и образовании» (г. Пицунда, Абхазия, 2007 г.); VIII Международной конференции «Нанотехнология – производству» (г. Фрязино, 2012 г.).

Публикации. По материалам диссертации опубликованы 43 научные работы: 24 статьи, включая 22 статьи в рецензируемых журналах,

определенных Высшей аттестационной комиссией, 2 авторских свидетельства, 2 препринта и 15 публикаций в сборниках трудов конференций.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, 8 глав, Заключения и Списка цитируемой литературы. Полный объем диссертации составляет 383 страницы, включая 96 рисунков, 9 таблиц, список трудов автора и список цитируемой литературы из 276 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во **Введении** дается мотивировка темы диссертации, обосновывается выбор объекта и методов исследования, аргументируются актуальность поставленной цели и новизна полученных результатов, приводятся положения, выносимые на защиту, раскрывается структура и содержание диссертации по главам.

В **первой главе** дан краткий обзор публикаций в области люминесцентных исследований гетероструктур на основе полупроводников $A^{III}B^V$. Представлено состояние исследований в этой области к началу выполнения работ, вошедших в диссертацию, и сформулированы задачи.

Вторая глава посвящена изучению люминесцентных свойств Si-легированного эпитаксиального GaAs. В разделе 2.1. дано описание экспериментальной установки для спектральных измерений ФЛ. Источником возбуждения был непрерывный аргоновый лазер с $\lambda = 488$ нм; плотность оптического возбуждения могла меняться в пределах $(10^1 \div 2,5 \cdot 10^3)$ Вт/см². Измерения проводились в оптическом криостате, позволяющем изменять температуру образцов в диапазоне (5-300К).

В следующих разделах этой главы приведены результаты ФЛ-спектроскопии Si-легированного эпитаксиального GaAs, выращенного методом МЛЭ на подложках с ориентациями (100), (111)А и (111)В при различных соотношениях парциальных давлений мышьяка и галлия $g = P_{As}/P_{Ga}$ и одинаковой полной концентрации кремния ($N_{Si} \approx 1,2 \cdot 10^{18}$ см⁻³). Диапазон изменения давлений ($g = 14-77$) обеспечивал отклонение от

стехиометрического равновесия как в сторону недостатка ($g < 30$), так и в сторону избытка ($g > 30$) мышьяка (таблица). Слои GaAs с ориентациями поверхности (100) и (111)В имеют проводимость n-типа при всех давлениях мышьяка; слои GaAs (111)А при низких давлениях мышьяка имеют проводимость p-типа, а при высоких - n-типа.

Таблица

№	Ориентация	$g = P_{As}/P_{Ga}$	Тип проводимости	E_{e-h} , эВ	n , 10^{17} см^{-3}	$n_{фл}$, 10^{17} см^{-3}	$k = N_A/N_D$
1	(100)	14	n	1.521	7	7.5	0.23
2	“-“	28	n	1.528	-	8.5	0.17
3	“-“	30	n	1.528	-	9.2	0.13
4	“-“	43	n	1.531	10	10.0	0.09
A1	(111)А	14	p	1.502	-	-	-
A2	“-“	20	p	1.503	-	-	-
A3	“-“	28	p	-	-	-	-
A4	“-“	30	n	1.523	-	8.0	0.20
A5	“-“	43	n	1.528	-	9.0	0.14
A6	“-“	77	n	1.530	9	9.8	0.10
B1	(111)В	14	n	1.512	-	4.5	0.45
B2	“-“	28	n	1.529	-	9.5	0.12
B3	“-“	30	n	1.530	-	10.0	0.09
B4	“-“	77	n	1.532	-	11.0	0.04

На рис. 1 представлены спектры ФЛ (при $T = 77\text{K}$ и плотностях возбуждения P) для образцов, выращенных в условиях стехиометрического равновесия ($g \approx 30$) и при наиболее сильном отклонении от него ($g = 14$ и $g = 77$). Увеличение давления мышьяка приводит к смещению краевой полосы E_{e-h} в сторону высоких энергий и изменениям примесных полос на спектрах GaAs с ориентациями (111)А и (111)В. В GaAs(100) заметных примесных полос не наблюдалось во всем исследованном диапазоне давлений мышьяка.

В разделе 2.3 проведен анализ краевой полосы образцов GaAs n-типа в рамках теории люминесценции сильно легированных полупроводников (СЛП), учитывающей флуктуации потенциала краев разрешенных зон вследствие неоднородного распределения примеси [7]. В вырожденных полупроводниках n-типа основным механизмом межзонной рекомбинации при низких температурах является рекомбинация свободных электронов с дырками,

захваченными во флуктуационные состояния «хвоста» валентной зоны (ВТ-переходы).

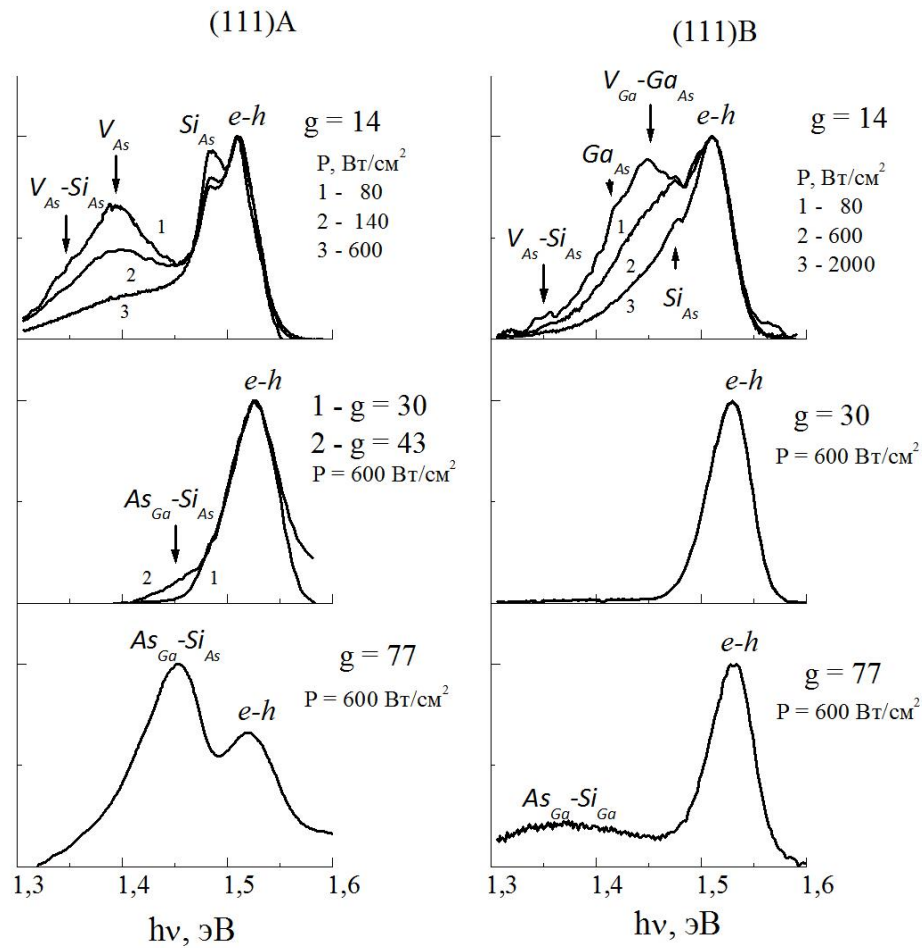


Рис.1

Спектральная интенсивность излучения вычислялась по формуле:

$$I(h\nu) = \iint W(E_e, E_h) \rho_c(E_e) q_e(E_e) \rho_v(E_h) q_h(E_h) \delta(E_e - E_h - h\nu) dE_e dE_h, \quad (1)$$

где E_e и E_h - энергии электронов и дырок, $W(E_e, E_h)$ - вероятность их излучательной рекомбинации, $\rho_c(E_e)$ и $\rho_v(E_h)$ - плотности состояний для электронов и дырок, $q_e(E_e)$ и $q_h(E_h)$ - функции заполнения этих состояний, $h\nu = |E_e - E_h|$ - энергия излученного фотона. Для ВТ-рекомбинации интегрирование велось по энергии дырок. Плотность состояний в «хвосте» валентной зоны описывалась формулой, справедливой для гауссовых флуктуаций: $\rho_v = \rho_0 \exp(-E_h^2/2\gamma^2)$. При случайном распределении примеси среднеквадратичная амплитуда флуктуаций γ вычислялась по формуле

$$\gamma = \gamma_0 = \sqrt{2\pi} \frac{e^2}{\varepsilon} \sqrt{N r_0(n)} \quad (2)$$

где $r_0(n)$ - характерный размер флуктуаций, равный радиусу экранирования Дебая, $N = N_a + N_d$ - полная концентрация примесей, n и e - концентрация и заряд электронов, ε - диэлектрическая проницаемость. При коррелированном распределении примеси размер и амплитуда флуктуаций уменьшаются.

Выбранная модель энергетических состояний хорошо описывает положение максимума и форму краевой полосы на экспериментальных спектрах. При этом амплитуда флуктуаций γ для всех образцов независимо от ориентации поверхности и давления мышьяка в процессе роста оказалась примерно вдвое меньше значений γ_0 , рассчитанных для случайного распределения примеси, что свидетельствует о влиянии корреляции в распре-

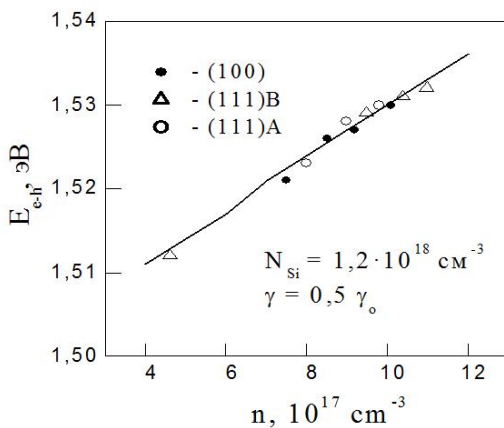


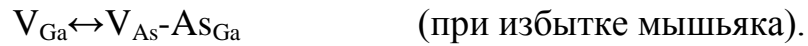
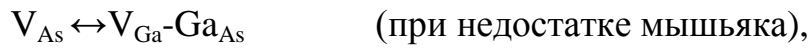
Рис. 2

лении атомов кремния при МЛЭ методе. На рис.2 видно, что экспериментальные значения E_{e-h} для всех образцов хорошо ложатся на единую расчетную кривую $E_{e-h}(n)$ при $\gamma \approx 0,5\gamma_0$. Это позволило провести оценку концентрации электронов $n_{ФЛ}$ и степени компенсации $k = N_A/N_D$ в каждом образце.

При всех ориентациях с уменьшением давления мышьяка уменьшается доля атомов кремния в узлах галлия, концентрация электронов падает и степень компенсации растет (см. таблицу).

В разделе 2.4 приведены результаты исследования природы дефектов, ответственных за появление примесных полос. Наиболее интенсивные примесные полосы наблюдаются на спектрах образцов, выращенных в условиях сильного отклонения от стехиометрии, когда велика вероятность образования нестехиометрических структурных дефектов: при недостатке мышьяка образуются вакансии мышьяка V_{As} и антиструктурные состояния (антисайты) Ga_{As} , а при избытке мышьяка - вакансии галлия V_{Ga} и антисайты As_{Ga} . Обращает на себя внимание тот факт, что при равных условиях

выращивания (соотношении P_{As}/P_{Ga} и концентрации кремния) структура полос различна в слоях GaAs (111)A и (111)B. Это можно объяснить, привлекая рассмотренные в [8] реакции трансформации изолированных вакансий в пары:



Протекание этих реакций контролируется положением уровня Ферми. При одинаковом недостатке мышьяка в GaAs(111)A p-типа реакция сдвинута влево, образуются вакансии V_{As} и пары $V_{As}-Si_{As}$, а в слоях GaAs(111)B n-типа реакция сдвинута вправо и, в основном, образуются антисайты Ga_{As} и пары $V_{Ga}-Ga_{As}$.

На спектрах ФЛ слоев n-GaAs(111)A, выращенных при большом избыточном давлении мышьяка, наблюдалась интенсивная полоса с энергией в максимуме 1,452 эВ, о которой ранее в литературе не сообщалось. Появление этой полосы связано с наличием As_{Ga} -состояний, концентрация которых может достигать 10^{18} см^{-3} [9]. Согласно модели, предложенной в [10], антисайт As_{Ga} , (обычно отождествляемый с EL2-дефектом) существует в GaAs как изолированный дефект при высоких температурах, а при охлаждении до температур ниже комнатной связывается с мелким подвижным акцептором, образуя пары с энергией связи в несколько десятков мэВ. В Si-легированном GaAs(111)A при азотных температурах наиболее вероятно образование пары $As_{Ga}-Si_{As}$.

В главе 3 представлены результаты ФЛ-спектроскопии двумерных электронных состояний в модулированно-легированных транзисторных (HEMT) структурах n-AlGaAs/GaAs с двусторонним и односторонним легированием барьерных слоев. Модулированно-легированные структуры представляют собой широкий класс полупроводниковых материалов, в которых обеспечивается пространственное разделение ионов примеси, находящейся в барьерном слое, и подвижных электронов, локализованных в нелегированной квантовой яме. Это приводит к ослаблению примесного рассеяния и улучшению приборных характеристик. В структурах варьировалась ширина квантовой ямы L , концентрация доноров N_{Si} и толщина спейсера d_s , отделяющего квантовую яму от легированного слоя n-AlGaAs.

В разделе 3.1 получены соотношения для расчета энергий и волновых функций двумерных носителей тока в исследованных структурах методом возмущений. Модель расчета, предложенная в [11] применительно к двусторонне легированным структурам с симметричным профилем квантовых ям, развита на случай несимметричного легирования.

Характеристики электронов в гетероструктуре в потенциальном поле $U(z)$ в направлении z , перпендикулярном к плоскости гетерограниц, в условиях равновесия описываются системой уравнений Шредингера и Пуассона

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + U(z)\psi(z) = E\psi(z), \quad (3)$$

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} = -\frac{4\pi}{\epsilon} \rho(z) \quad (4)$$

Здесь m , $\psi(z)$ и E – масса, волновая функция и энергия электрона соответственно, ϵ – диэлектрическая проницаемость, $\rho(z)$ – плотность заряда. При решении методом возмущений потенциальное поле задается в виде $U(z) = U^0(z) - e\phi(z)$, где $U^0(z)$ – потенциальное поле в невозмущенной системе (в прямоугольной яме), $\phi(z)$ – возмущающий электростатический потенциал, вызванный легированием, а волновые функции $\psi(z)$ представляются в виде

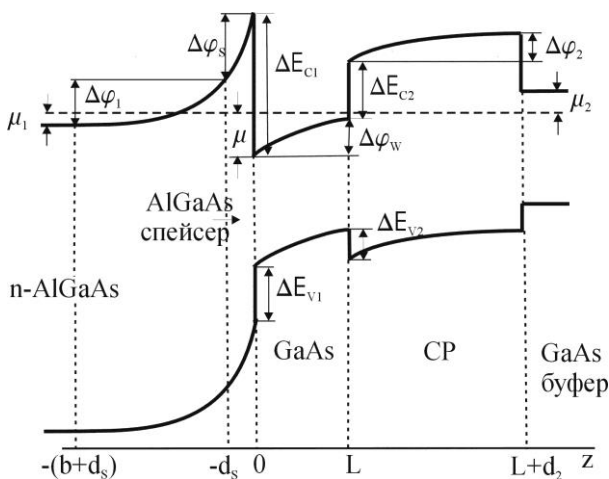


Рис. 3

прямоугольной квантовой яме, при последующих – значения, полученные в результате предыдущей итерации. На рис. 3 приведена зонная диаграмма односторонне легированной структуры, в которой в качестве нелегированного барьера использована сверхрешетка (CP). Для определения зонного профиля

линейной комбинации волновых функций в прямоугольной яме [12]. Решение находится путем последовательных итераций. При каждой итерации сначала определяется профиль потенциала в предположении, что уровни энергии и волновые функции электронов известны. При первой итерации используются энергии и волновые функции в

решались уравнения Пуассона для каждого из слоев с обеих сторон структуры и находилось распределение потенциала $\phi_1(z)$, $\phi_s(z)$, $\phi_w(z)$, $\phi_2(z)$ - в слое n-AlGaAs, в спейсере, в квантовой яме и в сверхрешетке соответственно. Граничные условия вытекают из электронейтральности и термодинамического равновесия структуры. Условие электронейтральности:

$$N_D b - \sum_i \int_{-\infty}^{\infty} n_i |\psi_i(z)|^2 dz = 0 \quad (5)$$

где N_D – концентрация доноров, b – ширина обедненного слоя, $\psi_i(z)$ и n_i – волновая функция и концентрация двумерных электронов на i – уровне,

$$n_i = \frac{m_{1,2} kT}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\mu - E_i}{kT} \right) \right], \quad (6)$$

m_1 – эффективная масса электрона в GaAs, m_2 – в AlGaAs и сверхрешетке, k – постоянная Больцмана, T – температура; E_i и μ – уровни энергии и уровень Ферми относительно дна ямы при $z = 0$. Исходя из геометрии зонного профиля (рис. 3), условие термодинамического равновесия запишем в виде:

$$\mu = \Delta E_{Cl} - |e(\Delta\phi_1 + \Delta\phi_s)| + \mu_1 = |e(\Delta\phi_w + \Delta\phi_2)| - |\mu_2| \quad (7)$$

В уравнении Шредингера для дырок используется окончательное значение $\phi(z)$, полученное при рассмотрении электронной квантовой ямы.

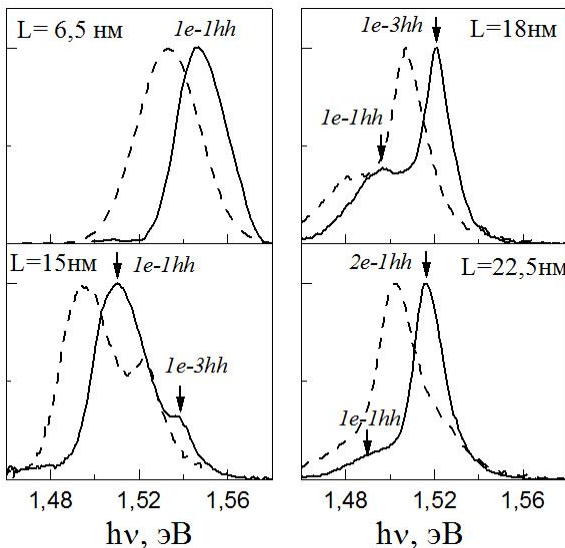


Рис. 4

В разделе 3.3 проведен анализ спектров ФЛ односторонне легированных структур n-Al_{0,25}Ga_{0,75}As/GaAs. Исследованы две серии структур с $d_s = 3$ нм и $d_s = 10$ нм. Ширина квантовой ямы L изменялась в пределах 6,5-22,5 нм. На рис. 4 для четырех структур с разной шириной ям из серии с $d_s = 3$ нм приведены спектры ФЛ при $T = 77$ К (сплошные линии) и $T = 130$ К (пунктир). Все спектры, кроме спектра от

самой узкой ямы с $L = 6,5$ нм, имеют дублетный вид, причем, интенсивность высокоэнергетической полосы растет с ростом температуры и ширины квантовой ямы. На рис. 5 приведены расчетные зависимости энергий оптических

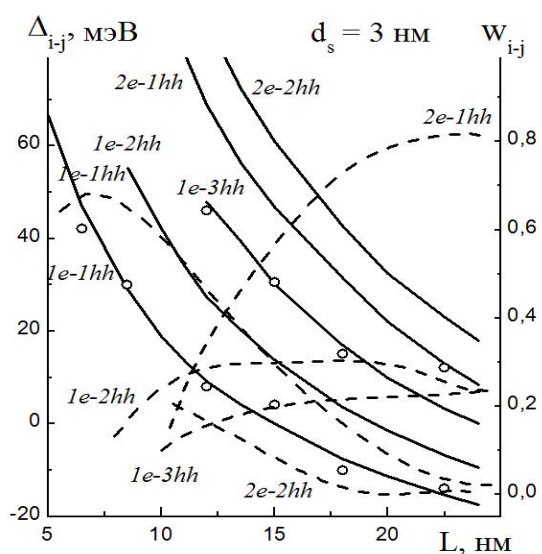


Рис. 5

переходов (сплошные линии) и квадратов интеграла перекрытия w_{i-j} (пунктир) от ширины квантовой ямы для структур этой серии. Энергии переходов приводятся, как это обычно принято, относительно ширины запрещенной зоны арсенида галлия, т.е. отложены дефициты энергии $\Delta_{i-j} = E_{i-j} - E_{\text{GaAs}} = E_{ie} + E_{jhh} - e\Delta\phi_w$, где E_{i-j} – энергии переходов, E_{ie} – энергии электронов относительно дна зоны проводимости, E_{jhh} – энергия дырок относительно потолка валентной зоны, i, j – номера квантовых уровней для электронов и тяжелых дырок соответственно, $\Delta\phi_w$ – разность потенциалов, характеризующая полный изгиб дна ямы под действием легирования. Точками обозначены энергии $(h\nu_{\text{max}} - E_{\text{GaAs}})$ максимумов на спектрах ФЛ. Видно, что низкоэнергетический компонент дублета на спектрах всех структур обусловлен переходами 1e-1hh, а высокоэнергетический - переходами 1e-3hh или 2e-1hh.

На рис. 6 для исследованных структур представлена зависимость от ширины квантовой ямы интегральной интенсивности ФЛ (приведенной к единице ширины ямы). Зависимость имеет немонотонный вид с четко выраженным максимумом. Эту немонотонность нельзя объяснить влиянием перекрытия волновых функций электронов и дырок, поскольку такая же зависимость сохраняется и для величины $\sum(I_{i-j}/w_{i-j})$. Здесь I_{i-j} – интенсивности полос, полученных путем разложения спектров, w_{i-j} – значения квадратов интеграла перекрытия волновых функций электронов и дырок для соответствующих переходов. Поскольку все спектры измерены при одинаковой температуре и плотности возбуждения, эта зависимость фактически отражает изменение концентрации фотовозбужденных дырок в яме.

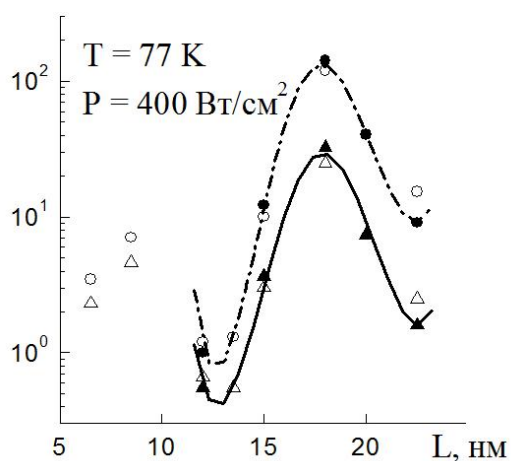


Рис. 6. Зависимость интегральной интенсивности I спектров ФЛ (треугольники) и величины $\sum(I_{i,j}/w_{i,j})$ (кружки) от ширины квантовой ямы в структурах $n\text{-AlGaAs/GaAs}$ с $d_s = 3$ нм (полые символы) и $d_s = 10$ нм (заполненные).

Согласно теории [13], вероятность захвата неравновесных носителей тока из широкозонных барьеров в квантовую яму является осциллирующей функцией ширины ямы и содержит максимумы при ширинах, при которых наивысший квантовый уровень совпадает с высотой барьера. На рис. 6 максимум соответствует появлению четвертого дырочного уровня. Концентрация фотовозбужденных дырок в резонансной яме возрастает почти на 2 порядка, что приводит к перераспределению фотовозбужденных дырок между уровнями $1hh$ и

$3hh$ и повышению квазиуровня Ферми для дырок μ_h . Из анализа температурных зависимостей интенсивностей полос $1e\text{-}1hh$ и $1e\text{-}3hh$ получены значения μ_h в максимуме (27,5 мэВ) и в минимуме (11,5 мэВ).

В четвертой главе изложены результаты фотолюминесцентных исследований нелегированных квантовых структур $\text{Al}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As/GaAs}$ с одиночными и двойными квантовыми ямами (ДКЯ).

В разделе 4.1 отражены исследования двумерных состояний в двойных квантовых ямах $\text{AlGaAs/GaAs/AlGaAs}$ с разделяющим AlAs -барьером. Проведение этих исследований стимулировано появлением теоретических работ, в которых было показано, что введение в центр квантовой ямы GaAs/AlGaAs тонкого AlAs -слоя приводит к ослаблению электрон-фононного рассеяния и, как следствие, к увеличению подвижности и улучшению транспортных характеристик транзисторов [5]. При этом необходимо обеспечить, чтобы AlAs -барьер, являясь «фононной стенкой», оставался туннельно-прозрачным для электронов. Для выяснения параметров ДКЯ, при которых выполняются эти условия, были исследованы структуры с различной толщиной AlAs -слоя (0,5 нм, 1 нм и 2 нм) и шириной квантовых ям (6,5÷35) нм.

Спектры этих структур сравнивались со спектрами одиночных квантовых ям

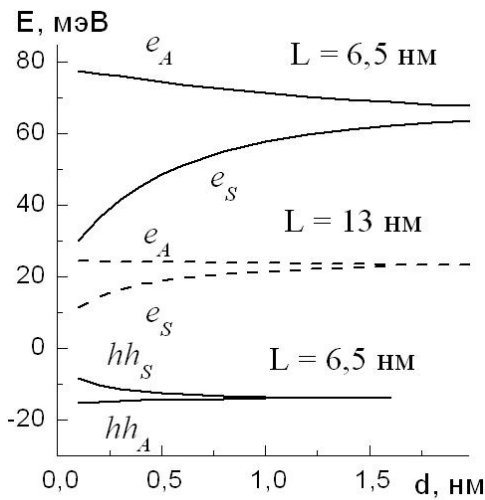


Рис. 7

переходят в уровни $1e$, $2e$ и $1hh$, $2hh$. Из расчета следует, что в ДКЯ с $L = 6,5$ нм связь между волновыми функциями в ямах начинает заметно влиять на энергии уровней при $d \leq 1,5$ нм, а в ДКЯ с $L = 13$ нм - при еще меньших толщинах.

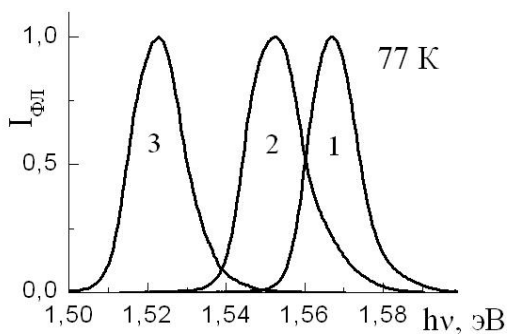


Рис. 8

мумов хорошо согласуются с расчетом.

В разделе 4.2 рассмотрены спектры экситонной ФЛ из одиночных квантовых ям GaAs/AlGaAs разной ширины ($L = 6,5 - 26$ нм) в зависимости от плотности оптического возбуждения в диапазоне умеренных интенсивностей, когда можно ожидать проявления эффектов взаимодействия экситонов (до образования электронно-дырочной плазмы) [14]. При ширинах $L \leq 18$ нм на спектрах ФЛ наиболее качественных структур (в участках с высокой интенсивностью ФЛ) с низкоэнергетической стороны от основной полосы E_{11h} обнару-

(ОКЯ). На рис. 7 представлены результаты расчета энергий электронных (e_s , e_A) и дырочных (hh_s , hh_A) уровней в ДКЯ с ширинами ям 6,5 нм и 13 нм в зависимости от толщины d AlAs-слоя. С уменьшением толщины разделяющего слоя его туннельная прозрачность растет и происходит расщепление уровней на симметричные (e_s , hh_s) и антисимметричные (e_A , hh_A) состояния. В пределе при $d = 0$ ДКЯ становится одиночной ямой шириной $2L$, и расщепленные состояния

На рис. 8 приведены экспериментальные спектры ФЛ двух структур с ДКЯ шириной по 6,5 нм каждая и толщиной AlAs-барьера 2 нм и 0,5 нм (кривые 1, 2 соответственно) и структуры с ОКЯ шириной 13 нм (кривая 3). С уменьшением толщины AlAs-барьера максимум основной полосы сдвигается в сторону более низких энергий; энергии макси-

жена полоса E_x , относительная интенсивность которой суперлинейно растет с ростом возбуждения и уменьшается с ростом ширины ямы и температуры.

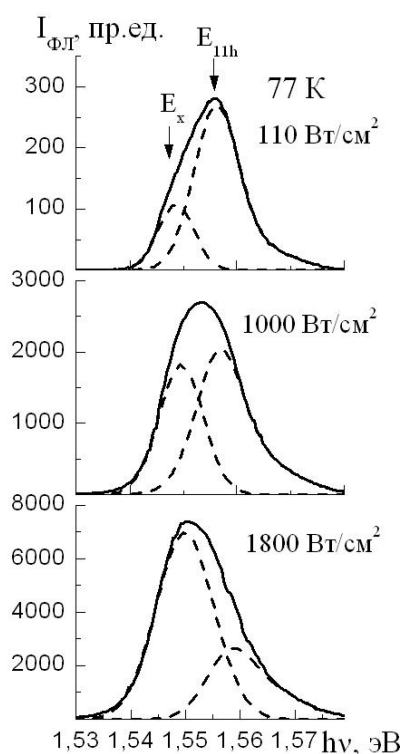


Рис. 9

В результате неупругого столкновения двух экситонов, находящихся в основном состоянии, один из них, приобретя энергию, переходит в более высокое, возбужденное состояние, а другой рекомбинирует через фотоподобное состояние на поляритонной кривой. Энергия излучаемого при этом фотона E_x определяется законами сохранения энергии и импульса и для трехмерного случая описывается формулой

$E_{11h} - E_x = E_b \cdot (1 - 1/n^2)$, где E_b – энергия связи экситона, n – квантовый номер возбужденного состояния экситона. Оказалось, что эта формула удовлетворительно описывает также положение полосы E_x на спектрах исследованных нами квантовых структур GaAs/AlGaAs при $n=2$. Энергетическая дистанция $E_{11h} - E_x$ составляет примерно $3E_b/4$ и уменьшается с ростом ширины квантовой ямы вследствие уменьшения энергии связи экситона E_b .

На рис. 9 для структуры с $L = 6,5$ нм показана эволюция спектра ФЛ при $T=77$ К с ростом оптического возбуждения. Зависимость отношения интегральных интенсивностей I_x/I_{11h} полос E_x и E_{11h} от плотности возбуждения имеет суперлинейный вид с показателями степени 2,3 и 1,8 для ям шириной 6,5 нм и 13 нм соответственно (рис 10). Анализ полосы E_x позволил сделать вывод, что ее появление обусловлено экситон-экситонными столкновениями. Эмиссионные полосы с похожими свойствами неоднократно наблюдались на низкотемпературных спектрах ФЛ объемных полупроводников A^2B^6 [15].

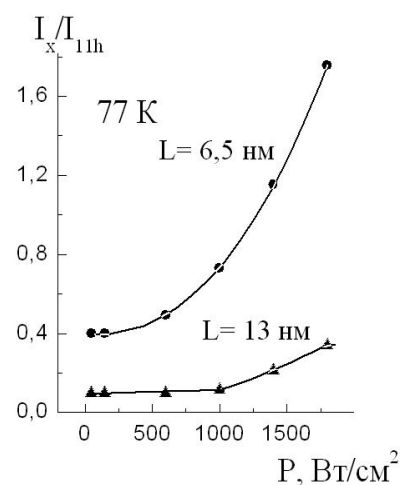


Рис. 10

Содержание **глав 5-7** связано с проблемой создания эффективных источников излучения для ВОЛС на длину волны 1,55 мкм, где волокно имеет минимум поглощения и дисперсии. **Пятая глава** посвящена изучению факторов, ограничивающих внутреннюю квантовую эффективность гетероструктур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y/\text{InP}$ с составом четверного твердого раствора на длину волны 1,55 мкм ($x = 0,59$, $y = 0,12$). Основное внимание уделено влиянию несоответствия параметров решеток (НПР) слоев, которое является главным источником образования дефектов в структуре. К началу проведения работы сведения о влиянии НПР на кристаллическое совершенство структур $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ были противоречивы. Существовали разные точки зрения относительно влияния несоответствия, вносимого за счет различия коэффициентов термического расширения слоев при охлаждении от температуры роста до комнатной. В одних работах считалось, что наиболее эффективными являются структуры, согласованные при комнатной температуре, в других доказывалась необходимость согласования при температуре эпитаксии, когда пластичность материалов велика и возможна генерация различного рода дефектов [16, 17].

В разделе 5.1 приведены результаты исследования фото- и электролюминесценции структур $\text{InGaAsP}/\text{InP}$ ($\lambda = 1,55$ мкм) с различным НПР. Величина НПР изменялась в пределах $-20 \cdot 10^{-3} \text{ \AA} < \Delta a < +10 \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$ путем изменения содержания мышьяка в расплаве (Δa – разность параметров решеток активного и сопрягающегося слоев). Показано, что эффективность электролюминесценции $I_{\text{ЭЛ}}$ существенно зависит от рассогласования параметров решеток на обеих гетерограницах. Даже в рамках «докритических» несоответствий, не приводящих к пластической деформации решеток, величина $I_{\text{ЭЛ}}$ меняется более, чем на порядок. Наилучшие характеристики (максимальную интенсивность и минимальную полуширину спектра ФЛ) имеют структуры, согласованные при температуре эпитаксии. При комнатной температуре в таких структурах из-за различия в коэффициентах термического расширения слоев

имеется отрицательное несоответствие $\Delta a = -(5 \div 7) \cdot 10^{-3} \text{ \AA}$, что соответствует усредненным напряжениям растяжения в активном слое $\approx (0,5 \div 1,0) \cdot 10^4 \text{ Н/см}^2$.

В разделе 5.2 с привлечением методов катодolumинесценции исследованы характерные дефекты в структурах InGaAsP/InP. Выявлена связь процессов дефектообразования с величиной НПП, качеством подложки и условиями эпитаксии.

Глава 6 посвящена исследованию возможности повышения эффективности вывода излучения (оптической эффективности) торцевых InGaAsP/InP-светодиодов на длину волны $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$ для волоконно-оптических линий связи (ВОЛС). Для согласования с волокном малой апертуры торцевые светодиоды имеют преимущество перед планарными, хотя уступают им по мощности. В планарных InGaAsP/InP-светодиодах повышению эффективности вывода излучения способствуют эффекты многопроходности - поглощение и переизлучение активным слоем части излучения, отраженного от непокрытой контактами поверхности подложки [18]. Вклад этих эффектов суперлинейно растет с ростом внутренней квантовой эффективности структуры η_i . В торцевых InGaAsP/InP-светодиодах эти эффекты считались несущественными из-за предполагаемого сильного поглощения излучения под контактами [19, 20]; исследования отражающих свойств внутренней поверхности контактов не проводились. При расчетах эффективности торцевых светодиодов считалось, что наружу выводится только та часть излучения активного слоя, которая без отражений, «напрямую», попадает на торец под углами, меньшими угла полного внутреннего отражения $\gamma = \arcsin(1/n)$, где n – показатель преломления материала подложки.

С помощью специально разработанной методики, описанной в разделе 6.4.1, проведены измерения коэффициента внутреннего отражения от контактов на подложке InP. Показано, что при стандартной технологии нанесения контактов коэффициент отражения достаточно высок ($R = 0,6-0,7$).

На рис. 11 представлены зависимости яркости B и внешнего квантового выхода η_e торцевых светодиодов от внутренней эффективности η_i структуры. Геометрические размеры всех диодов были одинаковы, поэтому кривая $B(\eta_i)$

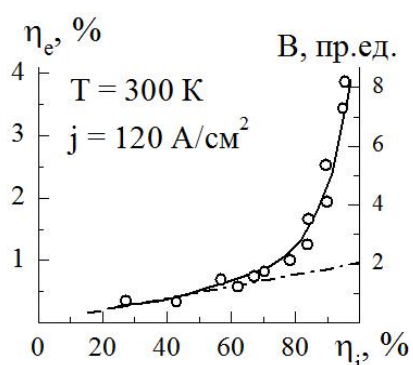


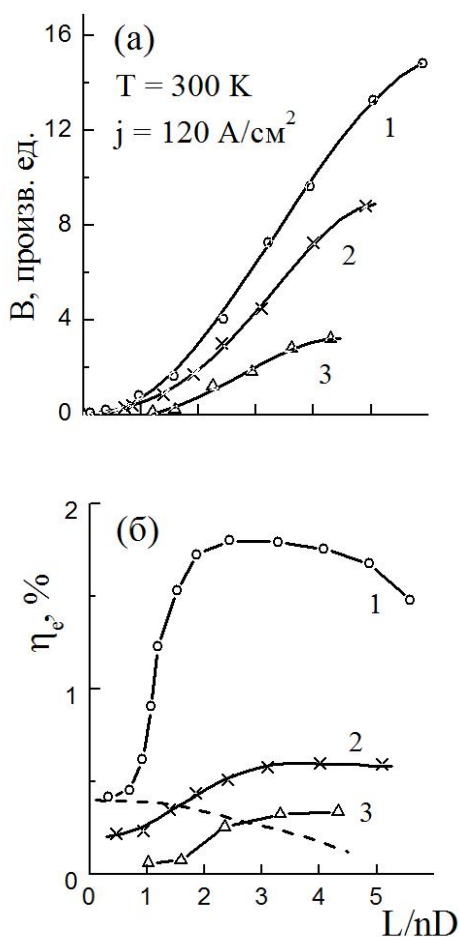
Рис. 11

фактически воспроизводит зависимость коэффициента вывода излучения от внутренней эффективности структур. Видно, что эта зависимость так же, как и в планарных светодиодах, имеет суперлинейный вид. Внешний квантовый выход намного превышает предельные значения, рассчитанные в работе [19] для «прямого» вывода (пунктир). Это означает, что эффекты многопроходности играют существенную роль и при торцевом выводе излучения и должны быть учтены при выборе оптимальной геометрии излучающего кристалла.

В разделе 6.4.3. предложен вариант торцевого InGaAsP/InP-светодиода, в котором увеличение эффективности вывода излучения достигается скашиванием поверхности подложки. При такой геометрии излучающего кристалла появляется возможность дополнительного вывода излучения из активного слоя за счет отражения от контактов на скошенной поверхности. При скосе подложки на угол α предельный угол вывода излучения из активного слоя, который в плоскопараллельном диоде равен γ , увеличивается на 2α . Проведен расчет отношения интенсивности излучения диода со скошенной поверхностью к интенсивности плоскопараллельного диода в зависимости от угла скоса α для диодов стандартного размера ($D/L = \text{tg}\gamma$, где D и L – толщина и длина излучающего кристалла соответственно) при коэффициенте внутреннего отражения от контакта на подложке $R = 0,6$. Согласно оценкам скашивание поверхности подложки может в несколько раз повысить эффективность вывода излучения в торец.

В разделе 6.5 исследованы характеристики торцевых InGaAsP/InP-светодиодов в зависимости от длины излучающего кристалла. На рис. 12 а, б приведены зависимости яркости B и внешнего квантового выхода η_e от

геометрического фактора L/nD (n - показатель преломления) для структур с разной внутренней эффективностью η_i : (кривые 1) - 55%, (2) - 30%, (3) - 15%. Эти зависимости, как и зависимость на рис. 11, находятся в противоречии с расчетом [19] для «прямого» вывода (пунктир), в котором не учитываются эффекты многопроходности: отсутствуют насыщение яркости и падение квантового выхода при $L/nD > 1$. Скорость возрастания яркости тем



больше, чем больше внутренний квантовый выход структуры. По результатам исследования сделан вывод, что традиционно используемые размеры $L/nD \approx 1$ не являются оптимальными для торцевых InGaAsP/InP-светодиодов. Увеличение длины кристалла может значительно повысить яркость – основную характеристику источников излучения для ВОЛС. При этом важно, что в достаточно широком диапазоне отношений L/nD увеличение длины кристалла не приводит к спаду квантового выхода. На рисунке видно, что в диодах с внутренней эффективностью $\eta_i = 55\%$ при увеличении длины до $L/nD \approx 5$ яркость возрастает более чем на порядок, а падения внешнего квантового выхода еще не происходит.

Рис. 12

В главе 7 приведены результаты исследования механизмов межзонной излучательной рекомбинации в сильно легированном эпитаксиальном $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$, с составом твердого раствора на длину волны излучения 1,2 мкм. Исследованы спектры краевой ФЛ слоев p-InGaAsP, легированных цинком ($N_A = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), и n-InGaAsP, легированных оловом ($N_D = 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), в зависимости от температуры (77-300) К и плотности возбуждения (10^1 - 10^3) Вт/см². Анализ спектров проведен на основе теории люминесценции СЛП [7] с использованием формул (1)-(2). При расчете спектральной интенсивности в

вырожденном n-InGaAsP основным механизмом рекомбинации считался ВТ-механизм (рекомбинация свободных электронов с дырками, локализованными в состояниях «хвоста» валентной зоны), а в невырожденном InGaAsP p-типа - ТВ-механизм (рекомбинация локализованных электронов со свободными дырками).

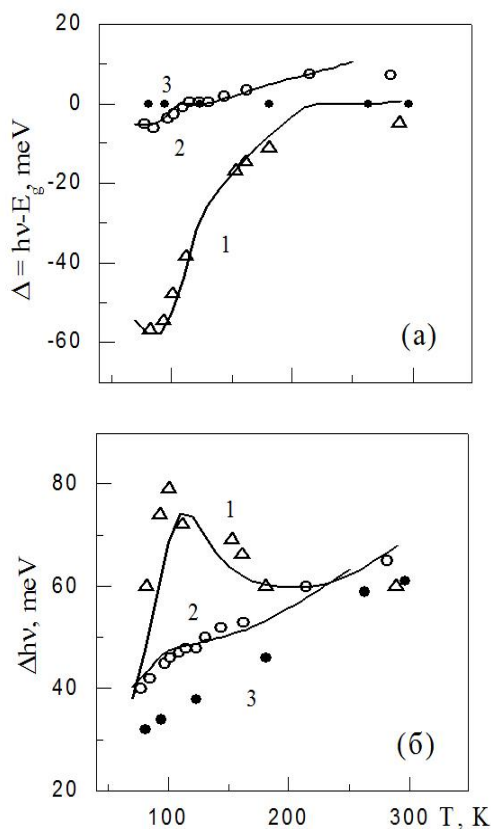


Рис. 13

На рис.13 приведены экспериментальные и расчетные температурные зависимости энергии максимума (а) и полуширины (б) спектров ФЛ для трех образцов InGaAsP: p-типа (1), n-типа (2) и нелегированного (3). Энергии максимума приведены относительно ширины запрещенной зоны InGaAsP: $\Delta = hv - E_g$. Хорошее согласие экспериментальных данных с расчетом подтверждает доминирующую роль «квазимежзонных» каналов рекомбинации (ВТ и ТВ) в формировании краевой полосы ФЛ исследованных образцов. При низких температурах ($T < \gamma$) в сильно легированном InGaAsP, как p-, так и n-типа, наблюдается смещение максимума в сторону низких частот, уширение спектров и снижение интенсивности ФЛ по сравнению с аналогичными параметрами спектров нелегированного образца InGaAsP. Наиболее ярко эти эффекты проявляются в невырожденном материале p-типа, где основным механизмом рекомбинации является ТВ-механизм. Для этого образца величина «дефицита» при температуре жидкого азота достигает ≈ 60 мэВ.

Глава 8 посвящена фотолуминесцентной диагностике псевдоморфных гетероструктур в системе $In_yGa_{1-y}As/GaAs$. При исследовании этих структур возникли трудности, связанные с тем, что опубликованные в разных работах зависимости ширины запрещенной зоны $In_yGa_{1-y}As$ от содержания индия y заметно различались [21, 22]. Уточнение этой зависимости было одной из

задач, поставленных в данной главе. Ширина запрещенной зоны тройных соединений, как правило, описывается квадратичным полиномом

$$E_g(y) = A + By - Cy(1-y), \quad (8)$$

в котором коэффициенты A и B определяются ширинами зон бинарных соединений (для $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ $A = E_{g(\text{GaAs})}$ и $B = E_{g(\text{InAs})} - E_{g(\text{GaAs})}$), а коэффициент C - параметр прогиба, зависящий от разности электроотрицательностей взаимозамещающих атомов в твердом растворе и разупорядочения решетки. Ширины зон соединений GaAs и InAs и их температурные зависимости хорошо изучены. Для определения температурной зависимости коэффициента $C(T)$ нами были проведены измерения спектров ФЛ нелегированной структуры $\text{In}_{0,13}\text{Ga}_{0,87}\text{As}/\text{GaAs}$ с тремя квантовыми ямами шириной 2 нм, 4 нм и 6 нм в диапазоне 4,5-300 К и рассчитана ширина зоны ненапряженного $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с $y=0,13$ при каждой температуре (рис. 14, точки). Полученная зависимость хорошо аппроксимируется функцией Варшни (рис. 14, сплошная линия):

$$E_{g(y=0,13)}(T) = 1,321 - 4,1 \cdot 10^{-4} \frac{T^2}{T + 139} \quad (9)$$

Используя (8), (9) и соотношения Варшни для бинарных соединений GaAs и InAs, получаем выражение для расчета коэффициента прогиба $C(T)$:

$$C(T) = 8,84 \cdot [A(T) + 0,13 \cdot B(T) - E_{g(y=0,13)}(T)] \quad (10)$$

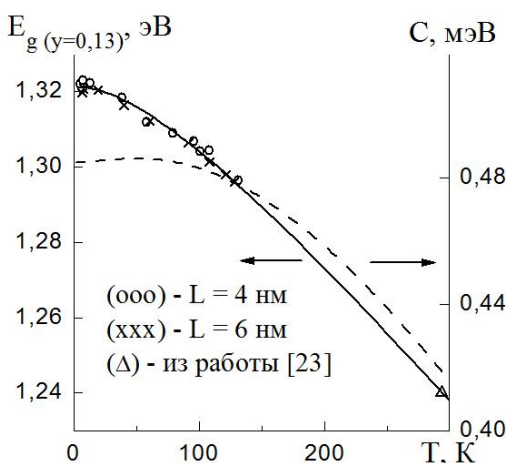


Рис. 14

В разделе 8.2 для оценки однородности твердого раствора и качества гетерограниц в структурах $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$ проведен анализ ширины

экситонных спектров низкотемпературной ФЛ. В структурах на основе тройных соединений уширение экситонной линии в основном вызвано разупорядочением твердого раствора и «островковыми» изменениями ширины квантовой ямы. В рамках модели [25] проведен расчет для этих двух механизмов уширения в предположении, что пространственные размеры «островков» δ и флуктуаций состава d_k меньше диаметра экситона d_e .

Для флуктуаций состава вероятность P распределения флуктуаций по площади экситона представляется функцией Гаусса с дисперсией σ :

$$P = \exp\left[-\frac{(y - y_0)^2}{2\sigma^2}\right], \quad \sigma = \left[\frac{y_0(1 - y_0)d_k^3}{2d_e^3(1 - \eta)}\right]^{1/2}, \quad (11)$$

где y_0 и y – среднее содержание In в $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ в пределах возбуждающего пятна и в пределах объема экситона соответственно, η - доля объема экситона вне ямы. Ширина линии равна разности энергий излучения из областей с составами y_1 и y_2 , для которых $P(y_1) = P(y_2) = 0,5$:

$$\Delta h\nu = (\Delta h\nu)_a \frac{\frac{\partial E_{1e-1h}}{\partial y}\Big|_{y=y_0}}{\frac{\partial E_g}{\partial y}\Big|_{y=y_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \eta}} \quad (12)$$

где E_{1e-1h} – энергия основного перехода, E_g и $(\Delta h\nu)_a$ – ширина зоны и полуширина экситонной линии объемного $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ того же состава.

При расчете уширения, вызванного флуктуациями ширины ямы, считалось, что средние по структуре размеры «островков» (δ), выступающих в яму и в барьер, равны, а отклонение границы раздела от средней составляет один монослой ($\pm\delta_1$). При этих условиях плотность вероятности:

$$P = \exp\left\{-\frac{2d_e^2}{\delta^2} [\ln 2 + c \ln c + (1 - c) \ln(1 - c)]\right\}, \quad (13)$$

где c – доля площади островка по отношению к площади экситона. Отклонение эффективной (в пределах экситона) ширины ямы L_e от средней по структуре L составляет $\Delta L = L_e - L = 2\delta_1(2c - 1)$. Определив значения $\Delta L_{1/2}$ (ΔL на уровне $P=0,5$), находим ширину экситонной линии по формуле:

$$\Delta h\nu = 2 \left. \frac{\partial E_{1e-1h}}{\partial L} \right|_L \cdot \Delta L_{1/2} \quad (14)$$

На рис. 15 приведены расчетные зависимости полуширины экситонной

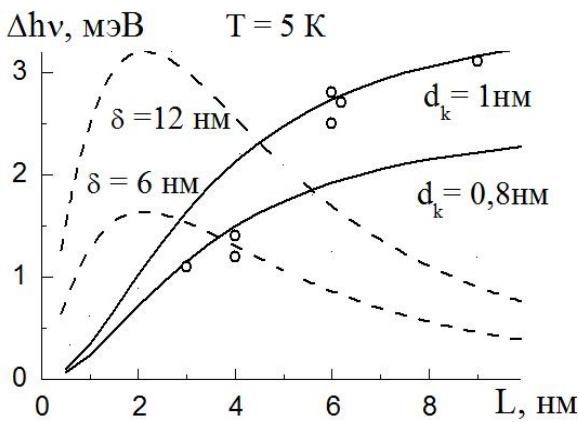


Рис. 15

линии ФЛ в структурах $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}/\text{GaAs}$ от ширины квантовой ямы L для механизмов уширения за счет флуктуаций состава (сплошные линии) и флуктуаций ширины ямы (пунктир). Точками обозначены полуширины спектров ФЛ, измеренных при $T = 5$ К. Сопоставление экспериментальных данных с расчетом позволяет

сделать вывод, что доминирующим механизмом уширения экситонных линий в исследованных структурах являются флуктуации состава тройного твердого раствора $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{As}$ с характерным размером кластеров (0,8-1) нм.

В разделе 8.3. приведены результаты спектроскопии псевдоморфных транзисторных структур (PHEMT) с односторонним и двусторонним δ -легированием ($\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}/\text{GaAs}$ и $\text{AlGaAs}/\text{InGaAs}/\text{AlGaAs}$). Получены сведения об энергетических состояниях двумерных носителей тока и их заполнении в структурах с разными параметрами. Вариации параметров структуры (степени легирования, толщины и последовательности слоев, мольной доли индия в тройном соединении) продиктованы технологическими задачами по выбору оптимальной базовой конструкции структуры для создания транзисторов с заданными характеристиками.

Другой вопрос, рассмотренный в этом разделе, касается использования фотолюминесценции в качестве неразрушающего метода оценки слоевой концентрации электронов n в квантовой яме - ключевого параметра PHEMT-структур. В ряде работ обсуждалась возможность определения величины n с помощью ФЛ-спектроскопии [например, 26, 27]. В основе метода лежит связь (6) между концентрацией двумерных электронов и энергетической дистанцией

$(\mu - E_{1e})$, которая становится линейной, при условии $(\mu - E_{1e})/kT \gg 1$. Тогда концентрацию на 1-ом уровне можно оценить по формуле:

$$n_1 = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} (\mu - E_{1e}) \quad (15)$$

На экспериментальных спектрах величина $(\mu - E_{1e})$ равна расстоянию ΔE^* между энергиями переходов с уровня Ферми и с первого электронного уровня на первый дырочный $\Delta E^* = E_{\mu-1hh} - E_{1e-1hh}$. Четких критериев для выбора энергии $E_{\mu-1hh}$ на спектре не существует; авторы руководствуются разными соображениями, чаще всего энергия Ферми рассматривается как подгоночный параметр для совмещения расчетных и экспериментальных спектров [26, 27].

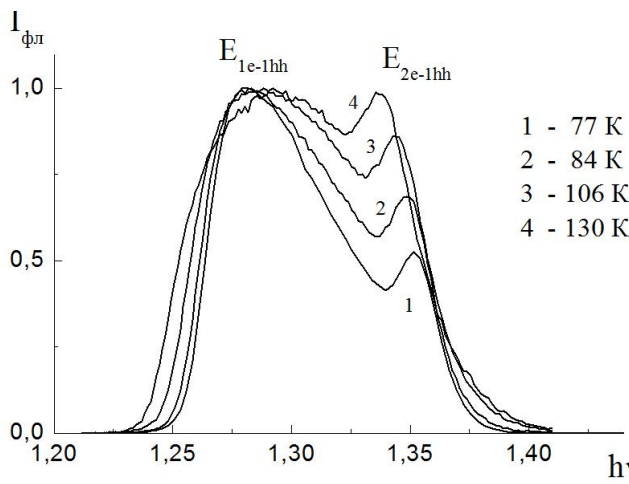


Рис. 16

В данной работе предлагается определять положение перехода $E_{\mu-1hh}$ с помощью температурных измерений ФЛ. В структурах, в которых относительная интенсивность полосы 2e-1hh с ростом температуры не меняется (уровень Ферми находится выше уровня 2e), величину $E_{\mu-1hh}$ можно считать рав-

ной энергии на половине высокоэнергетического спада спектра. Если с ростом температуры увеличивается относительная интенсивность полосы 2e-1hh (рис. 16), то температурная зависимость отношения интегральных интенсивностей полос 2e-1hh и 1e-1hh должна иметь вид $I_2/(I_1 T) \sim \exp(-\beta/kT)$ с показателем экспоненты $\beta = E_{2e} - \mu$. Тогда дистанцию ΔE^* можно записать как $\Delta E^* = E_{2e-1hh} - E_{1e-1hh} - \beta$. Для данной структуры (рис. 17) величина $\beta = 17,5$ мэВ, $\Delta E^* = 55$ мэВ и, следовательно, $n_{ФЛ} = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Предложенный способ удобен тем, что в отличие от [26, 27] не требует

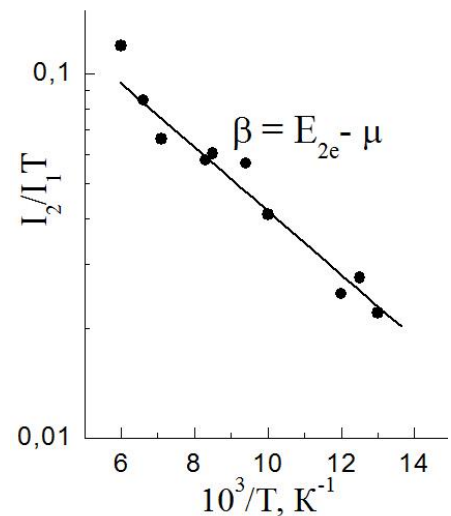


Рис. 17

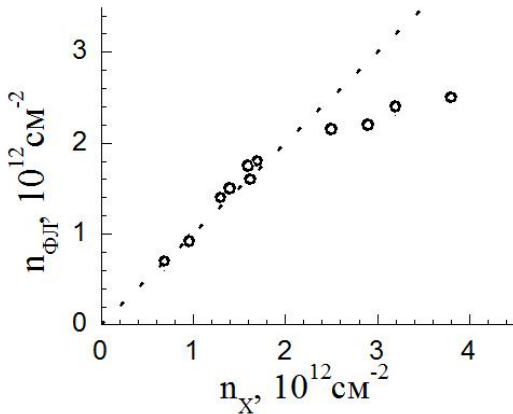


Рис. 18

громоздких расчетов спектральной интенсивности и оперирует только с экспериментальными данными. Сравнение концентраций, полученных фотOLUMИНЕСЦЕНТНЫМ ($n_{\text{ФЛ}}$) и холловским (n_x) методами, показало, что они хорошо согласуются при концентрациях $\leq 2,5 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, пока отсутствует параллельная проводимость по δ -слою (рис.18). При более сильном легировании ФЛ - метод более точен.

В **Заключении** приведены основные результаты диссертации, дан список работ автора по материалам диссертации и список цитируемой литературы.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

- A1. Гуляев Ю.В., Мильвидский М.Г., Яременко Н.Г., Долгинов Л.М., Кузнецов Г.Ф., Шевченко Е.Г., Страхов В.А., Чусов И.И., Иванов В.Ю. Исследование структурных и электрических свойств двойных гетероструктур InGaAsP/InP, излучающих на длине волны 1,3 мкм.– М., 1981.- 26 с. (Препринт АН СССР, ИРЭ АН СССР: № 5 (308)).
- A2. Гуляев Ю.В., Мильвидский М.Г., Долгинов Л.М., Кузнецов Г.Ф., Страхов В.А., Чусов И.И., Шевченко Е.Г., Яременко Н.Г., Иванов В.Ю. Влияние рассогласования периодов решеток эпитаксиальных слоев в ДГС InGaAsP/InP на электрические и люминесцентные характеристики светодиодов на 1,3 мкм. // Тез. докл. Всесоюз. конф. ВОЛС-3 (Москва, 1981). – М.: 1981.- С. 25.
- A3. Гуляев Ю.В., Мильвидский М.Г., Яременко Н.Г., Долгинов Л.М., Кузнецов Г.Ф., Шевченко Е.Г., Страхов В.А., Чусов И.И., Иванов В.Ю. Влияние рассогласования периодов решеток эпитаксиальных слоев ДГС InGaAsP/InP на электрические и люминесцентные характеристики светодиодов на 1,3 мкм / ИРЭ АН СССР.- М.- 1983.- 12 с.- Деп. в ВИНТИ, № 5010.
- A4. Гуляев Ю.В., Дворянкин В.Ф., Страхов В.А., Телегин А.А., Фишер Л.Ф., Яременко Н.Г. Получение и исследование двойной гетероструктуры InGaAsP/InP, излучающей на длине волны 1,5 мкм // Тез. докл. Всесоюз. конф. ВОЛС-3 (Москва, 1981). – М.: 1981.- С. 37.
- A5. Гуляев Ю.В., Дворянкин В.Ф., Кяргинская Л.Г., Страхов В.А., Телегин А.А., Фишер Л.Ф., Чусов И.И., Яременко Н.Г. Получение методом жидкостной

эпитаксии ДГС на основе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ($\lambda = 1,5$ мкм) и исследование их люминесцентных и фотоэлектрических свойств // ЖТФ.- 1982.- Т. 52, № 6.- С. 1244-1246.

- A6. Gulyaev Yu.V., Dvoryankin V.F., Michaleva L.F., Strachov V.A., Telegin A.A., Yaremenko N.G. Luminescence and photoelectric study of the DH $\text{InP-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ at the $\lambda=1,5$ mkm // Proceedings of the 9th USSR-Japan Electronics Symposium on Properties of Compound Semiconductors and Their Applications to Devices. (Moscow, 9-10 decem., 1982).- М.- 1982.- P. 27-31.
- A7. Гуляев Ю.В., Дворянкин В.Ф., Кяргинская Л.Г., Телегин А.А., Фишер Л.Ф., Чусов И.И., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Люминесцентные и фотоэлектрические свойства ДГС InGaAsP/InP на длину волны 1,5 мкм // Тез. докл. III Всесоюз. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах (Одесса, 7-9 июня 1982 г.).- Одесса, 1982.- Т. 2.- С. 43-44.
- A8. Петров В.И., Прохоров В.А., Рычкова О.В., Страхов В.А., Юнович А.Е., Яременко Н.Г. Люминесценция эпитаксиальных двойных гетероструктур InP/InGaAsP в растровом электронном микроскопе // Тез. докл. Всесоюз. симпоз. РЭМ-84 (Звенигород, 1984 г.). 1984, С. 17.
- A9. Петров В.И., Прохоров В.А., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Исследование инфракрасной катодолюминесценции полупроводниковых соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ и твердых растворов на их основе // Изв. АН.- сер. физическая.- 1984.- Т. 48, № 9.- С. 1739-1743.
- A10. Петров В.И., Прохоров В.А., Рычкова О.В., Страхов В.А., Юнович А.Е., Яременко Н.Г. Исследование эпитаксиальных двойных гетероструктур InGaAsP-InP методами катодолюминесценции в РЭМ и фотолюминесценции // Изв. АН, сер. физическая.- 1984.- Т. 48, № 12.- С. 2404-2407.
- A11. Страхов В.А., Яременко Н.Г., Телегин А.А., Оганджян В.А., Карачевцева М.В., Михалева Л.Ф., Петров В.И., Прохоров В.А. Исследование влияния несоответствия параметров решеток эпитаксиальных слоев на люминесцентные свойства гетероструктур InGaAsP/InP , излучающих на длине волны $\lambda = 1,5$ мкм // ФТП.- 1985.- Т. 19, № 4.- С. 601-608.
- A12. Петров В.И., Дворянкин В.Ф., Карачевцева М.В., Страхов В.А., Телегин А.А., Шабалин А.В., Яременко Н.Г. Катодолюминесцентные исследования слоев в гетероструктурах InGaAsP/InP на длины волн 1,2-1,5 мкм // Тез. докл. на Всесоюз. симпозиуме «РЭМ-86» (Звенигород, 1986). 1986.- С. 25.
- A13. Петров В.И., Дворянкин В.Ф., Карачевцева М.В., Страхов В.А., Телегин А.А., Шабалин А.В., Яременко Н.Г. Катодолюминесцентные исследования гетероструктур InGaAsP/InP // Изв. АН, сер. физическая.- 1987.- Т. 51. № 3.- С. 447-451.

- A14. Карачевцева М.В., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Туннельно-рекомбинационные токи в неидеальных гетеропереходах InGaAsP/InP // Тез. докл. 1 Российской конф. по физике полупроводников (Нижний Новгород, 10-14 сент. 1993 г.) 1993.- Т. 1.- С. 77.
- A15. Карачевцева М.В., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Туннельно-рекомбинационные токи в неидеальных гетероструктурах InGaAsP/InP // ФТП.- 1994.- Т. 28, № 6.- С. 1027-1031.
- A16. A1 1736310 SU H 01 №33/00. Светодиод торцевого типа / Воробьев А.Л., Карачевцева М.В., Страхов В.А., Яременко Н.Г. (ИРЭ АН СССР).- №4763289/25; Заявл. 30.11.89 // Изобретения (Заявки и патенты).- 1992.
- A17. Карачевцева М.В., Страхов В.А., Шкердин Г.Н., Яременко Н.Г. Диаграмма направленности и квантовая эффективность торцевых светодиодов на основе гетероперехода InGaAsP/ InP // Тезисы доклада на X Всесоюзной конференции Физические процессы в полупроводниковых гетероструктурах (Минск, 27-29 мая, 1986 г.). – Минск.:1986.- Т. 1.- С. 124-125.
- A18. Карачевцева М.В., Карапетян А.Р., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Эффективность вывода излучения планарных и торцевых диодов на основе гетероструктур InP/InGaAsP // Тез. докл. на Республиканской конференции по актуальным проблемам физики (г. Дилижан, Армения, 1985).- 1985.- С. 203.
- A19. Карачевцева М.В., Страхов В.А., Федотова Л.А., Яременко Н.Г. Влияние эффекта многопроходности на характеристики торцевых светодиодов из гетероструктур InGaAsP/InP.- М., 1987. – 25 с. (Препринт АН СССР, ИРЭ АН СССР: № 3 (462)).
- A20. A1 1455373 SU 4 H 01 L 33/00. Светодиод торцевого типа / Карачевцева М.В., Страхов В.А., Яременко Н.Г. (ИРЭ АН СССР, М.).- №4049232/31-25; Заявл. 04.04.86 // Изобретения (Заявки и патенты).- 1989.- № 4.
- A21. Гуляев Ю.В., Карачевцева М.В., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Торцевые светодиоды InGaAsP/InP на длину волны $\lambda = 1,5$ мкм. // ЖТФ.- 1989.- Т. 59, № 6.- С. 76-81.
- A22. Игнатъев А.С., Карачевцева М.В., Мокеров В.Г., Немцев Г.З., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Механизмы уширения экситонной линии фотолюминесценции структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с одиночными квантовыми ямами // Тез. докл. 1 Российской конф. по физике полупроводников (Нижн. Новгород, 10-14 сент. 1993 г.) 1993.- Т. 1.- С. 54.
- A23. Игнатъев А.С., Карачевцева М.В., Мокеров В.Г., Немцев Г.З., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Ширина экситонной линии низкотемпературной фотолюминесценции структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с одиночными квантовыми ямами // ФТП.- 1994. -Т. 28, №. 1.- С. 125-132.

- A24. Karachevtzeva M.V., Ignat'ev A.S., Mokerov V.G., Nemtzev G.Z., Strakhov V.A., Yaremenko N.G. Temperature investigation of photoluminescence in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ quantum well structures // International Symposium "Nanostructures: physics and technology" (St.Peterburg, Russia, 20-24 June, 1994).- St.Peterburg.- 1994.
- A25. Карачевцева М.В., Игнатьев А.С., Мокеров В.Г., Немцев Г.З., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Температурные исследования фотолюминесценции структур $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ с квантовыми ямами // ФТП.- 1994.- Т. 28, № 7.- С. 1211-1218.
- A26. Мокеров В.Г., Галиев Г.Б., Гук А.В., Слепнев Ю.В., Федоров Ю.В., Яременко Н.Г. Фотолюминесценция однородно и δ -легированных кремнием слоев GaAs , выращенных методом МЛЭ на подложках с ориентациями (100), (111)А и (111)В // Тезисы доклада на III Всероссийской конф. по физике полупроводников (Москва, 1997г).
- A27. Мокеров В.Г., Федоров Ю.В., Гук А.В., Яременко Н.Г., Страхов В.А.. Фотолюминесценция двумерного электронного газа в метаморфных N-InAlAs/InGaAs/InAlAs-гетероструктурах на подложках GaAs (100) // Доклады АН.- 1998.- Т. 362, № 2.- С. 194-197.
- A28. Мокеров В.Г., Федоров Ю.В., Гук А.В., Галиев Г.Б., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Оптические свойства легированных кремнием слоев GaAs (100), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // ФТП.- 1998.- Т. 32, № 9.- С. 1060-1063.
- A29. Карачевцева М.В., Страхов В.А., Яременко Н.Г.. Краевая фотолюминесценция сильно легированного $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{P}_y$ ($\lambda = 1,2\text{мкм}$) // ФТП.- 1999.- Т. 33, №8.- С. 907-912.
- A30. Галиев Г.Б., Карачевцева М.В., Мокеров В.Г., Страхов В.А., Яременко Н.Г. Фотолюминесцентные исследования амфотерного поведения кремния в арсениде галлия // Докл. АН.- 1999.- Т. 367, № 5.- С. 613-616.
- A31. Яременко Н.Г., Галиев Г.Б., Карачевцева М.В., Мокеров В.Г., Страхов В.А., Шкердин Г.Н. Фотолюминесценция двойных квантовых ям $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ с AlAs-барьером // Тез. докл. Международн. конф. Оптика, оптоэлектроника и технологии (Ульяновск, 17-21 июня 2002 г.).- 2002.- С. 17.
- A32. Галиев Г.Б., Карачевцева М.В., Мокеров В.Г., Страхов В.А., Шкердин Г.Н., Яременко Н.Г. Фотолюминесцентные исследования двойных квантовых ям $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ с тонким разделяющим AlAs-слоем // ФТП.- 2003.- Т. 37, № 5.- С. 599-603.
- A33. Яременко Н.Г., Галиев Г.Б., Карачевцева М.В., Мокеров В.Г., Страхов В.А. Температурные исследования фотолюминесценции модулированно-легированных структур $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ с квантовыми ямами // Радиотехника и электроника.- 2005.- Т. 50, № 9.- С. 1184-1188.

- A34. Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. Фотолюминесцентная диагностика полупроводниковых транзисторных структур на основе арсенида галлия и его соединений // Успехи современной радиоэлектроники.- 2005.- № 12.- С. 63-69.
- A35. Яременко Н.Г., Галиев Г.Б., Карачевцева М.В., Мокеров В.Г., Страхов В.А. Экситон-экситонное взаимодействие в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при интенсивном оптическом возбуждении // Доклады АН.- 2006.- Т. 409, № 6.- С. 759-763.
- A36. Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. Фотолюминесцентная диагностика наноструктур на основе полупроводников A^3B^5 // Тез. докл. IV Международной конф. «Нанотехнология – производству» (Фрязино, 28-30 нояб. 2007 г.).- 2007.- С. 88-89.
- A37. Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. Фотолюминесценция эпитаксиальных слоев GaAs, легированных кремнием // Известия ВУЗов.- Электроника.- 2008.- № 1.- С. 10-19.
- A38. Яременко Н.Г., Галиев Г.Б., Карачевцева М.В., Мокеров В.Г., Страхов В.А. Нестехиометрические дефекты в Si-легированных эпитаксиальных слоях GaAs, выращенных на подложках с ориентациями (111)A и (111)B // Доклады АН.- 2008.- Т. 419, № 4.- С. 483-487.
- A39. Федоров Ю.В., Щербакова М.Ю., Гнатюк Д.Л., Яременко Н.Г., Страхов В.А. НЕМТ на структурах $In_{0,52}Al_{0,48}As/In_{0,53}Ga_{0,47}As/In_{0,52}Al_{0,48}As/InP$ с предельной частотой усиления по мощности до 323 ГГц // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники.- 2010.- № 2-1. С. 191-197.
- A40. Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. Резонансный захват неравновесных носителей тока в наногетероструктурах n-AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами // Тез. докл. на VIII Международной конф. «Нанотехнология – производству» (Фрязино, 4-6 апреля 2012 г.).- 2012.- С. 71-72.
- A41. Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. Резонансный захват дырок в модулированно-легированных структурах N-AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами // Доклады АН.- 2011.- Т. 437, № 3.- С. 321-326.
- A42. Яременко Н.Г., Карачевцева М.В., Страхов В.А. Фотолюминесцентная спектроскопия односторонне легированных структур n-AlGaAs/GaAs с квантовыми ямами // Изв. вузов. Электроника.- 2012.- № 1 (93).- С. 3-13.
- A43. Яременко Н.Г., Галиев Г.Б., Васильевский И.С., Климов Е.А., Карачевцева М.В., Страхов В.А. Определение концентрации двумерных электронов в δ -легированных псевдоморфных транзисторных структурах InGaAs/GaAs методом фотолюминесцентной спектроскопии // Радиотехника и электроника.- 2013.- Т. 58, № 3.- С. 1-8.

Цитируемая литература.

1. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур. // ФТП.- 1998.- Т. 32, № 1.- С. 3-18.
2. Александров С.В., Алексеев А.Р., Демидов Д.М., Дудин А.Л. и др. Мощные низкопороговые лазерные диоды ($\lambda = 0,94 \mu\text{m}$) на основе $\text{In}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}/\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$ гетероструктур, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии // Письма в ЖТФ.- 2002.- Т. 28, № 16.- С. 71-78.
3. Галиев Г.Б., Васильевский И.С., Климов Е.А., Мокеров В.Г., Черечукин А.А. Влияние температуры роста спейсерного слоя на подвижность двумерного электронного газа в РНЕМТ-структурах // ФТП.- 2006.- Т. 40, № 12.- С. 1479-1483.
4. Shigeta M., Okano Y., Seto H., Katahama H., Nishine S., Kobayashi K. Si doping and MBE growth of GaAs on tilted (111)A substrates // J. Crystal Growth.- 1991.- V. 111.- P. 284-287.
5. Požela K., Požela J., Juciene V. Large increase of electron mobility in modulation-doped AlGaAs/GaAs/AlGaAs quantum well with inserted thin AlAs barrier // 9th Int. Symp.-Nanostructures: Physics and Technology (St. Petersburg, Russia, June 18-22, 2001).- P. 477-480.
6. Мокеров В.Г., Галиев Г.Б., Пожела Ю., Пожела К., Юцене В. Подвижность электронов в квантовой яме AlGaAs/GaAs // ФТП.- 2007.- Т. 36, № 6.- С. 713-717.
7. Леванюк А.П., Осипов В.В. Краевая люминесценция прямозонных полупроводников (обзор). // УФН.- 1981.- Т. 133, № 3.- С. 427-477.
8. Baraff G.A., Schluter M. Binding and formation energies of native defect pairs in GaAs // Phys. Rev. B.- 1986.- V. 33, № 10.- P. 7346-7348.
9. Schick J.T., Morgan C.G., Papoulias P. First-principles study of As interstitials in GaAs: convergence, relaxation and formation energy // Phys. Rev. B.- 2002.- V. 66.- P. 195302-195311.
10. Overhof H., Spaeth J.-M. Defect identification in the As_{Ga} -family in GaAs. // Phys. Rev. B.- 2005.- V. 72.- P. 115205-(1-10).
11. Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures.- Halsted Press, 1988.- 357 p.
12. Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики.- М.: Наука, 1976.- 664 с.
13. Козырев С.В., Шик А.Я. Захват носителей в квантовые ямы гетероструктур // ФТП.- 1985.- Т. 19, № 9.- С. 1667-1670.
14. Cingolani R., Ploog K., Peter G., Hahn R. et al. Biexciton-biexciton and exciton-electron scattering in GaAs QW // Phys. Rev. B.- 1990-I.- V. 41, № 5.- P. 3272-3275.

15. Klingshirn C. The luminescence of ZnO under high one- and two-quantum excitation // *Phys. Stat. Sol. (b)*.- 1975.- V. 71.- P. 547-556.
16. Берт Н.А., Гарбузов Д.З., Гореленок А.Т., Конников С.Г., Мдивани В.Н., Тибилов В.К., Чалый В.П. Квантовый выход люминесценции в двойных InGaAsP-гетероструктурах // *ФТП*.- 1980.- Т. 14, № 4.- С. 680-684.
17. Nakajima K., Yamazaki S., Komiya S., Akita K. Misfit dislocation-free $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ heterostructure wafers grown by liquid phase epitaxy // *J. Appl. Phys.*- 1981.- V. 52, № 7.- P. 4575-4582.
18. Алферов Ж.И., Агафонов В.Г., Гарбузов Д.З., Давидюк Н.Ю., Ларионов В.Р., Халфин В.Б. Многопроходные гетероструктуры. Ч. II. Внешний квантовый выход излучения // *ФТП*.- 1976.- Т. 10, № 8.- С. 1497-1506.
19. Гарбузов Д. З., Халфин В. В., Чалый В. П. Эффективность и диаграмма направленности торцевого светодиода в отсутствии волноводных эффектов // Тез. докл. II Всесоюз. конф. по физическим процессам в полупроводниковых гетероструктурах (Ашхабад, 18-20 окт. 1978 г.).- 1978.- Изд. «Ылым».- Т 2.- С. 12-14.
20. Гарбузов Д.З., Гореленок А. Т., Трукан М.К., Усиков А. С, Чалый В.П. Эффективность и кинетика электролюминесценции двойных InGaAsP - гетероструктур // *ФТП*.- 1981.- Т. 15, № 3.- С. 504-511.
21. Leu Y.T., Thiel F.A., Scheiber H., Miller B.I., et al. Preparation and properties of bulk $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ crystals // *J. Electron. Mater.*- 1979.- V.8, №5.- P. 663-666.
22. Arent D.J., Deneffe K., Van Hoof C., De Boeck J., Borghs G. Strain effects and offsets in GaAs/InGaAs strained layered quantum structures // *J. Appl. Phys.*- 1989.- V. 66, N 4.- P. 1739-1747.
23. Nahory R.E., Pollack M.A., Johnston Jr.W.D, Barns R.L. Band-gap versus composition and demonstration of Vegard's law for $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ lattice matched to InP // *Appl. Phys. Lett.*- 1978.- V. 33.- P. 659-661.
24. Handbook Series on Semiconductor Parameters / M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur, ed.- London: World Scientific, 1996.- V. 1.1.- 300 p.
25. Singh J., Bajaj K.K. Role of interface roughness and alloy disorder in photoluminescence in quantum-well structures // *J. Appl. Phys.*- 1985.- V. 57, № 12.- P. 5433-5437.
26. Lin D.Y., Wu M.C., Lin H.J., Wu J.S. Optical studies of two-dimensional electron gas in an InGaAs/AlGaAs pseudomorphic high electron mobility transistor structures // *Physica E*.- 2008.- V. 40.- P. 1757-1759.
27. Brierley Steven K. Quantitative characterization modulation-doped strained quantum wells through line-shape analysis of room-temperature photoluminescence // *J. Appl. Phys.*- 1993.- V. 74, № 4.- P. 2760-2767.