

---

**ЛАЗЕРНАЯ  
И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ  
ТЕХНИКА**

**СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ**

**Выпуск 6**

**МИНСК  
БГУ  
2001**

---

УДК 621.38(082)  
ББК 32.85я43+32.86-5я43  
Л17

Редакционная коллегия.

*И. С. Манак (отв. ред.), А. А. Афоненко, Е. Д. Карих,  
М. М. Кугейко, Д. В. Ушаков*

Издано за счет средств совета специального фонда  
Президента Республики Беларусь по социальной поддержке  
одаренных учащихся и студентов

**Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. ст.**  
Л17 Вып. 6 / Редкол. И. С. Манак, А. А. Афоненко, Е. Д. Карих и др.;  
Отв. ред. И. С. Манак. – Мн.: БГУ, 2001. – 121 с.  
ISBN 985-445-559-9.

Сборник содержит научные статьи по теоретическим проблемам квантовой электроники, физике лазеров; системам и методам квантовой электроники; лазерной и оптико-электронной технике; прикладным исследованиям и методическим аспектам преподавания соответствующих дисциплин. В него вошли работы, выполненные в соавторстве со студентами – членами студенческой научно-исследовательской лаборатории полупроводниковых лазеров (СНИЛ) за девять лет работы.

Для научных работников, преподавателей вузов, аспирантов и студентов.

УДК 621.38(082)  
ББК 32.85я43+32.86-5я43

ISBN 985-445-559-9

© БГУ, 2001

**В. С. Манак**

## **СНИЛ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ: СТАНОВЛЕНИЕ И ДОСТИЖЕНИЯ**

Решением Совета факультета радиофизики и электроники Белорусского государственного университета от 27 октября 1992 г. было поддержано предложение кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники об открытии при кафедре студенческой научно-исследовательской лаборатории (СНИЛ) полупроводниковых лазеров. Фактически активная работа в этой лаборатории началась с 1993 г. после ряда организационных мероприятий определения состава СНИЛ, уточнения тематики научных исследований, привлечения к руководству студенческими работами опытных преподавателей и научных работников кафедры и т. п. При выборе тематики приоритет был изначально отдан фундаментальным исследованиям в области полупроводниковых инжекционных лазеров, включая квантоворазмерные лазеры на основе многослойных асимметричных гетероструктур и полупроводниковых легированных сверхрешеток, а также их практическим приложениям: диодная спектроскопия и оптико-медицинское приборостроение (табл. 1) [1]. За 8 лет функционирования СНИЛ полупроводниковых лазеров в ней выполнено 5 научных работ, прошедших конкурсный отбор в Министерстве образования Республики Беларусь (МО РБ), 2 работы Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (БРФФИ), 3 молодежных гранта БРФФИ, 4 молодежных гранта БГУ. Результаты исследований, осуществленных при активном участии студентов и аспирантов дневной формы обучения, членов СНИЛ полупроводниковых лазеров, обобщены в научных отчетах (приложение 1). Кроме того, молодые исследователи участвовали в выполнении двух грантов БРФФИ в лаборатории оптики полупроводников Института физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси (приложение 2).

В 2001 г. в СНИЛ полупроводниковых лазеров выполняются 6 научных тем: одна тема – в рамках договора с Институтом физики им. Б. И. Степанова НАН Беларуси по совместному проекту Российского и



Белорусского фондов фундаментальных исследований одна – по проекту БРФФИ, одна – в рамках государственной программы фундаментальных исследований «Когерентность», одна – по межвузовской программе «Низкоразмерные структуры–2»; один отдельный проект финансируется Минфином РБ и один молодежный грант – БГУ (приложение 3). Основные результаты научных исследований студентов СНИЛ полупроводниковых лазеров, которые, как правило, носят приоритетный характер, можно сформулировать следующим образом.

Предложена топология квантоворазмерного инжекционного лазера на асимметричной гетероструктуре, который позволяет генерировать последовательность регулярных оптических сигналов на одной или двух частотах.

Изучены спектры усиления и спонтанного испускания сложных (на нескольких квантовых ямах) квантоворазмерных гетероструктур.

Произведен детальный анализ устойчивости возможных решений системы кинетических уравнений, описывающих динамику инжекционного лазера на асимметричной гетероструктуре, и теоретически определены области существования различных режимов генерации лазера с двумя квантовыми ямами в зависимости от инжекционной эффективности и плотности тока накачки.

Предложены физическая и математическая модели лазера с запаздывающей оптической обратной связью (во внешнем резонаторе) и проанализированы возможные режимы его функционирования.

Разработаны способ обработки частотно-модулированного сигнала при когерентном приеме лазерного излучения и программный комплекс, реализующий данный способ, а также цифровая система для формирования оптических ЛЧМ-импульсов на основе полупроводниковых лазеров.

Проанализирована возможность реализации режима фотопараметрического преобразования в инжекционном лазере.

Предложены способы компьютерного проектирования квантоворазмерных инжекционных лазеров с заданными параметрами (новые элементы функциональной оптоэлектроники – бистабильные лазерные устройства и генераторы незатухающих оптических колебаний).

Дано теоретическое обоснование применения метода Норде к полупроводниковым многослойным излучающим гетероструктурам, что позволило установить распределенное последовательное сопротивление и на этой основе рассчитать ряд электрофизических и энергетических параметров структур. Разработаны функциональная и принципи-

альная схемы характеристикографа для измерения вольт-амперных, ватт-амперных и ватт-вольтных характеристик инжекционных лазеров и светодиодов и определения в автоматическом режиме таких параметров указанных приборов, как статическое и дифференциальное сопротивление дифференциальная квантовая эффективность и коэффициент полезного действия, пороговый ток и т. д.

Разработаны физическая и математическая модели некогерентного полупроводникового источника излучения на основе непрямозонных полупроводников с доминирующим механизмом излучательной рекомбинации с участием экситонов, локализованных на примесных уровнях; двухсекционного лазерного диода с неоднородным возбуждением; многомодового лазера, генерирующего две продольные и две боковые моды с учетом пространственного выжигания инверсии и диффузионных потоков неравновесных носителей заряда в обедненные области активного слоя. Путем постановки численного эксперимента на ПЭВМ изучены особенности кинетики излучения в некогерентных и когерентных полупроводниковых источниках излучения с учетом предложенных механизмов возбуждения и релаксации неравновесных носителей заряда.

Проведен аналитический обзор математических моделей, используемых при анализе физических процессов в лазерах, облучаемых внешним или собственным излучением.

На основе скоростных уравнений для поля и электронной подсистемы лазера построен алгоритм численного моделирования процессов генерации с использованием неявного метода Шихмана с переменным шагом. Разработана программа, позволяющая моделировать генерационные характеристики инжекционного лазера в режиме облучения эхо-сигналом и реализующая датчик случайных чисел для анализа стохастических процессов в лазере и для контроля параметров случайной последовательности чисел.

На основе разработанных алгоритмов и программ проведено предварительное исследование реакции лазера на эхо-сигнал с доплеровским сдвигом частоты, переходные процессы в лазере, включая оптический выход и электронную подсистему.

Разработана установка для проведения экспериментов по фото-смещению излучения инжекционных лазеров, включающая:

- систему температурного управления на элементе Пельтье, диапазон перестройки 40 К (4,4 нм при длине волны 850 нм),

систему частотной привязки и модуляции лазеров (полоса захвата 21 МГц, длительность частотно модулируемого импульса 27 нс, девиация частоты в импульсе 6 МГц, коэффициент стабилизации - 1000)

Получили дальнейшее развитие теория некогерентных полупроводниковых источников излучения, инжекционных лазеров (в том числе квантоворазмерных) с неоднородным возбуждением и с запаздывающей оптической обратной связью, включая автодиодные явления в них

Предложены способы изучения кинетики люминесценции в полупроводниках с использованием компьютерных технологий, измерения временных параметров, а также рассмотрены вопросы использования инжекционных лазеров в нефелометрических измерениях в медицине.

Проанализированы спектры усиления и люминесценции многослойных квантоворазмерных гетероструктур и предложены перестраиваемые в широкой полосе источники излучения на основе этих структур, учтено насыщение усиления в квантоворазмерных гетероструктурах

Предложены новые модели для описания потенциального рельефа в легированных сверхрешетках и проанализированы условия их применимости. Исследовано влияние хвостов плотности состояний на энергетические характеристики *n-i-p-i*-кристаллов. Выявлен аномальный характер отношения коэффициента диффузии к подвижности носителей тока в таких структурах. Указаны пути оптимизации лазерных параметров *n-i-p-i*-кристаллов.

Предложены способы определения внутренних параметров активной области инжекционных лазеров.

Разработан спектронефелометрический метод определения спектра форменных элементов крови, устойчивый к дестабилизирующим факторам. В задачах медицинской экологии установлена взаимосвязь пространственного разрешения, погрешности измерительной аппаратуры и характера исследуемой среды.

Изучен механизм, накладывающий дополнительные ограничения на предельно достижимую частоту модуляции излучения квантоворазмерных инжекционных гетеролазеров. При высокочастотной модуляции тока инжекции и, соответственно, диэлектрической проницаемости полупроводника из-за малых размеров квантоворазмерных слоев изменения амплитуды поля электромагнитного излучения в приле-

жащих барьерных областях будут отставать от изменений амплитуды в центре активной области. На основе решения волнового уравнения для трехспойного волновода при гармоническом изменении диэлектрической проницаемости его центрального слоя показано, что существует предельная частота модуляции, выше которой структура теряет волноводные свойства для распространяющегося модулированного излучения. При частотах модуляции, меньших критической, доля мощности модулированного излучения, распространяющегося в центральном слое, уменьшается с ростом частоты модуляции. Наиболее существенно отмеченные эффекты будут проявляться в квантоворазмерных гетероструктурах со слабым оптическим ограничением.

Проведен прямой анализ системы уравнений Максвелла – Блоха для напряженности электрического поля и поляризуемости и уравнения фон-Неймана для недиагональных элементов матрицы плотности для частного случая гармонической модуляции инверсии населенностей. Показано, что в режиме малого сигнала амплитуда модуляционной составляющей плотности фотонов  $S$  обратно пропорциональна частоте модуляции и не содержит членов, пропорциональных  $S^2$ , и зависимость дисперсии показателя преломления от концентрации носителей тока не должна приводить к эффектам нелинейного усиления.

Проведен сравнительный анализ физических и математических моделей, используемых для расчета зонной структуры квантоворазмерных гетероструктур с напряженными слоями, определены области и условия их применимости. Рассмотрены методы учета влияния деформации на энергетический спектр электронов и дырок.

На основании четырехзонного  $k$   $p$ -метода разработан пакет программ для анализа энергетических зон многослойных квантоворазмерных гетероструктур с учетом эффекта смещения зон. Численный расчет проведен с помощью метода конечных элементов, позволяющего с высокой точностью находить собственные значения энергии и соответствующие им волновые функции для гетероструктур со сложным потенциальным профилем при меньших вычислительных затратах по сравнению с другими известными методами.

Проведен анализ применимости параболического закона дисперсии дырок вблизи центра зоны Бриллюэна для квантовых ям разной ширины. Для узких квантовых ям толщиной порядка 5 нм совпадение дисперсионных кривых, рассчитанных с учетом эффекта смещения зон и в случае квадратичной зависимости энергии дырок, достаточно хорошее. Для квантовых ям толщиной порядка 10 нм параболический

закон дисперсии не применим из-за сильного взаимодействия подзон тяжелых и легких дырок.

Проанализировано влияние толщины барьерного слоя  $d_b$  многослойной квантоворазмерной гетероструктуры на энергетический спектр валентной зоны. Оценено значение ширины барьерного слоя  $d_b$ , при котором взаимодействием квантовых ям можно пренебречь. Показано, что величина расщепления уровней энергии сильно зависит от компонент волнового вектора  $k_x, k_y$ .

Проведен анализ границ применимости в приближении параболических зон для расчета дисперсионных кривых и плотности состояний, матричных элементов и спектров усиления ТЕ- и ТМ-мод для квантоворазмерных гетероструктур при учете эффекта смещения подзон валентной зоны. Показано, что приближение параболических зон не описывает достаточно точно энергетический спектр и плотность состояний валентной зоны и корректно описывает спектры усиления. Проанализировано влияние внутренних механических напряжений на спектральный состав и поляризационные характеристики многослойных квантоворазмерных гетероструктур. Проведен сравнительный анализ спектров испускания и поглощения сильно легированных сверхрешеток, рассчитанных в моделях прямых переходов и без правила отбора по волновому вектору электрона с учетом гауссовых и экспоненциальных хвостов плотности состояний, а также исследован эффект насыщения поглощения. Теоретически проанализированы пороговые характеристики и динамические процессы в двухсекционном лазерном диоде с активной областью на основе  $\text{CaAs}$ - $\delta$ -легированной сверхрешетки и исследована возможность перестройки длины волны генерации ( $\sim 60$  нм) в режимах переходного процесса, регулярных пульсаций и стационарном.

Изучен режим четырехволнового смещения в полупроводниковом лазере и на основе волнового уравнения получены аналитические выражения для комплексных амплитуд генерируемого излучения. Показано, что приближение медленно меняющейся амплитуды оказывается достаточно точным при расчете мощностей генерируемых сигналов, однако приводит к заметным погрешностям при расчете фазовых характеристик. Проанализировано влияние спектрального уширения линий поглощения на спектр нелинейной рефракции в квантоворазмерных гетероструктурах.

Разработана динамическая тепловая модель квантоворазмерного поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором; по-

лучше объемные профили распределения температуры в стоях лазерной структуры в различные моменты времени после подачи ступеньки тока накачки, проанализирована динамика нагрева лазерного диода. Проведен анализ влияния нагрева активной области лазера на динамику многомодовой генерации и модовый состав излучения. Выявлено, что при  $T < 350$  К доминирующий вклад в излучение вносит основная (продольная) мода, тогда как при более высоких температурах существенно возрастает роль поперечной моды, что может быть объяснено более сильной температурной зависимостью коэффициента усиления для основной моды.

Проведен анализ амплитудно-частотных характеристик инжекционного лазера в режиме четырехволнового смешения. На основе волнового уравнения получены аналитические выражения для комплексных амплитуд генерируемых сигналов. Введен в рассмотрение новый, ответственный за нелинейное усиление параметр  $\beta$ , который является коэффициентом пропорциональности между вариациями действительной и мнимой частей показателя преломления при вариации плотности фотонов в резонаторе. С использованием разработанного программного обеспечения определены динамические параметры лазера с погрешностью до 5 %. Параметр  $\beta$  установлен с погрешностью до 20 %. Показано, что параметр увеличения ширины линии генерации  $\alpha$  и параметр  $\beta$  не равны друг другу. Предложено использовать экспериментальные данные для выявления доминирующего механизма нелинейного усиления.

Учтено влияние спектрального уширения, поляризационной зависимости вероятности оптических переходов и анизотропии эффективных масс дырок на изменение показателя преломления при возбуждении квантоворазмерной нелегированной гетероструктуры в системе GaAs-Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As. Показано, что известные механизмы спектрального уширения, дающие лоренцевскую или гауссову формы спектральных полос испускания, приводят к сглаживанию резонансного поведения показателя преломления и уменьшению величины его изменения. Поляризационная зависимость вероятности оптических переходов ведет к тому, что максимумы в спектрах изменения показателя преломления для TE- и TM-мод различаются по величине и не совпадают для определенного значения частоты зондирующего света. Также установлено, что изменение показателя преломления  $\Delta n$  с ростом плотности светового потока  $U$  в нелегированной квантоворазмерной гетероструктуре происходит в общем случае нелинейно и описывается практически

степенной зависимостью с показателем  $1/2$ , а в случае легированной квантовой ямы зависимость  $\Delta n$  от  $l$  линейная.

Проведен анализ переходных процессов и ватт-амперных характеристик инжекционного лазера на многослойной асимметричной квантоворазмерной гетероструктуре с широким спектром усиления, состыкованной с волокном, в котором нарезаны две брэгговские решетки, и показана возможность создания двухчастотного лазерного источника с постоянной выходной мощностью оптического излучения.

Разработаны схемы и лабораторный макет дифференциального  $\text{CO}_2$  двухчастотного газоанализатора для контроля состава печной атмосферы при химико-термической обработке деталей с использованием в качестве излучателя ИК-светодиода на основе GaAsSb.

Результаты научных исследований студентов опубликованы в периодических изданиях (среди них «Письма в ЖТФ»; «Известия РАН. Сер. физическая», «Весті АН Беларусі. Сер. фізичная»; «Физика и техника полупроводников»; «Журнал прикладной спектроскопии»; «Оптический журнал» и др.), а также сборниках научных статей и материалах конференций, таких как «Лазерная и оптико-электронная техника», «Полупроводниковые лазеры», «Proc. SPIE» и др. (приложение 4).

Материалы исследований прошли апробацию на университетских и республиканских студенческих конференциях; ряде международных конференций по тематике СНИЛ: лазерной физике и спектроскопии (г. Гродно), квантовой электронике (г. Минск), оптике лазеров и прикладной физике (г. Санкт-Петербург); различных международных конференциях в Томске, Шатуре, Кисловодске, Москве, Кардиффе, Казимеже-Дольном, Вроцлаве, Олимпии, Варшаве, Гливице, Судане и др. (приложения 4, 5).

Часть полученных с участием студентов результатов научных исследований защищена патентами Республики Беларусь (приложение 6); внедрена в учебный процесс в виде компьютерного лабораторного практикума по физике полупроводниковых лазеров (приложение 7), причем первая часть этого практикума была издана еще до официального образования СНИЛ полупроводниковых лазеров. И конечно же, научные достижения студентов используются их коллегами при постановке новых поисковых и фундаментальных исследований.

Результаты, представленные в приложениях 4–7, а также итоги участия студентов в республиканском конкурсе на лучшую научную

работу по физике (приложение 8), где студенты БГУ неоднократно занимали первые места, обобщены в табл. 2.

С 1996 г. на факультете радиофизики и электроники началась подготовка магистров естественных наук СНИЛ полупроводниковых лазеров, ориентированная на выполнение фундаментальных научно-исследовательских работ в приоритетных направлениях квантовой электроники и ее приложений явилась базой для подготовки магистров на кафедре квантовой радиофизики и оптоэлектроники (приложение 9). Наилучшие условия для развития творческой личности студента, научного работника, педагога высшей школы создает творческий процесс [2-7]. Поэтому к руководству научно-исследовательской работой студентов привлечены ведущие преподаватели кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники, научные работники и аспиранты. Таким образом, СНИЛ полупроводниковых лазеров, по существу, является полигоном, где апробируются на практике подходы в формировании новой, более эффективной системы образования, разрабатываются современные методики развития способностей одаренной молодежи в области науки, техники и передовых технологий.

Переход к трехступенчатой системе образования (бакалавр, специалист с высшим образованием, магистр) существенно расширяет роль специализирующих кафедр на завершающих этапах подготовки специалистов. Принципиально новым моментом является возникновение своего рода дополнительной обратной связи, корректирующей установку на конечный уровень получаемого образования. Наиболее важным условием реализации университетской версии в организации магистерской подготовки и подготовки кадров высшей квалификации является создание на специализирующей кафедре студенческой научно-исследовательской лаборатории. Так, в СНИЛ полупроводниковых лазеров с успехом защищен ряд магистерских и кандидатских диссертаций (приложения 9, 10), некоторые из кандидатских – досрочно. Творческий подход к организации научной работы в СНИЛ полупроводниковых лазеров благоприятно сказывается на подготовке кадров высшей школы. Аспиранты различных научных учреждений, получившие закалку в СНИЛ БГУ, в срок представляли диссертации к защите (приложение 10).

31 января 2001 г. своим распоряжением Президент Беларуси утвердил решение Совета специального фонда Президента Республики Беларусь по социальной поддержке одаренных учащихся и студентов

## Научные достижения студентов СВНЛ полупроводниковых лазеров в 1993–2000 гг.

Показатели Годы	Опубликовано статей	Опубликовано тезисов докладов	Получено патентов	Издано учебно-методических пособий	Подготовлено отчетов о НИР	Итоги участия в республиканских конкурсах на лучшую научную работу		
						I категория	II категория	III категория
1993	8	27	–	1	1	–	–	
1994	4	39	1	2	–	Не проводился		
1995	22	22	–	1	2	2	1	–
1996	10	37	2	1	1	3	–	–
1997	23	13	1	–	3	2	–	1
1998	7	20	–	–	1	–	2	1
1999	10	11	–	–	3	2	–	–
2000	26	16	–	–	5	4	–	–

от 18 декабря 2000 г. об оказании финансовой помощи творческим объединениям образовательных учреждений, среди которых и СНИЛ «Полупроводниковые лазеры» Белорусского университета. Памятке своего десятилетия коллектив СНИЛ полупроводниковых лазеров находится в расцвете творческих возможностей. По-видимому, назрела необходимость в долгосрочном целевом финансировании лучших СНИЛ Республики Беларусь с целью организации в них фундаментальных научных исследований по приоритетным направлениям.

#### Литература

1. *Манак И. С.* Концепция подготовки магистров в студенческой научно-исследовательской лаборатории // Системы магистратуры в Беларуси и за рубежом: Сб. материалов (По итогам работы Международной конференции, 8-10 июня 1998 г.). Новополоцк, 1998. С. 90-94.
2. *Манак И. С.* СНИЛ как форма творческого развития личности // Технологии непрерывного образования и творческого саморазвития личности. Материалы II Междунар. науч. конф., Гродно, 6-7 апр. 1999 г. Гродно, 1999. С. 311-314.
3. *Манак И. С.* Реализация технологии непрерывного образования в студенческой научно-исследовательской лаборатории // Проблемы непрерывного многоуровневого профессионального образования: структура, технологии, кадры. Материалы Междунар. науч.-практ. конф., Минск, 20-21 мая 1999 г. Минск, 1999. С. 190-197.
4. *Манак И. С.* О формировании творческого потенциала личности педагога в студенческой научно-исследовательской лаборатории // Формирование профессионализма учителя: проблемы поиска решений на рубеже столетий. Материалы Междунар. науч.-практ. конф. В 2 ч. Ч. 2 / Редкол.: Л. Ф. Мирзаянова (гл. ред.) и др. Барановичи, 2000. С. 27-32.
5. *Манак И. С., Афоненко А. А.* Индивидуализация обучения в системе непрерывного образования в студенческой научно-исследовательской лаборатории // Интеграция обучения, науки и производства в системе профессионального образования Республики Беларусь. Материалы IV Междунар. науч.-практ. конф. Ч. 1. Мн., 2001. С. 60-61.
6. *Манак И. С., Милифеев В. М.* Формы адаптации к профессиональной деятельности учащейся и студенческой молодежи // Адаптация к профессиональной деятельности как психолого-педагогическая проблема. Методологические основания, пути и способы решения. Материалы Междунар. науч.-практ. конф. В 4 ч. Ч. 2 / Редкол.: Л. Ф. Мирзаянова (гл. ред.) и др. Барановичи, 2001. С. 57-60.
7. *Манак И. С., Афоненко А. А.* Развитие творческих способностей студентов // ТехноОБРАЗ: Технологии непрерывного образования и саморазвития личности. Материалы Междунар. науч. конф. В 3 ч. Ч. 1 / Отв. ред. проф. В. П. Гарангейт. Гродно, 2001. С. 330-331.

ОТЧЕТЫ О НИР БЕЛГОСУНИВЕРСИТЕТА ВЫПОЛНЕННЫХ ПРИ УЧАСТИИ  
СТУДЕНТОВ СПЕЦИАЛЬНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

1. Разработка и исследование программируемых полупроводниковых лазеров с дискретной перестройкой параметров на основе синтезируемых воздействий: Отчет о НИР № 046/11 по проекту № Ф54-318 БРФФИ (заключит.) / БГУ. Науч. рук. д-р физ.-мат. наук проф. И.А. Малевич; № ГР 1994596. Исполнители: С.И. Чубаров, И.С. Манак, И.А. Кобак, В.Г. Пикулик, А.Н. Бородавка, С.Д. Жаринков, А.В. Баркова, А.М. Лисенкова, А.А. Афоненко<sup>1</sup>, А.С. Кондрачев. Мн., 1993. 206 с.
2. Компьютерное проектирование и анализ физических процессов в квантоворазмерных и интегральных инжекционных лазерах. Отчет о НИР № 534/13 (заключит.) / БГУ; Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак; № ГР 19942985. Исполнители: И.С. Манак, А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.А. Виталисов, С.В. Наливко, Д.В. Ушаков, Э.Р. Фурунжiev, Д.С. Шуляев. Мн., 1995. 235 с.
3. Анализ неравновесных электронных и оптических процессов в полупроводниковых источниках излучения. Отчет о НИР № 540/13 (заключит.) / БГУ. Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. Е.Д. Карих, канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак; № ГР 19942986. Исполнители: Е.Д. Карих, И.С. Манак, В.Г. Пикулик, А.А. Афоненко, С.А. Василевский, В.И. Ермаченя, С.Б. Михнюк, С.В. Наливко, А.В. Осадчий, Д.В. Пухов, А.Г. Рудой, И.Н. Троицкий, Д.В. Ушаков, Д.Л. Харевич, В.Н. Ювченко. Мн., 1996. 350 с.
4. Разработка методов определения параметров быстродействующих инжекционных лазеров и светодиодов: Отчет о НИР № 685/13 (заключит.) / БГУ. Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак; № ГР 19951180. Исполнители: И.С. Манак, А.А. Афоненко, А.Н. Бородавка, В.В. Калюта, Е.Д. Карих, И.А. Кобак, В.К. Кононенко, К.Н. Коростик, К.Г. Кузьмин, И.П. Марко, С.Б. Михнюк, С.В. Наливко, В.Г. Пикулик, С.А. Рассадин, А.Г. Рудой, В.М. Стещик, Д.В. Ушаков. Мн., 1997. 120 с.
5. Анализ волноводных свойств многослойных лазерных гетероструктур. Отчет о НИР (заключит.) № 987/13 / БГУ. Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак. Исполнители: И.С. Манак, А.А. Афоненко, Ю.Г. Пасейшвили, В.И. Цирко, А.Л. Чиж. Мн., 1997. 33 с.
6. Анализ оптических свойств полупроводниковых квантоворазмерных лазерных структур. Отчет о НИР (заключит.) № 492/13 / БГУ. Науч. рук. аспирант Д.В. Ушаков; № ГР 19982712. Исполнители: В.В. Борщевский, Т.А. Крюкова, А.Б. Матюхин, С.В. Наливко, В.И. Цирко, А.Л. Чиж. Мн., 1998. 70 с.
7. Анализ излучательных характеристик лазерных квантоворазмерных полупроводниковых систем с модифицированной зонной структурой. Отчет о НИР (заключит.) № 351/13 по проекту № М96-083 БРФФИ / БГУ. Науч. рук. канд.

Здесь и далее будут помечены аспиранты (            ), студенты (            ).

- физ.-мат. наук А.А. Афоненко; № ГР 19974648 Исполнители С.В. Наливко, Д.В. Ушаков. Мн., 1999 66 с.
- 8 Динамика процессов в полупроводниковых лазерных системах с микрорезонатором. Отчет о НИР (заключит.) № 388/13 по проекту № Ф96-273 БРФФИ / ИФ НАН Беларуси Науч. рук. д-р физ.-мат. наук В.К. Кононенко, № ГР 19973956 Исполнители А.А. Афоненко, И.С. Манак, С.В. Наливко, Д.В. Ушаков. Мн., 1999 90 с.
  - 9 Анализ излучательных характеристик многослойных квантоворазмерных лазеров. Отчет о НИР (заключит.) № 603/13 / БГУ Науч. рук. С.В. Наливко. Исполнители О.П. Дуль, А.Б. Матюхин, Д.В. Ушаков, В.И. Цвирко. Мн., 1999.
  - 10 Анализ динамических и спектральных характеристик полупроводниковых квантоворазмерных лазерных структур на основе легированных сверхрешеток с модуляцией добротности резонатора. Отчет о НИР (заключит.) № 045/13 по проекту № Ф97М-033 БРФФИ / БГУ Науч. рук. Аспирант Д.В. Ушаков; № ГР 19982947 Исполнители Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко. Мн., 2000 45с.
  - 11 Анализ оптических свойств многослойных квантоворазмерных лазерных гетероструктур с напряженными слоями: Отчет о НИР (заключит.) № 046/13 по проекту № Ф97М-035 БРФФИ / БГУ, Науч. рук. аспирант С.В. Наливко, № ГР 19983376 Исполнители: С.В. Наливко, А.Л. Чиж. Мн., 2000 34с
  - 12 Разработка теории квантоворазмерных лазеров: Отчет о НИР (заключит.) № 434/13 / БГУ; Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак, № ГР 19991538 Исполнители: А.А. Афоненко, О.П. Дуль, В.К. Кононенко, С.В. Наливко, Д.В. Ушаков. Мн., 2000 93 с.
  - 13 Оптико-физическая диагностика водных сред, растворов, аэрозольных выбросов в условиях помех. Отчет о НИР (заключит.) № 433/13 / БГУ; Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. М.М. Кугейко; № ГР 19991551. Исполнители: В.А. Фираго, А.В. Баркова, А.Е. Семенов, Н.А. Карпук, Д.М. Оношко, С.М. Калора, П.А. Капариха, М.М. Федосеева, Е.В. Засинец, Ю.В. Дзенис. Мн., 2000. 141 с.
  - 14 Анализ параметров инжекционных лазеров: Отчет о НИР (заключит.) № 700/13 / БГУ; Науч. рук. О.П. Дуль, № ГР 20002170 Исполнители: А.Б. Матюхин, В.И. Цвирко, С.Н. Дрозд, Т.В. Даниленко. Мн., 2000. 59 с.

## Приложение 2

### ОТЧЕТЫ О НИР ЛАБОРАТОРИИ ОПТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ИНСТИТУТА ФИЗИКИ ИМ. Б. И. СТЕПАНОВА НАН БЕЛАРУСИ, ВЫПОЛНЕННЫХ ПРИ УЧАСТИИ СТУДЕНТОВ СНИЛ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

- 1 Разработка физических принципов создания наноразмерных полупроводниковых элементов функциональной оптоэлектроники. Отчет о НИР (заключит.) № Ф20-041 / ИФ АН Беларуси, Науч. рук. д-р физ.-мат. наук В.К. Кононенко. Исполнители: А.А. Афоненко, А.К. Беляев, Д.В. Карасев, И.С. Манак, П.А. Тупиневич. Мн., 1995 146 с.

2. Управление электронно-оптическими процессами в лазерных наноразмерных системах (Отчет по проекту (заключит.) № Ф94-345 БРФФИ / ИФ ИАН Беларуси; Науч. рук. д-р физ.-мат. наук В.К. Кононенко; № ГР 19961657. Исполнители: А.А. Афоненко, Д.В. Карасев, И.С. Манак, С.В. Паливко, Д.В. Ушаков. Мн., 1997. 91 с.

### Приложение 3

#### НАУЧНЫЕ РАБОТЫ, ВЫПОЛНЯЕМЫЕ В СНИЛ ПОЛУПРОВОДИТРИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ В 2001 г.

1. Исследование оптических переходов в полупроводниковых гетероструктурах с квантовыми ямами и сверхрешетках и разработка физических принципов генерации излучения инфракрасного диапазона. Тема № 237/13 по проекту № Ф99-119 БРФФИ; Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак; № ГР 20002430. 2000-2002 гг.
2. Анализ неравновесных электронно-оптических процессов в квантоворазмерных инжекционных лазерах для разработки приборов нового поколения. Тема № 239/13 по проекту № Ф99-220 БРФФИ; Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак; № ГР 20002429. 2000-2002 гг.
3. Когерентные явления в квантоворазмерных инжекционных лазерах. Тема № 721/13. Государственной программы фундаментальных исследований "Когерентность"; Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак, канд. физ.-мат. наук А.А. Афоненко. № ГР 20011464. 2001-2005 гг.
4. Исследование внутризонных процессов в квантоворазмерных полупроводниковых структурах. Тема № 800/13. Межвузовской программы "Низкоразмерные системы 2"; Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак, канд. физ.-мат. наук А.А. Афоненко. 2001-2005 гг.
5. Анализ и оптимизация характеристик квантоворазмерных инжекционных лазеров. Тема 628/13, Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак. № ГР 2002178. 2001-2002 гг.
6. Нелинейные и поляризационные эффекты в квантоворазмерных гетероструктурах. Тема 404/13; Науч. рук. студ. магистратуры А.Б. Матюхин. № ГР 20011428. 2001 г.

### Приложение 4

#### СТАТЬИ, ОПУБЛИКОВАННЫЕ СТУДЕНТАМИ

1993 г.

1. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С. Бистабильный режим генерации в квантоворазмерных лазерах // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 19, вып. 9. С. 35-39.
2. Кононенко В.К., Манак И.С., Афоненко А.А. Radiation oscillation processes in quantum well heterolasers // Proc SPIE. 1993. № 2039. P. 66-67.
3. Применение полупроводниковых инжекционных лазеров ближнего ИК-диапазона для контроля содержания аммиака в воздухе / Д.И. Гуринович.

- В.П. Дураев, В.А. Иванов, Н.Н. Никеенко // ЖТК. 1993. Т. 57. № 3-4. С. 318-324.
4. Афоненко А.А., Минак И.С. Влияние профиля показателя преломления в структурах с квантоворазмерными слоями на фактор оптико-электронного ограничения // Радиофизика и электроника. Сб. науч. тр. Вып. 3. Мн., 1993. С. 9-14.
  5. Афоненко А.А., Минак И.С. Динамика генерации излучения в инжекционном лазере с насыщающимся полостителем // Радиофизика и электроника. С. 15-22.
  6. Карих Е.Д., Семичасный И.А., Хлебовец О.А. Влияние эффекта Доплера на эффективность приема эхо-сигнала когерентным лазерным радаром // Радиофизика и электроника. . С. 23-27.
  7. Карих Е.Д., Поляков А.В., Станкевич К.Г. Полупроводниковый лазер с управляемой линией усиления во внешнем дисперсионном резонаторе // Радиофизика и электроника. . С. 4-8.
  8. Афоненко А.А., Минак И.С., Пикулик В.Г. Источники оптического излучения пикосекундного диапазона на инжекционных лазерах для светодальномера // Опт. журн. 1993. № 10. С. 66-71.

#### 1994 г.

1. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Минак И.С. Бистабильный лазерный излучатель // Изв. РАН. Сер. физическая. 1994. Т. 58, вып. 2. С. 70-73.
2. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Минак И.С. Режим регулярных пульсаций в лазере с двумя квантовыми ямами // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, № 2. С. 57-61.
3. Контроль СО в ближней ИК области с помощью лазерных диодов / Д.И. Гуринович, В.П. Дураев, В.А. Иванов, Н.К. Никеенко // ЖТК. 1994. Т. 60, № 3-4. С. 369-372.
4. Коростик К.Н., Ткачев Е.О. Визуализатор процессов восстановления обратного сопротивления полупроводниковых диодов // ПТЭ. 1994. № 4. С. 124.

#### 1995 г.

1. Минак И.С., Ювченко В.Н. Динамика излучения многомодовых инжекционных лазеров // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. ст. Вып. 3 / Отв. ред. И.А. Малевич. Мн., 1995. С. 3-33.
2. Виталисов А.А., Кононенко В.К. Поляризационные характеристики полупроводниковых излучателей типа квантовой проволоки // Лазерная и оптико-электронная техника. . С. 34-43.
3. Карих Е.Д., Рудой А.Г. Математические модели полупроводникового инжекционного лазера в режиме когерентной регистрации оптического эхо-сигнала (обзор) // Лазерная и оптико-электронная техника. . С. 44-62.
4. Кононенко В.К., Минак И.С., Рассадин С.А. Методы определения электрофизических параметров выпрямительных и излучающих полупроводниковых диодов // Лазерная и оптико-электронная техника. . С. 100-125.

- 5 *Жура Слай Ю. I. Манак И.С.* Спектрально-поляризационные характеристики инжекционных лазеров на двухсторонней гетероструктуре // Лазерная и оптико-электронная техника. С. 126-138.
- 6 *Лисенкова А.М., Манак И.С., Чолов В.Н.* Взаимодействие лазерного излучения ближнего инфракрасного диапазона с тканями глазного дна // Лазерная и оптико-электронная техника. С. 139-170.
- 7 *Кугейко М.М., Малевич И.А., Оношко Д.М.* Дистанционное определение оптических характеристик многослойных рассеивающих сред // Лазерная и оптико-электронная техника. С. 186-192.
- 8 *Кугейко М.М., Оношко Д.М.* Расчет оптических характеристик рассеивающих сред в условиях отсутствия их опорных значений // Лазерная и оптико-электронная техника. С. 193-208.
- 9 *Бойко М.П., Манак И.С.* Исследование непрерывных гетеролазеров с модуляцией излучения в СВЧ-диапазоне // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе: Сб. науч.-метод. ст. Вып. 2 / Науч. ред. И.А. Малевич, И.С. Манак, Е.Д. Карих. Мн., 1995. С. 93-97.
- 10 *Иснатенко О.В., Манак И.С., Пикулик В.Г.* Автоматизированный комплекс для измерения электрических и энергетических параметров светодиодов // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе... С. 109-120.
- 11 *Афоненко А.А., Манак И.С.* Моделирование на ЭВМ кинетики установления режима стационарной генерации в одномодовых инжекционных лазерах // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе... С. 125-134.
- 12 *Манак И.С., Троцкий И.Н.* Компьютерное моделирование переходных процессов в инжекционном лазере с внешним резонатором в лабораторном практикуме // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе. С. 135-138.
- 13 *Манак И.С., Ювченко В.Н.* Моделирование на ПЭВМ переходных процессов в многомодовых инжекционных гетеролазерах // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе... С. 139-142.
- 14 *Афоненко А.А., Манак И.С.* Компьютерный анализ динамики генерации излучения инжекционными лазерами в режиме модуляции добротности резонатора // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе. С. 143-147.
- 15 *Троцкий И.Н., Кононенко В.К., Манак И.С.* Нестабильность излучения и хаос в полупроводниковых лазерах с внешним резонатором. Весті АН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук. 1995. № 2. С. 68-71.
- 16 *Кугейко М.М., Малевич И.А., Оношко Д.М.* Определение из Космоса оптических характеристик многослойной облачности // Исследование Земли из Космоса. 1995. № 6. С. 91-97.
- 17 *Пухов Д.В.* Интегрированная оболочка построения графиков функций "SHOW GRAPHS" // Сб. науч. арт. студ. ВУУ Рэспублікі Беларусь Ч. 2. Мн., 1995. С. 27-29.

- 18 Афоненко А.А. Анализ динамики генерации излучения в инжекционных гетеролазерах с неоднородным возбуждением // 36 наук артык студ ВУН Рэспублікі Беларусь С 3-7
- 19 Бондаренко А.Ф. Алгоритм аппроксимации закона Стефана – Больцмана для низкотемпературных пирометров // 36 наук артык студ універсітэта Ч 2 Мн. 1995. С. 57–58
- 20 Васильевский С.А., Осидчий А.В. Моделирование процессов в лазере под действием оптического эхо-сигнала // 36. наук. артык студ універсітэта С 59-60.
- 21 Пухов Д.В. Фотосмещение излучения многомодовых полупроводниковых лазеров // 36 наук артык студ універсітэта С 70-71
- 22 Рудой А.Г. Когерентная регистрация оптического излучения полупроводниковым инжекционным лазером // 36. наук артык студ універсітэта... С 72-74.

1996 г.

- 1 Polarization characteristics of quantum-well semiconductor structures / I.S. Manak, D.V. Karasev, V.K. Kononenko, S.V. Nalivko, A.A. Romanenko, A.A. Vitalisov // Proc. SPIE-PL. 1996. Vol. 28. P. 2-17.
- 2 Polarization properties of the light emission of GaAlAs double heterostructure injection lasers / I.S. Manak, V.L. Kasyutich, Ju.L. Zhuravskii, ME Klokova // Proc SPIE-PL. 1996. Vol 28. P 18-24.
- 3 Kononenko V.K., Nalivko S.V. Spectral characteristics of asymmetric quantum-well heterostructure laser sources // Proc. SPIE 1996. Vol. 2693 P 760-767.
- 4 Кудейко М.М., Оношко Д.М. Методика обработки сигналов обратного рассеяния в условиях неполнозаданной априорной информации // Радиофизика и электроника: Сб. науч. тр. Вып. 2 Мн., 1996. С. 35-37
- 5 Quantum-Well Lasers and Amplifiers with a wide tuneable spectrum / I.S. Manak, A.A. Afonenko, V.K. Kononenko, S.V. Nalivko, V.A. Shevtzov // Proc SPIE-PL. 1996 Vol. 32. P. 345-351.
- 6 Афоненко А.А., Манак И.С. Изучение инжекционного лазера с насыщающимся поглотителем в спецпрактикуме // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе. Сб. учеб-метод. ст. Вып. 3 Мн., 1996 С 28-33.
- 7 Кононенко В.К., Манак И.С., Нализко С.В. Изучение на ПЭВМ спектров усиления квантоворазмерных лазеров в лабораторном практикуме // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе С 34-38.
- 8 Кононенко В.К., Манак И.С., Ушаков Д.В. Изучение энергетических и спектральных характеристик n-i-p-i-структур в спецпрактикуме // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе С. 39-44.
- 9 Афоненко А.А., Ермачев В.И., Манак И.С. Анализ динамики генерации излучения в двухсекционном инжекционном лазере с неоднородным возбуждением в лабораторном практикуме по физике полупроводниковых лазеров // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе . С 45-49

- 10 И-0030 QW-ППТ для моделирования физических процессов в квантово-размерных гетероструктурах / И.С. Манак, А.А. Афоненко, А.А. Виталисов, Д.В. Ушаков, С.В. Наливкин // Каталог фонда программных средств Программные продукты для персональных ЭВМ. Вып. 6: В 2 ч. Ч. 2. Научно-технические компьютерные технологии. М., 1996. С. 14.

1997 г.

- 1 Спектры усиления и люминесценции широкополосных излучателей на основе асимметричных квантово-размерных гетероструктур / В.К. Кононенко, И.С. Манак, С.В. Наливкин, В.А. Шевцов, Д.С. Шуляев // ЖПС. 1997. Т. 64, № 2. С. 221-227.
- 2 Кононенко В.К., Манак И.С. *Фрунжиск.Э.Р.* Насыщение усиления в квантово-размерных лазерных гетероструктурах // ЖПС. 1997. Т. 64, № 6. С. 797-800.
- 3 Пакет прикладных программ для расчета излучательных и волновоодных характеристик квантово-размерных гетероструктур / А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак, С.В. Наливкин // Лазерные новости. 1997. № 4. С. 26-28.
- 4 Optically-Pumped Lasing of Doped ZnSe Epitaxial Layers Grown by Metal-Organic Vapour-Phase Epitaxy / G.P. Yablonskii, A.L. Gurskii, E.V. Lutsenko, I.P. Marko, H. Hamadeh, J. Sollner, W. Taudt and M. Heuken // Phys. Stat. Sol. (a) 1997. Vol. 159. P. 543-557.
- 5 Near-band-edge photoluminescence of MOVPE-grown undoped and nitrogen-doped ZnSe / A.L. Gurskii, I.P. Marko, V.N. Yuvchenko, G.P. Yablonskii, H. Hamadeh, W. Taudt, J. Sollner, H. Kalisch, M. Heuken // J. Cryst. Growth. 1997. Vol. 174. P. 757-762.
- 6 Optical-pumped lasing of doped ZnSe epilayers grown by MOVPE / G.P. Yablonskii, A.L. Gurskii, E.V. Lutsenko, I.P. Marko, H. Hamadeh, W. Taudt, J. Sollner, H. Kalisch, M. Heuken // J. Cryst. Growth. 1997. Vol. 174. P. 763-767.
- 7 Polarization characteristics of quantum-well semiconductor structures / I.S. Manak, D.V. Karasev, V.K. Kononenko, S.V. Nalivko, A.A. Romanenko, A.A. Vitalisov // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3094. P. 2-17.
- 8 Polarization properties of light emission of AlGaAs double heterostructure injection lasers / I.S. Manak, Yu.L. Zhuravskii, M.E. Klokov, V.L. Kasyutich // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3094. P. 18-24.
- 9 Quantum-Well Lasers and Amplifiers with a Wide Tunable Spectrum / I.S. Manak, A.A. Afonenko, V.K. Kononenko, S.V. Nalivko, V.A. Shevtzov // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3176. P. 345-351.
- 10 Energy levels and absorption and emission Spectra of n-i-p-i crystals / D.V. Ushakov, V.K. Kononenko, I.S. Manak, V.A. Shevtzov // Advances in Synergetics. 1997. Vol. 8. P. 343-351.
- 11 Peculiarities of spectral broadening in quantum-well systems / V.K. Kononenko, I.S. Manak, S.V. Nalivko, V.A. Shevtzov // Advances in Synergetics. 1997. Vol. 8. P. 352-360.
- 12 Ushakov D.V., Kononenko V.K. Variation of the potential relief and emission in doping superlattices under excitation // Review and Short Notes of Physics, Chemistry

- try and Application of Nanostructures. World Scientific, Singapore, 1997. P. 121–124.
13. Манак И.С., Чиж А.Д. Поляризация излучения инжекционных лазеров (обзор) // Полупроводниковые лазеры. Сб. науч. ст. Вып. 1. Мн., 1997. С. 98–161.
  14. Манак И.С., Михнюк С.Б. Анализ кинетики электролюминесценции в полупроводниковых структурах с учетом схемы релаксации неравновесных носителей // Полупроводниковые лазеры. С. 50–61.
  15. Кугейко М.М., Сюркина Е.В. К определению спектра размеров форменных элементов крови // Радиопизика и электроника. Сб. науч. тр. Вып. 3. Мн., 1997. С. 60–63.
  16. Наливко С.В., Кононенко В.К., Митях И.С. Численное моделирование оптических свойств асимметричных многослойных лазерных гетероструктур с учетом спектрального уширения // Математическое моделирование и вычислительный эксперимент в естественных, гуманитарных и технических науках. Сб. науч. тр.: В 2 т. Т. 2, ч. 2. Кисловодск, 1997. С. 5–6.
  17. Ушаков Д.В., Кононенко В.К., Манак И.С. Самосогласованный расчет профиля потенциала в легированных сверхрешетках // Математическое моделирование и вычислительный эксперимент в естественных, гуманитарных и технических науках... С. 60–62.
  18. Лисенкова А.М., Манак И.С., Алексеев Д.В. Моделирование разрушения патологической ткани при лазерной ангиопластике // Лазерная физика и спектроскопия. Тр. конф.: В 2 т. Т. 1 / Под ред. А.А. Афанасьева. Мн., 1997. С. 147–148.
  19. Ушаков Д.В., Кононенко В.К., Манак И.С. Влияние флуктуаций концентрации примесей на энергетический спектр легированных сверхрешеток // Лазерная физика и спектроскопия... С. 384–386.
  20. Карих Е.Д., Рудой А.Г. К оценке эффективности автодинного преобразования в инжекционном лазере // Лазерная физика и спектроскопия... С. 272–275.
  21. Василевский С.А., Карих Е.Д. Частотные характеристики инжекционного лазера при регистрации доплеровских эхо-сигналов // Лазерная физика и спектроскопия... С. 276–277.
  22. Кольчевский Н.Н., Кугейко М.М. Определение пространственного разрешения при лазерном зондировании атмосферы // Лазерная физика и спектроскопия... С. 310–313.
  23. SLS-ППП для моделирования неравновесных электронных и оптических процессов в полупроводниковых источниках излучения (П-0037) / Е.Д. Карих, И.С. Манак, А.А. Афоненко, С.А. Василевский, В.И. Ермаченя, С.В. Наливко, А.В. Осадчий, Д.В. Пухов, А.Г. Рудой, И.Н. Троицкий, Д.В. Ушаков, Д.Л. Харевич, В.Н. Ювченко // Каталог фонда программных средств Программные продукты для персональных ЭВМ. Вып. 7. Мн., 1997. С. 85–86.

1998 г.

1. Asymmetric multiple-quantum-well lasers and amplifiers / S.V. Nalivko, V.K. Kononenko, I.S. Manak, V.A. Shevtzov // Proc SPIE, 1998. Vol. 3423. P. 117–119.

2. *Ushakov D.V., Kononenko I.K.* Laser parameters of n-i-p-n crystals // Proc. SPIE, 1998. Vol. 3423. P. 120-123.
3. *Kononenko I.K., Manak I.S., Ushakov D.V.* Optoelectronic properties and characteristics of doping superlattices // Proc. SPIE, 1998. Vol. 3580. P. 10-27.
4. *Ushakov D.V., Kononenko I.K., Manak I.S.* Control of optical properties of doping superlattices // Proc. of VI Int. Seminar on Nonlinear Phenomena in Complex System. Minsk. IP NASB, 1998. P. 144-152.
5. Контроль процессов сжигания топлива в теплоэнергетике / В.А. Фираго, В. Вуйчик, И.С. Манак, А.А. Афоненко, С.Н. Дрозд // Квантовая электроника. Материалы II Межгос. науч.-техн. конф. Мн., 1998. С. 174-177.
6. Определение характеристик газоаналитических средств путем компьютерного моделирования / И.С. Манак, В.А. Фираго, А.А. Афоненко, С.Н. Дрозд // Новые ресурсосберегающие технологии и улучшение экологической обстановки в легкой промышленности и машиностроении. Сб. докл. Междунар. науч.-практ. конф. Витебск, 1998. С. 192-194.
7. Непрерывный контроль отходящих газов котлов для оптимизации процессов сгорания топлива / В.А. Фираго, А.А. Афоненко, И.С. Манак, С.Н. Дрозд // Новые ресурсосберегающие технологии и улучшение экологической обстановки в легкой промышленности и машиностроении... С. 197-199.

#### 1999 г.

1. *Напиво С.В., Манак И.С., Чиж А.Д.* Влияние эффекта смешения зон на зонную структуру и спектры усиления многослойных квантоворазмерных гетероструктур // Литовский физ. журн. 1999. № 4-5. С. 365-373.
2. *Дузь О.П., Манак И.С.* Тепловой режим работы квантоворазмерных инжекционных лазеров // Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. науч. тр. Вып. 4. Мн., 1999. С. 3-33.
3. *Дрозд С.Н., Манак И.С., Фираго В.А.* Методы и средства лазерной: диодной спектроскопии в газоаналитических задачах // Лазерная и оптико-электронная техника. С. 45-48.
4. Компьютерное моделирование светодиодных газоанализаторов / А.А. Афоненко, С.Н. Дрозд, И.С. Манак, В.А. Фираго // Лазерная и оптико-электронная техника. С. 85-111.
5. *Кобак И.А., Манак И.С., Марко И.П.* Характернограф для исследования электрофизических и энергетических характеристик инжекционных лазеров и светодиодов // Лазерная и оптико-электронная техника. С. 112-124.
6. Разработка аппаратуры для исследования спектральной кинетики излучения светодиодов, подвергшихся радиоактивному облучению / А.А. Бородавка, К.Г. Кузьмин, И.С. Манак, В.Г. Пикюзик // Лазерная и оптико-электронная техника. С. 141-187.
7. *Кирин Е.Д., Осидчий А.В.* Спектральный анализ самосмещения в полупроводниковом лазере // Лазерная и оптико-электронная техника... С. 34-44.
8. Непрерывный контроль отходящих газов котлов для оптимизации процессов сгорания топлива / В.А. Фираго, А.А. Афоненко, И.С. Манак, С.Н. Дрозд // Новые ресурсосберегающие технологии и улучшение экологической обстановки в легкой промышленности и машиностроении... С. 197-199.

- новки в легкой промышленности и машиностроении (6 доклад) Междунар. науч.-практ. конф. Витебск 1999 С. 166–171
9. Определение характеристик газоаналитических средств путем компьютерного моделирования / И.С. Манак, В.А. Фираго, А.А. Афоненко, С.Н. Прозд // Новые ресурсосберегающие технологии и улучшение экологической обстановки в легкой промышленности и машиностроении. С. 171–177.
10. *Malyshev S.A., Chizh A.I.* Analysis optical matching in the photodiode module for GATV // Proc of 1999 Symposium High performance Electron device for Microwave and Applications (EDMO), London, 1999 P 272-277.

#### 2000 г.

1. *Афоненко А.А., Матюхин А.Б.* Амплитудные и фазовые характеристики инжекционного лазера в режиме четырехволнового смешения // Радиофизика и электроника: Сб. науч. тр. Вып. 4 Мн., 2000 С. 8–13.
2. *Руднец Д.Н., Козлов В.И.* Метод расширения динамического диапазона радиационного пирометра // Радиофизика и электроника. С. 86–90
3. *Голыкова Т.И., Кугейко М.М.* Томографический нефелометрический метод определения микрофизических характеристик рассеивающих сред // Радиофизика и электроника. С. 27–31
4. *Дуль О.П., Манак И.С.* Влияние эффектов нагрева на динамику многомодовой генерации в квантоворазмерных лазерах с вертикальным резонатором // Радиофизика и электроника. С. 56–60
5. *Капора С.М.* Расчет шумовых характеристик приемного канала лазерного доплеровского анализатора крови // Радиофизика и электроника. С. 70–75.
6. *Афоненко А.А., Манак И.С., Матюхин А.Б.* Особенности работы полупроводниковых инжекционных лазеров в режиме четырехволнового смешения // Квантовая электроника: Материалы III Междунар. конф. Мн., 2000 С. 21–23.
7. *Руднец Д.Н.* Расширение диапазона измеряемых температур бесконтактного пирометра // Сборник работ 56-й научной конференции студентов и аспирантов Белгосуниверситета. В 3 ч. Ч. 3. Мн., 2000. С. 322–326.
8. *Цвирко В.И.* Влияние спектрального уширения линий поглощения на спектр нелинейной рефракции в квантоворазмерных гетероструктурах // Сборник работ 56-й научной конференции студентов и аспирантов Белгосуниверситета. С. 339–344
9. *Матюхин А.Б.* Анализ четырехволнового смешения в полупроводниковом лазере на основе волнового уравнения // Материалы V Респ. науч. конф. студентов, аспирантов и магистрантов. Ч. 5 Гродно 2000 С. 43–46
10. *Руднец Д.Н.* Метод бесконтактного контроля температуры и измерение коэффициента излучения объекта // Материалы V Респ. науч. конф. студентов, аспирантов и магистрантов. С. 52–54
11. *Цвирко В.И.* Влияние спектрального уширения на изменение показателя преломления в квантоворазмерных гетероструктурах // Материалы V Респ. науч. конф. студентов, аспирантов и магистрантов. С. 81–85
12. *Матюхин А.Б.* Эффекты нелинейного усиления при работе полупроводникового лазера в режиме четырехволнового смешения // Сборник работ 57-й на-

учной конференции студентов и аспирантов Белгосуниверситета В 3 ч Ч 1 С 303-305.

- 13 Цешко В.И. Дисперсионные оптические характеристики кванторазмерных полупроводниковых гетероструктур // Сборник работ 57-й научной конференции студентов и аспирантов Белгосуниверситета . С. 324–327
- 14 Манак И.С., Матюхин А.Б. Внутренние параметры активной области полупроводниковых инжекционных лазеров и методы их определения // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. тр. Вып. 5 Мн., 2000 С. 3–36
- 15 Афоненко А.А., Згурский В.Н., Манак И.С. Анализ модовой структуры инжекционных лазеров полосковой геометрии с учетом эффекта рассеяния на границах резонатора // Лазерная и оптико-электронная техника... С. 37–42.
- 16 Наливоко С.В., Даниленко Т.В., Манак И.С. Двухчастотный лазер на основе кванторазмерной гетероструктуры, состыкованной с волокном // Лазерная и оптико-электронная техника... С. 43–49.
- 17 Колесников В.М., Осин С.А. Микроинтерферометр для контроля размеров субмикронных топологических элементов // Лазерная и оптико-электронная техника . С. 86–89
- 18 Колесников В.М., Ткачев В.С. Лазерный целеуказатель // Лазерная и оптико-электронная техника. С. 89–92
- 19 Колесников В.М., Тищенко А.С. Интерферометр Фабри – Перо с повышенной разрешающей способностью // Лазерная и оптико-электронная техника . С. 93–95.
- 20 Кугейко М.М., Карпук Н.А. Лазерно-локационный метод дифференциального поглощения с использованием широких интервалов накопления // Лазерная и оптико-электронная техника . С. 122–127
- 21 Кугейко М.М., Семёнов А.Б. Исследование эффективности лазерно-локационного метода асимптотического сигнала и его модификация при определении оптических характеристик атмосферы // Лазерная и оптико-электронная техника . С. 127–135
- 22 Кугейко М.М., Голикова Т.И., Катори С.М. Диагностика спектра размеров форменных элементов крови // ДАТЧИК-2000 Материалы Междунар. науч.-техн. конф. Гурзуф, 2000 С. 10–11.
- 23 Фираго В.А., Кугейко М.М., Дрозд С.Н. Анализ характеристик современных ИК абсорбционных измерителей содержания окиси углерода в выбросах автомобилей // ДАТЧИК-2000 С. 177–179
- 24 Фираго В.А., Манак И.С., Дрозд С.Н. Газоаналитические датчики систем контроля состава печной атмосферы при химико-термической обработке металлов // ДАТЧИК-2000 С. 179–181.
- 25 Continuous control of air pollution components in metallurgy / V.A. Firago, I.S. Manak, S.N. Drozd, A.M. Lisenkova // VII Konferencja Naukowa Czujniki optoelektroniczne i elektroniczne COE-2000 V. 2 Gliwice, 2000. P. 242–247
- 26 Манак И.С., Дзель О.И. Моделирование тепловых процессов в кванторазмерных цилиндрически-симметричных лазерных гетероструктурах // Математическое моделирование и компьютерные технологии. Т. 2. Математическое

## Приложение 5

### ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ ОПУБЛИКОВАННЫЕ СТУДЕНТАМИ

1993 г.

1. Афоненко А.А., Манах И.С. Инжекционные одномодовые лазеры для систем оптической обработки информации // Оптика лазеров-93. Тез. докл. Ч. 1. СПб., 1993. С. 29.
2. Гродкий И.Н., Кононенко В.К., Манах И.С. Нестабильность излучения и хаос в инжекционном лазере с внешним резонатором // Оптика лазеров-93. С. 208.
3. Карасев Д.В., Кононенко В.К. Поляризационные характеристики квантовомасштабных лазеров // Оптика лазеров-93. С. 217.
4. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манах И.С. Бистабильный лазерный излучатель // Оптика лазеров-93. С. 219.
5. Афоненко А.А., Манах И.С., Пикулик В.Г. Генераторы импульсов пикосекундной длительности на инжекционных гетеролазерах для систем оптической обработки информации // Физические принципы и методы оптической обработки информации. Тез. докл. II Междунар. симпози. Гродно, 1993. С. 27.
6. Карасев Д.В., Кононенко В.К. Об уширении спектров усиления квантовомасштабных лазеров // Современные проблемы лазерной физики и спектроскопии. Тез. Междунар. конф. Гродно, 1993. С. 60-61.
7. Применение инжекционных лазеров 1,5 мкм для контроля CO<sub>2</sub> в продуктах горения / Д.И. Гуринович, В.П. Дураев, Г.М. Забелло, В.А. Иванов, Н.К. Никееенко // Современные проблемы лазерной физики и спектроскопии. С. 224-225.
8. Афоненко А.А., Манах И.С. Анализ временных характеристик инжекционного гетеролазера с модуляцией добротности резонатора // Современные проблемы лазерной физики и спектроскопии... С. 241-243.
9. Афоненко А.А., Манах И.С., Кононенко В.К. Гистерезис ваттамперной характеристики в инжекционном лазере с двумя квантовыми ямами // Современные проблемы лазерной физики и спектроскопии. С. 244-245.
10. Афоненко А.А., Манах И.С. Анализ режимов генерации в полупроводниковом инжекционном лазере с насыщающимся поглотителем // Современные проблемы лазерной физики и спектроскопии... С. 246-248.
11. Анализатор содержания аммиака в газовой смеси на лазерном диоде / М.А. Зезольчик, В.А. Иванов, А.Н. Кузьмин, И.С. Манах, Н.Н. Никееенко, Г.И. Рябцев // XII Международный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. Тез. докл. Томск, 1993. С. 171.
12. Афоненко А.А., Манах И.С. Одномодовые инжекционные лазеры для атмосферных исследований // XII Международный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. С. 202.

13. Афонченко А.А., Манах И.С. Полупроводниковые лазеры с модуляцией добротности резонатора в системах мониторинга окружающей среды // XIV Международный симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере и водных средах. С. 203
14. Троицкий И.Н. Влияние мощности накачки и длины резонатора на динамику полупроводникового инжекционного лазера с внешним резонатором // Физическая оптика. Тез докл Всерос науч студ конф. Томск 1993 С. 16
15. Лисенкова Е.И. Лазерная флуоресцентная диагностика и фотодинамическая терапия в онкологии // Физическая оптика. С. 17.
16. Ходан А.Н. Исследование возможностей инжекционного лазера-излучателя на основе GaAlAs // Физическая оптика... С. 18.
17. Афонченко А.А. Анализ переходных процессов в одномодовых полупроводниковых инжекционных лазерах // Физическая оптика. С. 19-20
18. Поляков А.В. Управление когерентностью полупроводниковых лазеров в системах с гетеродинным приемом излучения // Физическая оптика. С. 21.
19. Церуженко Е.В. Разработка доплеровского ультразвукового измерителя скорости потока жидкости // Материалы 50-й студенческой научковой конференции БДУ. Мн., 1993 С. 91.
20. Кузьмин К.Г. Экспериментальная установка для исследования кинетики электролюминесценции в облученных GaP светодиодах // Материалы 50-й студенческой научковой конференции БДУ. С. 96
21. Поляков А.В. Управление когерентностью полупроводниковых лазеров в системах с гетеродинным приемом излучения // Материалы 50-й студенческой научковой конференции БДУ. С. 102
22. Кондратьев А.В. Оптико-электронное аналого-дипамическое запоминающее устройство // Материалы 50 - й студенческой научковой конференции БДУ... С. 95
23. Чалив В.Н. Применение лазерного излучения ближнего ИК-диапазона в лечении заболеваний глазного дна // Материалы 50-й студенческой научковой конференции БДУ. С. 104
24. Юченко В.И. Методы управления длиной волны генерации полупроводниковых лазеров // Материалы 50-й студенческой научковой конференции БДУ С. 106-107.
25. Быстродействующий фотоумножитель класса 128 ЭЛУ для ИК-детектирования до 1,5 мкм / В.А. Белоконов, Ф.Н. Ермалицкий, О.В. Климовская, С.В. Суханин, М.А. Шойгов // Датчики электрических и неэлектрических величин: Тез 10-й Междунар конф Барнаул, 1993 С. 9-10.
26. Высококочувствительный квадратный фотоприемник для дальномеров и оптических локаторов / Ф.А. Ермалицкий, В.Б. Залесский, И.С. Манах, Е.А. Полякова, Г.С. Терехов // Датчики электрических и неэлектрических величин. С. 10-11
27. Термоохлаждаемый фотоприемник для диапазона 0,3 - 1,2 мкм на базе ФЭУ с GaInAs фотокатодом / Ф.А. Ермалицкий, В.В. Калач, И.С. Манах, Г.П. Пальтс // Датчики электрических и неэлектрических величин. С. 11-12

- 1 Тышченко Е.Д. Исследование коэффициента усиления волноводного СО лазера планарного типа // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике Мн. 1994 С 13
- 2 Карих Е.Д., Рудой А.Г., Хасеневич П.Р. Влияние коэффициента спонтанного излучения на эффективность фотопараметрического преобразования в инжекционном лазере // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике С 16.
- 3 Троицкий И.Н. Анализ физических процессов в инжекционных лазерах с новодом // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике... С. 19
- 4 Ермаченя В.И. Анализ динамических процессов в инжекционных лазерах с неоднородным возбуждением // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике С 20.
- 5 Парфенова Л.И. Нелинейные кристаллы для удвоения частоты в полупроводниковых лазерах // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике... С 25.
- 6 Прокудин С.В. Однолучевое измерение толщины тонких пленок с неизвестным показателем преломления // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике С 37
- 7 Дриц А.А. Неинвазивное измерение параметров крови в ближней инфракрасной области // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике... С. 45
- 8 Чалов В.Н. Моделирование взаимодействия лазерного излучения ближнего ИК диапазона с тканями глазного дна // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике С 46
- 9 Лисенкова Е.Б. Исследование влияния излучения полупроводниковых лазеров на иммунную систему // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике.. С. 47.
- 10 Кузьмин К.Г. Экспериментальная установка для исследования кинетики люминесценции полупроводников // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике С 54-55
- 11 Марко И.П., Ушаков Д.В. Автоматизированный комплекс для исследования энергетических, электрофизических и пространственных характеристик инжекционных лазеров // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике С 56
- 12 Зиурский Ю.Н. Определение пространственного распределения фоточувствительных приборов с зарядовой связью // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике С 57
- 13 Карих Е.Д., Пухов Д.В. Формирование оптических ЛЧМ импульсов на основе полупроводниковых лазеров // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике С 58.
- 14 Карих Е.Д., Семичасный И.А., Хлебосев О.А. Фотосмещение излучения инжекционных лазеров с релаксационными пульсациями частоты // Тезисы док-

- радон Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике. С. 59
15. Кайлыт В.Ш., Карих Д.Е. Фотоприемные устройства для анализа быстропротекающих оптических процессов // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике. С. 61.
  16. Примах Н.У. Разработка совмещенного блока фотоприемника, лазера и накачки для организации динамической памяти оптического компьютера // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике. С. 66
  17. Коростик К.Н., Шепелевич А.Н. Модулятор гока накачки инжекционного лазера для оптоэлектронного динамического запоминающего устройства // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике. С. 68.
  18. Оношко Д.М. Получение опорных значений в лазерно-локационных системах // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике... С. 70.
  19. Дорошко В.А., Протко С.В. Зеркально-симметричные отражатели в виде призм-крыш // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике. С. 72.
  20. Тракимус А.С. Дифракция Фраунгофера на уголковых световозвращателях // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике... С. 73.
  21. Сивенков С.В. Анализ абберационных свойств оптических лазерных систем тензорным методом // Тезисы докладов Республиканской конференции молодых ученых по квантовой электронике... С. 74-75.
  22. Ларицва И.В. Использование полупроводниковых лазеров в дерматологии // Материалы 51-й студ. науч. конф. БДУ Мн., 1994 С. 78-79
  23. Наливо С.В. Фактор оптического ограничения инжекционных лазеров // Материалы 51-й студ. науч. конф. БДУ. С. 82-83.
  24. Шуржев Д.С. Ток инверсии квантоворазмерных лазеров для модели генерации излучения без выполнения правила отбора по волновому вектору // Материалы 51-й студ. науч. конф. БДУ. С. 93-94.
  25. Ювченко В.Н. Анализ динамики генерации излучения многомодовыми инжекционными лазерами // Материалы 51-й студ. науч. конф. БДУ. С. 95-96
  26. Згирский Ю.Н. Моделирование процесса оптимальной фильтрации при обработке сигналов, формируемых фоточувствительными приборами с зарядовой связью // Материалы 51-й студ. науч. конф. БДУ... С. 106-107
  27. Марко И.П., Ушиков Д.В. Автоматизированный измерительный комплекс для исследования инжекционных лазеров // Материалы 51-й студ. науч. конф. БДУ. С. 110-111.
  28. Карих Е.Д., Семичасный И.А., Хлебовец О.А. Имитационное моделирование системы лазерной гетеродинамической локализации с дисперсной фильтрацией сигнала // Актуальные проблемы информатики: математическое, программное и информационное обеспечение: Материалы Межгос. науч.-практ. конф. теорит. молодежи. Мн., 1994 С. 9-10

29. Лышченко Е.С. Программный комплекс для исследования коэффициента усиления волноводного СВ лазера планарного типа // Актуальные проблемы информатики: математическое, программное и информационное обеспечение С. 42-43
30. Дорошко В.А. Компьютерный анализ лучевых свойств отражателей зеркально симметричной геометрии // Актуальные проблемы информатики: математическое, программное и информационное обеспечение. С. 107-108
31. Оношко Д.М. Программное обеспечение анализа данных в лазерно-локационных измерениях // Актуальные проблемы информатики: математическое, программное и информационное обеспечение... С. 121-122
32. Ермаченя В.И. Программный комплекс для анализа физических процессов в инжекционных лазерах с неоднородным возбуждением // Актуальные проблемы информатики: математическое, программное и информационное обеспечение С. 216-217
33. Сивенков С.В. Аппроксимация функции волновой аберрации с использованием результатов расчета хода лучей по Федеру // Актуальные проблемы информатики: математическое, программное и информационное обеспечение С. 241-242
34. Троицкий И.Н. Математическое моделирование инжекционного лазера с внешним резонатором // Актуальные проблемы информатики: математическое, программное и информационное обеспечение. С. 247-248.
35. Тракимус А.И. Преобразовательные элементы информации в форме зеркально-симметричных призм // Актуальные проблемы информатики: математическое, программное и информационное обеспечение... С. 275
36. Кугейко М.М., Оношко Д.М. Методы определения опорных значений оптических характеристик в лазерно-локационных измерениях // Оптика атмосферы и океана. Тез. докл. 1-го Межресп. симпозиума. Томск, 1994. С. 29.
37. Манак И.С., Троицкий И.Н. Инжекционный лазер с внешним резонатором для атмосферных исследований // Оптика атмосферы и океана. С. 57.
38. Афоненко А.А., Ермаченя В.И., Манак И.С. Инжекционный лазер с неоднородным возбуждением в системах мониторинга окружающей среды // Оптика атмосферы и океана С. 58
39. Афоненко А.А., Манак И.С. Инжекционный лазер с насыщающимся поглотителем в резонаторе в системах контроля вредных выбросов в атмосферу // Оптика атмосферы и океана С. 59.

1995 г.

1. Манак И.С., Ювченко В.Н. Компьютерное моделирование переходных процессов в многомодовых инжекционных лазерах // Материалы республиканской научно-методической конференции, посвященной 25-летию факультета прикладной математики и информатики Ч 1. Мн., 1995. С. 108
2. Лисенкова А.М., Манак И.С., Чахов В.Н. Моделирование процессов лазерной коагуляции в тканях глазного дна // Материалы республиканской научно-методической конференции, посвященной 25-летию факультета прикладной математики и информатики С. 50

3. Афоненко А.А., Манак И.С. Компьютерный анализ режимов работы инжекционного лазера с насыщающимся поглотителем в резонаторе // Материалы республиканской научно-методической конференции, посвященной 25-летию факультета прикладной математики и информатики. С. 154.
4. Афоненко А.А., Манак И.С. Изучение динамики генерации излучения однододовыми инжекционными лазерами в компьютерном практикуме // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе. Тез. докл. респ. науч. метод. конф. Мн., 1995. С. 41.
5. Афоненко А.А., Манак И.С. Инжекционный лазер с модуляцией добротности резонатора (вычислительный эксперимент) // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе... С. 42.
6. Манак И.С., Троицкий И.Н. Модулирование на ЭВМ нестационарных процессов в инжекционном лазере с внешним резонатором // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе. С. 43.
7. Манак И.С., Юваченко В.Н. Изучение динамики генерации излучения многододовыми инжекционными лазерами // Применение лазерной и оптико-электронной техники в учебном процессе... С. 44.
8. Лазерная коагуляция тканей глазного дна / С.Д. Жарников, А.М. Лисенкова, И.С. Манак, В.Н. Чалов // Лазерные технологии: V Междунар. конф. . Программа и тезисы. Шатура, 1995. С. 98.
9. Афоненко А.А., Манак И.С. Оптимизация режима работы инжекционных гетеролазеров, используемых в информационно-измерительных системах // Современные проблемы радиотехники электроники и связи. Науч.-техн. конф.: Тез. докл. Мн., 1995. С. 112-113.
10. Афоненко А.А., Манак И.С. Однододовый инжекционный лазер в режиме свободной генерации // II Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии: Тез. докл. Гродно, 1995. С. 79-81.
11. Манак И.С., Юваченко В.Н. Эффекты конкуренции мод в многододовых инжекционных гетеролазерах // II Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии... С. 90-91.
12. Витвицисов А.А., Кононенко В.К., Манак И.С. Степень поляризации излучения в структурах типа квантовых проволок // II Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии... С. 113.
13. Спектры усиления и люминесценции широкополосных излучателей на основе асимметричных гетероструктур / В.К. Кононенко, И.С. Манак, С.В. Наливо, Д.С. Шуляев // II Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии... С. 186-187.
14. Лисенкова А.М., Манак И.С., Чалов В.Н. Лазерная коагуляция в тканях глазного дна // II Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии... С. 228-229.
15. Установка для исследования спектральной кинетики излучения инжекционных лазеров и светодиодов / А.Н. Бородавка, В.В. Калюга, К.Г. Кузьмин, И.С. Манак, В.Г. Пичулик // Научное и аналитическое приборостроение: Тез. докл. респ. конф. Мн., 1995. С. 33.

16. *Бородовица А.Н., Минай И.С., Марко И.П.* Характернограф для инъекционных лазеров // Научное и аналитическое приборостроение . С. 34.
17. *Кугейко М.М., Малевич И.А., Оношко Д.Н.* Методы определения оптических характеристик в условиях неполнозаданной априорной информации // Высокоростная фотография и фотоника Тез. докл. 17-й науч.-техн. конф. М., 1995. С. 102-103
18. *Афоненко А.А., Манах И.С.* Моделирование на ЭВМ физических процессов в инъекционных лазерах с модуляцией добротности резонатора в учебном лабораторном практикуме // Компьютерныя тэхналогія ў навучанні: Матэрыялы навук.-метад канф. Мн., 1995. С. 39-40
19. *Коновенко В.К., Манах И.С., Наливко С.В.* Математическое моделирование спектров усиления и люминесценции асимметричных квантоворазмерных лазерных гетероструктур // Компьютерныя тэхналогія ў навучанні... С. 41.
20. Термоохлаждаемый фотоприемный модуль на основе оптического варианта лавинного транзистора КТ312 / Ф.А. Ермалицкий, Р.А. Кудласевич, И.С. Манах, С.М. Мельников, С.В. Суханов // Высокоростная фотография и фотоника. С. 27
21. *Кугейко М.М., Малевич И.А., Оношко Д.Н.* Лазерные методы контроля выбросов промышленных предприятий // II Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии... С. 245-247
22. *Коновенко В.К., Ушаков Д.В.* Перестройка спектра поглощения  $p-i-p$ -кристалла при оптическом возбуждении // II Междунар. конф. по лазерной физике и спектроскопии... С. 45-46.

1996 г.

1. *Кугейко М.М., Оношко Д.М.* К определению опорных значений оптических характеристик в лазерно-локационных измерениях // Оптика атмосферы и океана Тез. докл. 3-го Межресп. симп. Томск, 1996. С. 125-126
2. *Виталисов А.А.* Степень поляризации излучения гетероструктур типа квантовой проволоки и учет влияния на нее специального уширения // Другая республиканская научковая конференция студэнтаў навучальных устаноў Рэспублікі Беларусь: Тэз. дакл. Ч. 1. Мн., 1996. С. 27.
3. *Гальцов А.П.* Влияние температуры инжекционного лазера на параметры оптоэлектронного динамического запоминающего устройства // Другая республиканская научковая конференция студэнтаў навучальных устаноў Рэспублікі Беларусь. С. 33.
4. *Марко И.П.* Фотолюминесценция и генерация света в эпитаксиальных слоях ZnSe // Другая республиканская научковая конференция студэнтаў навучальных устаноў Рэспублікі Беларусь . С. 62-63.
5. *Наливко С.В.* Спектры усиления и люминесценция асимметричных квантоворазмерных гетероструктур // Другая республиканская научковая конференция студэнтаў навучальных устаноў Рэспублікі Беларусь . С. 64-65.
6. *Рудой А.Г.* Моделирование полупроводникового инъекционного лазера в режиме когерентной регистрации оптического излучения // Другая респуб-

ликакая наукавая канферэнцыя студэнтаў навучальных устаноў Рэспублікі Беларусь. С. 70–71

7. Лашкоў Д.В. Энергетычныя спектры, спектры паглынання і спонтаннага іспускання в  $n-i-p-i$ -красгалах // Другая рэспубліканская наукавая канферэнцыя студэнтаў навучальных устаноў Рэспублікі Беларусь. С. 87–88
8. Кючэнка В.Н. Дынаміка іздучэння многамодовых інжекцыйных лазераў // Другая рэспубліканская наукавая канферэнцыя студэнтаў навучальных устаноў Рэспублікі Беларусь. С. 95–96
9. Марко І.П. Фотолюмінісценцыя і генерацыя света в эпітаксіальных слоях ZnSe // Квантовая электроника: Тез. докл. межгос. научн.-техн. конф. Мн., 1996. С. 51.
10. Карих Е.Д., Оседачый А.В. Мультипликативный конгруэнтный датчик с случайных чисел для имитации стохастической обратной связи в лазере // Квантовая электроника. С. 55
11. Карих Е.Д., Оседачый А.В. Микрохаос в инжекционном лазере со стохастической внешней обратной связью // Квантовая электроника. С. 56.
12. Карих Е.Д., Висилевский С.А. Инжекционный лазер под действием оптического эхо-сигнала с доплеровским сдвигом частоты // Квантовая электроника... С. 71.
13. Карих Е.Д., Рудой А.Г. Расчет коэффициента электронного преобразования в квантовом приемнике на основе инжекционного лазера // Квантовая электроника. С. 72.
14. Стецик В.М., Герасименко Е.Ф. Методика определения изменения спектральных характеристик полупроводникового лазера с использованием автодинного эффекта // Квантовая электроника... С. 73.
15. Кугейко М.М., Оношко Д.М. Моделирование лазерно-локационной методики определения первичных оптических характеристик неоднородных молекулярных и аэрозольных сред // Квантовая электроника... С. 113.
16. Коростик К.Н., Шепелевич А.Н. Метод экспериментального исследования эволюции информационной последовательности при динамическом хранении в замкнутом оптоэлектронном контуре // Квантовая электроника. С. 120.
17. Кугейко М.М., Лисенкова А.М., Собчук Д.Н. Лазерная спектроскопия комбинационного рассеяния в биомедицинских исследованиях // Квантовая электроника... С. 131.
18. Дутов Д.А., Лисенкова А.М. Моделирование совместного воздействия лазерного излучения и магнитного поля на биоткани // Квантовая электроника... С. 132.
19. Кугейко М.М., Сюркина Е.В. Спектральный анализ форменных элементов крови // Квантовая электроника... С. 133.
20. Афоненко А.А., Манак И.С. Компьютерный анализ режимов работы инжекционного лазера с насыщающимся поглотителем в резонаторе и спещирактикуме // Квантовая электроника. С. 154.
21. Копоненко В.К., Манак И.С., Фуружиев Э.Р. Насыщение усиления в квантоворазмерных гетероструктурах // Квантовая электроника. С. 46.

22. Ушаков Д.В., Кононенко В.К., Манах И.С. Изумительные характеристики  $n-i-p-i$ -кристаллов // Квантовая электроника... С. 47
23. Кононенко В.К., Манах И.С., Рассодин С.А. О применимости метода Норде для определения электрофизических параметров полупроводниковых инжекционных источников излучения // Квантовая электроника... С. 54
24. Алексеев Д.В., Тисенкова А.М., Манах И.С. Полупроводниковые лазеры в ангиопластике // Квантовая электроника... С. 129.
25. Афоненко А.А., Манах И.С. Компьютерный анализ режимов работы инжекционного лазера с насыщающимся поглотителем // Квантовая электроника... С. 134
26. Кононенко В.К., Манах И.С., Наливко С.В. Изучение на ПЭВМ спектров усиления квантовых ям в лабораторном практикуме // Квантовая электроника... С. 140.
27. Кононенко В.К., Манах И.С., Ушаков Д.В. Изучение энергетических и спектральных характеристик  $n-i-p-i$ -структур в спецпрактикуме // Квантовая электроника... С. 141.
28. Ермачев В.И., Манах И.С. Компьютерный анализ динамики генерации излучения разрезным диодом в лабораторном практикуме // Квантовая электроника... С. 142.
29. Асимметричные квантоворазмерные гетероструктуры - новый тип лазерных систем: спектр и динамика излучения / В.К. Кононенко, А.А. Афоненко, И.С. Манах, С.В. Наливко // Квантовая электроника... С. 6-7
30. Polarization characteristics of quantum-well semiconductor structures / I.S. Manak, D.V. Karasev, V.K. Kononenko, S.V. Nalivko, A.A. Romanenko, A.A. Vitalisov // International Conference Polarimetry and Ellipsometry: Program and abstracts Warszawa, 1996 P. 66
31. Polarization properties of the light emission of GaAlAs double heterostructure injection lasers / I.S. Manak, A.V. Barcova, V.L. Zhuravskii, M.E. Klokova // International Conference Polarimetry and Ellipsometry... P. 67-68
32. Quantum-Well Lasers and Amplifiers with a Wide Tunable Spectrum / I.S. Manak, A.A. Afonenko, V.K. Kononenko, S.V. Nalivko, V.A. Shevtzov // 2-nd International Conference on Tunable Solid State Lasers. 1-4 Sept. 1996 Wroclaw, 1996. P. 15
33. Кононенко В.К., Манах И.С., Наливко С.В. Математическое моделирование физических процессов в асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах с учетом спектрального уширения // Актуальные проблемы информатики математическое, программное и информационное обеспечение: Материалы V Межгос. науч. конф. Мн., 1996 С. 258.
34. Ушаков Д.В., Кононенко В.К., Манах И.С. Компьютерное моделирование энергетических спектров, спектров поглощения и спонтанного испускания в  $n-i-p-i$ -кристаллах // Актуальные проблемы информатики математическое, программное и информационное обеспечение. С. 273.
35. Characteristics of asymmetric quantum-well heterostructure lasers and amplifiers / A.A. Afonenko, V.K. Kononenko, I.S. Manak, S.V. Nalivko // Conf. on Lasers and Electro-Optics Technical Digest. Anaheim, 1996. P. Cthk34

10. Спектры усиления квантоворазмерных гетероназеров / С.В. Наливко, А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак // Прикладная оптика. 96 Прогр и тез докл СПб. 1996 С. 230
17. Карольчик К.Н., Щепелевич А.Н. Метод коррекции динамических искажений в излучении инжекционных лазеров для импульсно-кодовой модуляции // Актуальные проблемы социально-гуманитарных и естественных наук. Тез докл конф. посвящ. 75-летию Белгосуниверситета. В 2 т. Т. 1. Мн., 1996. С. 152-153

1997 г.

1. Asymmetric Quantum Well Heterostructures with tuned and controllable Gain Spectra / S.V. Nalivko, A.A. Afonenko, V.K. Kononenko, I.S. Manak // SIOE Conference Programme and Abstracts Cardiff, 1997
2. Квантоворазмерные инжекционные лазеры с модифицированным зонным профилем / А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак, С.В. Наливко, Д.В. Ушаков. // Полупроводниковые лазеры и системы на их основе: Тез. докл. 2-го Белорусско-Российского семинара. Мн., 1997. С. 40.
3. Kononenko V.K., Manak I.S., Ushakov D.V. Optoelectronic properties and characteristics of doping superlattices // International Conference Photoconversion: Science and Technologies (NACMO'97): Programm and Abstracts Warsaw 1997. P. 35.
4. Ushakov D.V., Kononenko V.K. Laser parameters of n-i-p-n crystals // New laser technologies and applications: Abstracts 2-nd GR-I Int. Conf. Ancient Olympia, 1997. P. 175
5. Nalivko S.V., Kononenko V.K., Manak I.S. Asymmetric Multiple-Quantum-Well Lasers and Amplifiers // New laser technologies and applications. P. 167
6. Ушаков Д.В. Профиль потенциала в легированных сверхрешетках // Физика конденсированных сред: Тез. докл. V респ. науч. конф. студентов и аспирантов Гродно, 1997. С. 174.
7. Кольчевский П.Н. Связь пространственного разрешения со средой и погрешностью измерительной аппаратуры // Третья республиканская научковая конференция студэнтаў Рэспублікі Беларусь: Тез. дакл.: У 5 ч. Ч. 5б. С. 168-170.
8. Василевский С.А. Исследование спектральных зависимостей сигнала на доплеровской частоте от внутренних параметров инжекционной лазера // Третья республиканская научковая конференция студэнтаў Рэспублікі Беларусь. С. 245-246
9. Наливко С.В. Квантоворазмерные гетероструктуры с перестройкой спектра излучения в широком диапазоне // Третья республиканская научковая конференция студэнтаў Рэспублікі Беларусь. С. 293-294
10. Пислюцкий А.Я. Температурная нестабильность мощности генерации твердотельных лазеров с лазерной диодной накачкой // Третья республиканская научковая конференция студэнтаў Рэспублікі Беларусь. С. 306-307
11. Скиркина Е.В. Определение спектра размеров форменных элементов крови // Третья республиканская научковая конференция студэнтаў Рэспублікі Беларусь. С. 315-316

7. Ушакин Д.В. Зонная структура, интервалы перекрытия волновых функций и усиление в дефирированных сверхрешетках // Третья республиканская научковая конференция студентаў Рэспублікі Беларусь . С. 317-318
13. Федосеева М.С. Проблемы компьютерной томографии // Третья республиканская научковая конференция студентаў Рэспублікі Беларусь . С. 319-320

1998 г.

1. Циж А.І. Численный расчет валентной зоны квантоворазмерной гетероструктуры с напряженными слоями // Квантовая электроника. Материалы I Межгос науч.-техн. конф. Минск, 1998. С. 79-80
2. Наливо С.В., Манак И.С., Циж А.І. Дисперсионные кривые валентной зоны квантоворазмерной гетероструктуры // Квантовая электроника. . С. 75.
3. Афоненко А.А., Крюкова Т.А. Волновой эффект в квантоворазмерных лазерах при высокочастотной модуляции // Квантовая электроника. . С. 73.
4. Афоненко А.А., Цвирко В.И. О связи нелинейного усиления с зависимостью дисперсии от концентрации неравновесных носителей заряда в полупроводниковых лазерах // Квантовая электроника. . С. 74
5. Дуль О.П., Манак И.С. Тепловая модель поверхностно-излучающего квантоворазмерного лазера с вертикальным резонатором // Квантовая электроника. С. 78.
6. Дуль О.П., Манак И.С. Компьютерный анализ теплового режима работы поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным резонатором // Квантовая электроника... С. 81.
7. Афоненко А.А., Борщевский В.В., Манак И.С. Программный комплекс для расчета модовой структуры инжекционных лазеров с вертикальным резонатором // Квантовая электроника... С. 82
8. Степик В.М., Дубовик Е.Ф. Исследование оптических характеристик излучения инжекционных лазеров методом когерентного детектирования доплеровского сигнала // Квантовая электроника. . С. 84.
9. Осин С.А., Колесников В.М. Анализ качества оптических систем лазерных устройств // Квантовая электроника. . С. 139.
10. Тыщенко А.С., Колесников В.М. Методика применения интерферометра Фабри-Перо при настройке лазерного резонатора // Квантовая электроника. С. 140.
11. Ткачев В.С., Колесников В.М. Лазерные интерферометры для контроля поверхности оптических деталей // Квантовая электроника... С. 141.
12. Кугейко М.М., Сюркина Е.В. Лазерный спектро-нефелометр для определения комплекса микрофизических характеристик рассеивающих сред // Квантовая электроника... С. 133.
13. Федосеева М.С. Оптическая томография рассеивающих сред // Квантовая электроника. . С. 130
14. Буйко А.С., Каростик Ю.Н. Анализ быстродействия цифрового рециркуляционного дальнометра на основе управляемого инжекционного лазера // Квантовая электроника. . С. 145

- 15 Карликия Н.С., Лисенкова А.М., Манак И.С. Моделирование лазерной гипертермии рака шитовидной железы // Квантовая электроника . С 152.
- 16 Кирях Е.Д., Осодчий А.В. Внутррезонаторное смещение квазиуруго рассеянного излучения в полупроводниковом лазере // Квантовая электроника С. 17.
- 17 Ресурсосберегающий метод определения аэродинамических характеристик автотехники / Б.Б. Виленчик, М.И. Горбачевич, А.И. Титовец, В.А. Фираго, А.Ю. Юрков // Ресурсосберегающие и экологически чистые технологии. Материалы 3-й науч.-техн. конф. Гродно, 1998. С. 87-88.
- 18 Искров А.О. Динамическая стабилизация смещения спектра излучения инжекционного лазера // Физика конденсированных сред: Тез. докл. VI Респ. науч. конф. студентов и аспирантов Гродно, 1998. С. 75.
- 19 Торро С.В. Оценка качества оптических систем при синтезе микроизображений // Физика конденсированных сред. С. 195
- 20 Франтищеза О.П. Тепловая модель поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором // Физика конденсированных сред С. 202.

1999 г.

1. Nalivko S.V., Manak I.S., Chizh A.L. Influence of valence-band mixing of band structure and gain spectra of strained-layer multiple - quantum-well heterostructures // Лазеры и оптическая нелинейность. Прогр. и тез. Vilnius, 1999. С. 12.
- 2 Ушаков Д.В., Цибуко В.Э. Насыщение поглощения в легированных сверхрешетках // Оптика - 99. Междунар. конф. ученых и специалистов. Тез. докл. СПб., 1999. С. 87
- 3 Наличко С.В., Ципиленко Т.В. Эффективность оптической обратной связи перестраиваемых широкополосных квантоворазмерных лазеров во внешнем резонаторе // Оптика - 99.. С. 105.
- 4 Манак И.С., Дуль О.П. Изучение тепловых свойств инжекционных лазеров с помощью компьютерных технологий в самостоятельной работе студентов // Информационные технологии в образовании. Тез. докл. науч.-метод. конф. Мн., 1999. С. 109-110.
- 5 Оптоэлектронные датчики для определения влажности и содержания CO<sub>2</sub> в производственных помещениях тепличных комбинатов / В.А. Фираго, А.А. Афоненко, И.С. Манак, С.Н. Дрозд // Датчики и преобразователи информации систем измерения, контроля и управления (Датчик-99): Материалы XI науч.-техн. конф. Гурфуз, 1999. С. 20
- 6 Методы светодиодной и лазерной спектроскопии для контроля состава печной атмосферы при химико-термической обработке деталей / В.А. Фираго, А.А. Афоненко, И.С. Манак, С.Н. Дрозд // Современные проблемы развития производственных технологий и робототехника. Материалы Междунар. науч.-техн. конф. Могилев, 1999. С. 307
- 7 Андреевский В.Ф., Малышев С.А., Циж А.И. Быстродействующие фотодиодные модули для лазерных систем волоконно-оптической связи // Полупроводниковые лазеры и системы на их основе 3-й Белорусско-Российский семинар: Прогр. и тез. докл. Мн., 1999. С. 47-48

- 8 Цыль О.И. Анализ тепловых процессов в поверхностно излучающих квантоворазмерных лазерах с вертикальным резонатором // Физика конденсированных сред Тез докл VII Респ науч конф студентов и аспирантов Гродно, 1999 С. 78-80
- 9 Осин С.А. Информационная оценка разрешения оптической системы // Физика конденсированных сред С. 188-189
- 10 Тимошенко А.С. Конфокальная система интерферометра Фабри – Перо повышенного разрешения // Физика конденсированных сред С. 244-246
- 11 Ткачев В.С. Диагностика фазового распределения пучков излучения в системах лазерного гетеродирования // Физика конденсированных сред С. 246-248

2000 г.

- 1 Кополенко В.К., Гвишко В.І. Nonlinear Refraction and Spectral Broadening in Quantum-Well Lasers // Technical Program X Conf. on Laser Optics St. Petersburg, 2000 P. 63
- 2 Цырко В.И., Кополенко В.К. Нелинейная дисперсия в активной области лазерных квантоворазмерных гетероструктур // Квантовая электроника. Материалы III Междунар. конф. Мн., 2000. С. 24-25
- 3 Афроненко А.А., Зыгирский В.Н., Манак И.С. Анализ модовой структуры инжекционных лазеров полосковой геометрии с учетом эффекта рассеяния на границах резонатора // Квантовая электроника... С. 48-49.
- 4 Наливо С.В., Даниленко Т.В., Манак И.С. Двухчастотный лазер на основе квантоворазмерной гетероструктуры, состыкованной с волокном // Квантовая электроника... С. 49-50.
- 5 Курейко М.М., Карпук Н.А. Лазерно-локационный метод дифференциального поглощения с использованием широких интервалов накопления // Квантовая электроника... С. 131-132.
- 6 Курейко М.М., Семёнов А.Е. Устройство для контроля качества обработки поверхностей // Квантовая электроника... С. 158-159
- 7 Кизлов В.Л., Руднец Д.Н. Система бесконтактного контроля тепловых режимов полупроводниковых источников излучения // Квантовая электроника С. 159-160.
- 8 Чубаров С.И., Юревич А.И. Оценка точностных характеристик лазерного доплеровского измерителя скоростей // Квантовая электроника . С. 169-170
- 9 Колесников В.М., Осин С.А. Микроинтерферометр для контроля размеров субмикронных топологических элементов // Квантовая электроника... С. 170-171.
- 10 Колесников В.М., Тищенко А.С. Интерферометр Фабри – Перо с повышенной разрешающей способностью // Квантовая электроника С. 171-172
- 11 Колесников В.М., Ткачев В.С. Лазерный целеуказатель // Квантовая электроника . С. 172-173
- 12 Чубаров С.И., Бутенко Ю.А. Лазерная маммографическая система // Квантовая электроника С. 200-201

- 13 Горовак О.Н., Лисенкова А.М., Ушакова Н.А. Экспрессный метод оценки патологии крови // Квантовая электроника С. 203–204
- 14 Golikova T.I., Kugeyko M.M. Base nephelometric method of environmental diagnostics // Aero Sense. Orlando. 2000.
- 15 Golikova T.I., Kugeyko M.M. Nephelometric Raman spectroscopy of biological objects // BIOS – 2000 San-Jose, 2000
- 16 Manak I.S., Lisenkova A.M., Karitskaya N.S., Ushakov D.V. Correction of Thyroid Pathology by Laser Irradiation // EBIOS 2000 Abstr Amsterdam, 2000

#### Приложение 6

##### ПАТЕНТЫ НА ИЗОБРЕТЕНИЯ, ПОЛУЧЕННЫЕ СТУДЕНТАМИ, ИЛИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ СТУДЕНЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

1. АС 2014574 (RU) G 01J 1/44 Способ фотометрирования световых потоков и устройство для его осуществления / С.Д. Жарников, О.В. Игнатенко, М.М. Кугейко, И.В. Стальмаков (РБ); № 4911722/15, Заявл. 9.01.91, Опубл. 15.06.94 // Изобретения. 1991. № 11. С. 13
2. Пат. 1099, МПК Н 01S 3/19 Бистабильный полупроводниковый лазерный элемент / В.К. Кононенко, А.А. Афоненко, И.С. Манак. № 1114А, Заявл. 31.12.93; Опубл. 14.03.96 // Афиційны бюлетэнь. 1996. № 1 (8). С. 143
3. Пат. 1385, МПК Н 01S 3/19 Полупроводниковый лазер / А.А. Афоненко, В.К. Кононенко, И.С. Манак; № 2018, Заявл. 1.07.94; Опубл. 16.09.96 // Афиційны бюлетэнь. 1996. № 3 (10). С. 169.
4. Пат. 1538, МПК Н 03D 13/00 Импульсно-фазовый дискриминатор / Д.В. Пухов. № 2431; Заявл. 16.09.94; Опубл. 30.03.97 // Афиційны бюлетэнь. 1997. № 1 (12). С. 150.

#### Приложение 7

##### УЧЕБНО-МЕТОДИЧЕСКИЕ ПОСОБИЯ, ПОДГОТОВЛЕННЫЕ С УЧАСТИЕМ СТУДЕНТОВ

1. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С. Физика полупроводниковых лазеров: Рук. к лаб. работам для студ. спец. 23.02 В 7 ч. Ч. 1. Мн.: БГУ, 1991. 36 с.
2. Афоненко А.А., Манак И.С. Физика полупроводниковых лазеров: Рук. к лаб. работам для студ. спец. 23.02 В 7 ч. Ч. 2. Мн.: БГУ, 1992. 27 с.
3. Афоненко А.А., Манак И.С. Физика полупроводниковых лазеров: Рук. к лаб. работам для студ. спец. 23.02 В 7 ч. Ч. 3. Мн.: БГУ, 1993. 48 с.
4. Афоненко А.А., Ермаченя В.И., Манак И.С. Физика полупроводниковых лазеров: Рук. к лаб. работам для студ. спец. 23.02 В 7 ч. Ч. 4. Мн.: БГУ, 1994. 28 с.
5. Манак И.С., Троцкий И.Н. Физика полупроводниковых лазеров: Рук. к лаб. работам для студ. спец. 23.02 В 7 ч. Ч. 5. Мн.: БГУ, 1994. 16 с.
6. Афоненко А.А., Кононенко В.К., Манак И.С., Наливо С.В., Ювченко В.Н. Физика полупроводниковых лазеров: Рук. к лаб. работам для студ. спец. 23.02 В 7 ч. Ч. 6. Мн.: БГУ, 1995. 24 с.

- 1 *Козыченко В.К., Манак И.С., Ушиков И.В.* Связка полупроводниковых лазеров. Рук. клуб. работам для студ. спец. 23 (2, В 7 ч, Ч. 7. Мн.: БГУ, 1996. 28 с.

#### Приложение 8

### РЕЗУЛЬТАТЫ УЧАСТИЯ СТУДЕНТОВ СНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ В РЕСПУБЛИКАНСКИХ КОНКУРСАХ НА ЛУЧШУЮ НАУЧНУЮ РАБОТУ В ОБЛАСТИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

1992/93 учеб. год

1. *Афюченко А.А.* Анализ кинетики излучения в одномодовых инжекционных лазерах, работающих в режиме свободной генерации и модуляции добротности резонатора (Кинетика) / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак – диплом Минвуза Республики Беларусь I степени (I место).

1993/94 учеб. год

2. *Афюченко А.А.* Анализ динамики генерации излучения в инжекционных гетеролазерах с неоднородным возбуждением (Динамика) / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак – диплом Минобразования Республики Беларусь I степени (I место).

1994/95 учеб. год

Конкурс не проводился

1995/96 учеб. год

1. *Ювченко В.И.* Динамика многомодовых инжекционных лазеров (Гетеролазер) / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак – диплом Минобразования Республики Беларусь I степени.
2. *Наливки С.В.* Анализ спектров усиления и люминесценции асимметричных квантоворазмерных лазерных гетероструктур (Спектр) / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак – диплом Минобразования Республики Беларусь I степени.
3. *Ермачени В.И.* Анализ динамики генерации излучения в инжекционных лазерах с неоднородным возбуждением (Динамика) / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак – диплом Минобразования Республики Беларусь II степени.

1996/97 учеб. год

1. *Наливки С.В.* Анализ спектров усиления и люминесценции асимметричных многослойных квантоворазмерных лазерных гетероструктур (Квант) / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак – диплом Минобразования Республики Беларусь I степени (I место).
2. *Ушаков И.В.* Анализ энергетических спектров спектров поглощения, усиления и спонтанного испускания легированных сверхрешеток (Сверхрешетка) / Науч.

рук канд физ-мат. наук доц И.С. Манака - диплом Минобразования Республики Беларусь I степени

1. Марко В.И. Фотопромисесценция и генерация света в эпитаксиальных слоях ZnSe (пектр) / Науч. рук. канд физ.-мат. наук доц И.С. Манака - диплом Минобразования Республики Беларусь I степени

1997/98 учеб. год

1. Ушиков Д.В. Оптические свойства сверхрешетки с профилированной зонной структурой (Кристалл) / Науч. рук. канд физ.-мат. наук доц И.С. Манака - диплом Минобразования Республики Беларусь I степени (I место).
2. Виталицкий А.А. Излучательные характеристики наноразмерных полупроводниковых структур (Наноструктура) / Науч. рук. канд физ.-мат. наук доц И.С. Манака, д-р. физ.-мат. наук, проф. В.К. Кононенко - диплом Минобразования Республики Беларусь I степени.
3. Фурцицкий Э.Ф. Нелинейное усиление в квантоворазмерных лазерных гетероструктурах (Нелинейность) / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук доц И.С. Манака - диплом Минобразования Республики Беларусь III степени

1998/99 учеб. год

1. Сюркина С.Н. Определение микрофизических характеристик форменных элементов крови (Микроструктура) / Науч. рук. д-р физ.-мат. наук М.М. Кутейко - диплом Минобразования Республики Беларусь II степени.
2. Дрозд С.Н. Компьютерное моделирование газоанализатора на основе некогерентных полупроводниковых излучателей (Мониторинг) / Науч. рук. канд физ.-мат. наук доц И.С. Манака, канд. физ.-мат. наук, доц В.А. Фираго - диплом Минобразования Республики Беларусь II степени
3. Дуль О.П. Тепловой режим работы квантоворазмерных лазеров с вертикальным резонатором (Температура) / Науч. рук. канд физ.-мат. наук доц И.С. Манака - диплом Минобразования Республики Беларусь III степени.

1999/2000 учеб. год

1. Дрозд С.Н. Разработка абсорбционных газоанализаторов на основе полупроводниковых инфракрасных источников излучения (Экология) / Науч. рук. канд физ.-мат. наук доц И.С. Манака, канд. физ.-мат. наук, доц В.А. Фираго - диплом Минобразования Республики Беларусь I степени (I место).
2. Дуль О.П. Тепловые процессы в квантоворазмерных инжекционных лазерах с вертикальным резонатором. (Температура) / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц И.С. Манака - диплом Минобразования Республики Беларусь I степени.

2000/2001 учеб. год

1. Дрозд С.Н. Разработка эксплуатационно-устойчивых газоанализаторов на основе полупроводниковых излучателей ИК-диапазона (Газовый анализ) / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук доц И.С. Манака, канд. физ.-мат. наук, доц

- В.А. Фираго – доктор Минобразования Республики Беларусь I степени (I место).
2. *Цвирко В.И.* Дисперсионные оптические характеристики квантово-размерных полупроводниковых гетероструктур (Дисперсия) / Науч. рук. д-р физ.-мат. наук, проф. В.К. Кононенко, канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак – диплом Минобразования Республики Беларусь I степени.
  3. *Матюхин А.Б.* Анализ работы полупроводникового инжекционного лазера в режиме четырехволнового смешения (Параметр) / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак – диплом Минобразования Республики Беларусь I степени.
  4. *Рудниц Д.Н.* Методы улучшения характеристик низкотемпературных бесконтактных пирометров (Пирометр) / Науч. рук. канд. техн. наук, доц. В.Л. Козлов – диплом Минобразования Республики Беларусь I степени.

#### Приложение 9

### МАГИСТЕРСКИЕ ДИССЕРТАЦИИ, ВЫПОЛНЕННЫЕ В СНИЛ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

1997 г.

*Ушаков Д.В.* Оптические свойства сверхрешетки с профилированной зонной структурой / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак.

1998 г.

*Сюркина Е.В.* Определение микрофизических характеристик форменных элементов крови / Науч. рук. д-р физ.-мат. наук М.М. Кутейко.

1999 г.

*Дуль О.П.* Тепловые процессы в инжекционных лазерах / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак.

2000 г.

*Дрозд С.Н.* Разработка эксплуатационно-устойчивых газоанализаторов на основе полупроводниковых излучателей ИК-диапазона / Науч. рук. канд. физ.-мат. наук доц. В.А. Фираго.

#### Приложение 10

### ДИССЕРТАЦИИ НА СОИСКАНИЕ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ КАНДИДАТА ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК ЗАЩИЩЕННЫЕ ВЫПУСКНИКАМИ СНИЛ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

1. *Афоненко А.А.* Динамика генерации излучения в полупроводниковых инжекционных лазерах / БГУ Науч. рук. канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак. Срок окончания аспирантуры (СОА) – 15.11.1996. Защита диссертации (ЗД) – 12.12.1997.

2. *Нитвики С.В.* Генерационные характеристики многослойных квантоворазмерных лазерных гетероструктур / БГУ, Науч. рук. д-р физ.-мат. наук проф. В.К. Кононенко, канд. физ.-мат. наук доц. И.С. Манак. СОА - 15.11.1999. ЗД - 10.12.1999.
3. *Щуляев Д.С.* Прямой метод решения системы сингулярных уравнений с ядром Гильберта / БГУ, Науч. рук. д-р физ.-мат. наук, проф. М.А. Шешко. СОА - 15.11.1999. ЗД - 30.12.1999.
4. *Ушаков Д.В.* Электронные и оптические процессы в легированных сверхрешетках на основе GaAs / БГУ, Науч. рук. д-р физ.-мат. наук, проф. Н.К. Кононенко, канд. физ.-мат. наук, доц. И.С. Манак. СОА - 15.11.2000. ЗД - 12.04.2000.
5. *Мирко И.П.* Лазеры с оптической накачкой на эпитаксиальных слоях ZnSe и гетероструктурах с квантовыми ямами ZnMgSSe/ZnSe / БГУ; Науч. рук. д-р физ.-мат. наук, проф. Г.П. Яблонский, канд. физ.-мат. наук А.И. Гурский. СОА - 15.11.1999. ЗД - 20.06.2000.
6. *Кольчевский Н.Н.* Формирование микролучков жесткого рентгеновского излучения многоэлементной преломляющей линзой / БГУ, Науч. рук. д-р физ.-мат. наук, проф. Ф.Ф. Комаров. СОА - 15.11.2000. ЗД - 8.12.2000.

## ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

Спектральные характеристики полупроводниковых излучателей в значительной степени определяются эффектами уширения спектральных линий. Современные лазерные структуры достигли высокого совершенства в кристаллографическом отношении. В таких структурах влияние неоднородности, в частности, на спектральное уширение может быть сведено к пренебрежимому уровню. Это облегчило анализ спектров и выявило тот факт, что форма спектра не описывается в рамках обычного подхода, использующего лоренцев форм-фактор для однородного уширения [1, 2]. Детальный анализ контура уширения спектральных линий требует включения в рассмотрение многоэлектронных эффектов. Целью данной работы является построение на основе многоэлектронного уравнения Шредингера математической модели системы взаимодействующих электронов и оценка возможности ее численного анализа.

Рассмотрим систему из  $M$  квазидвухмерных электронов в области полупроводникового слоя, ограниченной квадратом со стороной  $L$ . При использовании периодических граничных условий базисные одноэлектронные волновые функции можно выбрать в виде

$$\psi^{k_x, k_y}(x, y) = \frac{1}{L} \exp(i(k_x x + k_y y)) u(\bar{k}, x, y), \quad (1)$$

где  $k_x = (2\pi/L)n_x$ ,  $k_y = (2\pi/L)n_y$  - волновые векторы вдоль осей  $x$  и  $y$ ;  $n_x, n_y = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm N$  - квантовые числа;  $u(\bar{k}, x, y)$  - периодические части функций Блоха;  $N$  определяет размерность одноэлектронного базиса:  $M = (2N + 1)^2$ . В заполненной зоне  $N = L/2a$ , где для простоты считаем, что элементарная ячейка является квадратом со стороной  $a$ . Гамильтониан системы должен включать операторы кинетических энергий и потенциальных энергий взаимодействия электронов с положительными зарядами кристаллической решетки и друг с другом [3]

$$\sum_{i=1}^M \left( \frac{\hbar^2 v^2}{2m_i} \right) + \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_i - \vec{r}_j)} \right) + \sum_{i=1}^M \sum_{r=1}^M \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_i - \vec{r}_r)} \right). \quad (2)$$

Здесь  $m_0$  — масса электрона, индекс  $\alpha$  нумерует положительные заряды ядер в анализируемой области, а индексы  $i$  и  $j$  — отрицательные заряды электронов. Для обеспечения периодичности потенциальной части гамильтониана (2), т. е. его неизменности при добавлении к координатам одного электрона любого вектора  $\vec{r}_i$ , кратного  $\vec{e}_i l$ , или  $\vec{e}_j l$ , где  $\vec{e}_i, \vec{e}_j$  — единичные векторы вдоль соответствующих координатных направлений, добавим к гамильтониану энергию взаимодействия  $M$  электронов в выделенной области с зарядами в оставшейся бесконечной части кристалла.

$$\sum_i^M \left( -\frac{\hbar^2 \nabla_i^2}{2m_0} \right) + \sum_i \left[ \sum_{\alpha}^M \sum_i^M \left( -\frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_i - \vec{r}_{\alpha} + \vec{r}_i)} \right) + \sum_i^M \sum_{j>i}^M \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_i - \vec{r}_j + \vec{r}_i)} \right) \right] \quad (3)$$

Однако при введении суммирования по  $l$  потенциальная энергия электронов оказывается бесконечной величиной. Это следует из того, что каждое слагаемое, отличающееся индексом  $l$  и дающее вклад в энергию какого-либо электрона с индексом  $i$ , включает взаимодействие с одним некомпенсированным положительным зарядом в каждой квадратной ячейке  $M$  положительных зарядов кристаллической решетки и  $M-1$  отрицательных зарядов электронов. Чтобы исключить расходимость суммирования по  $l$ , в каждую ячейку добавим равномерно распределенный отрицательный заряд, создающий потенциал

$$V^-(\vec{r}_i + \vec{r}_i) = -\frac{1}{A} \int_{\delta} \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_i - \vec{r} + \vec{r}_i)} d\vec{r}, \quad (4)$$

где интегрирование ведется по площади ячейки  $A = L^2$ . Таким образом, многочастичный гамильтониан приобретает вид

$$\hat{H} = \sum_i^M \left( -\frac{\hbar^2 \nabla_i^2}{2m_0} \right) + \sum_i \left[ \sum_i^M V^-(\vec{r}_i + \vec{r}_i) + \sum_{\alpha}^M \sum_i^M \left( -\frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_i - \vec{r}_{\alpha} + \vec{r}_i)} \right) + \sum_i^M \sum_{j>i}^M \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_i - \vec{r}_j + \vec{r}_i)} \right) \right] \quad (5)$$

Экситонные решения уравнения (5) ищем в виде суперпозиции функций:

$$\Psi_m(r_1, r_2, \dots, r_M) = \frac{1}{\sqrt{M!}} \begin{vmatrix} \varphi_1(r_1) & \varphi_2(r_1) & \dots & \varphi_m(r_1) \\ \varphi_1(r_2) & \varphi_2(r_2) & \dots & \varphi_m(r_2) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \varphi_1(r_M) & \varphi_2(r_M) & \dots & \varphi_m(r_M) \end{vmatrix} \quad (6)$$

Здесь определитель включает все одноэлектронные волновые функции валентной зоны, за исключением одной с индексом  $m$ , которая заменена одноэлектронной волновой функцией зоны проводимости. Матричные элементы гамильтониана находятся как

$$H_{mm} = \langle \Psi_m | \hat{H} | \Psi_m \rangle = \int \dots \int \Psi_m^* \hat{H} \Psi_m d\vec{r}_1 \dots d\vec{r}_M. \quad (7)$$

Для диагональных элементов вычисление приводит к выражению

$$\begin{aligned} \hat{H}_{mm} = & \sum_{i=1}^M \int_A \left[ \varphi_i^*(\vec{r}) \left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_0} \right) \varphi_i(\vec{r}) \right] d\vec{r} + \sum_{i=1}^M \int \left[ \varphi_i^*(\vec{r}) V^-(\vec{r}) \varphi_i(\vec{r}) \right] d\vec{r} - \\ & - \sum_{i=1}^M \sum_{a=1}^M \int \left[ \varphi_i^*(\vec{r}) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r} - \vec{r}_a)} \right) \varphi_i(\vec{r}) \right] d\vec{r} + \\ & + \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M \int \int \left[ \varphi_i^*(\vec{r}_1) \varphi_j^*(\vec{r}_2) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \right) \varphi_i(\vec{r}_1) \varphi_j(\vec{r}_2) \right] d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 - \\ & - \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^M \int \int \left[ \varphi_i^*(\vec{r}_1) \varphi_j^*(\vec{r}_2) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \right) \varphi_j(\vec{r}_1) \varphi_i(\vec{r}_2) \right] d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (8) \end{aligned}$$

Здесь, предпоследнее слагаемое описывает энергию кулоновского взаимодействия, а последнее – обменного. Суммирование ведется по всем одноэлектронным состояниям, причем среди них есть только одно (с номером  $m$ ) из зоны проводимости. Выделим из полученной суммы слагаемые, описывающие взаимодействие электронов в заполненной валентной зоне  $E_0$ . Для этого, во-первых, добавим и вычтем слагаемые, определяющие взаимодействие с отсутствующим состоянием  $m$  валентной зоны:

$$\begin{aligned} & \int_A \left[ \varphi_m^v(\vec{r}) \left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_0} \right) \varphi_m^v(\vec{r}) \right] d\vec{r} + \int_{\infty} \left[ \varphi_m^v(\vec{r}) V^-(\vec{r}) \varphi_m^v(\vec{r}) \right] d\vec{r} - \\ & - \sum_{a=1}^M \int \left[ \varphi_m^v(\vec{r}) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r} - \vec{r}_a)} \right) \varphi_m^v(\vec{r}) \right] d\vec{r} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{i \neq j} \iint \varphi_m^*(\vec{r}_1) \varphi_j^*(\vec{r}_2) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \right) \varphi_m(\vec{r}_1) \varphi_j^*(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \\
& - \sum_{i \neq j} \iint \varphi_m^*(\vec{r}_1) \varphi_j^*(\vec{r}_2) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \right) \varphi_m^*(\vec{r}_1) \varphi_j(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (9)
\end{aligned}$$

Во-вторых, выделим из суммы слагаемые, определяющие взаимодействие с состоянием  $m$  зоны проводимости

$$\begin{aligned}
& \int_{\Omega} \left[ \varphi_m^*(\vec{r}) \left( -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_0} \right) \varphi_m(\vec{r}) \right] d\vec{r} + \int_{\Omega} \left[ \varphi_m^*(\vec{r}) V^-(\vec{r}) \varphi_m(\vec{r}) \right] d\vec{r} - \\
& - \sum_{\alpha} \int_{\Omega} \left[ \varphi_m^*(\vec{r}) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r} - \vec{r}_\alpha)} \right) \varphi_m(\vec{r}) \right] d\vec{r} + \\
& + \sum_{i \neq j} \iint \varphi_m^*(\vec{r}_1) \varphi_j^*(\vec{r}_2) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \right) \varphi_m(\vec{r}_1) \varphi_j^*(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 - \\
& - \sum_{i \neq j} \iint \varphi_m^*(\vec{r}_1) \varphi_j^*(\vec{r}_2) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \right) \varphi_m(\vec{r}_2) \varphi_j^*(\vec{r}_1) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (10)
\end{aligned}$$

Для упрощения вида диагональных элементов многочастичного гамильтониана будем считать, что одноэлектронные волновые функции находятся путем самосогласованного решения следующего уравнения:

$$\begin{aligned}
\hat{H}^m(\vec{r}) = & -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_0} + \sum_i V^-(\vec{r} + \vec{r}_i) + \sum_i \sum_{\alpha} \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r} - \vec{r}_i + \vec{r}_\alpha)} \right) + \\
& + \sum_i \int_{\Omega} d\vec{r}_1 \varphi_i^*(\vec{r}_1) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r} - \vec{r}_1)} \right) \varphi_i(\vec{r}_1) - \\
& - \sum_i \int_{\Omega} d\vec{r}_1 \varphi_i^*(\vec{r}_1) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r} - \vec{r}_1)} \right) \varphi_i(\vec{r}) \int_{\Omega} d\vec{r}' \delta(\vec{r}' - \vec{r}_1). \quad (11)
\end{aligned}$$

Для обеспечения взаимной ортогональности различных волновых функций необходимо, чтобы гамильтониан для всех волновых функций был одинаков с точностью до аддитивной постоянной. Поэтому в двух последних суммах выражения (11) по сравнению с выражением (9) опущено исключение слагаемых с индексом  $m$  и суммирование ведется по всем состояниям валентной зоны. При расчете волновых

функций валентной зоны слагаемые с  $j = m$  в двух последних суммах взаимно уничтожаются, как и требуется выражением (9) для того, чтобы потенциальная энергия кулоновского взаимодействия выбранного электрона была конечной величиной. Этого не происходит, если исконая волновая функция принадлежит зоне проводимости. При этом, согласно уравнению (11), получается, что электрон взаимодействует с  $M$  (а не  $M - 1$ ) электронами валентной зоны. Поэтому присутствующий в выражении (10) дополнительный отрицательный потенциал оказывается некомпенсированным и должен быть исключен в гамильтониане для отыскания одноэлектронных волновых функций зоны проводимости.

$$\begin{aligned} \hat{H}^c(\bar{r}) = & -\frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_0} + \sum_i \sum_a^M \left( -\frac{e^2}{4\pi\epsilon(\bar{r} - \bar{r}_a + \bar{r}_i)} \right) + \\ & + \sum_i^M \int d\bar{r}_1 \varphi_i^*(\bar{r}_1) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\bar{r} - \bar{r}_1)} \right) \varphi_i(\bar{r}_1) - \\ & - \sum_i^M \int d\bar{r}_2 \varphi_i^*(\bar{r}_2) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\bar{r} - \bar{r}_2)} \right) \varphi_i^*(\bar{r}) \int d\bar{r}' \delta(\bar{r} - \bar{r}_2) \end{aligned} \quad (12)$$

В качестве энергий состояний используем величины, получающиеся из зонной теории в приближении эффективных масс:

$$\hat{H}^v \varphi_m^v = \left( E_m - \frac{\hbar^2 k_m^2}{2m_0} \right) \varphi_m^v, \quad \hat{H}^c \varphi_m^c = \left( E_m + \frac{\hbar^2 k_m^2}{2m_c} \right) \varphi_m^c, \quad (13)$$

где  $m_c$  и  $m_0$  - эффективные массы электрона и дырки соответственно

С учетом вышеизложенного, диагональные элементы многочастичного гамильтониана представляются в виде

$$\begin{aligned} \hat{H}_{mm} = & E_m - \left( E_m - \frac{\hbar^2 k_m^2}{2m_0} \right) + \left( E_m + \frac{\hbar^2 k_m^2}{2m_c} \right) - \\ & - \int d\bar{r} \left[ \varphi_m^*(\bar{r}) \varphi_m^*(\bar{r}) \varphi_m^c(\bar{r}) \right] d\bar{r} = \\ & + \int \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_m^*(\bar{r}_1) \varphi_m^*(\bar{r}_2) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\bar{r}_1 - \bar{r}_2)} \right) \varphi_m^c(\bar{r}_1) \varphi_m^c(\bar{r}_2) d\bar{r}_1 d\bar{r}_2 + \\ & + \int \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_m^*(\bar{r}_1) \varphi_m^*(\bar{r}_2) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\bar{r}_1 - \bar{r}_2)} \right) \varphi_m^c(\bar{r}_2) \varphi_m^c(\bar{r}_1) d\bar{r}_1 d\bar{r}_2. \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь последние три слагаемые учитывают различие собственного значения уравнения (12) и суммы матричных элементов (10).

Недиагональные матричные элементы для волновых функций (6), отличающихся двумя состояниями, имеют вид

$$H = - \iint \varphi_j^*(\vec{r}) \varphi_i^v(\vec{r}) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_1 - \vec{r})} \right) \varphi_i(\vec{r}) \varphi_j(i, i) d\vec{r} d\vec{r}' + \\ + \iint \varphi_j^*(\vec{r}_1) \varphi_i^v(\vec{r}_2) \left( \frac{e^2}{4\pi\epsilon(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)} \right) \varphi_i(\vec{r}_1) \varphi_j^v(\vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (15)$$

Для расчета интегралов из матричных элементов представим блоховскую часть одноэлектронной волновой функции (1) в виде ряда Фурье:

$$u(\vec{k}, x, y) = \sum_n \sum_{\alpha_1} c_{n, \alpha_1} \exp\left(i \frac{2\pi}{a} (\alpha_1 x + \alpha_1 y)\right) \quad (16)$$

где  $\alpha_x$  и  $\alpha_y$  — целые числа. Тогда все возникающие при вычислении интегралы будут иметь вид

$$I(\Delta\alpha_1, \Delta\alpha_2, \Delta n_1, \Delta n_2) = \frac{1}{A^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{d\vec{r}_1 d\vec{r}_2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \times \\ \times \exp\left(i \frac{2\pi}{a} (\Delta\alpha_{x1} x_1 + \Delta\alpha_{y1} y_1) + i \frac{2\pi}{L} (\Delta n_{x1} x_1 + \Delta n_{y1} y_1)\right) \times \\ \times \exp\left(i \frac{2\pi}{a} (\Delta\alpha_{x2} x_2 + \Delta\alpha_{y2} y_2) + i \frac{2\pi}{L} (\Delta n_{x2} x_2 + \Delta n_{y2} y_2)\right) = \dots \quad (17)$$

После перехода к новой переменной интегрирования  $\vec{r}_2 \rightarrow \vec{r}_1 + \vec{r}_2$  двойной интеграл (17) распадается на произведение одномерных интегралов.

$$= \frac{1}{A} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\vec{r}_2}{|\vec{r}_2|} \exp\left(i \frac{2\pi}{a} (\Delta\alpha_{x2} x_2 + \Delta\alpha_{y2} y_2) + i \frac{2\pi}{L} (\Delta n_{x2} x_2 + \Delta n_{y2} y_2)\right) \times \\ \times \frac{1}{A} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(i \frac{2\pi}{a} ((\Delta\alpha_{x1} + \Delta\alpha_{x2}) x_1 + (\Delta\alpha_{y1} + \Delta\alpha_{y2}) y_1)\right) \times \\ \times \exp\left(i \frac{2\pi}{L} ((\Delta n_{x1} + \Delta n_{x2}) x_1 + (\Delta n_{y1} + \Delta n_{y2}) y_1)\right) d\vec{r}_1 = \dots \quad (18)$$

Второй интеграл отличен от нуля только в том случае, если результирующий показатель экспоненты равен нулю.

$$\left( \frac{2\pi}{L} \Delta n_1 - \frac{2\pi}{a} \alpha \right) \left( \frac{2\pi}{L} \Delta n_2 - \frac{2\pi}{a} \alpha_2 \right) = 0 \quad (19)$$

Это выражает закон сохранения квазиимпульса при соударениях в кристалле. Кроме того, когда изменение квантовых чисел  $\Delta n \ll L/a$ , т. е. процессы переброса незначительны, то при кулоновском взаимодействии будет сохраняться квазиволновой вектор

$$\Delta k + \Delta k_2 = 0 \quad (20)$$

Первый интеграл в выражении (18) вычисляется аналитически, и с учетом условий (19) и (20) получаем

$$I(\Delta \alpha_1, \Delta \alpha_2, \Delta n_1, \Delta n_2) = \frac{\delta_{\Delta \alpha_1, -\Delta \alpha_2} \delta_{\Delta n_1, \Delta n_2}}{L^2 \sqrt{\left( \frac{\Delta \alpha_{x2}}{a} + \frac{\Delta n_{x2}}{L} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \alpha_{y2}}{a} + \frac{\Delta n_{y2}}{L} \right)^2}} \quad (21)$$

Если размер анализируемой области много больше постоянной решетки  $L \gg a$ , основной вклад в матричные элементы будут вносить слагаемые вида (21) с  $\Delta \alpha = 0$ . Тогда, пренебрегая зависимостью коэффициентов разложения в выражении (16) от волнового вектора и учитывая ортонормированность волновых функций для недиагонального матричного элемента (15), приближенно получаем

$$H_{\mu} \approx - \frac{e^2 \delta_{\vec{n}_\mu, \vec{n}'_\mu}}{4\pi \epsilon L \sqrt{(n_x - n'_x)^2 + (n_y - n'_y)^2}} \quad (22)$$

Диагональные элементы (14) с теми же допущениями записываются как

$$\hat{H}_{mm} = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left[ - \left( \frac{2\pi n_m^x}{L} \right)^2 + \left( \frac{2\pi n_m^y}{L} \right)^2 \right] \quad (23)$$

где для определенности считается  $E_0 = E + E = 0$ . Заметим, что в силу условия (20) равны нулю все недиагональные матричные элементы для многочастичных волновых функций, отличающихся только одним одноэлектронным состоянием.

Как известно, задача на собственные значения с матричными элементами (22) и (23) в неограниченном пространстве допускает аналитическое решение и эквивалентна нахождению энергий состояний водородоподобного атома. В этом случае гамильтониан электронно-

лырочной системы с равным нулю полным импульсом представляется в виде

$$\hat{H}^2 = \frac{\hbar^2 \nabla^2}{2m_c} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon r} \quad (24)$$

где  $\frac{1}{m_c} = \left( \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v} \right)$ . Волновые функции могут быть представлены в виде произведения радиальной и угловой функций  $\Phi_{nm} = R_{nm}(r) \exp(im\phi)$ ,  $n=1, 2, \dots$ ,  $m=0, \pm 1, \dots, \pm(n-1)$ . Энергии локализованных состояний оказываются равными

$$\bar{E}_{nm} = \frac{m_c}{m_c \epsilon (n - \frac{1}{2})^2} \bar{E}_n \quad \text{при} \quad \bar{E}_n = \frac{m_0 e^4}{2\hbar^2 \epsilon_0} = 13.6 \text{ эВ} \quad (25)$$

На рис. 1 и 2 представлены результаты расчетов экситонных состояний в квадратной области, размер которой  $L = 200$  нм более чем на порядок превышает характерный радиус основного экситонного состояния для неограниченного пространства  $a_1 = 12$  нм. Поэтому волновым функциям начальных состояний для ограниченной области можно поставить в однозначное соответствие определенные волновые функции для неограниченной области. Как видно из рис. 3, энергии начальных состояний в зависимости от размерности используемого базиса монотонно уменьшаются. Предельные значения энергий, найденные путем экстраполяции зависимостей  $E(N)$  экспоненциальными функциями, несколько отличаются от энергий экситонных состояний для неограниченного пространства, что может быть объяснено влиянием граничных условий. Характерный параметр экстраполяции  $N_{eff}$  для энергии основного состояния порядка 10, что соответствует размерности экситонного базиса двумерной системы порядка 1000. Что касается энергий вышележащих состояний, то по сравнению с основным состоянием их сходимость оказывается лучше.

Таким образом, для получения удовлетворительных численных результатов многочастичных систем размерность одноэлектронного базиса по каждому координатному направлению должна превышать несколько десятков. Проведенные численные расчеты показали, что при анализе экситонных состояний основным препятствием на пути увеличения числа базисных векторов выступает время вычисления собственных значений матриц большой размерности. Дальнейшее



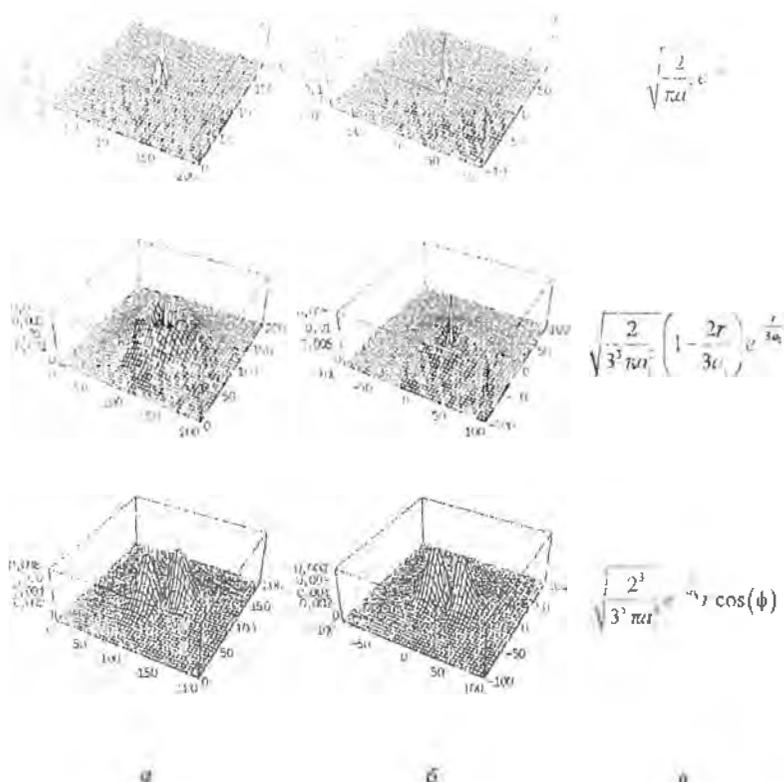


Рис. 2. Начальные волювые функции в координатном пространстве (а), рассчитанные в области 200х200 нм, в неограниченном пространстве (б) и их аналитический вид (в)

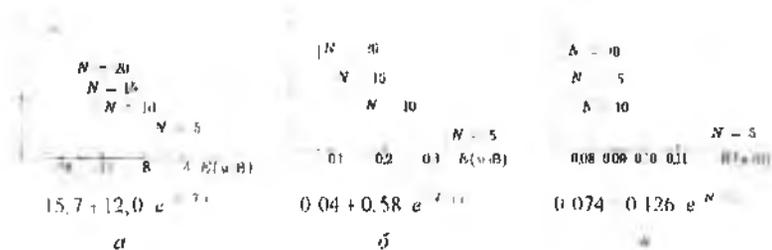


Рис. 3 Рассчитанная энергия начальных волновых функций  $\Phi_{10}$  (а),  $\Phi_{20}$  (б) и  $\Phi_{11}$  (в) при разной размерности пространства базисных векторов  $N$   $L = 200$  нм. Под графиками приведены значения выражения, аппроксимирующие зависимость энергии от размерности базиса по формуле

$$E(N) = E_{\infty} + \Delta E \exp(-N/N_{crit})$$

увеличение размерности используемого базиса, не приводящее к росту размерности матриц в вычислениях собственных значений, ожидается осуществить путем применения теории групп

#### Литература

- 1 Елисеев П. Г., Акимова И. В. Излучение квантово-размерных структур InGaAs. I Спектры спонтанного излучения // ФТП. 1998. Т. 32, № 4. С. 472-477.
- 2 Елисеев П. Г., Акимова И. В. Излучение квантово-размерных структур InGaAs II Форм-фактор однородного уширения // ФТП. 1998. Т. 32, № 4. С. 477-483
- 3 Маделунг О. Теория твердого тела. М.: Наука, 1980. 414 с.

## УСТОЙЧИВОСТЬ РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА ПРИ СИЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

Использование внешнего резонатора позволяет эффективно управлять характеристиками излучения полупроводниковых лазеров, например, с его помощью достигается сужение ширины линии генерации, реализуется режим синхронизации мод для укорочения импульсов излучения, на основе избирательного дифракционного отражателя осуществляется перестройка генерируемой длины волны. Однако возникающая во внешнем резонаторе неуправляемая оптическая обратная связь может приводить также к резкому ухудшению шумовых характеристик, неустойчивости режима генерации, разрушению когерентности и возникновению оптического хаоса [1, 2].

Явления, связанные с оптической обратной связью, характеризуются высокой степенью сложности и большим разнообразием, они существенно подвержены влиянию различных факторов, что в настоящее время в значительной степени сдерживает развитие приложений с ее использованием и является объектом пристального внимания исследователей на протяжении многих лет [3-6]. В работе проанализированы условия реализации устойчивого режима генерации полупроводникового лазера при сильной оптической обратной связи.

Скоростные уравнения, описывающие динамику генерации при наличии оптической обратной связи, используем в виде [7]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{ed} - R_{sp} - v_g G S(t), \quad (1a)$$

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} = & v_g (G - k_r) S(t) + 2v_g \kappa \sqrt{S(t-\tau)S(t)} \times \\ & \times \cos[\omega_0 \tau + \varphi(t) - \varphi(t-\tau)] + \beta_{sp} R_{sp}, \end{aligned} \quad (1b)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = v_g \alpha \frac{(G - k_r)}{2} - v_g \kappa \sqrt{\frac{S(t-\tau)}{S(t)}} \sin[\omega_0 \tau + \varphi(t) - \varphi(t-\tau)], \quad (1c)$$

где  $n$  – плотность носителей;  $j$  – плотность тока накачки;  $d$  – длина кристалла,  $R_{sp}$  – скорость спонтанных переходов;  $v_g$  – скорость света в кристалле,  $G$  – модовое усиление;  $S$  – плотность фотонов,  $k_r$  – ко-

коэффициент потерь,  $\omega_0$  - частота лазера при отсутствии внешнего резонатора,  $\tau$  - время обхода внешнего резонатора;  $\varphi$  - фаза поля  $\{N_s$  - величина спонтанных переходов в лазерную моду;  $\alpha$  - параметр амплитудно-фазовой связи,  $\kappa = (1 - r_1)\sqrt{r_2}/r_2/2L$  - параметр, характеризующий степень связи между внешним и лазерным резонаторами,  $r_2$  - коэффициент отражения при выходе излучения из лазерного диода,  $r_1$  - коэффициент отражения внешнего зеркала,  $L$  - длина резонатора. Коэффициент потерь  $k_l$  имеет вид

$$k_l = \rho + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{r_1 r_2} \quad (2)$$

В обычных полупроводниковых лазерах с длиной внутреннего резонатора  $L = 200$  мкм коэффициент потерь  $k_l \approx 50$ . При наличии оптической обратной связи пороговый коэффициент усиления находится из соотношения

$$G_{th} = k_l - 2\kappa \cos(\omega\tau), \quad (3)$$

где частота излучения  $\omega$  удовлетворяет уравнению

$$\omega_0 = \omega + v_g \kappa [\sin(\omega\tau) + \alpha \cos(\omega\tau)]. \quad (4)$$

Для обеспечения эффективной избирательности внешнего резонатора с помощью антиотражающего покрытия коэффициент отражения  $r_2$  делают малым, и коэффициент потерь  $k_l$  увеличивается. При этом, чтобы пороговое усиление оставалось на прежнем уровне, характеристическая величина обратной связи  $\kappa$  должна быть достаточно большой (порядка  $k_l/2$ ).

Для анализа динамики генерации излучения при малом отклонении от положения равновесия используем подстановку  $n = n_{st} + n_m$ ,  $S = S_{st} + s_m$ ,  $\varphi = \omega t + \varphi_m$ . Далее проводим линеаризацию системы скоростных уравнений вблизи стационарной точки и считаем, что отклонения величин  $n_m$ ,  $s_m$  и  $\varphi_m$  изменяются во времени пропорционально  $e^{\lambda t}$ , где  $\lambda$  - характеристические числа. В итоге приходим к трансцендентному уравнению

$$v_g \kappa [1 - e^{-\omega\tau}] \{2(\theta + x)x \cos(\omega\tau) + [\Omega_n^2 + \theta, x] [\cos(\omega\tau) - \alpha \sin(\omega\tau)]\} + \tau v_g^2 \kappa^2 [1 - e^{-2\omega\tau}]^2 (\theta + x) + (x^2 + [\theta + \theta, x]x + \Omega_n^2)x = 0, \quad (5)$$

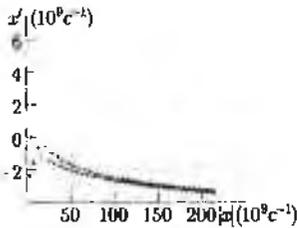


Рис. 1 Зависимость действительной части характеристических чисел  $x'$  от их абсолютного значения  $|x|$

$S = 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $R_{sp} = 11$ ,  $t_{sp} = 5 \text{ нс}$ ,  $k = 52 \text{ см}^{-1}$   
 $\alpha = 5$ ,  $\partial n / \partial n = 2 \times 10^{-16} \text{ см}^{-1}$ ,  $v_g = 7,3 \times 10^7 \text{ см/с}$   
 $\epsilon = -i \epsilon_0 \epsilon(\omega) / G = 10^{-12} \text{ см}^{-2}$ ,  $\kappa = 1 \text{ см}^{-1}$ ,  $\omega_0 = 2\pi / 2$

где  $\theta = (dR_{sp} / dn) + v_g g_m S$ ,  $\theta_s = v_g G_m \epsilon S / (1 + \epsilon S)$ ;  $g_m = dG / dn$ ,  
 $\Omega_n^2 = v_g^2 g_m G_m S / (1 + \epsilon S) + \theta_s \theta$ .

Характеристическое уравнение (5) имеет бесконечное количество корней. С физической точки зрения это связано с произвольностью выбора начальных условий в диапазоне значений времени от  $-\tau$  до 0. Для устойчивости режима генерации необходимо, чтобы все корни имели отрицательную действительную часть. Проведенные численные расчеты показали (рис. 1), что действительная часть характеристических чисел уменьшается с ростом их абсолютной величины при  $|x| \gg \Omega_n$ . Поэтому для анализа устойчивости можно ограничиться некоторым фиксированным количеством корней, сосредоточенным вблизи нуля.

На рис. 2 представлены результаты расчетов максимальной величины параметра обратной связи, при которой осуществляется режим устойчивой генерации в зависимости от времени запаздывания для разных коэффициентов потерь собственного резонатора и фаз возвращающегося излучения. Видно, что при задержке излучения около 1 нс, которая соответствует длине внешнего резонатора порядка 15 см, су-

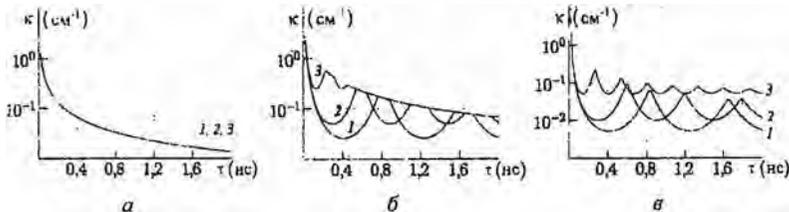


Рис. 2. Границы существования устойчивого режима генерации полупроводникового лазера с запаздывающей обратной связью в зависимости от времени запаздывания  $\tau$  при различных фазах возвращающегося излучения  $\omega\tau = \pi/2$  (а);  $\pi$  (б);  $3\pi/2$  (в).

Цифры на графике соответствуют: 1 -  $k = 52 \text{ см}^{-1}$ , 2 -  $100 \text{ см}^{-1}$ ; 3 -  $500 \text{ см}^{-1}$

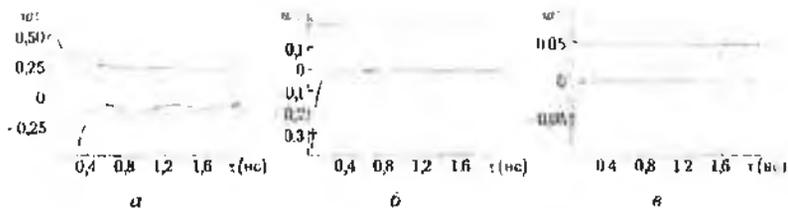


Рис. 3 Границы существования устойчивого режима генерации полупроводникового лазера с запаздывающей обратной связью в зависимости от времени запаздывания  $\tau$  при  $k_1 = 50 \text{ см}^{-1}$  (а),  $100 \text{ см}^{-1}$  (б),  $500 \text{ см}^{-1}$  (в),  $k_2 = 2k_1 = 50 \text{ см}^{-1}$

существует лишь небольшой диапазон изменения параметра обратной связи, в котором реализуется устойчивая генерация при любой фазе возвращающегося излучения.

Как известно [7], характеристические числа уравнения (4) не могут иметь отрицательной действительной части при  $\varphi$ , кратной  $2\pi$ . Поэтому реализовать устойчивый режим генерации в случае сильной обратной связи можно при фазе возвращающегося излучения, близкой к  $2\pi m$ , где  $m$  – целое число (рис. 3). С учетом того, что разность набегов фаз между соседними модами внешнего резонатора, согласно уравнению (4), приблизительно составляет  $2\pi(1 + 1/\nu_k \kappa \tau)$ , при  $\nu_k \kappa \tau \gg 1$  пороговое усиление соседних мод отличается незначительно и для обеспечения одномодового режима генерации необходима селективная обратная связь.

Работа выполнена при поддержке БРФФИ (проект № Ф99 220).

#### Литература

- 1 Физика полупроводниковых лазеров / Под ред. Х. Такумы. М.: Мир, 1989. 310 с
- 2 *Kitaoka Y., Hisanao S., Kiminori M.* Intensity noise of laser diodes with optical feedback // *IEEE J. Quant. Electron.* 1996. Vol. 32, № 5 P. 822–827.
- 3 *Schunk N., Petermann K.* Numerical analysis of the feedback regimes for a single-mode semiconductor laser with external feedback // *IEEE J. Quant. Electron.* 1988. Vol. 24, № 7. P. 1242–1247.
- 4 *Lenstra D., Verbeek B.* Coherence collapse in single-mode semiconductor lasers due to optical feedback // *IEEE J. Quant. Electron.* 1985. Vol. 21, № 6 P. 642–648
- 5 *Tkach R., Chraplyvy A.* Regimes of feedback effects in 1.5- $\mu\text{m}$  distributed feedback lasers // *IEEE J. Lightwave Technol.* 1986. Vol. 4, № 11 P. 1655–1661
- 6 *Zorabedian P.* Axial mode instability in semiconductor lasers // *IEEE J. Quant. Electron.* 1994. Vol. 30, № 7 P. 1543–1553
- 7 *Афоненко А. А., Манак И. С.* Кинетическая теория полупроводниковых инжекционных лазеров. Мн. БГУ, 1998. 66 с

## АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА С ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Расчеты амплитудно-частотных характеристик обычно выполняются в приближении медленно меняющейся амплитуды. Анализ работы полупроводникового лазера в режиме синхронизации внешним когерентным излучением выявил различия фазово-частотных характеристик, получаемых на основе волнового уравнения и уравнения для медленно меняющейся амплитуды [1]. Учитывая определяющее влияние фазы отраженного сигнала на процесс лазерной генерации, представляется интересным проанализировать амплитудно-частотные характеристики полупроводникового лазера на основе волнового уравнения и установить условия применимости скоростных уравнений при наличии запаздывающей оптической обратной связи.

Распространение электромагнитных волн в активной области в адиабатическом приближении, когда считается, что макроскопическая поляризация пропорциональна напряженности электрического поля, рассмотрим на основе волнового уравнения в виде [1, 2]

$$\frac{\partial^2 E(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \varepsilon(t)E(x,t)}{c^2 \partial t^2} = 0 \quad (1)$$

С учетом того, что комплексная диэлектрическая проницаемость при гармоническом изменении концентрации неравновесных носителей в активной области изменяется во времени как

$$\varepsilon(t) = \varepsilon + \varepsilon_1 \exp(i\Omega t) + \varepsilon_2 \exp(-i\Omega t), \quad (2)$$

решение волнового уравнения (1) ищем в виде

$$E(x,t) = [E_0(x) + E_+(x) \exp(i\Omega t) + E_-(x) \exp(-i\Omega t)] \exp(-i\omega t). \quad (3)$$

Пространственное распределение прямой и обратной волн генерирующей моды (рис 1) представляется как  $E_0^\pm(x) = E_0^\pm \exp(\pm inkx)$ , где  $k = \omega/c$  – постоянная распространения в вакууме,  $n = \sqrt{\varepsilon}$  – показатель преломления.

Предположим, что внешнее зеркало расположено с правой стороны резонатора. Тогда поле на правом торце можно представить как

$$E(x,t)_{x=L} = B(x-ct) + C(x+ct), \quad (4)$$

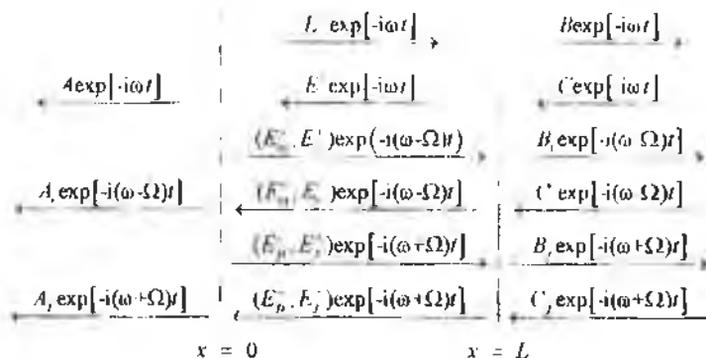


Рис. 1. Схема полей внутри резонатора с внешней запаздывающей оптической обратной связью. Для резонатора Фабри-Перо обозначена  $L$ .

где  $B$  и  $C$  — амплитуды выходящей и возвращаемой волн соответственно. Возвращаемая волна определяется как  $C(L, t) = \kappa B(L, t - \tau)$ , где  $\kappa$  — коэффициент отражения от внешнего зеркала,  $\tau$  — время запаздывания. Из выражения (4) следует

$$\left[ \frac{1}{c} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} \right]_{x=0} = \frac{2}{c} \frac{\partial C(L, t)}{\partial t}$$

$$\left[ \frac{1}{c} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} - \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} \right]_{x=L} = \frac{2}{c} \frac{\partial B(L, t)}{\partial t} \quad (3)$$

С использованием выражений (4) и (5) и связи между амплитудами  $B$  и  $C$  получаем

$$\left( \frac{1}{c} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} + \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} \right)_{x=L} = \kappa \left( \frac{1}{c} \frac{\partial E(x, t - \tau)}{\partial t} - \frac{\partial E(x, t - \tau)}{\partial x} \right)_{x=L} \quad (6)$$

Второе граничное условие запишется как

$$\frac{1}{c} \frac{\partial E(x, t)}{\partial t} \Big|_{x=0} = \frac{\partial E(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} \quad (7)$$

Из граничных условий (6), (7) следует, что

$$\left[ \begin{aligned} & (n+1) \quad \quad \quad - (n-1) \\ & [(n-1) + \kappa(n+1)e^{i\omega\tau}]e^{i\omega x} - [(n+1) + \kappa(n-1)e^{i\omega\tau}]e^{-i\omega x} \end{aligned} \right]_{x=0} = 0 \quad (8)$$

Таким образом условие амплитудно-фазового баланса в однопроходном лазере при наличии оптической обратной связи представляется в виде

$$e^{i\Delta n l} = \frac{(n+1)^2 + \kappa e^{m\kappa} (n^2 - 1)}{(n-1)^2 + \kappa e^{m\kappa} (n^2 - 1)}, \quad (9)$$

а амплитуды прямой и обратной волн генерирующей моды связаны условием

$$E_2 = \left( \frac{n+1}{n-1} \right) E_0. \quad (10)$$

Для полей  $E_f$  и  $E_r$  после линеаризации имеем соответственно следующие уравнения:

$$\frac{\partial^2 E_{f,r}(x)}{\partial x^2} - (k \pm q)^2 \epsilon_{f,r} E_{f,r}(x) = (k \pm q)^2 \epsilon_{f,r} E_0(x), \quad (11)$$

где  $q = \Omega/c$ . Напряженности  $E_f(x)$  и  $E_r(x)$  и их первые производные являются непрерывными функциями координаты  $x$ . Решения неоднородного уравнения внутри резонатора с учетом  $q \ll k$  для  $f$ -типа волны записываются как

$$E_{\beta}^{\pm}(x) = -\frac{\kappa \epsilon_f}{2q n n_r} E_0^{\pm}(x). \quad (12)$$

Решения однородной части уравнения (11) внутри резонатора, определяемые наличием оптической обратной связи, имеют вид  $E_f^{\pm}(x) = E^{\pm} \exp(\pm inkx \pm in_r qx)$  при

$$E_f^{\pm} = \frac{2i\kappa n e^{m\kappa} (e^{i\kappa L} - 1) E_{\beta}^{\pm}}{\left[ (n^2 - 1)(1 + \kappa^2 e^{i\kappa L + 2m\kappa}) \sin(n_r qL) + \kappa e^{m\kappa} \times \right.} \quad (13)$$

$$\left. \times \left[ (n^2 + 1)(e^{i\kappa L} + 1) \sin(n_r qL) - 2m(e^{i\kappa L} - 1) \cos(n_r qL) \right] \right]$$

Что касается выражений для  $r$ -типов сигналов, то здесь и далее они получаются из формул для  $f$ -компонент заменой индекса  $f$  на индекс  $r$ ,  $\Omega$  на  $-\Omega$ .

Динамику неравновесных носителей заряда рассмотрим на основе стандартного балансного уравнения:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j(t)}{ed} - \frac{N}{\tau_p} - v_g G(N) S, \quad (14)$$

где  $j(t)$  — плотность тока накачки,  $d$  — ширина активной области,  $\tau_p$  — время жизни неравновесных носителей заряда,  $G(N)$  — зависящий от концентрации носителей  $N$  коэффициент усиления,  $v_g = c/n_g$  — групповая скорость света в полупроводнике. Учитывая однородность волнового уравнения (1) и пренебрегая различием пространственных распределений  $E_r(x)$ ,  $E_z(x)$  и  $E_{\parallel}(x)$ , единицы измерения электромагнитного поля можно переопределить таким образом, чтобы величина  $|A|^2$  равнялась средней плотности фотонов в резонаторе  $S$ . Согласно уравнению (14), зависимость концентрации носителей заряда от времени является действительной функцией

$$N(t) = N_m + n_m \exp(i\Omega t) + n_m^* \exp(-i\Omega t). \quad (15)$$

Группируя слагаемые, пропорциональные  $\exp(i\Omega t)$ , преобразуем уравнение (14) к виду

$$i\Omega n_m = \frac{j_m}{ed} - \frac{n_m}{\tau_p} - v_g \frac{\partial G}{\partial N} S n_m - v_g G_m S_m, \quad (16)$$

где  $dG/dN$  — дифференциальное усиление,  $S_m = A^* A + A A^*$ . Выражая переменную часть диэлектрической проницаемости через модуляционную часть концентрации носителей:

$$\epsilon_r = \frac{\partial \epsilon}{\partial N} n_m, \quad \epsilon_r^* = \frac{\partial \epsilon}{\partial N} n_m^*, \quad (17)$$

где  $\frac{\partial \epsilon}{\partial N} = -\frac{n(\alpha + i)}{k} \frac{\partial G}{\partial N}$ ,  $\alpha$  — параметр увеличения ширины линии генерации, путем совместного решения уравнений (12), (13) и (16) находим

$$n_m = \frac{j_m}{ed} \frac{\Omega}{i\Omega^2 + \frac{\Omega}{\tau_p} + v_g \frac{\partial G}{\partial N} S \left( \Omega - i v_g G_m \left[ 1 + \frac{(1 - i\alpha)U_r + (1 + i\alpha)U_z}{2} \right] \right)}, \quad (18)$$

где символами  $U_{j,r}$  обозначены коэффициенты пропорциональности между  $E_{j,r}$  и  $E_{z,r}$ , из уравнения (13). Амплитуды выходящих сигналов  $r$  и  $z$  типов выражаются соответственно как

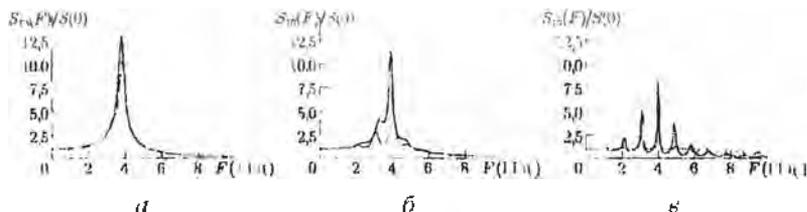


Рис. 2. Зависимость нормированной вариации плотности фотонов от частоты модуляции  $f = \Omega/2\pi$  для  $\kappa = 0,001$  (а),  $0,01$  (б) и  $0,1$  (в) соответственно при  $S = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,  $\tau_d = 5 \text{ нс}$ ,  $\tau = 1 \text{ нс}$ ,  $dX/dN = 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $L = 250 \text{ мкм}$ ,  $n' = 3,6$ ,  $n'' = 4,0$ ,  $\alpha p = 0$ . Тонкой линией указаны кривые, полученные на основе системы уравнений для медленно меняющейся амплитуды.

$$A_x = \frac{\nu_g (1 - i\alpha)(1 + U_x) \partial G}{2i\Omega} \frac{\partial G}{\partial N} A_{1n} \quad (19)$$

$$A_y = \frac{\nu_g (1 - i\alpha)(1 + U_f) \partial G}{2i\Omega} \frac{\partial G}{\partial N} A_{2n} \quad (20)$$

Соответствие полученных выражений (18)–(20) с результатами анализа на основе системы стандартных скоростных уравнений для полупроводникового лазера с запаздывающей оптической обратной связью [1] достигается при замене функций  $U_{f,x}$  на соответствующие первые члены их разложения по  $\kappa$ , что справедливо, если

$$\begin{cases} \kappa \ll L/\nu_g \tau, & \text{при } \Omega \tau \ll 1, \\ \kappa \ll \Omega L/\nu_g, & \text{при } \Omega \tau \geq 1, \end{cases} \quad (21)$$

т. е. для режима слабой обратной связи. В противном случае начинают сказываться процессы многократных отражений во внешнем резонаторе (рис. 2). Таким образом, при наличии сильной оптической обратной связи амплитудно-частотные характеристики, полученные на основе волнового уравнения и уравнения для медленно меняющейся амплитуды, имеют существенные количественные различия.

#### Литература

1. Афоненко А. А., Манах И. С. Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров. Мн.: БГУ, 1997. 59 с.
2. Афоненко А. А., Матюхин А. Б. Амплитудные и фазовые характеристики инжекционного лазера в режиме четырехволнового смешения // Радиофизика и электроника. Сб. науч. тр. Вып. 4. Мн.: БГУ, 2000. С. 8–13.

## ОПТИМИЗАЦИЯ СПЕКТРОВ УСИЛЕНИЯ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРОВ НК-ДИАПАЗОНА НА ОСНОВЕ МНОГОСЛОЙНЫХ АСИММЕТРИЧНЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР

Для создания высокоэффективных систем волоконно-оптической связи требуются источники когерентного излучения, перекрывающие диапазон длин волн 1,3–1,6 мкм. Генерацию излучения в этом диапазоне можно получить в асимметричных квантоворазмерных гетероструктурах на основе четверных соединений  $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$  [1]. В данной работе для разных уровней возбуждения проанализированы спектры усиления таких структур и показана возможность получения широкого спектра волноводного усиления.

Расчеты проведены для асимметричной квантоворазмерной гетероструктуры с четырьмя квантовыми ямами различной толщины. Роль барьерных слоев выполняло соединение  $InP_{0,44}As_{0,16}$ , а квантовые ямы состояли из материала  $Ga_{0,32}In_{0,68}P_{0,12}As_{0,88}$ . Параметры активных и барьерных слоев подбирались в соответствии с рис. 1 [1] так, чтобы согласовались постоянные решетки, был прямозонный полупроводник и ширина запрещенной зоны соответствовала межзонным переходам в диапазоне 1,3–1,5 мкм.

Для данных квантоворазмерных гетероструктур при расчете зонной энергетической диаграммы необходимо учитывать эффект смещения дырочных состояний. Поэтому уровни энергии и волновые функции валентной зоны рассчитывались в приближении четырехзонного  $k\pi$ -метода [2].

В квантоворазмерных гетероструктурах длина волны, соответствующая излучательным межзонным переходам, зависит от толщины и компонентного состава активных и барьерных слоев. Существует несколько способов получения широкого спектра усиления асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктур [3, 4]. Активные слои структуры могут отличаться толщиной, компонентным составом, порядком размещения относительно друг друга и эмиттеров.

В данной работе рассмотрены характеристики гетероструктур с квантовыми ямами разной ширины. Установлено, что квантовые ямы, отличающиеся шириной, усиливают излучение в разных диапазонах длин волн [4]. Следовательно, суммарный спектр усиления мно-

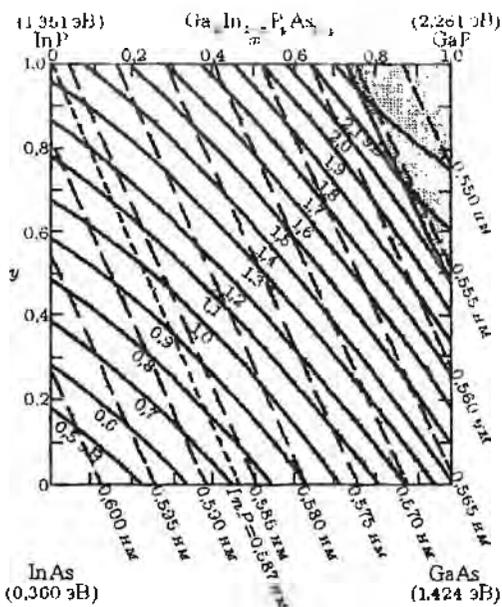


Рис. 1. Плоскость составов  $x$ - $y$  для  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}_y\text{As}_{1-y}$  при 300 К. Сплошные и штриховые линии соответствуют изоэнергетическим и изопериодическим составам соответственно

слоистой гетероструктуры с неодинаковыми активными квантоворазмерными слоями может охватывать достаточно широкий диапазон длин волн.

Активная область гетероструктуры состоит из четырех квантовых ям шириной  $d_1 = 4$  нм,  $d_2 = 5$  нм,  $d_3 = 9$  нм и  $d_4 = 14$  нм. Квантовые ямы подобраны таким образом, чтобы длины волн оптических переходов электронов на уровни тяжелых и легких дырок в разных квантовых ямах были немного разнесены и перекрывали желаемый диапазон длин волн

В работе проведена оптимизация уровней возбуждения квантовых ям различной толщины с целью получения широкого и практически плоского суммарного спектра волноводного усиления. Результаты расчетов спектров усиления для ТЕ- и ТМ-мод для различных значений суммарного коэффициента усиления  $g_{\text{max}}$  на плоском участке представлены на рис 2

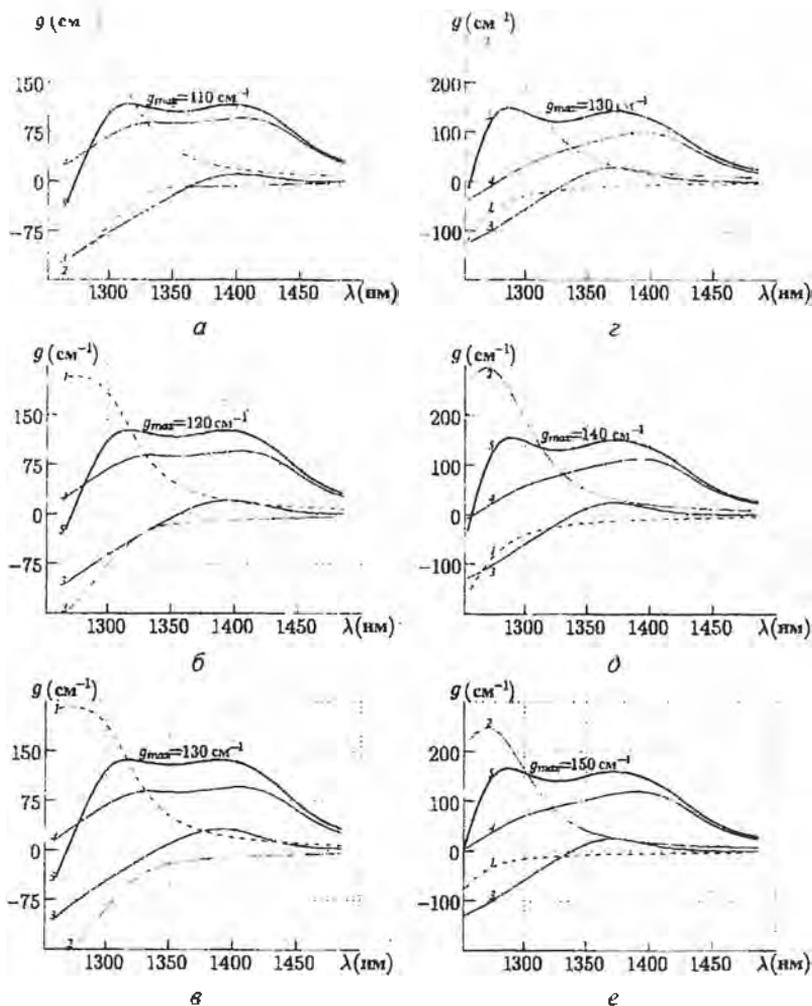


Рис. 2 Спектры волноводного усиления  $g$  для ТЕ-моды (слева) и ТМ-моды (справа) при различных уровнях возбуждения квантовых ям с толщами  $d = 4$  (1), 5 (2), 9 (3) и 14 нм (4), а также суммарный спектр усиления (5) асимметричной многослойной гетероструктуры

$a - \Delta F = 1,043$  (1), 0,943 (2), 0,915 (3) и 0,99 эВ (4),  $b - \Delta F = 1,045$  (1), 0,940 (2), 0,923 (3) и 0,99 эВ (4),  $в - \Delta F = 1,048$  (1), 0,936 (2), 0,931 (3) и 0,99 эВ (4),  $г - \Delta F = 0,98$  (1), 1,05 (2), 0,936 (3) и 0,972 эВ (4),  $д - \Delta F = 0,971$  (1), 1,05 (2), 0,935 (3) и 0,984 эВ (4)

$e - \Delta F = 0,989$  (1), 1,038 (2), 0,935 (3) и 0,99 эВ (4)

Как видно из рис. 2, широкая квантовая яма усиливает в области 1,4 мкм, а узкая – в области 1,3 мкм. Численные расчеты показывают, что для получения широкого и плоского спектра усиления необходимо, чтобы одна узкая квантовая яма усиливала, а вторая – поглощала. Для ТЕ-моды усиливающей является яма толщиной 4 нм, а поглощающей – 5 нм. Для ТМ-моды – наоборот. Квантовая яма толщиной 9 нм служит для увеличения суммарного коэффициента усиления гетероструктуры в области 1,35–1,37 мкм. Расчеты показывают, что ширина спектра усиления с практически постоянным максимальным значением превышает 100 нм в области 1,3–1,4 мкм.

Таким образом, при использовании асимметричных многослойных квантоворазмерных гетероструктур на основе четверных соединений  $Ga_xIn_{1-x}P_yAs_{1-y}$  с неоднородно возбужденными активными слоями, отличающимися толщиной, возможно получить широкий и практически плоский спектр волноводного усиления. При этом область плоского участка охватывает спектральный диапазон 1,3–1,4 мкм.

Данная работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

#### Литература

1. Кейси Х., Паниш М. Лазеры на гетероструктурах. М.: Мир, 1981. 364 с.
  2. Наливко С. В., Манах И. С., Чиж А. Л. Влияние эффекта смещения зон на зонную структуру и спектры усиления многослойных квантоворазмерных гетероструктур // Литовский физический журнал. 1999. Т. 39, № 4–5. С. 365–373.
  3. Манах И. С., Кононенко В. К., Наливко С. В. Обратная оптическая связь и селекция мод полупроводникового лазера в резонаторе с дисперсионным элементом // Радиотехника. Всеукраинский межведущ.-техн. сб. 1999. Вып. 110. С. 55–61.
- Афменко А. А., Кононенко В. К., Манах И. С., Наливко С. В. Квантоворазмерные инжекционные лазеры – эффективные источники излучения для современных систем связи // Изв. БИА. 1999. № 1/2. С. 197–199.*

## СТЕПЕНЬ ПОЛЯРИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОЛАЗЕРОВ

В квантоворазмерных лазерах размеры области локализации носителей тока сравнимы с их де-Бройлевской длиной волны. В простейшем случае лазерная структура состоит из одного или нескольких слоев узкозонного полупроводника, заключенного между широкозонными эмиттерами. Типичные размеры квантовых ям изменяются в пределах 5–20 нм. Инжекционные лазеры на квантоворазмерных гетероструктурах имеют низкие плотности порогового тока, обладают высокой эффективностью и слабой чувствительностью к изменению температуры. Варьируя толщину активного слоя, можно в широком интервале перестраивать длину волны генерации.

Размерное квантование приводит к анизотропии оптических свойств активной области, что связано с зависимостью вероятности оптических переходов от поляризации излучения. В частности, усиление сигнала в квантоворазмерных гетероструктурах чувствительно к поляризации излучения [1, 2].

На поляризацию излучения квантоворазмерных гетероструктур оказывает влияние ориентация, геометрическая форма и размеры активных областей [2–6]. При анализе поляризационных характеристик излучения следует учитывать также волноводные свойства активной области [7] и наличие внешних напряжений [8]. Исследование поляризационных свойств квантоворазмерных гетеролазеров представляет интерес в связи с широким применением лазеров данного типа в системах записи, хранения и воспроизведения информации и в волоконно-оптических линиях связи.

В данной работе рассчитывается степень поляризации излучения квантоворазмерных лазерных структур на основе полупроводников типа  $A^{III}B^V$  ( $GaAs-Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ ) с толщиной активного слоя 8 нм. Зонная диаграмма активной области представлена на рис. 1, в квантовой яме показаны начальные уровни подзон электронов и дырок, ширина запрещенной зоны  $E_g$ , значения высоты потенциальных барьеров  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$ . Расчет проводился для структуры, параметры которой приведены в табл. 1.

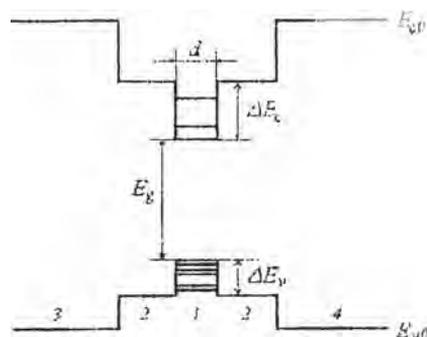


Рис. 1. Зонная диаграмма активной области лазера с одной квантовой ямой шириной  $d$ .  
1 - активная область, 2 - волноводные слои, 3 -  $p$ -эмиттер  
4 -  $n$ -эмиттер

Таблица 1

Структура лазерного диода

Слой	Химический состав слоя	Толщина слоя	Концентрация легирующей примеси, $\text{см}^{-3}$
Контактный слой	GaAs	0,4 мкм	$3 \cdot 10^{19}$
$p$ -эмиттер	$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	1,3 мкм	$2,6 \cdot 10^{18}$
Волноводный слой	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	0,1 мкм	
Активная область	GaAs	8 нм	-
Волноводный слой	$\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$	0,1 мкм	
$n$ -эмиттер	$\text{Al}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{As}$	1,5 мкм	$8 \cdot 10^{17}$
Буферный слой	GaAs	0,4 мкм	$6 \cdot 10^{17}$

Скорость спонтанных переходов задается следующим выражением [7, 9]:

$$r_{sp}(h\nu) = \frac{A_{sp}}{nh} d \sum_{\nu} \sum_{\mu} f_c(E_{c\nu}) f_v(E_{v\mu}) m_{\nu\mu} H_{\nu\mu} \rho_{\nu\mu} \quad (1)$$

где  $A_{sp}$  - коэффициент Эйнштейна для спонтанных переходов;  $d$  - ширина квантовой ямы,  $f_c(E_{c\nu})$  и  $f_v(E_{v\mu})$  - функции распределения, имеющие вид

$$f(E_{c\nu}) = \left( 1 + \exp \frac{E_{c\nu} - E_c}{kT} \right)^{-1}, \quad f_v(E_{v\mu}) = \left( 1 + \exp \frac{E_v - E_{v\mu}}{kT} \right)^{-1} \quad (2)$$

$$E_{c\nu} = E_c + (m_{c\nu} / m_c) (h\nu - E_g) + (m_{c\nu} / m_{c\nu}) E_{c\nu}, \quad (m_{c\nu} / m_c) E_{c\nu} \quad (3)$$

$$E_{v\mu} = E_v - (m_{v\mu} / m_v) (h\nu - E_g) + (m_{v\mu} / m_{v\mu}) E_{v\mu} - (m_{v\mu} / m_v) E_{v\mu}$$

$E_{c0}$  и  $E_{v0}$  – энергии дна зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно,  $F_e$  и  $F_h$  – квазиуровни Ферми для электронов и дырок,  $m_{nh} = m_0 m_{h0}^* (m_c + m_{v0})$  – приведенная масса с учетом поперечных компонентов соответствующих дырок,  $T$  – температура. Переходы между подзонами начинаются с квантов света с энергией  $h\nu_{th} = E_g + E_{ch} + E_{vh}$ . Поэтому в выражении (1) присутствует ступенчатая функция  $H_{th}$  со значениями  $H_{th} = 1$  при  $h\nu \geq h\nu_{th}$  и  $H_{th} = 0$  при  $h\nu < h\nu_{th}$ .

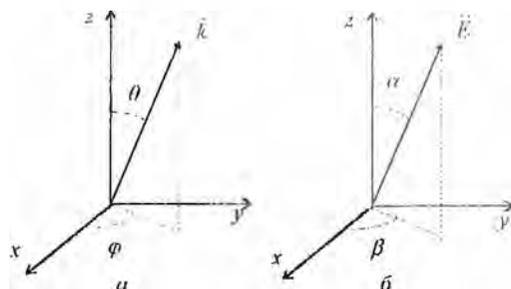


Рис. 2. Ориентация волнового вектора носителей  $\vec{k}$  (а) и вектора напряженности электрического поля излучения  $\vec{E}$  (б) относительно оси размерного квантования Oz

Параметр  $\alpha_{nl}(\nu)$  характеризует поляризационную зависимость вероятности оптических переходов и зависит от типа моды (ТЕ или ТМ), рода уровней (тяжелые или легкие дырки) и частоты света  $\nu$ . Пусть квантоворазмерные слои ориентированы в плоскости {100}. Тогда поляризационный фактор для переходов на состояния тяжелых дырок имеет вид [1, 2, 10]

$$\alpha_h = \frac{3}{4} \sin^2 \alpha (2 - 3 \sin^2 \theta) + 2 \sin^3 \theta, \quad (4)$$

где  $\alpha$  и  $\theta$  – углы между осью размерного квантования  $\langle 100 \rangle$  и вектором поляризации (направлением вектора напряженности электрического поля) и волновым вектором дырок соответственно (рис. 2). Для ТЕ-моды ( $\alpha = \pi/2$ ) значение  $\alpha_h$  уменьшается от 3/2 до 3/4 с увеличением  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$ , а для ТМ-моды ( $\alpha = 0$ ) значение  $\alpha_h$  возрастает от 0 до 3/2.

Аналогичным образом находится поляризационный фактор для переходов на состояния легких дырок:

$$\alpha = \frac{\pi}{4} \times 3 \sin^2 \theta (2 - \sin^2 \theta) \text{ bzw } \theta \quad (7)$$

Для ГЕ-моды ( $\alpha = \pi/2$ ) значение  $\alpha_i$  увеличивается от 1/2 до 5,4 с изменением  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$ , а для ТМ-моды ( $\alpha = 0$ ) значение  $\alpha_i$  падает от 2 до 1/2. Из (4) и (5) видно, что при заданном  $\theta$  выполняется условие  $\alpha_n = \alpha_i - 2$ , а в случае изотропного излучения после усреднения по углам  $\alpha$  и  $\beta$  имеем  $\alpha_n = \alpha_i - 1$ .

Угол  $\theta$  прямо связан с частотой оптического перехода  $\nu$ . Для переходов между начальными уровнями подзон, когда  $h\nu$  совпадает с  $h\nu_{ns}$ , угол  $\theta = 0$ . Связь между  $\theta$  и  $\nu$  задается формулой

$$\tan^2 \theta = \frac{h\nu - h\nu_{ns}}{h\nu_{ns} - E_g} \quad (6)$$

Значения квазиуровней Ферми  $F_e$  и  $F_h$  и их разности  $\Delta F$  находятся из условия электронейтральности, которое для рассматриваемой структуры с легированной активной областью имеет вид  $p = n$ . Концентрация электронов  $n$  в условиях статистического равновесия в квантовой яме составляет [7]

$$n = N_{c1} \sum_i \ln \left( 1 + \exp \frac{F_e - E_{c1} - E_{c2}}{kT} \right) \quad (7)$$

Здесь эффективная плотность состояний в зоне проводимости равна  $N_{c1} = m_e kT / \pi \hbar^2$ . Для концентрации дырок  $p$  в квантовой яме имеем

$$p = \sum_i N_{v1} \sum_j \ln \left( 1 + \exp \frac{E_{v1} - E_{v2} - F_h}{kT} \right) \quad (8)$$

Здесь  $N_{v1} = m_h kT / \pi \hbar^2$  - эффективная плотность состояний в валентной зоне.

Таблица 2

Начальные уровни подзон электронов и дырок

Номер подзоны, $n$	Начальные уровни подзон электронов $E_{cn}$ , мэВ	Начальные уровни подзон тяжелых дырок $E_{hv}$ , мэВ	Начальные уровни подзон легких дырок $E_{lv}$ , мэВ
1	42,191	10,475	27,552
2	162,820	41,532	98,951
3	-	90,453	-

Начальные уровни подзон электронов и дырок для квантовой ямы шириной  $d = 8$  нм представлены в табл. 2. Расчеты проводились с использованием следующих значений параметров [10]:  $E_g = 1,424$  эВ;

$\nu = 0,7$ ,  $\Delta L_c = 0,848 \text{ эВ}$ ,  $\Delta M_c = 0,399 \text{ эВ}$ ,  $m_c = (0,067 + 0,083\lambda)m_0$ ,  
 $m_{ch} = (0,34 + 0,42\lambda)m_0$ ,  $m_{cl} = (0,094 + 0,04\lambda)m_0$ ,  $m_{clh} = 0,11m_0$ ,  
 $m_{cll} = 0,20m_0$ .

Выражение для степени поляризации спонтанного рекомбинационно-го излучения имеет вид

$$P = \frac{I_{TE} - I_{TM}}{I_{TE} + I_{TM}} \quad (9)$$

где  $I_{TE}$ ,  $I_{TM}$  — интенсивности ТЕ- и ТМ-мод, пропорциональные скорости спонтанных переходов. На рис. 3 представлены теоретически рассчитанные зависимости степени поляризации излучения от энергии кванта света при различных уровнях накачки квантоворазмерного лазера. Как видно из рис. 3, первоначально при излучательных переходах на первый уровень тяжелых дырок  $\Gamma_h$  излучение полностью поляризовано в ТЕ-моду. Уменьшение степени поляризации с ростом  $h\nu$  связано с уменьшением поляризационного параметра  $\alpha_h$  для ТЕ-моды и увеличением  $\alpha_h$  для ТМ-моды.

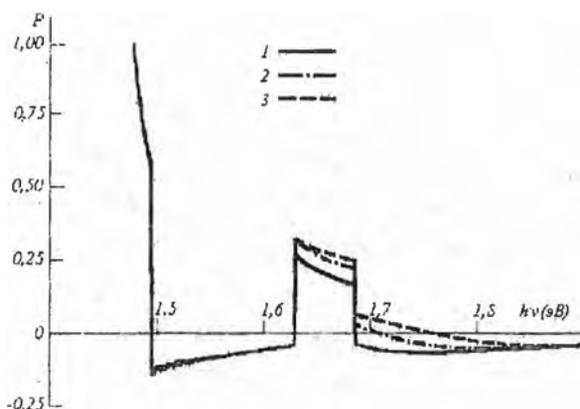


Рис. 3. Зависимость степени поляризации излучения энергии кванта  
 Ширина квантовой ямы  $d = 8$  нм, уровень накачки:  
 1 —  $\Delta F = 1,60$  эВ; 2 —  $\Delta F = 1,65$  эВ; 3 —  $\Delta F = 1,70$  эВ

Резкое изменение степени поляризации при увеличении  $h\nu$  до значения  $h\nu_{11}$  связано со значительным откликом в ТМ-моду при излучательных переходах электрон — легкая дырка. Дальнейшие резкие изменения степени поляризации, наблюдаемые при росте  $h\nu$ , соответствуют включению в излучательные переходы энергетических уровней

2h и 2l. Учет формы линии излучения, обусловленной спектральным уширением [9, 11], очевидно, позволит получить более адекватное описание реальных полупроводниковых структур с одной квантовой ямой

Величину степени поляризации излучения квантоворазмерного лазера можно оценить при больцмановском распределении носителей тока в приближении бесконечно больших потенциальных барьеров в квантовой яме. Если ввести обозначения

$$\alpha = \frac{h\nu - h\nu_{gr}}{h\nu_{gr} - E_g}, \quad \Delta = \frac{h\nu_{gr} - h\nu_{ph}}{h\nu_{gr} - E_g}, \quad \delta_n = \frac{h\nu_{gr} - E_g}{h\nu_{gr} - E_g}, \quad r = \frac{m_{lh}}{m_{lh}}$$

то получаем следующее выражение для степени поляризации в виде

$$P = 3 \frac{\sum_n \left[ \left( \frac{3}{\delta_n(1+x)} - 1 \right) H_{mh} - r \left( \frac{3(1+\Delta_n)}{\delta_n(1+x)} - 1 \right) H_{nl} \right]}{\sum_n \left[ \left( 9 - \frac{3}{\delta_n(1+x)} \right) H_{mh} + r \left( 7 + \frac{3(1+\Delta_n)}{\delta_n(1+x)} \right) H_{nl} \right]} \quad (10)$$

Расчеты по данной формуле представлены на рис 4

Величина  $\Delta_n$  в приближении бесконечных барьеров составляет

$$\Delta_n = \Delta = \frac{m_{lh}}{m_{lh}} - 1$$

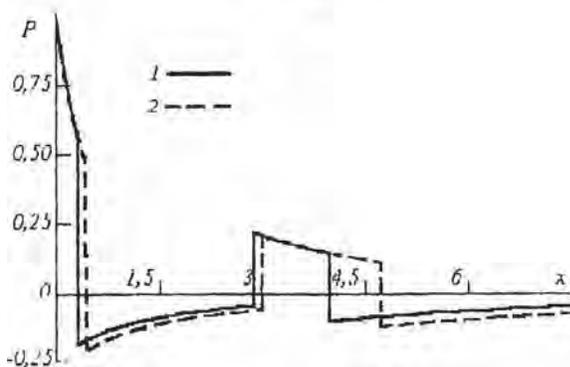


Рис. 4. Степень поляризации  $P(x)$  в больцмановском приближении  
1 - реальная структура с квантовой ямой. 2 - квантовая яма в приближении бесконечных барьеров:  $r = 1.19$ ,  $\Delta_1 = 0.3226$ ,  $\Delta_2 = 0.2808$ ;  $\delta_1 = 1$ ;  $\delta_2 = 0.2578$

В этом случае она не зависит от номера подзон и ширины квантовых ям и равна  $\Delta$ . При этом отметим, что величина  $\Delta_n$  задается продоль-

ными компонентами эффективных масс дырок в отличие от параметра  $r$ , который задается поперечными компонентами эффективных масс дырок

$$r = \frac{m_{x1}}{m_{x2}}$$

Если ввести параметры Люттшицера  $\gamma_1, \gamma_2$  и  $\gamma_3$  [12], то имеем

$$r = \frac{1 + (\gamma_1 - \gamma_2) \frac{m_c}{m_v}}{1 + (\gamma_1 - \gamma_3) \frac{m_c}{m_v}}, \quad \Lambda = \frac{4\gamma_1 \frac{m_c}{m_v}}{1 + (\gamma_1 - 2\gamma_2) \frac{m_c}{m_v}}$$

Так как для GaAs  $\gamma_1 = 6,8$ ;  $\gamma_2 = 1,9$  и  $\gamma_3 = 2,7$ ; то при  $m_c = 0,067m_v$  находим следующие значения компонентов приведенных масс и параметров  $r$  и  $\Lambda$ :  $m_{rh} = 0,056m_c$ ;  $m_{rl} = 0,039m_c$ ;  $m_{rhl} = 0,042m_c$ ;  $m_{rl} = 0,050m_c$ ;  $r = 1,2$ ;  $\Lambda = 0,43$ .

Что касается величины  $\delta_n$ , то всегда  $\delta_1 = 1$ , а ее значение падает с ростом номера подзон  $n$ . В приближении бесконечных барьеров величина  $\delta_n$  строго равна  $\delta_n = 1/n^2$ .

Таким образом, в приближении бесконечных барьеров формула (8) упрощается и принимает вид

$$P(x) = 3 \frac{\sum_n (3n^2 - 1 - x) H_{nh} - \sum_n r(3n^2(1+\Delta) - 1 - x) H_n}{\sum_n (9 + 9x - 3n^2) H_{nh} + \sum_n r(7 + 7x + 3n^2(1+\Delta)) H_n}, \quad (11)$$

Сравнение расчетов по формулам (10) и (11) показывает, что скачки степени поляризации при включении оптических переходов между подзонами в реальных структурах оказываются несколько больше вверх и несколько меньше – вниз, чем в случае бесконечных барьеров (рис. 4). Значения степени поляризации близки друг к другу, и поэтому модель бесконечных барьеров может служить достаточно хорошим приближением для первоначальной оценки степени поляризации излучения квантоворазмерных гетеролазеров. Для рассматриваемой лазерной структуры значение  $P$  не опускается практически ниже  $P = -0,18$ .

Таким образом, проведенный расчет степени поляризации излучения лазерной гетероструктуры с шириной квантовой ямы 8 нм показывает, что при включении излучательных переходов между подзонами скачкообразно изменяется степень поляризации  $P$  и ее знак меняется, скачки степени поляризации зависят от уровня накачки активной

области  $\lambda$  при увеличении энергии кванта  $h\nu$  значение  $I^*$  приближается к величине, рассчитанной в Больцмановском приближении. Модель бесконечных барьеров может быть использована для первоначальной оценки степени поляризации излучения квантоворазмерных гетеролазеров.

#### Литература

1. *Asada M., Kameyama A., Suematsu Y.* Gain and intervalence band absorption in quantum-well lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1984 Vol. QE-20, № 7. P. 745–753
2. Поляризационные характеристики квантоворазмерных лазерных гетероструктур / Д. В. Карасев, В. К. Кононенко, И. С. Манак, Д. Л. Харевич // Лазерная техника и оптоэлектроника. 1992. № 3–4. С. 52–55
3. Cross sectional shape dependence of quantum wire band structures and optical matrix elements / T. Tanaka, T. Yamachi, J. N. Shulman, Y. Arakawa // Jpn. J. Appl. Phys. 1993 Vol. 32, pt. 2, № 11A. P. L1592–L1595.
4. *Виталисов А. А., Кононенко В. К.* Поляризационные характеристики полупроводниковых излучателей типа квантовой проволоки // Лазерная и оптоэлектронная техника. Сб. науч. тр. Вып. 3. Мн.: БГУ, 1995. С. 34–43
5. Polarization characteristics of quantum-well semiconductor structures / I. S. Manak, D. V. Karasev, V. K. Kononenko et al. // Proc. SPIE. 1997. Vol. 3094. P. 2–17.
6. *Манак И. С., Чиж А. И.* Поляризация излучения инжекционных лазеров // Полупроводниковые лазеры: Сб. науч. тр. Вып. 1. Мн.: БГУ, 1997. С. 98–161
7. *Кононенко В. К.* Оптические свойства гетероструктур с квантоворазмерными слоями. Мн., 1987. 52 с. (Препринт / ИФ АН БССР, № 492)
8. Polarization of the spontaneous radiation of stressed laser heterostructures / A. A. Ptashchenko, M. V. Deych, N. B. Mironchenko, F. A. Ptashchenko // Solid-State Electron. 1994 Vol. 37, № 4–6. P. 1255–1258.
9. *Kononenko V. K., Natvko S. V.* Spectral characteristics of asymmetric quantum-well heterostructure laser sources // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2693. P. 760–767.
10. *Kononenko V. K., Zakharova I. S.* Laser Parameters of Quantum-Well Heterostructures / Preprint / ICTP. № IC/91/63. Trieste, 1991. 12 p.
11. Спектры усиления и люминесценции широкополосных излучателей на основе асимметричных квантоворазмерных гетероструктур / В. К. Кононенко, И. С. Манак, С. В. Наливо и др. // ЖПС. 1997. Т. 64, № 2. С. 221–227
12. *Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С.* Теория полупроводниковых лазеров. Мн.: БГУ, 1995. 108 с.

## ВЛИЯНИЕ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОГО КАНАЛА РЕКОМБИНАЦИИ НА НАСЫЩЕНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В ЛЕГИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Современное развитие физики полупроводников непосредственно связано с исследованием сложных структур пониженной размерности. К таким системам относятся квантоворазмерные структуры, квантовые проволоки и квантовые точки. Особое внимание уделяется изучению свойств полупроводниковых периодических сверхрешеток. Сверхрешетками принято называть твердотельные структуры, в которых, кроме периодического потенциала кристаллической решетки, имеется дополнительный периодический потенциал с периодом, существенно превышающим постоянную решетки, но меньшим длины свободного пробега электрона. Такой периодический потенциал сверхрешетки сильно изменяет зонную структуру исходных полупроводников, приводя к образованию энергетических подзон и минизон в пространстве волнового вектора электрона. Различают два типа полупроводниковых структур со сверхрешеткой. Это композиционные сверхрешетки, образованные путем чередования двух полупроводников разного химического состава, и легированные сверхрешетки, представляющие собой последовательность слоев  $n$ - и  $p$ -типа проводимости, с нелегированными слоями между ними.

Необычные электронные и оптические свойства легированных сверхрешеток, или  $n$ - $i$ - $p$ - $i$ -кристаллов, непосредственно связаны с наличием в этих структурах одномерного электростатического периодического потенциала, создаваемого меняющимся в пространстве зарядом ионизованных примесных атомов и носителей тока. Рельеф потенциальной энергии в кристалле определяется толщиной слоев  $n$ - и  $p$ -типа ( $d_n$  и  $d_p$ ), концентрацией доноров и акцепторов ( $N_d$  и  $N_a$ ), толщиной нелегированных  $i$ -слоев ( $d_i$ ), а также двумерными концентрациями неравновесных электронов  $n$  и дырок  $p$  [1]. Поочередное легирование полупроводника донорными и акцепторными примесями приводит к модуляции краев зоны проводимости и валентной зоны, в результате чего уменьшается эффективная ширина запрещенной зоны  $E_g^*$  и образуются периодически повторяющиеся пространственно разнесенные потенциальные ямы для электронов и дырок.

При возбуждении легированной сверхрешетки заряд донорных и

акценторных примесей экранируется неравновесными носителями тока, что вызывает уменьшение глубины потенциальных ям и соответственно увеличение эффективной ширины запрещенной зоны. Зависимость  $E_g$  и профиля потенциальных ям от уровня возбуждения структуры обуславливает наблюдаемый сдвиг длинноволнового края спектров поглощения и люминесценции легированных сверхрешеток на GaAs [2-5].

Изменение свойств легированных сверхрешеток с концентрацией неравновесных носителей тока приводит к нелинейным оптическим эффектам. В частности, на заданной частоте света  $\nu$  наблюдается зависимость коэффициента поглощения  $k(\nu)$  и показателя преломления  $n(\nu)$  от интенсивности света [6, 7]. Перестройка спектров поглощения и рефракции может осуществляться как при оптическом возбуждении, так и при приложении электрического напряжения к структуре. В данной работе рассмотрены особенности изменения коэффициента поглощения в легированных сверхрешетках в зависимости от уровня возбуждения структуры, а также проанализировано влияние безызлучательной оже-рекомбинации на нелинейное поглощение света.

Как известно, насыщение мощности поглощения (усиления) света связано с уменьшением коэффициента поглощения (усиления) на фиксированной частоте света  $\nu$  с ростом амплитуды напряженности электромагнитного поля. В полупроводниковых системах этот эффект обусловлен приближением разности квазиуровней Ферми  $\Delta F$  к значению энергии фотонов  $h\nu$  при увеличении интенсивности монохроматического излучения. Особенности нелинейного поглощения света анализировались ранее как для объемных полупроводников [8-10], так и квантоворазмерных систем [11-13]. Для легированных полупроводниковых сверхрешеток данный эффект изучен недостаточно [6, 7, 14]. Кроме того, не исследовано влияние безызлучательной рекомбинации на нелинейные оптические процессы.

Стационарное уравнение, определяющее связь между коэффициентом поглощения  $k$  и плотностью светового потока  $I$ , имеет вид [8]

$$\frac{\eta' j}{ed} = R_f + \frac{k(\nu) I}{h\nu} \quad (1)$$

где  $j$  – плотность тока в расчете на период сверхрешетки  $d$ ;  $\eta'$  – инжекционная эффективность,  $\eta$  – квантовый выход люминесценции,  $v_g$  – скорость света в кристалле. Справа перед вторым слагаемым в

уравнению (1) стоит знак "минус" при процессах поглощения и "плюс" – при усилении света. Скорость излучательной рекомбинации  $R$ , определялась путем интегрирования скорости оптических переходов по всем энергиям фотонов [1]. Вычисления  $k(\nu)$  проводились в модели прямых переходов с учетом эффекта сужения ширины запрещенной зоны [3, 15].

В общем случае зависимость  $k(I)$  подчиняется сложному закону [8]. Если использовать среднее значение параметра нелинейности  $\alpha$ , то изменение коэффициента поглощения (усиления) можно описать простой формулой [8, 9]

$$k = \frac{k_0}{1 + \frac{\alpha I}{k_0}} \quad (2)$$

где  $k_0$  – начальный коэффициент поглощения (усиления). Для более детального анализа эффектов насыщения в конкретных квантоворазмерных структурах необходимо выполнять численные расчеты.

Результаты расчетов насыщения поглощения для различных типов легированных сверхрешеток на основе GaAs при  $j = 0$ ,  $T = 300$  К и  $\eta_U = 1$  представлены на рис. 1. Как видно, коэффициент поглощения  $k$  на фиксированной частоте  $\nu$  проявляет немонотонное поведение при увеличении уровня возбуждения структуры. Наблюдается осциллирующее изменение коэффициента поглощения на фиксированной частоте света в зависимости от уровня возбуждения легированной сверхрешетки. Эффект "затемнения", т. е. увеличения коэффициента поглощения  $k$  при увеличении плотности светового потока  $U$ , обусловлен трансформацией профиля потенциальной энергии легированной сверхрешетки, перераспределением уровней энергии в квантовых ямах для электронов и дырок, изменением интегралов перекрытия волновых функций электронов и дырок, а также сужением запрещенной зоны.

Как видно из рис. 1, для компенсированной легированной сверхрешетки наиболее ярко наблюдается эффект перераспределения уровней энергии в квантовых ямах. Отметим, что эффект увеличения коэффициента поглощения с ростом уровня возбуждения проявляется для всех типов легированных сверхрешеток при энергиях порядка ширины запрещенной зоны полупроводника. Для объемных полупроводников затемнение может быть вызвано ростом поглощения

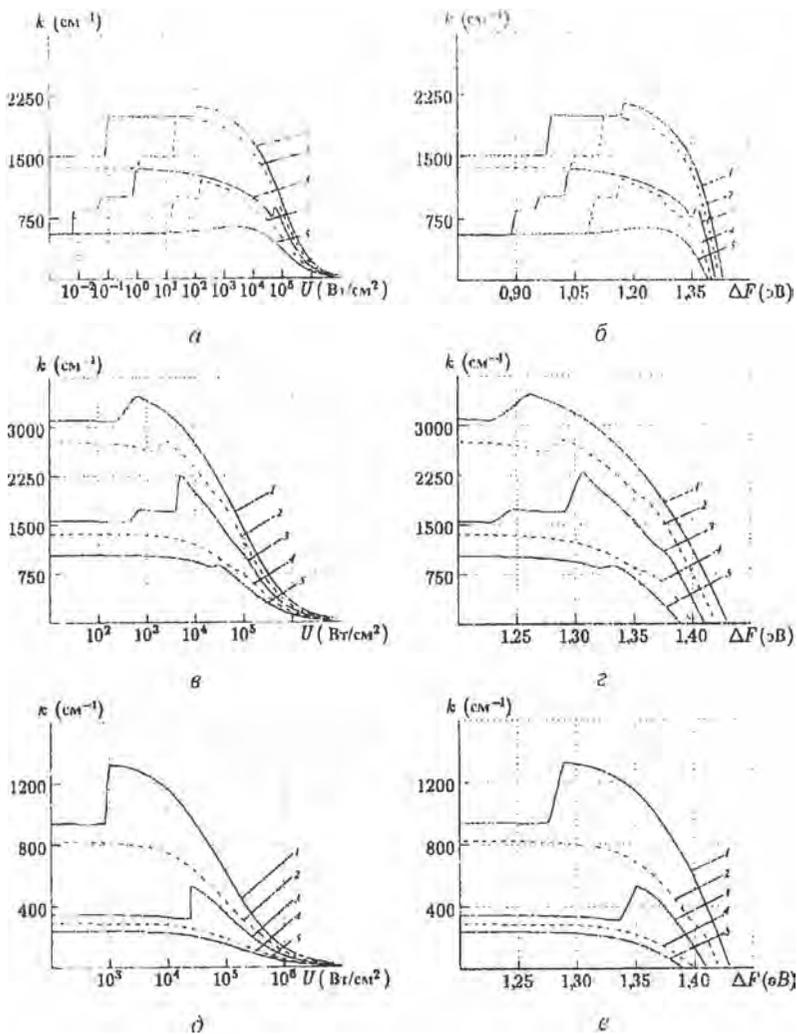


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения  $k$  от плотности радиации  $U$  (а, в, д) и разности между квазиуровнями Ферми  $\Delta F$  (б, г, д) при значениях энергии 1,43 (1), 1,42 (2), 1,41 (3), 1,40 (4), 1,39 (5) эВ для различных типов 0-1-p-1-кристаллов.

$$\begin{aligned}
 \text{а б} - N - N_p = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, d_p = d_n = 40 \text{ нм}, d_i = 0, \text{ а } \gamma - N_i = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, N_i = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3} \\
 d_i = d_n = 10 \text{ нм}, d_i = 0, \text{ в } \rho - V_a = 4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, N_a = 8 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, d_i = d_n = 10 \text{ нм}, d_i = 0
 \end{aligned}$$

свободными носителями [8]. Однако этот процесс практически не влияет на насыщение поглощения в легированных сверхрешетках, так коэффициент поглощения света свободными носителями при энергиях фотонов порядка эффективной ширины запрещенной зоны сверхрешетки не превышает  $5 \text{ см}^{-1}$  [16].

При достаточно больших уровнях возбуждения кроме межзонной излучательной рекомбинации на процессы нелинейного поглощения света влияет безызлучательная оже-рекомбинация. В уравнении (1) это учитывается посредством квантового выхода люминесценции  $\eta_l$ , который определяется отношением скорости излучательной рекомбинации  $R_l$  к сумме скоростей излучательной  $R_l$  и безызлучательной  $R_{nr}$  рекомбинаций  $\eta_l = R_l / (R_l + R_{nr})$ .

Здесь скорость безызлучательной оже-рекомбинации  $R_{nr}$  определяется как [17]

$$R_{nr} = \begin{cases} \frac{Cn p^2}{d^3} & \text{— полупроводник } p\text{-типа} \\ \frac{Cn^2 p}{d} & \text{— полупроводник } n\text{-типа} \end{cases} \quad (3)$$

где  $C$  — коэффициент оже-рекомбинации. На рис. 2 представлены значения коэффициента оже-рекомбинации для различных прямозонных полупроводников [18].

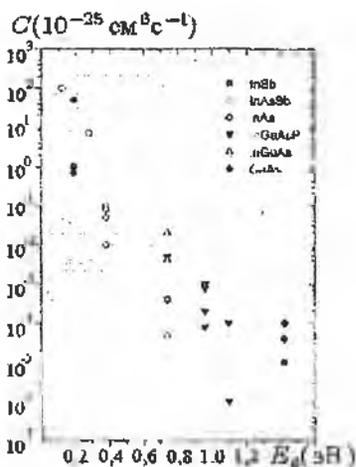


Рис. 2. Коэффициент оже-рекомбинации  $C$  для прямозонных полупроводниковых соединений  $\text{А}^{\text{III}}\text{В}$  [18]

Как видно, для полупроводниковых структур на основе GaAs, значения  $C$  лежат в интервале  $10^{-30} - 10^{-29} \text{ см}^6 \text{ с}^{-1}$ .

На рис. 3, 4 представлены результаты расчета скорости рекомбинации для излучательного  $R_l$  и безызлучательного  $R_{nr}$  механизмов, а также квантового выхода люминесценции  $\eta_l$  для различных значений квазиуровня Ферми  $\Delta F$ . Как видно из рис. 4, зависимость  $\eta_l(\Delta F)$  носит немонотонный характер. Для компенсированной легированной сверхрешетки при малых уровнях

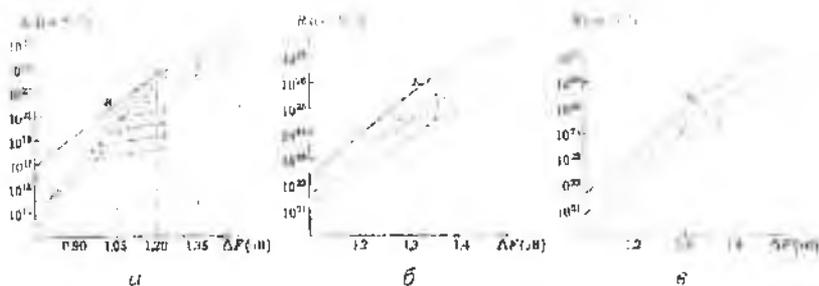


Рис. 3. Изменение скорости рекомбинации для излучательного  $R_r$  (сплошные линии) и безызлучательного  $R$ , (1, 2, 3, 4) механизмов в зависимости от квазиуровня Ферми  $\Delta F$  для различных типов легированных сверхрешеток при следующих значениях коэффициента оже-рекомбинации:  $C = 5 \cdot 10^{-29}$  (1),  $10^{-29}$  (2),  $5 \cdot 10^{-30}$  (3),  $10^{-30}$  (4)  $\text{см}^6 \text{с}^{-1}$ ,  $d_p = d_n = 10$  нм,  $d_r = 0$

а -  $N_p = N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ , б -  $N_p = 8 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ ,  $N_d = 4 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$  и -  $N_p = 4 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ ,  $N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$

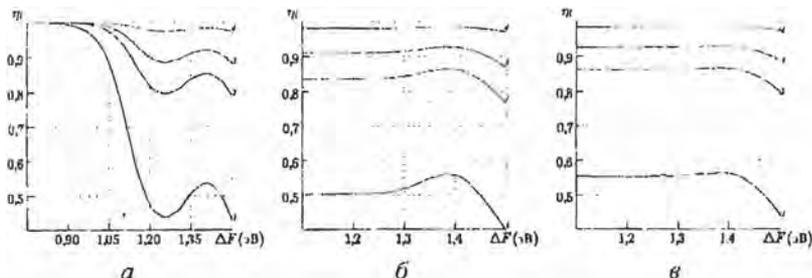


Рис. 4. Зависимость квантового выхода люминесценции  $\eta_l$  от квазиуровня Ферми  $\Delta F$  для различных типов легированных сверхрешеток при следующих значениях коэффициента оже-рекомбинации:  $C = 5 \cdot 10^{-29}$  (1),  $10^{-29}$  (2),  $5 \cdot 10^{-30}$  (3),  $10^{-30}$  (4),  $d_p = d_n = 10$  нм,  $d_r = 0$ .

а -  $N_p = N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ ; б -  $N_p = 8 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ ,  $N_d = 4 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ ; в -  $N_p = 4 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ ,  $N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$

возбуждения  $\eta_l$  стремится к 1, т. к.  $R_r \sim n^2$ , а  $R_{nr} \sim n^3$ . С ростом уровня возбуждения происходит уменьшение квантового выхода люминесценции в результате более быстрого роста безызлучательной оже-рекомбинации по сравнению с межзонной излучательной рекомбинацией. Однако на зависимости  $\eta_l(\Delta F)$  проявляются локальные максимум и минимум. При значениях коэффициента оже-рекомбинации  $C = 5 \cdot 10^{-29} \text{см}^6 \text{с}^{-1}$  это связано с пересечением в трех точках кривых  $R(\Delta F)$  и  $R_r(\Delta F)$ . Как видно из рис. 4, квантовый выход люминесценции

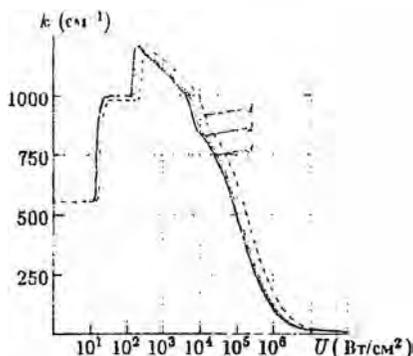


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения  $k$  от плотности радиации  $U$  для различных значений коэффициента оже-рекомбинации:  $C = 5 \cdot 10^{-29}$  (1),  $10^{-29}$  (2),  $10^{-30}$  (3)  $\text{см}^6 \text{с}^{-1}$

Однако это заметно проявляется при значениях коэффициента оже-рекомбинации  $C > 5 \cdot 10^{-29} \text{см}^6 \text{с}^{-1}$

Отметим, что в настоящей работе значения коэффициента оже-рекомбинации брались как для объемного полупроводника. Более детальный анализ безызлучательной рекомбинации в легированных сверхрешетках требует дальнейших исследований с применением теории кр-метода [17].

Таким образом, в работе исследовано насыщение поглощения в легированных сверхрешетках. Проанализировано влияние безызлучательного канала рекомбинации на нелинейное поглощение света, что важно для исследования стационарных и динамических процессов в полупроводниковых лазерных структурах.

#### Литература

1. Kononenko V. K., Manak I. S., Ushakov D. V. Optoelectronic properties and characteristics of doping superlattices // Proc SPIE. 1998 Vol 3580. P 10-27
2. Tunable absorption and electroluminescence in GaAs doping superlattices / G. Hasnain, C. J. Chung-Hasnain, G. H. Dohler, J. N. Miller, N. M. Johnson, J. R. Whimery, A. Dienes // Superlattices and Microstructures. 1987. Vol 3, № 3 P. 277-282.
3. Renn M., Metzner C., Döhler G. H. Effect of random impurity distribution on the luminescence of *n-i-p-i* doping superlattices // Phys. Rev. B. 1993 Vol 48, № 15 P. 11220-11227

нии для исследуемых сверхрешеточных структур колеблется от 0,5 до 0,6 при  $C = 5 \cdot 10^{-29} \text{см}^6 \text{с}^{-1}$  и значениях  $\Delta E = 1,2-1,45 \text{эВ}$ .

На рис. 5 представлены результаты расчета насыщения поглощения при  $h\nu = 1,4 \text{эВ}$  с учетом безызлучательной оже-рекомбинации для компенсированной легированной сверхрешетки с параметрами  $N_a = N_d = 8 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$ ,  $d_p = d_n = 10 \text{нм}$ ,  $d_i = 0$ . Присутствие безызлучательного канала рекомбинации сдвигает зависимость  $k(U)$  в область больших плотностей световых потоков

- 4 Disorder effects on luminescence in  $\delta$ -doped  $n$ - $i$ - $p$ - $i$  superlattices / *C' Metzner, K. Schriber, U. Wieser, M. Luber, M. Kneissl, G. H. Dohler* // *Phys. Rev. B* 1995 Vol. 51, № 8. P. 5106-5115.
- 5 Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манах И. С. Эффекты уширения энергетического спектра легированных полупроводниковых сверхрешеток // *ЖПС*. 1999 Т. 66, № 5. С. 711-715.
- 6 Dohler G. H., Ruden P. P. Theory of absorption of doping superlattices // *Phys. Rev. B* 1984. Vol. 30, № 10. P. 5932-5944.
- 7 Ruden P. P., Dohler G. H. Proc. Low-power non-linear optical phenomena in doping superlattices // *Proceedings of 17th International Conference on Physics of Semiconductors*. San Francisco, 1984. P. 535-538.
- 8 Кононенко В. К., Грибовский В. П. Эффект насыщения в полупроводниковых усилителях света и фильтрах // *Оп. и спектр.* 1970. Т. 29, № 5 С. 975-984.
- 9 Грибовский В. П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках. Мн.: Наука и техника, 1975. 464 с.
- 10 Кононенко В. К. О насыщении поглощения в области хвостов плотности состояний // *ЖПС* 1984. Т. 41, № 6. С. 106-110.
- 11 Кононенко В. К. Особенности спектров нелинейного поглощения в квантоворазмерных структурах // *Лазеры и оптическая нелинейность*. Вильнюс, 1987 С. 136-143.
- 12 Kononenko V. K. Nonlinear absorption in quantum-size heterostructures // *Phys. Stat. Sol. (b)* 1988. Vol. 150, № 2. P. 695-698.
- 13 Кононенко В. К., Манах И. С., Фурунжиев Э. Р. Насыщенные усиления в квантоворазмерных гетероструктурах // *ЖПС*. 1997. Т. 64, № 6. С. 797-800.
- 14 Кононенко В. К., Ушаков Д. В. Перестройка спектра поглощения  $n$ - $i$ - $p$ - $i$ -кристалла при оптическом возбуждении // *Лазерная физика и спектроскопия*. Тез. докл. II Междунар. конф. Гродно, 1995 С. 45-46.
- 15 Ushakov D. V., Kononenko V. K., Manak I. S. Influence of carrier screening and impurity correlation on the electron and optical properties of doping superlattices // *Proceedings of the Third International EuroConference on Advanced Semiconductor Devices and Microsystems*. Bratislava, 2000 P. 243-246.
- 16 Ushakov D. V., Manak I. S., Kononenko V. K. Free-carrier absorption in doping superlattices // *Abstract of the International Conference on Solid State Crystals Materials Science and Applications*. Zakopane, 2000. P. 155.
- 17 Зегря Г. Г., Полковников А. С. Механизмы оже-рекомбинации в квантовых ямах // *ЖЭТФ* 1998. Т. 113, вып. 4 С. 1491-1521.
- 18 Riech I., Diaz P. and Marin E. Study of nonradiative recombination mechanisms in semiconductors by photoacoustic measurements // *Phys. Stat. Sol. (b)* 2000 Vol. 220 P. 305-308.

## МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Исследование пространственного распределения и поляризационных параметров лазерного излучения всегда было актуальной задачей. Однако в последнее время в связи со значительным расширением практической сферы применения инжекционных лазеров возникла острая необходимость в разработке методов исследований, адаптированных к специфике формирования поля излучения полупроводниковыми лазерами, поскольку параметры этого поля варьируются в очень широких пределах.

Для лазеров с асимметричными резонаторами проблема определения пространственного распределения потока излучения не представляет особой сложности. Задание радиусов кривизны зеркал и оптического промежутка между ними полностью определяет структуру пучка излучения. Исходные параметры определяют матрицу

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$$

описания резонатора и соответственно структурные параметры пучка излучения [1]:

- радиус кривизны волнового фронта  $R = \frac{2B}{D-A}$  ( $A, B, C, D$  – матричные элементы);

- расходимость волнового фронта  $\frac{1}{R} = \frac{D-A}{2B}$ ;

- положение перетяжки пучка  $z = \frac{A-D}{2C}$ ;

- радиус пучка в перетяжке  $\omega_0 = \left( \frac{-\lambda \sin \theta}{\pi c} \right)^{\frac{1}{2}}$ ;

- конфокальный параметр пучка  $z_0 = \frac{\pi \omega_0^2}{\lambda} = \frac{-\sin \theta}{c}$ ;

- половина угла расходимости в дальней зоне  $Vp = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} = \left( \frac{-\lambda c}{\pi \sin \theta} \right)$ ;

$\sin\theta$  определяется через характеристические корни матрицы резонатора  $\lambda_{1,2} = \exp(i\theta) = \cos\theta + i\sin\theta$ , где  $\cos\theta = \frac{A+D}{2}$ , а

$$\sin\theta = \pm \sqrt{1 - \left(\frac{A+D}{2}\right)^2} \quad \text{соответственно}$$

Характеристические корни определяются из соотношения

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left[ A+D \pm \sqrt{(A+D)^2 - 4} \right]$$

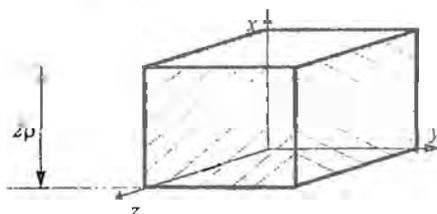


Рис. 1. Схема резонатора полупроводникового лазера

Наиболее полно характер пространственного распределения пучка можно описать через комплексный характер кривизны:

$$q = \frac{A-D}{2C} + \frac{i\sin\theta}{C}$$

Следует отметить, что приведенные соотношения справедливы для одномодового лазера, для многомодовых систем характер распределения усложняется в большей и в меньшей степени в соответствии с модовой структурой. Построение резонатора в форме планарного волновода – характерная структура построения резонатора полупроводникового инжекционного лазера. Поля мод можно представить (координаты согласно рис. 1) как

$$\vec{E}(x, y) = \vec{e}(x) \exp(i\beta z); \quad \vec{H} = \vec{h}(x) \exp(i\beta z),$$

где  $\beta$  – постоянная распространения, или соответствующее значение моды.

В этом случае согласованные решения уравнений Максвелла имеют вид

$$\vec{e}_1 = -\left(\mu_0/\epsilon_0\right)^{1/2} \frac{1}{kn} \vec{z} \times \left\{ \beta \vec{h}_1 + iV_1 \vec{h}_2 \right\},$$

$$\begin{aligned} \bar{h}_1 &= (\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} \frac{1}{k} 2x \left\{ \beta e_x + \sqrt{\nu_x} e_y \right\}, \\ e &= i(\mu_0 / \epsilon_0)^{1/2} \frac{1}{kn^2} z \cdot \nabla_x x \bar{h}_1 = \frac{i}{\beta} \left\{ \nabla_x \cdot e_x + (\bar{\epsilon}_x \nabla_x) \ln n^2 \right\}, \\ \bar{h}_2 &= -i(\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} z \cdot \nabla_x \cdot x \cdot \bar{e}_x = \frac{i}{\beta} \nabla_x \cdot \bar{h}_1, \end{aligned}$$

в которых  $e_x = e_z = h_x = 0$ . Векторные операторы даны в [3]. Эти решения являются ТЕ-модами, а  $e_y$  удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 e_y}{dx^2} + (n^2 k^2 - \beta^2) e_y = 0.$$

Если профиль показателя преломления представить в общем виде:

$$n^2(X) = n_0^2 [1 - 2\Delta f(X)], \quad X = x/\rho,$$

где  $f(X) > 0$  то получим

$$\left[ \frac{d^2}{dX^2} + U^2 - V^2 f(X) \right] e_y = 0,$$

где  $n_0$  — показатель преломления сердцевинки;  $n_1$  — показатель преломления оболочки;  $\beta = \frac{1}{\rho} \left\{ \frac{\nu^2}{2\Delta} - U^2 \right\}^{1/2}$  — постоянная распространения;

$U = \rho(k^2 n_0^2 - \beta^2)^{1/2}$  — параметр моды в сердцевине;

$V = \frac{2\pi}{\lambda} \rho(n_0^2 - n_1^2)^{1/2}$  — волноводный параметр;  $\Delta = \frac{n_0^2 - n_1^2}{2n_0^2}$  — параметр

высоты профиля;  $e_y$  — является решением скалярного волнового уравнения.

Остальные компоненты поля определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} h_x &= -(\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} \frac{\beta}{k} e_y; \\ h_z &= -(\epsilon_0 / \mu_0)^{1/2} \frac{\beta}{k} \frac{de_y}{dx} \end{aligned}$$

В волноводах с параболическим профилем поле выражается через полиномы Эрмита  $H_n$  порядка  $n \geq 0$ . В случае гиперболического тан-

генского профиля по  $z$  выражается через функции Лежандра  $P_n^m$ , где  $n$  не обязательно должно быть целым числом, а четные и нечетные значения  $n$  соответствуют четным и нечетным модам. В случае экспоненциального профиля  $e_z$  описывается функцией Бесселя первого рода  $J_p$ , порядок которой  $p$  неявно определяется непрерывностью поля в точке  $x = 0$ . В случае линейного профиля  $e_z$  выражается через функции Эйри первого рода.

Прохождение оптического потока через плоскую границу из среды с показателем преломления  $n_2$  в среду с показателем преломления  $n_1$  формально описывается френелевскими соотношениями для отраженного и прошедшего потоков

Лазерные моды по конфигурации отличаются от плоских волн в силу неоднородности амплитуды в поперечном направлении и в силу непланарности волнового фронта. В результате коэффициент отражения  $R_m$  для лазерной моды даже при нулевых поперечных индексах ( $R_{00}$ ) может заметно отличаться от  $R_1$ . Преобразование потока лазерной моды на торцевом обрыве диэлектрического волновода подобно рассеянию, причем этот поток разбивается на вышедший во внешнюю среду (пропорционально коэффициенту прозрачности), отраженный в ту же моду (пропорционально  $R$  для основной моды), а также потоки, отраженные в другие направляемые и вытекающие моды (их доля пропорциональна коэффициенту рассеяния). Это действительно вблизи порога, выше порога необходимо учитывать влияние неоднородного по длине резонатора насыщения усиления. Формирование индикатрисы излучения определяется следующими факторами.

- дифракцией на границе излучающей зоны на зеркале резонатора;
- непрозрачностью выходящего волнового фронта вследствие поперечных потоков излучения в резонаторе и оптических неоднородностей;
- наложением нескольких индикатрис со смещенными осевыми направлениями (многомодовый режим работы);
- различными размерами излучающей зоны в поперечных направлениях, соответственно различной кривизной волнового фронта в ортогональных плоскостях распространения излучения (астигматизм пучка излучения).

По картине в ближней зоне (распределения излучения на зеркале резонатора) с применением теории дифракции можно рассчитать ин-

дикатрису излучения, определяющую картину в дальней зоне. Эта задача разрешима при одном условии – в случае одномодового режима работы. Актуальна обратная задача – выяснение структуры моды или модового состава по картине в дальней зоне. Для одномодового режима важнейшим свойством является сохранение гауссова профиля в ближней и дальней зонах. Угловое распределение во взаимно ортогональных плоскостях распространения излучения [2] составляет

$$\Delta\theta = 2 \operatorname{arctg} \left\{ \frac{1}{2} (\ln 2) \left[ (2/k_0 \rho)^2 + (\rho/R_{0z})^2 \right] \right\}^{1/2},$$

где  $k_0$  – волновой вектор;  $\rho$  – ширина излучающей области в ближней зоне;  $R_{0z}$  – радиус кривизны волнового фронта в вертикальном сечении в плоскости  $z = 0$ . Для перпендикулярного сечения

$$\Delta\psi = 2 \operatorname{arctg} \left\{ \frac{1}{2} (\ln 2) \left[ (2/k_0 \omega_0)^2 + (\omega_0/R_{0y})^2 \right] \right\}^{1/2},$$

где  $\omega_0$  и  $R_{0y}$  – ширина излучающей области и кривизна волнового фронта в ближней зоне в горизонтальной плоскости

Отклонение главного лепестка от оси свидетельствует о наличии асимметричного профиля в резонаторе. Минимальная расходимость излучения достигается при  $1/R_{0x} = 1/R_{0y} = 0$  (дифракционный предел):

$$\Delta\theta_0 = 2 \operatorname{arctg}(0,59\lambda/\pi\rho);$$

$$\Delta\psi_0 = 2 \operatorname{arctg}(0,59\lambda/\pi\rho).$$

Ввиду малой толщины активного слоя расходимость излучения в вертикальном сечении обычно весьма значительна. Большая расходимость обусловлена эффектом оптического ограничения

За основную модель исследований примем модель инжекционно-го лазера с резонатором в форме планарного световода с оптической длиной  $b$ . Поле излучения является суперпозицией мод типа  $TEM_{mn}$ . Аналитическое выражение для поля излучения представляет собой гауссо-эрмитово распределение:

$$E_{mn} = \frac{1}{p} E_{0mn} e^{-\frac{x^2+y^2}{2p^2}} H_m\left(\frac{x}{p}\right) H_n\left(\frac{y}{p}\right) e^{i\varphi}, \quad (1)$$

где  $H_m$  – полином Эрмита порядка  $m$ ,  $p = \sqrt{\left(1 + \frac{4z^2 \lambda b}{b^2 4\pi}\right)}$ ;  $z$  – координата в направлении оси резонатора. Из выражения (1) видно, что

фронт волны не является плоским, это приводит к расходимости пучка.

При генерации на модах типа  $TE_{m0}$  поле излучения распределено в пространстве по закону

$$E_{(m)} = \frac{1}{\rho} E_{000} e^{-\frac{x^2}{2\rho^2}} e^{i\varphi}$$

Расходимость можно характеризовать линиями равных амплитуд, т. е. кривыми, проходящими через точки, в которых напряженность поля меньше напряженности поля на оси резонатора в заданное число раз.

При постоянной мощности излучения

$$e^{-\frac{x^2}{2\rho^2}} = \text{const}$$

линии равных амплитуд в плоскости  $(x, y)$  задаются уравнением

$$\frac{x^2}{\rho^2} = \text{const}.$$

Если размеры пятна определить по уровню половинной мощности, то  $e^{-\frac{x^2}{2\rho^2}} = \frac{1}{2}$  и  $\frac{x^2}{\rho^2} = \ln 2$  или, подставив значение  $\rho$ ,

$$\frac{4\pi x^2}{\lambda b \ln 2} - \frac{4z^2}{b^2} = 1.$$

Из гиперболического характера линий равных амплитуд вытекает неоднозначное понятие расходимости. В этом случае под углом расходимости следует понимать угол между асимптотами кривых. Уравнение асимптот имеет вид

$$x = \pm \sqrt{\frac{\lambda \ln 2}{\pi b}} \cdot z.$$

Угол расходимости выражается как

$$\theta_m = 2 \sqrt{\frac{\lambda \ln 2}{\pi b}} = 0,939 \sqrt{\frac{\lambda}{b}}$$

Асимптотическое поведение линий равных амплитуд начинается при  $\frac{4z^2}{b^2} \geq 1$ . Далее определяется расстояние, с которого можно изме-

рять расходимость пучка. Для измерения расходимости пучка может быть использован метод фокального пятна.

Преобразование поля идеальной безаберрационной оптической системой дает в фокальной плоскости амплитудное распределение, адекватное диаграмме направленности. Таким образом, измерение диаграммы направленности в дальней зоне может быть заменено измерением поля в фокальном пятне.

На рис. 2 представлена оптическая схема устройства для определения угла расходимости пучка излучения инжекционного лазера [5].

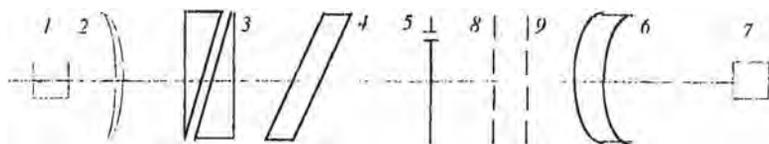


Рис. 2. Оптическая схема измерителя угла расходимости.

1 – инжекционный лазер; 2 – коллимирующая безаберрационная оптическая система; 3 – призматическая система для исправления астигматизма пучка излучения; 4 – плоскопараллельная стеклянная пластинка для коррекции пучка относительно оптической оси; 5 – сканирующая диафрагма; 6 – собирающая оптическая система; 7 – приемник излучения.

Поток излучения коллимируется системой 2 и собирается в плоскость анализа 7 системой 6. Анализ угла расходимости пучка излучения инжекционного лазера усложняется наличием астигматизма в структуре поля излучения. Для исправления астигматизма в зоне коллимации пучка вводится призматическая система. Изменением угла разворота призм варьируется коэффициент анаморфозы, которым компенсируется коэффициент астигматизма пучка. Калибровка угла разворота с учетом линейной связи между коэффициентами астигматизма и анаморфозы дает возможность производить непосредственный отсчет коэффициента астигматизма по углу разворота призм.

При исправлении астигматизма призматической системой пучок излучения смещается с оптической оси. Коррекция смещения производится наклоном плоскопараллельной стеклянной пластинки 4.

Пучок излучения, проходящий через диафрагму 5, дает в фокальной плоскости системы 6, где установлен приемник излучения 7, изображение с интенсивностью, пропорциональной углу расходимости. Сканирование диафрагмой 5 в двух взаимно ортогональных плоскостях дает полную информацию об угле расходимости лазерного излучения. Реальная картина углового распределения потока излучения

инжекционного лазера строится с учетом измеренного коэффициента астигматизма.

Для измерения поляризационных параметров пучка излучения методику оценки можно развивать при некотором изменении базовой схемы (рис. 2). Убирается диафрагма  $S$ , на ее место предусматривается установка четвертьволновой пластинки  $\delta$  и поляризатора  $\rho$ . Возможные варианты оценки поляризационных параметров ограничены четырьмя методами построения: сфера Пуанкаре, матрицы Стокса, Мюллера, Джонса. С учетом весьма сложной, неоднозначной технологии формирования поляризационных параметров, особенно для квантоворазмерных инжекционных лазеров [2, 4], метод Стокса видится более перспективным. Реализация этого метода производится по следующему алгоритму.

Предположим, что пучок распространяется вдоль оси  $oz$ , ось  $oy$  расположена в вертикальной плоскости,  $ox$  - в горизонтальной. Световое поле характеризуется угловой частотой  $\omega$ , компоненты электрического вектора определяются выражениями.

$$E_x = A \cos \theta \cos \omega t; \quad E_y = A \sin \theta \cos(\omega t + \theta),$$

где  $A$  - амплитуда,  $\theta$  - фаза осциллирующего поля. Если исключить  $\omega t$ , то получается уравнение, связывающее  $x$ - и  $y$ -компоненты электрического вектора световой волны:

$$\frac{E_x^2}{A^2 \cos^2 \theta} - \frac{2E_x E_y \cos \Delta}{A^2 \sin \theta \cos \theta} + \frac{E_y^2}{A^2 \sin^2 \theta} = \sin^2 \Delta$$

где  $\Delta$  - фазовый сдвиг. Обозначим  $E_1 = A \cos \theta$ ,  $E_2 = A \sin \theta$ , тогда

$$\frac{E_x^2}{E_1^2} - \frac{2E_x E_y \cos \Delta}{E_1 E_2} + \frac{E_y^2}{E_2^2} = \sin^2 \Delta \quad (2)$$

Уравнение (2) определяет эллипс с полуосями, параллельными осям  $ox$  и  $oy$ . Для состояния поляризации, описываемого величинами  $E_1$ ,  $E_2$  и  $\Delta$ , определяются четыре параметра Стокса [1]:

$$I = E_1^2 + E_2^2 = A^2,$$

$$Q = E_1^2 - E_2^2 = A^2 \cos^2 \theta - A^2 \sin^2 \theta = A^2 \cos 2\theta = I \cos 2\theta;$$

$$U = 2E_1 E_2 \cos \Delta = 2(A \cos \theta)(A \sin \theta) \cos \Delta = A^2 \sin 2\theta \cos \Delta = I \sin 2\theta \cos \Delta;$$

$$V = 2E_1 E_2 \sin \Delta = I \sin 2\theta \sin \Delta$$

В соответствии с определениями этих величин

$$E_x^2 = \frac{1}{2}(I+Q) \quad E_y^2 = \frac{1}{2}(I-Q) \quad \sin^2 \Delta = \frac{I^2 - U^2}{4E_x^2 E_y^2} = \frac{I^2 - U^2}{I^2 - Q^2}$$

Наименьший угол  $\alpha/2$ , который одна из осей эллипса составляет с осью  $ox$ :

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{U}{Q} = \operatorname{tg} 2\theta \cos \Delta$$

При этом отношение квадратов длин малой и большой осей имеет вид

$$\frac{I - \sqrt{(Q^2 + U^2)}}{I + \sqrt{(Q^2 + U^2)}} = \frac{1 - \sqrt{1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \Delta}}{1 + \sqrt{1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \Delta}}$$

Четыре параметра Стокса, определяющие состояние поляризации пучка лазерного излучения, можно рассматривать как элементы матрицы размером  $4 \times 1$  - столбец (вектор) Стокса:

$$s = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}$$

1. В позицию 9 (рис 2) устанавливается поляроид (из хода лучей убирается диафрагма 2) так, что плоскость пропускания его параллельна оси  $ox$ . Поляроид пропускает интенсивность, которая пропорциональна квадрату амплитуды вектора электрического поля, т. е.  $E_x^2$ .

2. Поляроид разворачивается, плоскость его пропускания выстраивается вертикально, т. е. параллельно оси  $oy$ . Теперь поляризатор пропускает интенсивность пропорционально квадрату  $y$ -компоненты вектора электрического поля, т. е.  $E_y^2$ . В результате определены величины:

$$I = E_x^2 + E_y^2 \quad \text{и} \quad Q = E_x^2 - E_y^2.$$

3. Исходный пучок пропускается через поляроид, плоскость пропускания которого образует угол  $45^\circ$  с горизонталью, и проходит через первый и третий квадраты. Используя матрицу Мюллера, соответствующую поляриду, получаем вектор Стокса для пучка, прошедшего через поляроид:

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} I+U \\ 0 \\ I+U \\ 0 \end{bmatrix}$$

Таким образом, интенсивность пучка, прошедшего через поляроид, равна  $(1/2)(I + U)$

4. Поляроид ориентирован так, что его плоскость пропускания также составляет  $45^\circ$  с горизонталью, но проходит через второй и четвертый квадраты. После вычисления матрицы Мюллера для такого положения поляризатора получается значение вектора Стокса:

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} I-U \\ 0 \\ -I+U \\ 0 \end{bmatrix}$$

Интенсивность пучка в этом случае  $(1/2)(I - U)$ . Разность интенсивности четвертого и третьего измерения дает параметр  $U$ .

Таким образом, определены три из четырех параметров Стокса. Для измерения четвертого параметра в позицию 8 устанавливается четвертьволновая пластинка так, что ее быстрая ось горизонтальна. Используя матрицу Мюллера для четвертьволновой пластинки, определяем вектор Стокса:

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I \\ Q \\ V \\ -U \end{bmatrix}$$

5. Пучок, прошедший через четвертьволновую пластинку, пропускается через поляроид, плоскость пропускания которого образует угол  $45^\circ$  с горизонталью и проходит через первый и третий квадраты, вектор Стокса для этого случая:

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ V \\ -U \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} I+V \\ 0 \\ I+V \\ 0 \end{bmatrix}$$

Интенсивность на выходе поляроида  $(1/2)(I - V)$

б) Пучок вышедший из четвертьволновой пластинки, пропускается через поляризатор, ориентированный так, что плоскость его пропускания образует угол  $45^\circ$  с горизонталью и проходит через второй и четвертый квадраты. Вектор Стокса для этого случая:

$$\frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I \\ Q \\ V \\ -U \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} I - U \\ 0 \\ -I + U \\ 0 \end{bmatrix}$$

Интенсивность равна  $(1/2)(I - U)$ . Если взять разность интенсивности пятого и шестого измерений, получим параметр  $V$

Таким образом установлены все четыре параметра  $U$ , следовательно, определен угол оси эллипса с горизонталью, т. е. ориентация эллипса относительно излучающей области, соотношение длин малой и большой осей. Кроме того, параметр  $I$  означает интенсивность пучка,  $Q$  - параметр преимущественной горизонтальной поляризации,  $U$  - параметр преимущественной поляризации под углом  $45^\circ$ ,  $V$  - параметр преимущественной правой циркулярной поляризации. Если параметр принимает отрицательное значение, то это означает, что преимущественной является ортогональная форма поляризации.

Степень поляризации связана с параметрами Стокса:

$$\frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I}$$

Метод исследования поляризационных параметров, основанный на определении вектора Стокса, имеет достаточно универсальную сферу применения, кроме исследований инжекционных лазеров можно проводить исследования газовых, твердотельных и других лазеров. Единственное условие - учет конфокального параметра, который может привести к изменению входного объектива.

#### Литература

1. Джеррард А., Бёрч Дж. М. Введение в матричную оптику. М. Мир, 1978.
2. Елисеев Н. Г. Введение в физику инжекционных лазеров. М. Наука, 1983
3. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1987.
4. Карих Е. Д., Манах И. С. Полупроводниковые лазеры. Мн. БГУ, 1999.

## СИСТЕМА ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКИ БИОЛОГИЧЕСКИХ ТКАНЕЙ

В связи с ростом заболеваемости раком молочной железы и смертности от него в большинстве развитых стран проблема ранней диагностики приобретает особое значение. Общеизвестно, что прогноз заболевания зависит от времени поставленного диагноза, так как до появления первых клинических признаков болезнь протекает скрыто.

Наличие полос прозрачности в биологических тканях в диапазоне 0,8–0,9 мкм (0,83, 0,89 мкм), где лазерное излучение достаточно глубоко проникает в биологическую ткань (в частности, молочную железу), и факт различия коэффициентов пропускания лазерного излучения здоровой и пораженной клеток легли в основу лазерной системы диагностики биологических тканей.

На рис 1 представлена функциональная схема разработанной системы, а на рис 2 – временные диаграммы ее работы. Основными элементами системы являются полупроводниковый (п/п) лазерный излучатель, механическая система сканирования, фотодетектор, синхродетектор, усилители, АЦП и блок обработки. Система сканирования выполнена на основе двухкоординатного оптического стола с шагом перемещения 1 мм по координатам  $X$  и  $Y$  в диапазоне  $100 \times 100$  мм. Оптическая система лазерного излучателя (для визуализации приповерхностных кровеносных сосудов используется п/п излучатель с  $\lambda = 0,67$  мкм и  $P = 5$  мВт, а для визуализации уплотнений и неоднородностей п/п излучатель ИЛПН-108 с  $\lambda = 0,83$  мкм и  $P = 40$  мВт) фокусирует лазерное излучение в параллельный пучок  $d = 0,7$  мм. Оптическая система фотодетектора обеспечивает угол поля зрения не более  $1^\circ$  (это позволяет детектировать только лазерное излучение, прошедшее через объект без учета рассеянного излучения). В качестве АЦП использовался 16-разрядный встроенный аналого-цифровой преобразователь с частотой выборки 44 кГц.

Зондирующий оптический сигнал формируется генератором, делителем на 2, фильтром и системой накачки. Так как выходная оптическая мощность зависит от различных параметров лазера, то для стабилизации оптического излучения используются встроенный в лазер фотоприемник, усилитель и система накачки. Для исключения влияния внешней засветки и обеспечения максимальной чувствительности

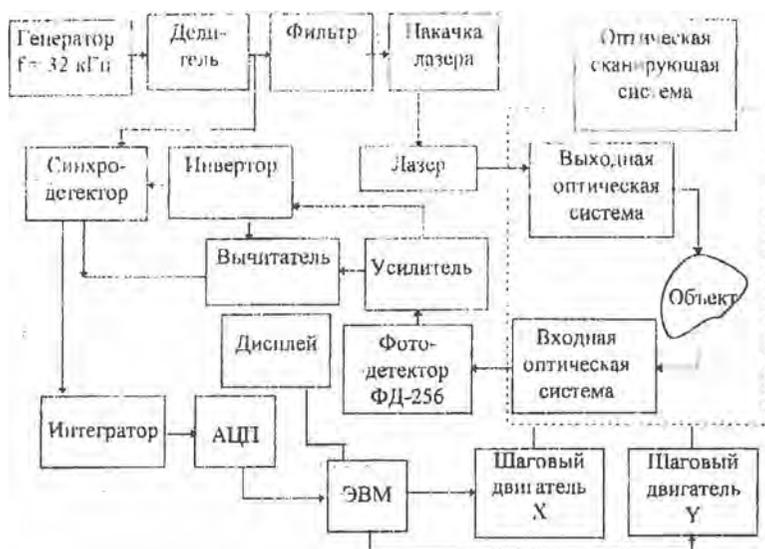


Рис. 1. Функциональная схема лазерной системы диагностики объекта

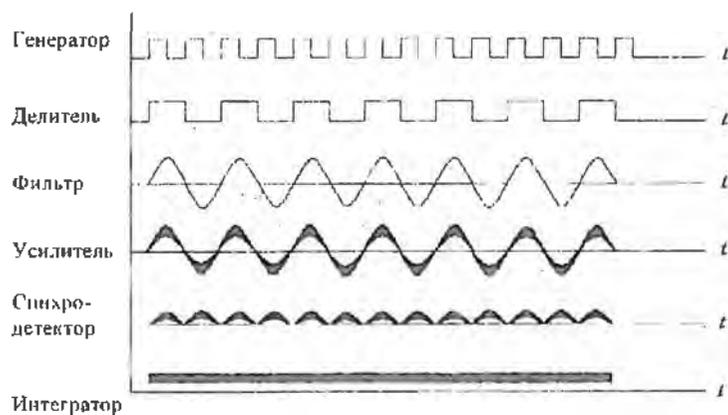


Рис. 2. Временные диаграммы работы системы диагностики

системы при визуализации изображений в биологической среде выходное лазерное излучение модулировалось по интенсивности. Таким образом, выходное излучение лазера модулировано по интенсивности:

$$U_0 = A_0 \sin \omega_0 t \quad (1)$$

При этом на выходе фотодетектора будет формироваться сигнал, пропорциональный сигналу, прошедшему через среду:

$$U_1 = A_1 \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (2)$$

где  $A_0$ ,  $A_1$  – интенсивности зондирующего и прошедшего сигналов,  $\varphi$  – фаза сигнала на фотодетекторе,  $\omega_0$  – частота модуляции.

Выбранный способ измерений основан на том, что значения интенсивности  $A_1$  и фазы  $\varphi$  принятого сигнала определяются оптическими свойствами объекта в направлении распространения лазерного излучения. При наличии оптических неоднородностей в ткани будут изменяться параметры  $A_1$  и  $\varphi$ . Далее сигнал  $U_1$ , прошедший через ткани, вычитается из зондирующего сигнала. Получение разности зондирующего и прошедшего сигналов позволяет исключить влияние флуктуаций интенсивности зондирующего сигнала на качество получаемого изображения и учесть изменение фазы прошедшего оптического сигнала через ткань, т. к. его амплитуда и фаза определяются оптическими свойствами исследуемой ткани. Если в биоткани отсутствуют оптические неоднородности, то сигнал на выходе сумматора остается постоянным при сканировании от точки к точке. Наличие же неоднородностей приведет к появлению сигнала рассогласования.

Переменные электрические сигналы, амплитуда и фаза которых характеризуют свойства биоткани в сечении прохождения лазерного излучения, поступают с фотодетектора измерительного и опорного каналов. Оба канала фотодетектирования аналогичны и выполнены на основе преобразователей ток – напряжение на операционных усилителях, что дает возможность реализовать режим работы фотоприемников на большое нагрузочное сопротивление и увеличить усиление входного сигнала. Выходные сигналы каналов подаются на вход аналогового сумматора, при этом опорный сигнал предварительно инвертируется, что позволяет реализовать вычитание двух сигналов. Преобразователи ток – напряжение, аналоговый сумматор выполнены на операционных усилителях К140УД14.

Основным ограничением, определяющим погрешность измерения сигнала рассогласования, а следовательно, обнаружение оптических

неоднородностей является минимальный уровень регистрируемого сигнала, что требует использования специальных методов и устройств, позволяющих повысить уровень сигнала и уменьшить уровень шумов. Для увеличения отношения сигнал/шум на выходе системы могут быть применены различные способы выделения полезного сигнала (резонансные контуры, усилители с обратной связью). Однако узкую полосу на звуковых частотах, сохраняющую постоянное значение в течение длительного времени, получить с помощью указанных средств затруднительно.

Для уменьшения погрешностей, вызываемых низким отношением сигнал/шум в информационном канале, в системе используется синхронное детектирование разностного сигнала с последующим интегрированием.

С выхода сумматора информационные сигналы поступают на входы двухполупериодного синхродетектора, выполненного на аналоговом ключе К590КН4 (фазовращателе К140УД14). Сигнал на фазовращатель подается с выхода делителя и через формирователь -- на тактовый вход синхродетектора. Величина фазового сдвига тактового сигнала выбирается равной  $\varphi = \pi + \pi/2$ . При этом достигается максимальная чувствительность к изменению параметров информационного сигнала и нечувствительность системы к изменениям амплитуды зондирующего сигнала. Фазовый сдвиг осуществляется с помощью операционного усилителя (фазовращателя).

Плавная перестройка фазы тактовых импульсов к фазе информационного сигнала осуществляется переменным резистором. С выхода аналогового ключа преобразованный перемещенный сигнал поступает на вход интегратора К140УД14, коэффициент передачи которого регулируется, а время интегрирования составляет 0,01 с. Постоянное напряжение на выходе интегратора характеризует наличие оптических неоднородностей в биоткани. С выхода интегратора информационный сигнал поступает на вход 16-разрядного АЦП, встроенного в персональный компьютер, где осуществляется преобразование сигнала в цифру, хранение и формирование кадра изображения. Время интегрирования составляет  $t_{ин} = 0,01$  с. Время формирования одного кадра  $T_k = 100$  с.

Из-за сложности биообъектов с помощью неразрушающих методов микродиагностики зачастую удается получать лишь качественную информацию о составе вещества, наличии примесей. Несмотря на это, лазерные методы являются эффективным средством изучения биологических сред различной степени организации.

## МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНФРАКРАСНЫХ ДЕТЕКТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Детекторы ИК-излучения предназначены для обнаружения фотосигналов, измерения их параметров и извлечения необходимой информации для использования в различных измерительных и диагностических системах. При этом параметры приемников излучения в значительной степени определяют функциональные возможности и точностные характеристики измерительных систем. Были разработаны методы улучшения таких параметров инфракрасных детекторов излучения, работающих в средней ИК-области спектра 3...20 мкм как пороговая чувствительность, погрешность измерения, время измерения, динамический диапазон.

*Первый метод* основан на использовании динамического режима питания ИК-детектора (например, фоторезистора, болометра). Наиболее целесообразно использовать такой режим питания в системах, где приемник излучения включается в плечо балансного моста, подключенного ко входам дифференциального усилителя, как показано на рис. 1.

Динамический режим питания балансного моста позволяет получить переменный электрический сигнал  $U_s$ , пропорциональный интенсивности ИК-излучения, попадающего на детектор, аналогичный сигналу с использованием внешнего механического модулятора излучения. При этом амплитуда выходного сигнала будет в два раза выше, чем при внешней механической модуляции. Благодаря использованию синхронного детектирования на частоте динамического смещения с

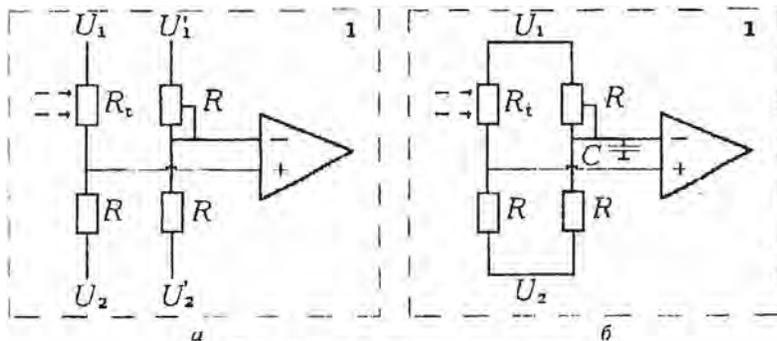


Рис. 1. Схема включения приемника

посредующим когерентным накоплением и интегрированием достигается значительное улучшение отношения сигнала  $U_c$  к шуму  $U_n$ . Выходной сигнал синхродетектора с интегратором за один период интегрирования  $T$  будет иметь вид

$$\begin{aligned}
 U_{\text{вых}} &= \int_0^{T/2} U_c dt - \int_{T/2}^T (-U_c) dt + \int_0^{T/2} U_n(t) dt - \int_{T/2}^T U_n(t) dt = \\
 &= U_c T + \int_0^{T/2} U_n(t) dt - \int_{T/2}^T U_n(t) dt
 \end{aligned} \quad (1)$$

Как видно из формулы, в системе происходит когерентное накопление сигнала, при этом шумы складываются в противофазе, что обеспечивает повышение чувствительности и точности измерений, исключение шумов и наводок предварительных усилительных устройств. Время измерения определяется частотой динамического режима питания детектора, находящейся в пределах сотен кГц. Данный метод использовался при построении детектора теплового излучения в спектральном диапазоне 3...14 мкм для системы бесконтактного измерения температуры. Применение такого метода регистрации теплового излучения обеспечило разрешение по температуре 0,05 °С. Необходимо также отметить возможность использования метода при разработке и создании высокочувствительных прецизионных систем регистрации ИК-излучения и миниатюрных бесконтактных измерителей температуры в гибридно-интегральном исполнении.

*Второй метод* предназначен для датчиков ИК-излучения, используемых при долговременном контроле температуры непрерывных технологических процессов. В таких случаях не всегда имеется возможность остановить процесс и проверить правильность балансировки измерительного моста приемника излучения, что может давать значительную погрешность измерений. Была разработана система, обладающая повышенной точностью при долговременных измерениях температуры за счет возможности проверки правильности балансировки измерительного моста в процессе измерения температуры и учета ее влияния на конечный результат измерения температуры.

Для измерения величины разбалансировки предлагаются два варианта построения системы. В первом варианте (рис. 1, а) обеспечивается возможность отдельного динамического питания каждого из плеч балансного моста. В режиме измерения температуры напряжения питания обоих плеч совпадают:  $U_1 = U_1$ ,  $U_2 = U_2$  (рис. 1, а). Для измерения ошибки  $\Delta U$  динамическое питание на плечи подается в проти-

во фазе  $U_1 = -U_2, U_0 = U_3$ . Если разбаланс измерительного моста отсутствует, то величина выходного сигнала устройства не изменится. Если произойдет разбаланс моста (на инвертирующем входе дифференциального усилителя появилось напряжение  $\Delta U$ ) то в зависимости от знака  $\Delta U$  величина выходного сигнала устройства увеличится или уменьшится на  $2\Delta U$ . Таким образом, в режиме одинакового питания плеч моста выходной сигнал будет равен  $U_{\Sigma} = U_S + \Delta U$ , в режиме противофазного питания  $U_{\Sigma} = U_S \cdot \Delta U$ , где  $U_S$  – величина сигнала, обусловленная только температурой объекта. Искомый сигнал, обусловленный только температурой объекта, равен

$$U_0 = \frac{U_1 + U_2}{2} \quad (2)$$

Однако не всегда имеется возможность обеспечить раздельное динамическое питание каждого из плеч балансного моста, например в случае его гибридно-интегрального исполнения. Для измерения величины  $\Delta U$  в этом случае предлагается второй вариант (рис. 1.6). К выходу опорного плеча моста подключается интегрирующий конденсатор  $C$  (рис. 1, б). При использовании низкой частоты  $f_{\text{д}}$  динамического питания моста ( $f_{\text{д}} \ll 1/RC$ ) интегрирующий конденсатор  $C$  не будет оказывать влияния на работу системы, так как постоянная времени интегрирующей цепочки  $RC$  значительно меньше периода динамического питания  $T$ , и выходной сигнал будет равен  $U_{\Sigma} = U_S + \Delta U$ . При увеличении частоты динамического питания до уровня  $f_{\text{д}} > 1/RC$ , интегрирующий конденсатор  $C$  будет оказывать влияние на работу системы, интегрируя величину разбаланса  $\Delta U$ . Так как в зависимости от полярности питания величина разбаланса может быть или  $\Delta U$  в первый полупериод динамического питания, или  $-\Delta U$  во второй полупериод, то на выходе опорного плеча моста будет среднее интегрированное нулевое значение. Следовательно, выходной сигнал системы в этом режиме составит  $U_{\Sigma} = U_S$ . Как следует из алгоритма работы, если разбаланс отсутствует ( $\Delta U = 0$ ), то показания вычислительного блока в обоих режимах будут одинаковыми. Если разбаланс присутствует, то его величина будет равна разности результатов вычислений в обоих режимах.

*Третий метод* обеспечивает повышение точности регистрации интенсивности ИК-излучения и расширение динамического диапазона измеряемых сигналов. Это достигается за счет использования допол-

нительного канала обработки информационного сигнала со сдвинутой на  $\pi/2$  фазой сигнала когерентного накопления. В обоих каналах используется корреляционная обработка сигналов на основе синхронного детектирования с интегрированием. Первый канал обеспечивает измерение интенсивности излучения. Сигнал на выходе первого канала за один период интегрирования равен

$$U_{s1} = \int_0^{\pi} U_1 \sin t dt - \int_{\pi}^{2\pi} U_2 \sin t dt = 2U_1 + 2U_2, \quad (3)$$

где  $U_1, U_2$  – амплитуды положительной и отрицательной полуволны информационного сигнала.

Второй канал используется для компенсации нелинейности характеристики преобразования энергии электромагнитного излучения в электрический сигнал. Сигнал на выходе второго канала за один период интегрирования равен

$$\begin{aligned} U_{s2} &= \int_{\pi/2}^{\pi} U_1 \sin t dt + \int_{\pi}^{3\pi/2} U_1 \sin t dt + \int_{3\pi/2}^{2\pi} U_1 \sin t dt + \int_{2\pi}^{5\pi/2} U_2 \sin t dt = \\ &= 2U_1 - 2U_2 = 2\Delta U \end{aligned} \quad (4)$$

При работе приемника излучения на линейном участке характеристики, когда  $U_1 = U_2$ , сигнал на выходе второго канала отсутствует  $U_{s2} = 0$ . Если приемник излучения выходит за пределы линейного участка  $U_1 \neq U_2$ , то выходной сигнал  $U_{s2} = \Delta U$  будет характеризовать отклонение от линейности характеристики приемника. Этот сигнал суммируется с сигналом, поступающим из первого канала, и таким образом осуществляется компенсация нелинейности приемника излучения, что обеспечивает повышение точности измерений в широком диапазоне входных сигналов.

Разработанные методы улучшения параметров ИК-детекторов использовались при обработке оптических сигналов в системах лазерной диагностики и спектроскопии, измерения параметров оптического излучения, при бесконтактных измерениях температуры. С помощью данных методов был создан бесконтактный термометр на основе детектора излучения с полосой 3...14 мкм, обеспечивающий измерение температуры в диапазоне  $-30 \dots 1200$  °С с разрешением 0,1 °С и погрешностью  $\pm 1\%$   $T_{\text{ном}}$ . В приборе используется микропроцессорная обработка информационного сигнала на основе методов согласованной фильтрации.

## **ЛАЗЕРНЫЙ КОНТРОЛЬ ВЛАЖНОСТИ СУШИЛЬНОГО АГЕНТА В КАМЕРАХ ГАЗОПАРОВОЙ СУШКИ ДРЕВЕСИНЫ**

В настоящее время процесс сушки древесины является одним из самых неавтоматизированных на территории бывшего Советского Союза. Так, в большинстве газопаровых установок контроль над влажностью сушильного агента производится по показаниям сухого и влажного термометров, находящихся внутри сушильной камеры, т. е. психрометрическим способом. Это требует периодического пребывания обслуживающего персонала в сушильной камере, заполненной влажным горячим воздухом, содержащим смолы и кислоты, которые испаряются с поверхности древесины, что является очень вредным для здоровья персонала [1].

Агрессивная среда камеры делает затруднительным выбор средств контроля влажности. Широко распространенные емкостные датчики влажности быстро загрязняются смолами, что приводит к деградации их свойств и выходу из строя. Несовершенство средств контроля влажности сушильного агента и, как следствие, отсутствие систем автоматического управления процессом сушки приводят к перерасходу тепловой энергии.

### **1. Основные параметры технологического процесса сушки древесины в лесосушильных камерах**

Сушка – процесс удаления влаги из материала путем ее испарения. Сушка пиломатериалов – одна из важнейших операций в технологическом процессе лесопиления и деревообработки. Сушка предохраняет древесину от поражения деревоокрашивающими и дереворазрушающими грибами в процессе изготовления и эксплуатации изделий из нее, а также улучшает качество склеивания и отделки древесины.

Конвективная газопаровая сушка называется камерной. Это основной промышленный способ сушки пиломатериалов, осуществляемый в лесосушильных камерах различных конструкций, куда пиломатериалы загружают штабелями. Сушка происходит в газообразной среде (воздухе, топочных газах, перегретом паре), которая путем конвекции передает теплоту древесине. Для нагревания и циркуляции сушильного агента камеры снабжают нагревательными и циркуляци-

опными устройствами. Согласно ГОСТ 19773-84 ОКСТУ5304 режимы сушки в камерах периодического действия делат. в зависимости от требований, предъявляемых к пиломатериалам, на мягкие, нормальные и форсированные. Режим сушки определяется температурой  $t$  (степенью насыщенности  $\phi$  (относительной влажностью воздуха, деленной на 100 %) и психрометрической разностью  $\Delta t = t - t_M$ , где  $t_M$  температура смоченного термометра психрометра. Значения параметров конкретных режимов устанавливают в зависимости от породы, размеров, влажности и назначения высушиваемых пиломатериалов.

Режим сушки пиломатериалов в паровоздушной камере периодического действия характеризуется состоянием сушильного агента перед подачей его на высушиваемый материал. Это состояние изменяется периодически, по ступеням, в зависимости от влажности древесины, причем параметры агента остаются неизменными до перехода на следующую ступень. Влажность, при которой переходят со ступени на ступень, называют переходной влажностью. Число ступеней и значения переходной влажности устанавливают по таблицам режимов [2], одна из которых представлена ниже.

**Нормальные режимы низкотемпературного процесса сушки пиломатериалов из древесины сосны, ели, пихты и кедра**

Номер	Параметры режима	Толщина пиломатериалов, мм							
		до 22	от 22 до 25	от 25 до 32	от 32 до 40	от 40 до 50	от 50 до 60	от 60 до 75	от 75 до 100
>35	$t, ^\circ\text{C}$	83	79	79	75	73	71	64	55
	$\Delta t, ^\circ\text{C}$	9	7	6	5	5	4	3	2
	$\phi$	0,68	0,73	0,77	0,80	0,80	0,83	0,86	0,90
35-25	$t, ^\circ\text{C}$	88	84	84	80	77	75	68	58
	$\Delta t, ^\circ\text{C}$	14	12	11	10	9	8	7	5
	$\phi$	0,55	0,59	0,62	0,64	0,66	0,70	0,71	0,77
<25	$t, ^\circ\text{C}$	110	105	105	100	96	94	85	75
	$\Delta t, ^\circ\text{C}$	36	33	32	30	28	27	24	22
	$\phi$	0,24	0,26	0,27	0,29	0,31	0,32	0,33	0,34

Как видно из таблицы, режимы низкотемпературного процесса сушки пиломатериалов хвойных пород предусматривают трехступенчатое изменение параметров сушильного агента со значениями переходной влажности древесины 35 и 25 %.

На рис. 1. графически представлен процесс сушки. До начала сушки материал прогревается, сначала с поверхности, а с течением времени  $t_1$  по всему сечению (участок АВ). Процесс испарения влаги в окружающую среду начинается лишь в условиях, когда давление пара

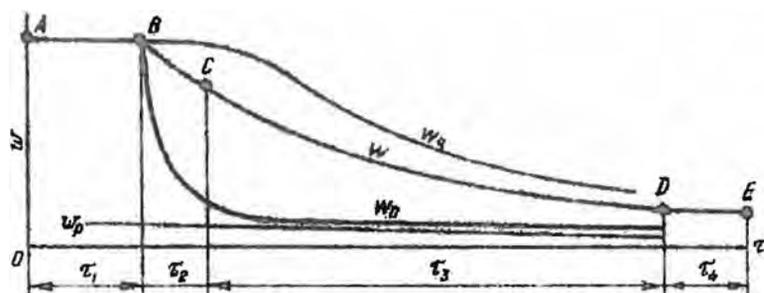


Рис. 1. Графическое изображение процесса сушки

$w_p$  — равновесная влажность воздуха,  $w_s$  и  $w_p$  — влажность в центре и на поверхности материала.  
 $w$  — средняя влажность высушиваемой древесины

на поверхности материала  $p_d$  превышает его давление  $p_n$  в окружающем воздухе, т. е. когда  $p_d > p_n$  (см. рис. 1). После прогрева с поверхности материала испаряется некоторое количество свободной влаги так же, как испаряется вода со свободной поверхности. Скорость испарения остается во времени неизменной, образуя *период постоянной скорости сушки* (участок BC). При достижении поверхностью материала влажности, соответствующей пределу гигроскопичности начнет испаряться связанная влага. Скорость ее испарения постепенно замедляется из-за уменьшения градиента влажности (участок CD) и повышения энергии связи. При достижении конечной влажности производится кондиционирование высушенного материала (участок DE) [3].

Данные особенности сушки вместе с отсутствием надежных датчиков влажности и вынудили разработчиков ГОСТа ввести ступенчатое изменение температуры сушильного агента. На наш взгляд, для экономии тепловой энергии путем поддержания оптимальной разности между давлением пара на поверхности древесины и парциальным давлением пара в сушильном агенте, необходимо изменять еще и скорость обмена воздушной среды в сушильной камере. При наличии датчиков температуры и влажности сушильного агента можно найти более экономные, чем гостированные, режимы сушки (критерий оптимизации — минимальный расход тепловой энергии при заданном времени сушки), которые будут отличаться плавными изменениями температуры сушильного агента и скорости его обмена. Очевидно, что по балансу влаги, т. е. суммарному весу уносимой воздухом из камеры испаряющейся воды, можно, зная объем и начальную влажность

древесины, определить и текущую влажность древесины, и принимать решение об окончании процесса сушки.

## 2. Анализ способов определения влажности воздуха

Как уже отмечалось, циркулирующая внутри сушильной камеры воздушная масса является агрессивной, что не позволяет использовать известные датчики, требующие для своей работы постоянного диффузного обмена молекулами с контролируемой средой. Поэтому необходимо использовать оптические методы контроля, в которых со средой взаимодействуют фотоны, а концентрация водяного пара определяется по изменению величины или прошедшего через среду, или рассеиваемого контролируемой средой потока. Известно несколько методов [4]: газоразрядный, оптико-акустический, метод прямого измерения поглощения, или абсорбционный, метод дифференциальной абсорбционной спектроскопии, метод комбинационного рассеяния, лазерно-флуоресцентный анализ и метод внутривибрационного лазерного поглощения. Наиболее простым и дешевым в реализации является абсорбционный метод, использующий избирательное поглощение проходящего через среду излучения колебательно-вращательными переходами молекул воды.

Молекула воды имеет несколько колебательно-вращательных полос поглощения, центры которых приближенно располагаются около 0,94, 1,1, 1,38, 1,87; 2,7; 3,2; 6,3 мкм. Для контроля влажности среды сушильной камеры целесообразно использовать полосы поглощения в ближней ИК-области спектра, в которой имеются соответствующие излучатели, приемники и возможно применение дешевых линз из обычного оптического стекла. Традиционное построение абсорбционного измерителя концентрации при наличии теплового или светодиодного источника излучения и использовании достаточно надежного дифференциального метода требует применения двух узкополосных интерференционных фильтров, один из которых должен пропускать излучение в максимуме полосы поглощения, а второй – на крыле. Также необходима механическая модуляция потока. Это усложняет оптико-механическую схему прибора и практически в два раза увеличивает его стоимость.

В настоящее время появилась возможность существенного упрощения оптико-механической схемы (что очень важно при использовании измерителя в производственных условиях) путем применения в качестве источника зондирующего излучения компактных полупро-

водниковых инжекционных лазеров. Новые технологии позволили освоить серийное производство этих лазеров, работающих в видимой и инфракрасной области спектра без охлаждения. Гарантированный срок их службы уже составляет более 10 тыс. часов. Хорошо освоено производство лазеров в области 1,33 мкм, поскольку они применяются в оптоволоконных линиях связи. При использовании отдельных образцов таких лазеров, способных перестраиваться по длине волны при изменении температуры его кристалла с помощью холодильника Пельтье в области около 1,35 мкм, где наблюдаются достаточно сильные линии поглощения молекул  $H_2O$ , появляется возможность создать компактный измеритель влажности воздуха с простой оптической схемой. К сожалению, многомодовость лазерных диодов, зависимость генерируемой ими мощности и частоты излучения от тока инжекции и температуры, а также возникающее в процессе эксплуатации загрязнение оптических поверхностей вызывают существенные затруднения при разработке приборов, метрологически надежных в производственных условиях эксплуатации. Поскольку использование полупроводниковых лазеров существенно упрощает и удешевляет высокоселективный анализ сложных газовых сред, то проводилось достаточное число научно-исследовательских работ [5-9], подтвердивших возможность осуществления на основе лазерной абсорбционной спектроскопии высокоселективного контроля над содержанием в воздухе различных веществ. Однако на практике создан лишь ряд макетов, которые по вышеуказанным причинам так и не нашли применения за стенами лабораторий. Для налаживания серийного выпуска требуемых средств непрерывного контроля необходимо разработать эффективный метод обработки получаемого в процессе измерений массива данных, позволяющий устранить влияние ряда дестабилизирующих факторов.

### **3. Модифицированный корреляционный метод**

Наиболее перспективными для создания систем непрерывного контроля влажности являются корреляционные методы анализа. Применение при контроле влажности методов корреляционной лазерной спектроскопии [10] позволяет устранить ряд факторов, снижающих метрологическую надежность приборов. Но пристальный анализ характеристик приборов, создаваемых на основе этих методов, показывает, что при этом не устраняется влияние диссипативных потерь, к которым можно отнести изменение коэффициентов передачи прием-

но-передающих трактов, загрязнение оптических поверхностей, флуктуации коэффициента пропускания и рассеяния среды и т. п. Для их устранения предлагается модифицировать корреляционный метод, используя в качестве информационного сигнала отношение принимаемых на двух разных длинах волн потоков.

Рассмотрим систему непрерывного контроля, использующую перестраиваемый полупроводниковый лазер. Излучение диода коллимируется малогабаритной линзой и отправляется на контролируруемую трассу длиной  $L$ . Отражатель возвращает падающее на него излучение обратно. Приемная линза, расположенная на одной оптической оси с передающей, фокусирует попадающее на нее зондирующее излучение на чувствительную площадку фотоприемника. Зондирующее лазерное излучение дважды проходит сквозь контролируемую газовую среду и несет информацию о ее спектральном поглощении. Управляющим длиной волны излучения лазера фактором могут являться температура кристалла лазера, ток инжекции, угол наклона дифракционной решетки и т. д.

После прохождения трассы длиной  $L$  поток зондирующего излучения, приходящий на фотоприемник, можно записать, используя закон Ламберта – Бера, в виде

$$\Phi_i(\Delta\Theta) = \alpha_i \sum_{i=0}^k \Phi_i(1 + m_i \Delta\Theta) \exp\{-k_a[\nu^*(\Delta\Theta)]P_a L\}, \quad (1)$$

где  $\alpha_i$  – коэффициент, учитывающий суммарные диссипативные потери;  $\Phi_i(1 + m_i \Delta\Theta)$  – поток  $i$ -той моды излучения лазера с коэффициентом изменения мощности  $m_i$ ;  $k_a(\nu^*)$  – линейный коэффициент поглощения ( $\text{см}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$ );  $\nu^*$  – частота излучения в обратных сантиметрах ( $\text{см}^{-1}$ );  $P_a$  – парциальное давление газа в атмосфере (атм),  $\Delta\Theta$  – изменение фактора перестройки длин волн. Последнее выражение при малых величинах  $m_i \Delta\Theta$  и слабом поглощении контролируемого газа можно упростить, применив хорошо известное разложение экспоненты в степенной ряд

$$\begin{aligned} \Phi_i(\Delta\Theta) &= \alpha_i \sum_{i=0}^k \Phi_i(1 + m_i \Delta\Theta) \{1 - k_a[\nu^*(\Delta\Theta)]P_a L\} \approx \\ &\approx \alpha_i \Phi_i \exp\{-k_a[\nu^*(\Delta\Theta)]P_a L - m_i \Delta\Theta\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $k = \frac{\Phi}{\Phi_1} k [v^*(\Delta\Theta)]$  — нормированный линейный коэффициент поглощения, учитывающий относительную мощность излучения каждой моды;  $\Phi_2 = \sum_{i=1}^r \Phi(\Theta_i)$  и  $m_2 = \frac{\Phi_2}{\Phi_1} m_1 + \frac{\Phi_1}{\Phi_2} m_1 + \frac{\Phi_2}{\Phi_1} m_1$ .

Из выражения (2) следует, что прямое использование корреляционного метода требует учета коэффициента диссипативных потерь  $\alpha_d$  модового состава излучения полупроводникового лазера и зависимости излучаемой им мощности от параметров, управляющих длиной волны излучения. Возникающие из-за незнания  $\alpha_d$  погрешности даже при проведении периодической калибровки аппаратуры будут намного превышать пороговую чувствительность определения концентрации контролируемого компонента.

Для модифицированного корреляционного метода в процессе калибровки регистрируются два сигнала: первый — при наличии анализируемого вещества с известным парциальным давлением  $P_k$

$$\Phi_{L_k}^{(k)} = \alpha_k \Phi_2 \exp\{-k_{on}[v^*(\Delta\Theta)]P_k L_k + m_2 \Delta\Theta\}, \quad (3)$$

второй — с другой удвоенной длиной трассы при калибровке  $L_k$

$$\Phi_{L_k}^{(k')} = \alpha_k \Phi_2 \exp\{-k_{on}[v^*(\Delta\Theta)]P_k L_k + m_2 \Delta\Theta\} \quad (4)$$

В процессе измерений на реальной трассе с удвоенной базой  $L$  будет регистрироваться сигнал

$$\Phi_L^{(k')} = \alpha_{r_0} \Phi_2 \exp\{-k_{on}[v^*(\Delta\Theta)]P_0 L + m_2 \Delta\Theta\}, \quad (5)$$

где  $P_0$  — искомое парциальное давление.

Поскольку коэффициенты  $\alpha_k$ ,  $\alpha_k'$  и  $\alpha_{r_0}$  неизвестны, необходим алгоритм вычисления  $P_0$ , в котором эти постоянные исключаются. Для этого вначале формируем образ калибровочного сигнала  $y(\Delta\Theta)$ , который не содержит коэффициентов диссипативных потерь, а при измерениях аналогичным способом формируем образ измерительного сигнала  $x(\Delta\Theta, \eta)$ , где  $\eta$  — параметр, описывающий возможный частотный сдвиг излучения из-за нестабильности поддержания параметров перестройки частоты лазера. Затем, применив корреляционную обработку можно найти оценку амплитуды образа измерительного сигнала, по которой рассчитывается искомое парциальное давление.

Чтобы найти окончательное выражение для определения парциального давления, необходимо исключить влияние возможного сдвига зависимости частоты излучения лазера от параметра перестройки  $\Delta\Theta$  относительно записанной при калибровке. Это достигается путем опи-

ределения максимального значения нормированной взаимно-корреляционной функции

$$A = \max_t |A(t)| = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \chi(\Delta\theta) \varphi(\Delta\theta) d(\Delta\theta)}{\int_{-\infty}^{\infty} \chi(\Delta\theta) d(\Delta\theta)} \quad (6)$$

Из последнего выражения получается удобная формула для вычисления  $P_n$

$$P_n = \frac{P_1 I_1 - I_1 I_2}{I_1} \quad (7)$$

Отметим, что модифицированному корреляционному методу присущи метрологическая надежность и эксплуатационная устойчивость. В этом методе исключаются влияние загрязнения оптических поверхностей, изменения коэффициента передачи усилителей и т. п. Также исключаются погрешности, вызываемые нестабильностью поддержания средней температуры кристалла лазера. Точное определение концентрации контролируемого газа возможно в большом диапазоне при калибровке газоанализатора только по одному значению концентрации калибровочной смеси.

#### 4. Оптическая и функциональная схемы лазерного измерителя влажности агрессивного паровоздушного потока

Поскольку влажность выбрасываемого в атмосферу отработавшего теплоносителя большая (см. таблицу), то при стандартных режимах сушки можно использовать короткие измерительные базы (около 10 см). Тогда измеритель влажности можно размещать непосредственно на трубе, через которую выбрасывается паровоздушный поток. Один из возможных вариантов функциональной схемы измерителя влажности представлен на рис. 2. Для упрощения конструкции прибора излучающая и приемная оптические системы выполняются соосными и располагаются в одном блоке. Для упрощения юстировки применяется световозвращатель (отражатель), который посылает обратно приходящее на него излучение лазера. Такая схема не требует при монтаже прибора на трубе тщательной юстировки. Достаточно лишь направить луч лазера на отражатель. Выбором расстояния от лазера до линзы излучающей оптической системы формируют не-

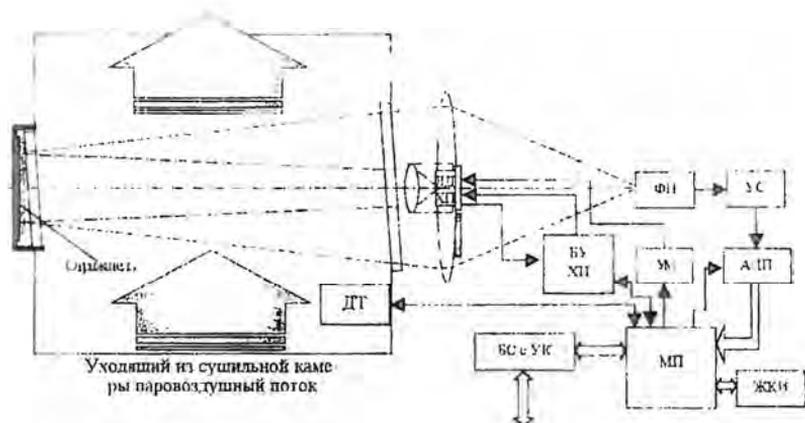


Рис. 3. Оптическая и функциональная схемы лазерного контроля влажности воздушного потока при конвективной парогазовой сушке древесины.

ФП – фотоприемник; УС – усилитель; АЦП – аналого-цифровой преобразователь; БУ ХП – блок управления температурой лазера с помощью встроенного холодильника Пельтье; УМ – усилитель мощности, обеспечивающий формирование по сигналу микропроцессора импульса тока для включения лазерного диода; БС с УК – блок связи микропроцессора с управляющим компьютером; МП – микропроцессор; ЖКИ – жидкокристаллический индикатор; ДТ – цифровой датчик температуры; ЛД – лазерный диод; ХП – холодильник Пельтье.

сколькo расходящуюся диаграмму направленности лазерного излучения. Это позволяет собрать на приемнике излучения ФП достаточную часть отраженного обратно лазерного излучения.

В предлагаемой схеме используется перестраиваемый полупроводниковый лазер. Перестройка лазера по длине волны осуществляется изменением температуры кристалла лазера с помощью встроенного в корпус лазера миниатюрного холодильника Пельтье. Блок управления им по командам микропроцессора изменяет температуру кристалла лазера по пилообразному закону. Контроль правильности формирования закона изменения температуры осуществляется с помощью полупроводникового терморезистора, размещаемого рядом с кристаллом лазера. Сигнал с фотоприемника поступает на усилитель, а затем на аналого-цифровой преобразователь и в виде цифрового кода – на микропроцессор. Жидкокристаллический индикатор служит для индикации режимов работы и данных. Связь микропроцессора с управляющим компьютером осуществляется с помощью блока связи микропроцессора с управляющим компьютером.

## 5. Основные параметры лазерного измерителя влажности

При макетировании лазерного измерителя влажности использовался полупроводниковый лазер, изготовленный в НИИ «Полюс» (г. Москва), со структурой РО-ДГС и подложкой  $p$ -типа. Проведенные исследования его характеристик позволили выбрать его рабочий режим со следующими параметрами: ток лазера 35 мА, интегральная мощность излучения 3 мВт, средняя температура кристалла лазера  $+30^\circ\text{C}$ , средняя длина волны излучения основной моды 1,3544 мкм. Спектр излучения лазерного диода в указанном режиме изображен на рис. 3. Хорошо видно, что вклад четырех побочных мод не превышает 5% от общей мощности излучения лазера. Коэффициент перестройки частоты излучения при изменении температуры для этого лазера составляет 0,13 нм на один градус. Необходимо иметь в виду, что вследствие недостаточного разрешения используемой спектральной аппаратуры полученная полуширина мод (см. рис. 3) гораздо больше истинной.

Путем регулировки величины среднего тока через встроенный холодильник Пельтье подбиралась такая температура кристалла лазера, при которой средняя длина волны излучения совпадала с максимумом одной из линий поглощения молекул воды в области около 1,3544 мкм. Спектр поглощения паров воды для стандартных значений температуры и влажности сушильного агента в области от 1,3527

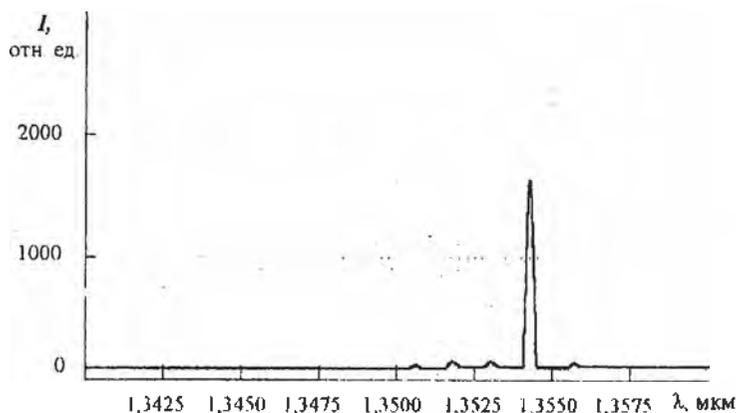


Рис. 3. Спектр излучения лазера при токе инжекции 35 мА и температуре  $+30^\circ\text{C}$ .

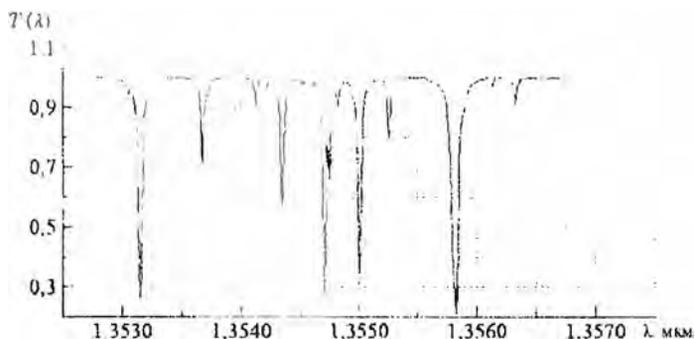


Рис. 4 Спектр пропускания паров воды при температуре  $+80^{\circ}\text{C}$  и парциальном давлении 0,4 атм

до 1,3567 мкм показан на рис. 4. Для сканирования контура выбранной линии поглощения осуществлялось изменение температуры лазера по пилообразному закону. Поскольку ширина линии излучения лазера гораздо меньше ширины линии поглощения  $\text{H}_2\text{O}$ , то получаемый при сканировании контур, хорошо совпадает с расчетным.

В качестве приемника излучения использовался германиевый фотодиод с размерами чувствительной площадки  $1 \times 1 \text{ мм}^2$  и пороговой чувствительностью  $10^{10} \text{ Вт/Гц}^{-1/2}$ .

Характеристики разрабатываемого измерителя влажности оценивались путем численного моделирования процессов, происходящих при сканировании выбранным лазером линии поглощения паров воды с максимумом 1,35435 мкм. Полагалось, что расстояние от лазера до отражателя – 10 см, спектральная плотность мощности шумов усилителя –  $10^{-12} \text{ Вт/Гц}^{-1/2}$ , полоса частот, усиливаемых используемым усилителем, составляет  $10^3 \text{ Гц}$ . С целью учета потерь считалось, что на чувствительную площадку фотоприемника попадает 10 % мощности лазера. Применялась модифицированная корреляционная обработка имитируемых сигналов, также калибровка измерителя влажности осуществлялась при небольшом парциальном давлении паров воды, т. е. произведение  $P_0 L$  считалось равным 0,5 см. Для этих условий получена расчетная зависимость определяемого произведения парциального давления паров воды на длину измерительной трассы  $Pl$  от его истинного значения  $P_0 l_0$  при разных вкладах в общую мощность боковых мод  $m$ , которая представлена на рис. 5. Хорошо видно, что наблюдается неплохое совпадение между рассчитываемыми и истин-

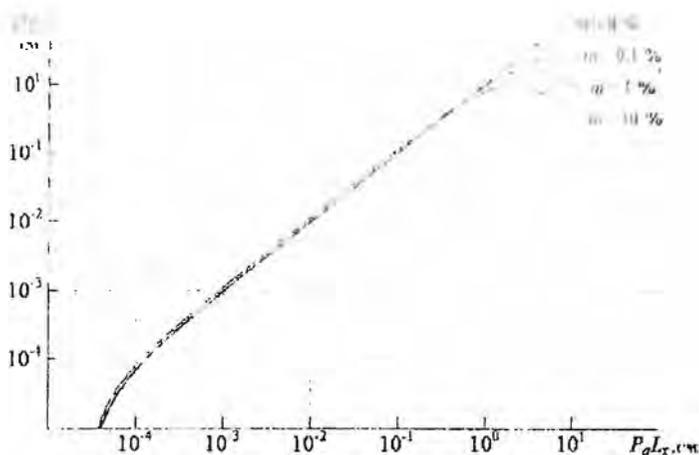


Рис. 5. Расчетные зависимости определяемых значений  $PL$  от истинных  $P_0 L_x$  при разных вкладах боковых мод  $m$

ными значениями в пределах их изменений от  $10^{-4}$  до 1 см. Нарушение линейности в левой части графика (при малых  $P_0 L_x$ ) объясняется возрастающим вкладом шумов фотоприемного устройства, а расхождения в правой (при больших  $P_0 L_x$ ) – искажениями регистрируемого контура линии поглощения по сравнению с зарегистрированными при калибровке, которые возникают за счет вклада боковых мод лазера при больших значениях  $P_0 L_x$ . Используя при калибровке среду с большим парциальным давлением паров воды или уменьшая длину контролируемой трассы, можно увеличивать диапазон линейности.

Таким образом, в ходе проведенных нами исследований показано, что применение разработанного модифицированного корреляционного метода лазерной спектроскопии в средствах непрерывного контроля влажности теплоносителя в камерах газопаровой сушки древесины устраняет влияние на результаты измерений основных дестабилизирующих факторов и позволяет придать создаваемым приборам метрологическую надежность. Внедрение оборудования для непрерывного контроля температуры и влажности сушильного агента даст возможность автоматически поддерживать оптимальные режимы сушки, что улучшит условия труда обслуживающего персонала, а главное – снизит расход тепловой энергии и повысит качество пиломатериалов.

### Интература

1. *Боголюбов Л. С.* Автоматизация процессов сушки древесины (Обзор) М. 1970. 31 с.
2. Справочник по сушке древесины / Под ред. Е. С. Богданова М. Лесная пром-сть, 1990. 303 с.
3. *Кречетов Н. В.* Сушка древесины. 3-е изд. М. Лесная пром-сть, 1980. 432 с.
4. Спектральный анализ неорганических газов / В. М. Немец, А. А. Петров, А. А. Соловьев и др. Л.: Химия, 1988. 240 с.
5. *Демтредер В.* Лазерная спектроскопия. Основные принципы и техника эксперимента М. Наука, 1985. 608 с.
6. Аналитическая лазерная спектроскопия / Под ред. Н. Оменетто М.: Мир, 1982. 590 с.
7. *Nadzhdmiskii A. I., Prochorov A. M.* Modern trends in diode laser spectroscopy // Proc. SPIE 1992 Vol 1724, P. 2-62.
8. *Ramon U. Martinelli.* Mid-infrared wavelengths enhance trace-gas sensing // Laser Focus World, March 1996 P. 77-81.
9. *Фирого В. А., Манок И. С.* Пути развития высокоселективных трассовых газо-аналитических средств для экологического мониторинга и управления технологическими процессами // Тезисы докладов Межгосударственной научно-технической конференции. Мн. БГУ, 1996. С. 57-59.
10. Лазерная аналитическая спектроскопия / В. С. Антонов, Г. И. Беков, М. А. Большов и др. М. Наука, 1986. 318 с.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ РОБОТА-ПЕРЕГРУЗЧИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛАСТИН

В последние годы в производстве сверхбольших интегральных микросхем размер минимального элемента достиг нормы 0,18 мкм. количество слоев возросло до восемнадцати, а размер полупроводниковых пластин – до 300 мм. В связи с этим значительно повысились требования к чистоте производственных помещений и оборудования, так как пылевая частица размером 0,1 мкм уже приводит к браку.

Недопустимо также и загрязнение нерабочей стороны пластин, так как степень очистки полупроводниковых материалов очень высока и при высокотемпературной обработке ионы нежелательных материалов проникают в рабочие слои и искажают характеристики микросхем. Помещения непрерывно продуваются сверху ламинарным потоком воздуха, который затем всасывается через пол. Кроме того, поскольку человек, как источник загрязнений, является еще одним фактором риска, то стараются исключить его контакт с полупроводниковыми пластинами на протяжении всего технологического процесса. Тем не менее полностью устранить загрязнения, а как следствие, и производственный брак не удается.

Настоящий робот предназначен для решения этой проблемы на операциях размещения пластин по базовому срезу, распознавания их по идентификационному коду (ID) и сортировки. Этой проблемой занимаются многие фирмы во всем мире, и конструктивные решения их изделий принципиально одинаковы. Как правило, пластины в кассетах располагаются горизонтально, рабочей поверхностью вверх, в результате чего на ней могут осаждаться мельчайшие частицы. Кроме того, сортировка осуществляется манипуляторами, которые захватывают пластины в вакууме за нерабочую зону и тем самым могут загрязнить ее.

В отличие от общепринятых конструктивных решений, в описываемой разработке – работе VMT\_ALU фирмы "Recif" – пластины в кассетах расположены вертикально и имеют возможность очищаться ламинарным воздушным потоком. Кроме того, транспортировка пластин осуществляется также в вертикальном положении гребенчатыми держателями, в которых контакт происходит только по кромке пла-

стиг и принципиально исключено всякое соприкосновение как с рабочей, так и с нерабочими сторонами

Третьим преимуществом, по сравнению со многими аналогичными установками, является возможность одновременной перегрузки всех пластин из кассеты в кассету, что принципиально увеличивает производительность рабочей установки. Это и другие преимущества позволили фирме "Recif" выиграть тендер, объявленный фирмой "Intel" на поставку такого оборудования.

Перед нами ставилась задача реализации программного обеспечения наладки, которая, помимо выполнения непосредственных требований по функционированию, являлась бы базовой программой, которую с минимальными доработками можно было бы использовать для других роботов, даже принадлежащих другой серии роботов фирмы "Recif". Также осуществлялся переход на новый для этой области пакет "Microsoft Visual C++".

Код, до сих пор реализовавшийся в этой области известными нам фирмами, не отвечал основным принципам объектно-ориентированного анализа, в частности, принципу инкапсуляции, предложенному впервые Гради Бутчем, а впоследствии доработанному OMG, вследствие чего не обладал высокой степенью надежности. В случае даже небольшого конструктивного изменения робота в переделке нуждался весь проект, по причине этого объем кода возрастал, что в конце концов приводило программное обеспечение в нерабочее состояние.

Кроме того, если программный проект осуществляется в течение длительного промежутка времени, то требования заказчика зачастую успевают измениться, а при выполнении работы по общепринятой схеме водолоада это приводит либо к неполному соответствию требованиям, либо к отклонению проекта в целом.

Для избежания этих и других проблем в данной разработке был применен UML — одно из последних средств современной объектно-ориентированной разработки. В настоящее время UML включают в себя: 1) компонентную технологию разработки моделей ИС (информационных систем); 2) визуальное программирование (RAD-средства); 3) использование образцов (patterns) при проектировании ИС; 4) визуальное представление различных аспектов проекта (визуальное моделирование, CASE-средства).

Визуальные модели широко используются в технологиях управления проектированием систем, сложность, масштабы и функцио-

нальность которых постоянно возрастают. В практике эксплуатации ИС постоянно приходится решать такие задачи, как физическое перераспределение вычислений в данных, обеспечение параллелизма вычислений, репликация БД, обеспечение безопасности доступа к ИС, оптимизация балансировки нагрузки ИС, устойчивость к сбоям и т. п.

Унифицированный язык моделирования (UML) представляет собой объединение лучшего в индустрии объектно-ориентированного программирования и моделирования систем в целом. Его главное предназначение – устранить недостатки, обнаруженные в трех уже известных методах. Одним из основных преимуществ UML является подвижка в индустрии путем внедрения визуальной объектной возможности взаимодействия. Принятый консорциумом Object Management Group в 1997 г. в качестве стандарта UML быстро получил распространение в сфере производства программного обеспечения как язык для специфицирования, создания, визуализации и документирования систем, в которых большая роль принадлежит программному обеспечению.

В данной работе перед нами, помимо вышеназванных, ставились следующие цели:

1. С учетом использования SEMI-протоколов SECS-II и HSMS построить модель программы отладки.
2. Написать код, реализующий данную модель.
3. Протестировать программный продукт.

Для того чтобы создать рабочую модель и реализовать ее в коде, конечно, необходимо учесть, где конкретно используются роботы, на которых устанавливается программное обеспечение, а тем более понять полный цикл функционирования машины.

Робот VMT\_ALU предназначен для ориентации и размещения пластин в заданном порядке (возможна перегрузка в другую кассету) и функционирует следующим образом.

Вначале оператор помещает кассету на загрузочную платформу. После обнаружения роботом новой кассеты платформа перемещает ее в одну из двух возможных позиций. Затем заслонка закрывает рабочую зону робота. Если в кассете нет пластин, стоящих неправильно (перекос либо две пластины в одном пазу), то проводится операция ориентации. Для этого ориентатор поднимается в рабочее положение, и с его помощью пластины в кассете вращаются до того момента, пока

базовые срезы или базовые вырезы всех пластин займут за данное положение (обычно достаточно повернуть пластины на 180°)

Далее производится считывание ID и определяется расположение пластин в кассете. Для этого камера проходит под кассетой и передает в управляющий компьютер массив чисел, отображающий положение пластин в носителе. Камера производит процесс сканирования. Она представляет собой оптический датчик, активизирующийся в случае нахождения пластины. Для каждой пластины отображается информация о местоположении и толщине.

После этого можно приступать к операции упорядочения пластин. Для этого используются два устройства: Mono и Batch. При их помощи пластины поднимаются из кассеты в перегрузчик, который транспортирует содержащиеся в нем пластины к другой кассете, где можно при помощи Batch или Mono снять пластины и установить их в выбранные позиции второй кассеты.

Batch используется для групповых операций (одновременно над всеми пластинами, содержащимися в носителе). Mono позволяет оперировать одной пластиной. Оба устройства (Batch и Mono) могут выполнять операцию Back-to-Back.

После проведения операций упорядочения открывается заслонка и загрузочная платформа выводит кассету из рабочей области в позицию, откуда оператор может снять ее с робота.

Программное обеспечение, реализованное нами для этого робота, позволяет выполнять не только любую из операций рабочего цикла в целом, но и каждое действие в отдельности. С точки зрения программного обеспечения данный продукт отличается прежде всего возможностью повторного использования компонентов кода и высокой степенью устойчивости программы. Так, если в составе робота произойдут некоторые изменения (добавление или замена модулей, добавление, трансформация или удаление операций, переход на другой командный протокол и т. п.), то программисту-разработчику не придется переделывать весь проект, он трансформирует лишь одну его часть, что не отразится на функциональности остальных.

К настоящему времени программа протестирована и использована в процессе отладки. Первая партия роботов уже отправлена заказчику.

## АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

- |                                 |                       |
|---------------------------------|-----------------------|
| Афоненко А. А. – 44, 55, 59     | Надьяко С. В. – 64    |
| Буйкевич А. Г. – 68, 84         | Писарчук С. П. – 44   |
| Бутенко Ю. А. – 95              | Руднец Д. Н. – 99     |
| Даниленко Г. В. – 64            | Смоляков И. В. – 55   |
| Жуков А. Б. – 116               | Ушаков Д. В. – 64, 76 |
| Зайцев А. И. – 103              | Фираго В. А. – 103    |
| Козлов В. Л. – 99               | Ходынский М. Н. – 103 |
| Колесников В. М. – 84           | Чубаров С. И. – 95    |
| Коновенко В. К. – 68, 76        | Шибко В. Э. – 76      |
| Курносев К. В. – 68, 103        |                       |
| Манак И. С. – 3, 64, 68, 76, 84 |                       |
| Матюхин А. Б. – 59              |                       |

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Манах И. С.</i> СШЛ полупроводниковых лазеров: становление и достижения	3
<i>Афоненко А. А., Писарчик С. П.</i> Численные моделирование многоэлектронных состояний в квантовых ямах	44
<i>Афоненко А. А., Смоляков И. В.</i> Устойчивость режима генерации полупроводникового лазера при сильной оптической обратной связи	55
<i>Афоненко А. А., Матюхин А. Б.</i> Амплитудно-частотные характеристики полупроводникового инжекционного лазера с внешней оптической обратной связью	59
<i>Ушаков Д. В., Манах И. С., Наливо С. В., Даниленко Т. В.</i> Оптимизация спектров усиления квантоворазмерных лазеров ИК-диапазона на основе многослойных асимметричных гетероструктур	64
<i>Буйкевич А. Г., Кононенко В. К., Курносое К. В., Манах И. С.</i> Степень поляризации излучения квантоворазмерных гетеролазеров	68
<i>Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манах И. С., Шибко В. Э.</i> Влияние безызлучательного канала рекомбинации на насыщение поглощения в легированных сверхрешетках	76
<i>Колесников В. М., Манах И. С., Буйкевич А. Г.</i> Методика исследования пространственных и поляризационных параметров лазерного излучения	84
<i>Чубаров С. И., Бутенко Ю. А.</i> Система лазерной диагностики биологических тканей	95
<i>Козлов В. Л., Руднев Д. Н.</i> Методы повышения точностных характеристик инфракрасных детекторов излучения	99
<i>Фираго В. А., Ходинский М. Н., Зайцев А. И., Курносое К. В.</i> Лазерный контроль влажности сушильного агента в камерах газопаровой сушки древесины	103
<i>Жуков А. Б.</i> Моделирование робота-перегрузчика полупроводниковых пластин	116
Авторский указатель	120

Научное издание

**ЛАЗЕРНАЯ  
И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ  
ТЕХНИКА**

**СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ**

**Выпуск 6**

Редактор *Г. В. Лозовская*  
Технический редактор *Т. К. Раманович*  
Корректор *Н. Н. Семашко*

Ответственный за выпуск *И. С. Манак*

Подписано в печать 04.12.2001. Формат 60×84/16. Бумага офсетная. Гарнитура Таймс.  
Печать офсетная. Уся. печ. л. 7,21. Уч.-изд. л. 7,37. Тираж 100 экз. Зак. 772.

Налоговая льгота – Общегосударственный классификатор  
Республики Беларусь ОКРБ 007-98, ч. 1; 22.11.20.500.

Белорусский государственный университет.  
Лицензия ЛВ № 315 от 14.07.98  
220050, Минск, проспект Франциска Скорины, 4.

Отпечатано с оригинала-макета заказчика.  
Республиканское унитарное предприятие  
«Издательский центр Белорусского государственного университета».  
Лицензия ЛП № 461 от 14.08.2001.  
220030, Минск, ул. Красноармейская, 6