Белорусский государственный университет

15-летию студенческой
научно-исследовательской лаборатории
полупроводниковых лазеров посвящается

Фотоника:
анализ
и приложения

Монография

Под редакцией кандидата физико-математических наук,
доцента И. С. Манака

Рекомендовано к изданию Ученым советом
факультета радиофизики и электроники
Белорусского государственного университета

Минск
Академия управления при Президенте
Республики Беларусь
2007

УДК 621.373.826:615.47
ББК 32-86.5
Ф8I

Рецензенты:

доктор физико-математических наук, профессор *А. Л. Гурский*
доктор физико-математических наук, профессор *В. К. Гончаров*

Авторы:

И. С. Манак, А. В. Андриевский, В. С. Белявский, Т. А. Железнякова, П. А. Зезюля, Д. В. Кучура, А. М. Лисенкова, В. Л. Малевич, В. В. Тихонович, Д. В. Ушаков, О. В. Царюк

Ф8I **Фотоника: анализ и приложения:** монография / И. С. Манак, А. В. Андриевский, В. С. Белявский и др.; под ред. И. С. Манака – Мн.: Акад. упр. при Президенте Респ. Беларусь, 2007. – 188 с.

ISBN978-985-457-799-9

Рассмотрены вопросы генерации терагерцового излучения в полупроводниках при воздействии фемтосекундного лазерного излучения в присутствии внешнего магнитного поля и нелинейные эффекты в фотонных кристаллах, проанализированы оптические характеристики полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками, а также особенности применения лазерных диодов в прецизионной светодальнометрии, определены оптимальные условия зондирования биоткани лазерным излучением в медицинских диагностических системах и лазерного метода регуляции транспорта лекарственных средств через кожу.

УДК 621.373.826:615.47
ББК32-86.5

© БГУ
© Академия управления при Президенте Республики Беларусь, 2007

ISBN 978-985-457-799-9

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 6
1. Исследования по фотонике в СНИЛ полупроводниковых лазеров 7
2. Генерация терагерцовых импульсов в InAs фемтосекундным лазерным излучением в присутствии магнитного поля 20
2.1. Основные экспериментальные и теоретические результаты 20
2.2. Анализ субпикосекундной динамики движения фотовозбужденных и темновых электронов при воздействии на InAs сверхкоротких импульсов лазерного излучения 28
2.2.1. Основные положения модели 28
2.2.2. Динамика движения темновых электронов 30
2.2.3. Динамика движения фотовозбужденных электронов 31
2.2.4. Основные закономерности формирования фотоэдс 33
2.2.5. Генерация терагерцового излучения 35
3. Оптические характеристики полупроводниковых гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками 40
3.1. Метод вариации длины возбуждающей полоски 43
3.1.1. Сущность метода ВДВП 43
3.1.2. Проблема выбора начала отсчета длины возбуждающей полоски 44
3.1.3. Проблема влияния геометрии измерений 45
3.1.4. Проблема влияния модовой структуры излучения 50
3.2. Исследование спектров фотолюминесценции, фотоотражения и усиления структур с КЯ и КТ 57
3.2.1. Суть методов ФЛ и ФО. Схемы экспериментальных установок 57
3.2.2. Результаты исследования образцов с квантовыми точками CdSe и квантовыми ямами InGaN/GaN 60
4. Нелінейныя эфекты ў фатонных крышталях 69
4.1. Тэорыя фатонных крышталяў 70
4.1.1. Утварэнне забароненай зоны ў электрамагнітным спектры 70
4.1.2. Маштабаванне электрамагнітных узрушэнняў 76
4.1.3. Аднамерныя фатонныя крышталі 78
4.1.4. Аптычныя прылады на нелінейных эфектах у фатонных крышталях 79
4.2. Метады рашэння задачы аптычнай бістабільнасці ў аднамерных нелінейных структурах з забароненымі фатоннымі зонамі 81
4.2.1. Механізмы аптычнага пераключэння ў структурах з забароненымі зонамі 81
4.2.2. Метад канечных элементаў (МКЭ) 82

4.2.3. Метад перадатачнай матрыцы 91
4.3. Нелінейныя эфекты ў аднамерных структурах з забароненымі фатоннымі зонамі 93
4.3.1. Перадатачныя ўласцівасці дэфектнай структуры з фатоннымі забароненымі зонамі 93
4.3.2. Бістабільнасць, кантралюемая ўваходнай інтэнсіўнасцю 96
5. Исследование влияния пространственно-временной структуры излучения лазерного диода на точностные характеристики светодальномеров 101
5.1. Методы и технические средства измерения расстояний 102
5.1.1. Фазовый метод измерения расстояний 102
5.1.2. Структурная схема фазового светодальномера 104
5.1.3. Устранение неоднозначности определения расстояний в фазовых светодальномерах 104
5.1.4. Импульсный метод измерения расстояний 105
5.1.5. Структурная схема импульсного лазерного дальномера 106
5.2. Физические причины, обуславливающие пространственно-временную структуру излучения полупроводниковых источников 107
5.2.1. Задержка излучения 107
5.2.2. Фазовая неоднородность излучения 109
5.3. Модель светодальномера, учитывающая пространственно-временную структуру излучения лазерного диода 114
5.3.1. Формирование пространственно-временной структуры излучения в дальней зоне 114
5.3.2. Анализ вариаций фазы модуляции и задержек излучения в дальней зоне 116
5.4. Фазовый светодальномер с разнесенными частотами модуляции 117
6. Определение оптимальных условий зондирования биоткани лазерным излучением в медицинских диагностических системах 121
6.1. Зондирование биоткани лазерным излучением в диагностических целях 123
6.1.1. Кровеносная система в норме и в случае патологических изменений 123
6.1.2. Диагностика биообъектов при помощи лазерного излучения 129
6.2. Анализ рассеяния поляризованного лазерного излучения стенкой кюветы, слоем крови и тканью аорты 136
6.2.1 Методика эксперимента 136

6.2.2. Изучение рассеяния поляризованного лазерного излучения при падении под углом Брюстера на стенку кюветы и слой крови. 139
6.2.3. Сопоставление характеристик рассеянного лазерного излучения, падающего нормально и под углом Брюстера 141
6.2.4. Моделирование отражения линейно поляризованного излучения от шероховатой поверхности 143
6.2.5. Изучение отражения и прохождения поляризованного лазерного излучения через ткань аорты 147
7. Исследование лазерного метода регуляции транспорта лекарственных средств через кожу 151
7.1. Методы транскутанного введения лекарственных средств в организм человека 152
7.1.1. Традиционные методы транскутанного введения лекарств..... 153
7.1.2. Методы лазерной транскутанной доставки лекарств 154
7.2. Моделирование воздействия лазерного излучения на кожу человека 158
7.2.1. Строение кожного покрова человека..... 158
7.2.2. Действие НИЛИ видимого и ближнего ИК диапазона на кожу человека..... 160
7.2.3. Моделирование процесса взаимодействия НИЛИ с кожей 161
7.3. Исследование лазерного метода регуляции транспорта антибиотиков через модель кожного покрова 167
7.3.1. Гидрофильная мембрана как модель кожного покрова..... 167
7.3.2. Описание используемых лекарственных средств 168
7.3.3. Описание установки и метода экспериментального исследования ЛЛФ 169
7.3.4. Результаты экспериментального исследования метода регуляции транспорта антибиотиков через гидрофильную мембрану и их обсуждение..... 173
Заключение..... 175
Список использованных источников..... 176

ПРЕДИСЛОВИЕ

В коллективную монографию вошли 6 работ, отмеченных на Республиканском конкурсе 2006 г. по секции «Теоретическая и экспериментальная физика. Физико-технологические основы создания опто-, микро-, и наноэлектронных материалов, приборов и систем», которые явились результатом успешного выполнения отдельных заданий Государственной комплексной программы научных исследований «Фотоника» (проект 2.01 – разделы 2, 3, 4, 5; проект 1.03 – раздел 6; проект 3.09 – раздел 7) и проекта Ф06М–179 Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (раздел 4). В 1-ом разделе приведены основные научные достижения в области фотоники студенческой научно-исследовательской лаборатории полупроводниковых лазеров в 2001–2006 гг.

Раздел 1 написал И.С. Манак; раздел 2 – П.А. Зезюля, В.Л. Малевич, И.С. Манак; раздел 3 – А.В. Андриевский, И.С. Манак; раздел 4 – В.В. Тихонович, И.С. Манак, Д.В. Ушаков; раздел 5 – В.С. Белявский, И.С. Манак; раздел 6 – Д.В. Кучура, И.С. Манак, О.В. Царюк; раздел 7 – Т.А. Железнякова, А.М. Лисенкова.

Авторы выражают глубокую благодарность рецензентам доктору физико-математических наук, профессору А.Л. Гурскому и доктору физико-математических наук, профессору В.К. Гончарову за критические замечания и полезные советы, которые способствовали улучшению содержания книги.

1. ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ФОТОНИКЕ В СНИЛ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Созданная в конце октября 1992 г. студенческая научно-исследовательская лаборатория (СНИЛ) полупроводниковых лазеров изначально была ориентирована на выполнение приоритетных фундаментальных исследований в области полупроводниковых инжекционных лазеров, включая лазеры на основе многослойных асимметричных квантоворазмерных гетероструктур и легированных сверхрешеток, а также их практических приложений: диодная спектроскопия и оптико-медицинское приборостроение (табл. 1.1) [1].

Таблица 1.1.

НАУЧНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ СНИЛ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Квантоворазмерные лазеры	**Полупроводниковые инжекционные лазеры на гетероструктурах**	**Лазерная и светодиодная спектроскопия**	**Медицинские лазерные приборы**
Лазеры с управляемыми параметрами на многослойных асимметричных гетероструктурах, включая напряженные	Динамика генерации излучения в инжекционных лазерах	Мониторинг окружающей среды	Системы лазерной диагностики и терапии
Лазеры на внутриподзонных переходах	Лазеры с оптической запаздывающей обратной связью	Непрерывный контроль технологических процессов	Компьютерная обработка сигналов с медицинских датчиков
Легированные сверхрешетки	Системы обработки и передачи информации	Контроль эффективности сгорания топлива	Системы лабораторного анализа
Квантово-каскадные лазеры	Когерентные процессы в лазерах	Контроль микроклимата в тепличных комбинатах	Мониторинг лекарственных препаратов

С 2001 г. тематика работ, выполняемых в СНИЛ, значительно расширилась и не ограничивается только инжекционными лазерами, а проводятся исследования с другими лазерными источниками излучения, по изучению свойств оптического волокна, распространению лазерного излучения в воздухе и жидких средах, радиационной пирометрии и т. д. С 2006 г. в СНИЛ полупроводниковых лазеров реализуется 4 проекта Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований и 2

темы Государственной комплексной программы научных исследований «Фотоника», которая является продолжением Государственных программ фундаментальных исследований «Когерентность» и «Оптика, электроника, информатика». Таким образом, все работы, выполняемые в СНИЛ, проводятся, по-существу, в области фотоники, т. е. научно-техническом направлении, которое исследует принципы использования оптического излучения в системах приема, обработки, хранения, передачи, отображения и др., а также соответствующие источники света. Научные результаты, полученные с участием студентов и магистрантов в 2001–2006 г.г. можно сформулировать следующим образом.

На основе многоэлектронного уравнения Шредингера построена математическая модель системы взаимодействующих электронов и оценены возможности ее численного анализа. 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. Рассчитаны собственные энергии и определены волновые функции многочастичных систем в двухмерной полупроводниковой квантовой яме с одним и двумя возбужденными электронами. Показано, что учет симметричных свойств системы позволяет увеличить размер анализируемого базиса функций без увеличения размерности матрицы гамильтониана. Проведен анализ влияния размерности базиса одночастичных функций на энергетический спектр системы. Рассчитаны спектры излучения многоэлектронной системы, в которых можно выделить низкоэнергетическую область со сплошным спектром и область с линейчатым спектром.

В приближениях эффективной массы и четырехзонного kp-метода рассмотрены дисперсионные оптические свойства квантоворазмерных гетероструктур. Для структуры на основе GaAs–$Al_xGa_{1-x}As$ проведены численные расчеты спектров нелинейной рефракции, изменения показателя преломления от интенсивности электромагнитного излучения. На основе соотношения Крамерса-Кронига рассмотрено изменение показателя преломления в активной области квантоворазмерных лазеров в зависимости от разности квазиуровней Ферми. 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-AlGaAs. Показано, что использование постоянного значения нелинейной дисперсии для нелегированных и

компенсированных полупроводников, что обычно предполагается при анализе экспериментальных данных, не совсем корректно. Известные механизмы спектрального уширения, дающие лоренцевскую или гауссову формы спектральных полос испускания, приводят к сглаживанию резонансного поведения показателя преломления и уменьшению величины его изменения. Нелинейные дисперсионные свойства квантовой ямы для TE- и TM-мод отличаются. Для оптических переходов между подзонами электронов и легких дырок в гетероструктурах на соединениях $A^{III}B^{V}$, когда эффективные массы носителей тока практически совпадают, получена аналитическая формула, описывающая дисперсию нелинейной рефракции. Показано, что изменение показателя преломления в зависимости от интенсивности возбуждающего излучения описывается степенной функцией с показателем степени 1/2. При этом коэффициент нелинейной рефракции обратно пропорционален амплитуде напряженности электрического поля электромагнитной волны. Установлено, что в случае легированной квантовой ямы зависимость показателя преломления Δn от плотности радиации U линейная. Численные расчеты нелинейных дисперсионных характеристик проведены для системы GaAs-AlGaAs и найдена связь между коэффициентом нелинейной рефракции и параметром нелинейности.

В дипольном приближении рассчитаны зависимости степени поляризации излучения P реальной лазерной гетероструктуры GaAs-$Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ с квантовой ямой шириной 8 нм от энергии кванта испускаемого излучения с учетом спектрального уширения. Прослежена динамика изменения P от уровня накачки активной области Расчет степени поляризации излучения квантовой ямы с учетом усиления показал, что при малых значениях плотности тока накачки j величина степени поляризации P определяется значениями коэффициентов потерь для TE- и TM-мод, и не превышает величины $P = 0,2$. С дальнейшим ростом j наблюдается рост P по абсолютному значению, а знак величины степени поляризации также зависит от соотношения между коэффициентами потерь для различных мод. При равенстве потерь поведение P определяется значением энергии кванта $h\nu$ и зависит от того, переходы на какой из видов дырок (легкие или тяжелые) преобладают. Предложена методика и вариант экспериментальной установки для определения коэффициента астигматизма, степени и формы поляризации излучения лазерных диодов.

Для слабо изученных квантоворазмерных гетеролазеров в системе GaInAs-GaAs-AlGaAs, генерирующих в диапазоне 1–1,1 мкм,

наблюдались близкие к единице значения степени поляризации излучения уже при токах накачки ~20 мА, т.е. значительно меньших пороговых значений, что объясняется характеристиками пропускания торцов лазерных диодов, подавлением резонатором излучения ТМ – поляризации, а также параметрами волноводных слоев и наличием механических напряжений в активной области. Показано, что для адекватного описания формы полосы усиленной люминесценции и её изменения с током накачки необходимо учитывать сложный характер спектрального уширения, нагрев лазерного диода и особенности локализации излучения в активной области

Показана возможность получения широкого (полоса ~ 100 нм) плоского спектра усиления в InAsP/GaInAsP-лазерах на многослойных асимметричных гетероструктурах с неоднородным возбуждением квантовых ям, что позволяет при использовании внешних дисперсионных элементов реализовать перестраиваемые а диапазоне 1,3 мкм лазеры с практически одинаковой выходной мощностью излучения.

Проанализированы волноводные параметры типичных гетероструктур, излучающих в сине-зеленой области, а также подобраны оптимальные толщины слоев лазерного волновода для увеличения параметра оптического ограничения и снижения значения порогового тока накачки. Оптимальные параметры гетероструктуры получены при уменьшении толщины барьерных волноводных слоев до 80–130 нм и увеличении числа ям до 3–5. Оптимизирована четырехслойная асимметричная гетероструктура с четырьмя квантовыми ямами в системе GaInAsP на спектральный диапазон 1,5–1,6 мкм, при этом область плоского спектра усиления соответствует полосе 1,48–1,6 мкм.

Исследованы спектральные, пороговые и температурные характеристики гетеролазеров в системе ZnCdSe-ZnSSe и установлено, какие гетероструктуры обладают оптимальными эксплуатационными параметрами

Проанализированы условия реализации устойчивого режима генерации полупроводникового лазера при сильной оптической обратной связи. Показано, что для реализации устойчивого режима генерации в случае сильной обратной связи необходима селективная обратная связь. Изучены амплитудно-частотные характеристики полупроводникового лазера на основе волнового уравнения и установлены условия применимости скоростных уравнений при наличии запаздывающей оптической обратной связи.

Показано, что в квантовразмерных гетероструктурах основной вклад в коэффициент оже-рекомбинации вносят квазипороговый и беспороговый механизмы, а использование структур с глубокими и узкими квантовыми ямами на основе InAs/AlSb и InAs/GaSb/AlSb позволяет существенно подавить процессы оже-рекомбинации. Теоретически изучены оже-процессы в квантоворазмерных гетероструктурах, в которых доминируют оже-процесс с участием электрона и дырки с переходом дырки в спин-орбитально отщепленную зону, и процесс, когда высокоэнергетический электрон переходит в зону проводимости.

На основе численного самосогласованного решения уравнения Шредингера и Пуассона рассчитан потенциальный рельеф и профиль распределения плотности заряда в легированных гетеро-сверхрешетках и исследована их трансформация при различных уровнях возбуждения и параметрах сверхрешетки. В предположении, что начальные импульсы электронов гораздо меньше переданного в результате рассеяния импульса, получена простая аналитическая формула для скорости межподзонных переходов в бесконечно глубокой квантовой яме, что позволило проанализировать особенности межподзонного рассеяния электронов при кулоновском взаимодействии. Теоретически исследовано влияние кулоновского взаимодействия электронов на форму линии испускания в полупроводниковых квантовых ямах. Процессы дефазировки учтены во втором порядке кулоновского взаимодействия. Получены приближенные аналитические выражения для контура спектрального уширения.

Проанализированы способы формирования полупроводниковых квантовых точек, их оптические и генерационные характеристики, численно рассчитан энергетический спектр носителей в многослойных квантоворазмерных гетероструктурах. Методом варьирования длины возбуждающей полоски определены коэффициенты оптического усиления в гетероструктурах с квантовыми ямами и дисками в системах InGaN/GaN, CdSe/ZnMgSSe и CdSe/ZnSe. Экспериментально изучена фотолюминесценция, оптические и генерационные свойства квантовых точек CdSe в матрице ZnSe, что позволило реализовать новую конструкцию лазерной гетероструктуры CdSe/ZnMgSSe с активной областью на основе CdSe, которая перспективна для создания высокоэффективного низкопорогового лазера зеленого диапазона спектра с оптической накачкой. Установлено, что структура с квантовыми точками CdSe обладает большей эффективностью фотолюминесценции, чем структура с квантовой ямой ZnCdSe, ввиду

малой концентрации центров безызлучательной рекомбинации, что открывает возможности создания низкопороговых лазеров в зеленой области спектра. Установлено, что метод фотоиндуцированного отражения значительно более чувствителен по сравнению с фотолюминесцентным и позволяет разрешать узкие линии по исследованным спектрам излучения квантовых точек в системе CdSe/ZnSe.

Рассмотрены квантовые шумы напряжения в одномодовом инжекционном лазере, определяющие максимально достижимое отношение сигнал – шум при самосмешении. Изучены собственные шумы инжекционного лазера и оценено отношение сигнал/шум в диапазоне частот 10 Гц – 10 МГц.

Численно рассчитан энергетический спектр носителей в многослойных квантоворазмерных гетероструктурах. В приближении равномерного распределения электронной плотности по сечению квадратной проволоки получены приближенные выражения для кулоновского потенциала взаимодействия квазиодномерных электронов и матричного элемента кулоновского взаимодействия в квазиодномерном электронном газе.

Построена аналитическая модель процессов возникновения фотоэдс и генерации терагерцового излучения в *n*-InAs, помещенном в магнитное поле, при облучении сверхкороткими (~50-70 фс) лазерными импульсами с учетом самосогласованной динамики движения фотовозбужденных и темновых электронов. Теоретически доказана наблюдаемая экспериментально немонотонная зависимость энергии терагерцового излучения, генерируемого в *n*-InAs, от приложенного магнитного поля. Проведен расчет динамики формирования фотоэдс и генерации терагерцового излучения в *n*-InAs, возбуждаемом мощными пикосекундными лазерными импульсами.

Рассмотрены требования, предъявляемые к активным средам твердотельных лазеров с диодной накачкой, спектры поглощения активных сред, проведена классификация матриц твердотельных активных сред и систем накачки, экспериментально определена длина волны максимального поглощения, ширина полосы и коэффициент поглощения сред с высоким содержанием активных центров, приведены сведения о полупроводниковых источниках излучения, используемых в системах накачки, и о рынке твердотельных лазеров с диодной накачкой.

Предложен способ расчета спектров пропускания и отражения и математическая модель одномерных фотонных кристаллов, рассмотрено распределение амплитуды поля в фотонном кристалле для разных ча-

стот. Теоретически исследованы спектры пропускания и отражения в одномерных фотонных кристаллах с дефектной модой, определены потери и коэффициент оптического усиления в фотонных кристаллах на основе *n-i-p-i* структур. Исследовано влияние дефекта на спектр пропускания и поведение дефектной моды в зависимости от контраста показателей преломления слоев одномерного фотонного кристалла. На основании метода передаточной матрицы рассчитано распределение электрического поля в фотонной структуре, состоящей из слоев AlAs и GaAs. Проанализировано влияние нелинейных эффектов на спектр пропускания, а также влияние нелинейности Керра на передаточные характеристики одномерных фотонных кристаллов с AlAs/GaAs слоями. Проанализирован эффект высокой селективности направления распространения излучения в фотонных кристаллах и показано, что он наиболее проявляется в фотонных кристаллах, в которых положение запрещенной зоны изменяется в различных направлениях. На основе этого эффекта предложен новый способ построения планарных полупроводниковых лазеров с использованием двухмерного фотонного кристалла с низким пороговым током.

Изучена трансформация пространственно-временной структуры (ПВС) излучения полупроводниковых источников в импульсном режиме работы и при модуляции излучения аналоговым сигналом с учетом конечных размеров ближней зоны, проанализировано влияние вариаций фазы модуляции и джиттера излучения на точностные характеристики фазовых и импульсных светодальномеров. Предложен алгоритм учета ПВС излучения лазерных диодов в светодальномере с далеко разнесенными частотами модуляции, что позволило улучшить его точностные характеристики.

Проанализированы существующие на данный момент методы диагностики рака молочной железы. Предложена структурная и принципиальная схемы лазерной системы диагностики рака молочной железы с использованием методов оптимальной обработки сигнала и синхронного детектирования прошедшего через биологический объект излучения с последующим интегрированием. Проведены экспериментальные исследования по выявлению различных неоднородностей в биологических объектах.

Проанализированы возможности применения инжекционных лазеров ближнего ИК-диапазона для гипертермического воздействия на различные органы и биоткани. Показана зависимость теплового эффекта от длины волны, длительности и формы импульса, частоты повторения, направленности к поверхности объекта. Изучена зависимость

эффективности гипертермии от свойств биовещества. Оценены оптимальные характеристики инжекционных лазеров для некроза онкологических новообразований. Проведено компьютерное моделирование термического некроза аденокарциномы бронхов. Смоделирована опухоль железистого эпителия бронхов узловой формы с экзофитным характером роста и объемом 0,5 см$^{-3}$. Оптимизированы режимы работы инжекционных лазеров при проведении черезкожного некроза онкологических новообразований в бронхах, при этом рассматривалась девятислойная модель и учитывались эффекты поглощения и рассеяния воздействующего излучения и процессы теплопередачи. Предложены математическая и физическая модели гипертермии рака бронхов при чрезкожном и внутриполостном воздействии, установлены оптимальные времена установления необходимого температурного режима в опухоли с учетом рассеяния и поглощения излучения лазерных диодов, теплопередачи и кровотока.

Проведены исследования in vivo регуляции транспорта антибиотиков через гидрофильные мембраны под воздействием низкоинтенсивного лазерного излучения и диметилсульфаксида. Создана экспериментальная установка и выполнены опыты по исследованию эффективности лазерного метода транспорта антибиотиков через гидрофильные мембраны, являющиеся моделью кожи. Разработан концептуальный подход возможности увеличения эффективности лекарственной терапии, состоящий в регуляции биодоступности лекарственных соединений с помощью низкоинтенсивного лазерного излучения видимой и ближней ИК областей. Усовершенствована аппаратура для проведения исследований влияния проникновения лекарственных препаратов через кожный покров под действием лазерного излучения. Разработана схема компактного многофункционального источника питания лазерных диодов, позволяющая формировать импульсы лазерного излучения различной длительности и амплитуды с различными типами модуляции. Создана и исследована модель для изучения изменения состояния кожи и проницаемости мембранных структур кожного покрова для лекарственных соединений под действием низкоинтенсивного лазерного излучения. Подобраны биохимические модификаторы состояния мембранных структур для повышения транскутанной проницаемости антибиотиков и проведены экспериментальные исследования влияния характеристик лазерного излучения на проникновение антибиотиков через гидрофильную мембрану.

Сделана оценка эффективности применения лазерных диодов в системах когерентной оптической томографии. Методом Монте – Карло

проведено моделирование распространения ультракоротких импульсов лазерного излучения через сильно рассеивающую среду и показана принципиальная возможность выявления неоднородностей в коже и подкожном слое по изменению коэффициента поглощения методом когерентной оптической томографии.

Предложен способ определения комплекса микрофизических параметров эритроцитов крови человека по рассеянию лазерного излучения, предполагающий измерение коэффициентов рассеяния под углами 2°, 5° и 6°, которые выбраны на основании анализа корреляционных матриц, полученных в рамках теории Ми путем независимых вариаций микрофизических параметров эритроцитов в диапазонах, взятых из литературных данных.

Предложен способ повышения чувствительности зондирования слоя крови поляризованным лазерным излучением. Экспериментально определены оптимальные условия зондирования ткани кровеносного сосуда линейно поляризованным лазерным излучением, при которых уменьшается его рассеяние и достигается более эффективное введение в ткань по сравнению со случаем, когда не учитывается поляризация при отражении, рассеянии и пропускании.

Проведено исследование оптических характеристик следующих биобъектов: гемоглобин, глюкоза, гемоглобин и глюкоза в физрастворе, гемоглобин + глюкоза, с целью разработки высокоточного лабораторного базисно-нефелометрического измерителя концентрации гемоглобина и глюкозы в крови человека.

Выполнено комплексное исследование по оперативной диагностике загрязнений окружающей среды. Получены и проанализированы аналитические выражения для погрешностей определения как общих, так и аэрозольных коэффициентов ослабления атмосферы при комплексном воздействии всех факторов, влияющих на интерпретацию результатов лазерно-локационных измерений и на основе этого предложены новые методики восстановления профилей оптических характеристик в условиях недостаточной априорной информации об исследуемой среде. Разработан легко автоматизируемый алгоритм определения границ и размеров неоднородностей в рассеивающих средах по результатам измерения сигналов обратного рассеяния, не требующий использования пороговых значений регистрируемых сигналов.

Для решения задачи измерения и управления каждой длиной волны генерации двухволнового лазера предложена система, в которой реализуется режим оптико-электронной рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн, а в качестве дисперсионного элемента

используется волоконный световод. Результаты математического моделирования показывают, что система чувствительна к изменению длины волны излучения одного из лазеров на 0,02 – 0,04 Å в зависимости от длины оптического волокна.

Предложены методы построения системы бесконтактного измерения амплитуды и частоты вибрации на основе полупроводникового инжекционного лазера и метод повышения точности измерения амплитуды вибраций, обеспечивающий погрешность измерений значительно лучше половины длины волны зондирующего излучения.

Для обеспечения возможности одновременного определения точного значения скорости и угла направления движения объекта в качестве источника зондирующего излучения использован инжекционный лазер, обеспечивающий одновременную генерацию излучения на двух различных оптических длинах волн. В системе опорный и измерительный лучи на длинах волн λ_1, λ_2 направляются к объекту под разными углами. В результате анализа доплеровских частот $f_{\lambda 1}$ и $f_{\lambda 2}$ можно определить как угол наклона направления движения объекта, так и точное значение скорости движения.

Предложена система определения концентрации газов в продуктах сгорания на основе пирометрического метода обработки оптического излучения с использованием в качестве зондирующего сигнала излучения самой печи. Проанализирован вклад собственного излучения газа в погрешность измерений. Показано, что использование предложенного способа построения значительно упрощает структуру измерителя и процесс измерений, делает его более дешевым, не требуя использования дорогостоящих комплектующих.

Предложен трассовый измеритель малых концентраций газов, использующий в качестве источника излучения полупроводниковый лазерный диод с асимметричной квантоворазмерной гетероструктурой, обеспечивающий генерацию на двух различных оптических длинах волн. В системе реализуется режим оптико-электронной рециркуляции одновременно на двух оптических длинах волн, что позволяет повысить точность трассовых измерений концентрации газов, а также измерять длину контролируемой трассы.

Предложена схема рефлектометра для определения качества волоконных световодов (мест микротрещин и микргоизгибов, затухания и распределения потерь вдоль линии, коэффициента обратного рассеяния, диаметра сердцевины и его флуктуаций по длине и т. д.), в котором применен метод цифрового синхронного накопления сигнала, позволяющий увеличить отношение сигнал/шум, а следовательно и

разрешающую способность прибора. Для измерения дисперсионных характеристик оптического волокна предложено использовать оптоэлетронную рециркуляцию одновременно на двух длинах волн от инжекционного лазера на асимметричной квантоворазмерной гетероструктуре.

Разработан анализатор длины волны лазерного излучения, использующий режим фотосмешения опорной и измерительной длин волн и перенос разностной частоты в низкочастотную область с дальнейшим частотным анализом.

Предложены измеритель энергетических и временных параметров оптоволоконных световодов; инфракрасный локатор для пространственного ориентирования людей с ограниченным зрением; метод контроля параметров плазменной струи при нанесении покрытий; учебно-диагностический компьютерный комплекс для медицинских целей, анализатор частотных флуктуаций лазерного излучения; модифицированный метод обратного рассеяния для оценки параметров световодов; способ лазерного контроля микроциркуляции крови в приповерхностных слоях биотканей; пульсоксиметр на светодиодах. Рассмотрены способы диагностики состояния человека по его температурному полю; методы обнаружения объектов на естественном яркостном фоне. Проведены исследования зависимости оптических потерь в волокне от дозы гамма-излучения. Предложена схема датчика гамма-излучения на основе оптического волокна. Исследовано влияние внутренних потерь на результаты измерений. Проведено численное моделирование процесса распространения коротких оптических импульсов в волокне при высокой частоте повторения. Получены оценки искажения сигнала для различных волокон (ступенчатое, градиентное) и различных видов импульсов (гауссов, прямоугольный, треугольный). Проведено численное моделирование процесса обратного рассеяния в волоконных световодах. Исследованы частотные флуктуации излучения He-Ne-лазеров.

Проанализированы способы построения угловых датчиков лазерных интерферометров; погрешности пирометрического датчика продуктов сгорания; способы построения лазерных доплеровских измерителей скорости; способы коррекции геометрических искажений в угловых сканирующих лазерных системах.

Предложены методы улучшения характеристик низкотемпературных бесконтактных термометров. Разработан и создан бесконтактный термометр с расширенными функциональными возможностями.

Предложен влагомер, использующий модифицированный корреляционный способ обработки лазерного зондирующего сигнала, удовлетворяющего требованиям, предъявляемым к погрешностям непрерывного контроля влажности.

Разработаны алгоритмы обнаружения летательных аппаратов по их инфракрасному излучению и проанализирована специфика использования лазерного канала при одновременной работе с пассивным каналом.

Предложены измеритель температуры на приборах с зарядовой связью и ИК оптоволоконный пирометр.

Разработаны способы привязки главной оптической оси пассивного оптического локатора на основе ИК линейки приемников к топографической системе координат.

Создана методика обнаружения малоразмерных объектов на фоне естественных яркостных полей для двухспектральных ИК локаторов пассивного типа.

Разработаны абсорбционные способы определения концентрации CO и NO для газоаналитических средств, использующих лазерные источники излучения среднего ИК диапазона.

Показана эффективность использования трехцветных фотоприемников и метода спектрального отношения для исключения влияния излучательной способности на результат определения температуры металлов.

Предложена дефлекторная система сканирования с варьируемым размером сканирующего пятна.

Ориентация в деятельности СНИЛ полупроводниковых лазеров на выполнение приоритетных исследований в рамках Государственных программ и проектов БРФФИ позволяет поддерживать материальную базу научной работы, стимулировать материально студентов, магистрантов, аспирантов и их научных руководителей.

Как видно из представленной таблицы, ежегодно студентами публикуется свыше тридцати статей и тезисов докладов, причем особо весомые результаты достигнуты в 2006 г., в котором студентами опубликовано 49 статей, из них 12 в журналах Республики Беларусь и зарубежных стран, и 27 тезисов докладов. За 6 последних лет студентами представлено 34 работы на Республиканский конкурс по физике, 23 из которых отмечены первой категорией. Ряд студентов стали лауреатами этого конкурса и награждены свидетельствами Совета специального фонда (24 чел.)

Активное участие студентов СНИЛ полупроводниковых лазеров в выполнении Республиканских научных программ предопределило высокие количественные показатели в период с 2001 по 2006 г., которые приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2.

Количественные показатели СНИЛ полупроводниковых лазеров в 2001–2006 гг.

год	опубл. статей	опубл. тезисов	получ. патентов	подг. отч. о НИР	предст. работ на респупл. конкурсы	итоги участия в республиканских конкурсах			получено свид. спецфонда Президента РБ
						1 степ.	2 степ.	3 степ.	
2001	18	11	1	3	6	6	–	–	4
2002	19	20	–	5	4	4	–	–	6
2003	24	6	–	2	7	4	3	–	4
2004	25	26	–	1	7	1	5	1	4
2005	16	30	–	8	4	3	1	–	1
2006	50	27	–	2	6	5	1	–	3

За высокие творческие достижения дважды своими распоряжениями №36рп от 31 января 2001 г. и №354рп от 30 декабря 2002 г. Президент Республики Беларусь утверждал решение Совета специального фонда по социальной поддержке одаренных учащихся и студентов об оказании финансовой помощи творческим объединениям образовательных учреждений, в числе которых и СНИЛ полупроводниковых лазеров Белгосуниверситета.

Таким образом, СНИЛ полупроводниковых лазеров кафедры квантовой радиофизики и оптоэлектроники стала не только базой для подготовки курсовых и дипломных работ, для проведения производственной и преддипломной практик, но и местом выполнения и написания магистерских и кандидатских диссертаций. Так, с 1997 г. в СНИЛ подготовлено и защищено 16 магистерских диссертаций, 10 членов СНИЛ стали кандидатами наук, из них 5 диссертационных работ подготовлено в СНИЛ полупроводниковых лазеров.

2. ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В InAs ФЕМТОСЕКУНДНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ*

2.1. Основные экспериментальные и теоретические результаты

Терагерцовым (ТГц) называют электромагнитное излучение в диапазоне частот от 0.1 ТГц до 10 ТГц. Использование излучения этого диапазона перспективно при таких применениях, как идентификация химических веществ, не ионизирующее воздействие на биологические объекты, спектроскопия газов.

В настоящее время ни один из существующих источников ТГц-излучения (квантово-каскадные лазеры; методы генерации, использующие фемтосекундные лазерные импульсы; лазеры на свободных электронах) не отвечает одновременно требованиям перекрытия всего частотного диапазона, высокой когерентности, дешевизны. В данной работе рассматривается метод генерации излучения ТГц-диапазона, основанный на облучении полупроводников лазерными импульсами с длительностью в несколько десятков фемтосекунд. В результате может быть получено излучение с частотой плазменных осцилляций, которая составляет несколько единиц терагерц, что недостижимо в настоящий момент для квантово-каскадных лазеров. Впервые данный метод был предложен Жангом (*Zhang*) и др. [2] в 1990 г. Позже этой же научной группой было сообщено об увеличении эффективности ТГц-генерации при помещении полупроводника во внешнее магнитное поле [3]. В дальнейших исследованиях различных авторов изучались закономерности влияния параметров фемтосекундных импульсов накачки на ТГц-генерацию, зависимость интенсивности ТГц-излучения от индукции внешнего магнитного поля для различных полупроводников. В работах [4-6] было показано, что зависимость мощности ТГц-излучения от индукции магнитного поля для InAs – полупроводника, от которого получены ТГц-импульсы наибольшей интенсивности, а также InSb имеет немонотонный вид: первоначальное возрастание при увеличении магнитного поля сменяется насыщением,

* Работа на республиканском конкурсе по физике 2006 г. отнесена к первой категории

далее – убыванием, после чего, в достаточно сильных магнитных полях ~6 Тл вновь начинается рост. Авторами в [4] указывается на отсутствие объяснения поведения данной зависимости после насыщения. Целью настоящей работы являлось построение модели на основе уравнений кинетики для субпикосекундной динамики процессов в InAs, позволяющей объяснить данную немонотонность.

В работе [2] поверхность полупроводника облучалась сверхкороткими лазерными импульсами с длительностью 70 фс, генерируемыми лазером на красителе. В результате было получено ТГц-излучение как в области, прилежащей к облучаемой поверхности полупроводника, так и с его противоположной стороны. Ширина спектра составила более 1 ТГц. В работе исследовались полупроводниковые кристаллы групп III-V, II-VI и IV. Наиболее интенсивный сигнал был получен от фосфата индия. Указывается, что ТГц-излучение формируется в результате импульса тока фотовозбужденных носителей, обусловленного встроенным приповерхностным полем. Отмечается, что время возрастания фототока порядка длительности импульса накачки, а время убывания приблизительно равно времени пролета фотовозбужденными носителями области приповерхностного поля. Кроме того, регистрируемое излучение являлось линейно поляризованным, что может быть показано на основе простейшей дипольной модели. В работе также была измерена зависимость интенсивности ТГц-излучения от степени легирования GaAs. Показано, что для концентраций примеси от 10^{14} см$^{-3}$ до 10^{16} см$^{-3}$ интенсивность ТГц излучения возрастает, что может быть объяснено увеличением фототока. Однако при дальнейшем увеличении концентрации легирующей примеси интенсивность излучения падает из-за возрастающего его поглощения полупроводником.

Авторы [7] более подробно проанализировали причины возникновения ТГц-импульсов при фемтосекундном облучении. Построен график зависимости амплитуды поля ТГц-излучения от энергии кванта накачки. Показано, что в случае превышения энергией кванта лазерного излучения ширины запрещенной зоны может быть получено значительно (~ в 2 раза) более мощное излучение, обусловленное импульсом тока фотовозбужденных носителей, чем излучение, генерируемое за счет эффекта оптического выпрямления, который является главным механизмом генерации ТГц-импульсов, когда энергия кванта накачки меньше ширины запрещенной зоны. Далее было показано, что импульсы излучения для *p*- и *n*- GaAs и GaSb имеют различную полярность, что обусловлено противоположными направлениями приповерхностного поля при *p*- и *n*- легировании [8].

Была исследована генерация излучения с использованием барьера Шоттки Au/GaAs. В результате анализа температурных зависимостей интенсивности ТГц-излучения установлено, что с уменьшением температуры интенсивность ТГц-излучения существенно возрастает. Причем это возрастание значительно больше в узкозонных полупроводниках, чем в широкозонных. Например при уменьшении температуры от 280 К до 80 К энергия ТГц-импульса из InSb (ширина запрещенной зоны 0.17 эВ) возрастает в 21 раз, в то время как энергия излучения из GaAs (ширина запрещенной зоны 1.42 эВ) возрастает лишь в 3.4 раза. Данный эффект объясняется более сильным увеличением ширины обедненного слоя с уменьшением температуры в узкозонных полупроводниках по сравнению с широкозонными. В работе указано на периодическое изменение энергии терагерцового излучения из кристаллов типа цинковой обманки при поворотах их относительно оси <111>.

Впервые об увеличении интенсивности ТГц-излучения при помещении образца в магнитное поле сообщается в работе [3]. В экспериментах использовался GaAs и достаточно слабые поля (до 0.32 Тл). Было показано, что при приложении магнитного поля параллельно поверхности полупроводника он излучает в направлении, перпендикулярном к поверхности, чего не происходит в отсутствие магнитного поля. Зависимость пикового значения ТГц-импульса от индукции магнитного поля была линейной. Кроме того, на примерах GaAs и CdTe было показано, что в случае, когда энергия кванта накачки меньше ширины запрещенной зоны, магнитное поле не оказывает влияния на терагерцовую генерацию, которая в данном случае осуществляется за счет оптического выпрямления. Таким образом, было сделано заключение, что влияние магнитного поля на ТГц-генерацию заключается в появлении холловской компоненты тока фотовозбужденных носителей, разгоняемых встроенным приповерхностным полем, которая обуславливает поворот излучающего диполя и изменение частоты колебаний.

Теоретически рассмотрена одномерная аналитическая квантовомеханическая модель излучения в GaAs и InP при наличии постоянного электрического поля [9]. Анализируется генерация ТГц-импульсов как за счет оптического выпрямления, так и вследствие сверхбыстрого импульса тока фотовозбужденных носителей. Модель была построена для динамики ТГц-излучения лишь в течение очень коротких (до 300 фс) промежутков времени после фотовозбуждения. Временной профиль импульса накачки принимался гауссовым.

Показано, что при приложении внешнего электрического поля с напряженностью менее 1 кВ/см после окончания импульса накачки происходит смена направления фототока, чего не наблюдается при более сильных внешних полях. Построены временные зависимости ТГц-импульса.

Экспериментальный анализ генерации суммарной и разностной гармоник при фемтосекундном облучении в GaAs, InP, CdTe и в InGaAs/GaAs сверхрешетке был проведен в работе [10]. При поворотах кристаллов GaAs и CdTe относительно осей <111> была получена гармоническая зависимость интенсивности принимаемого излучения от угла поворота. Причем интенсивность ТГц-импульса обладала симметрией 3-го порядка, а интенсивность второй гармоники – 6-го.

Исследовались зависимость ТГц-излучения от индукции приложенного к образцу магнитного поля, спектры ТГц-излучения и зависимость его интенсивности от поверхностной плотности излучения накачки [11]. Образцы InAs и GaAs помещались в магнитное поле, составляющее угол в 45° с поверхностью, детектирование производилось в плоскости, параллельной вектору индукции. Длина волны лазерного излучения составляла 800 нм. Была получена квадратичная зависимость интенсивности ТГц-излучения от энергии накачки для InAs и близкая к квадратичной зависимость для GaAs. При включении магнитного поля мощность ТГц-излучения из InAs существенно увеличивалась: с 10мкВт в отсутствие поля до 650 мкВт при B=1.7 Тл. При изменении магнитной индукции от 0.6 Тл до 1.7 Тл наблюдалась квадратичная зависимость мощности ТГц-импульса от магнитного поля. На рис. 2.1. представлены полученные в данной работе спектры излучения от InAs при индукции магнитного поля *B*=1.7 Тл. Видно, что ТГц-излучение занимает интервал от ~0.5 ТГц до ~2 ТГц, причем спектр компоненты поля, параллельной плоскости возбуждения и регистрации, является более широким, чем компоненты, перпендикулярной этой плоскости. Наличие узких минимумов в спектрах, как отмечают авторы, объясняется поглощением ТГц-излучения водяными парами.

Исследованы зависимости спектра ТГц-излучения, генерируемого InAs, от линейной частотной модуляции (chirp) и длительности фемтосекундных импульсов накачки [12]. В эксперименте использовался образец нелегированного InAs, вырезанный в плоскости (100). Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости возбуждения и регистрации. Отмечается, что детектируемое излучение линейно поляризовано. Указывается, что увеличение длительности импульса накачки приводит к уменьшению центральной частоты ТГц-

излучения и его мощности. Кроме того, использование положительной линейной частотной модуляции (positive chirp) импульса накачки (частота импульса увеличивается), приводило к более высоким значениям мощности и частоты ТГц-излучения, чем использование отрицательной линейной частотной модуляции (negative chirp), когда

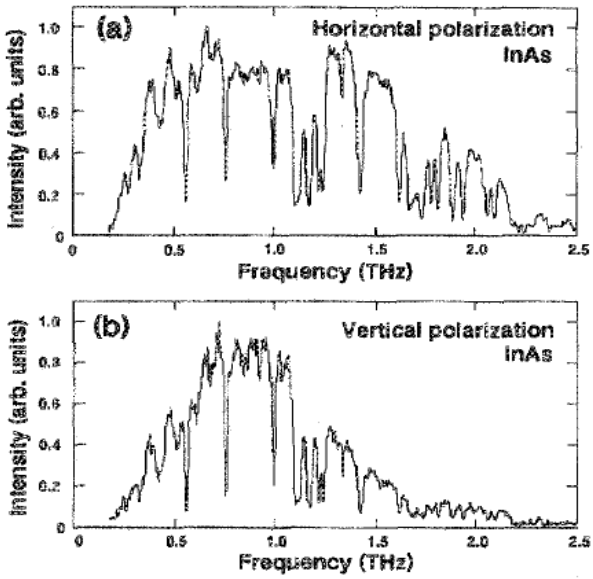


Рис. 2.1. Спектры излучения из InAs при *B*=1.7 Тл [11]: (a) – поляризация в плоскости возбуждения и детектирования, (b) – перпендикулярно этой плоскости.

частота импульса накачки уменьшается. Как и в [11], в данной работе отмечается существенное увеличение энергии ТГц-излучения (в десятки раз) при увеличении индукции магнитного поля (рис. 2.2.).

Результаты исследования генерации ТГц-излучения из InAs, помещенного в магнитное поле, индукция которого достигает значений в 8 Тл, приведены в [13]. Образец *n*-InAs помещался в магнитное поле, лежащее в плоскости регистрации и детектирования и направленное под углом в 45° к поверхности. Отмечается, что детектируемое ТГц-излучение имеет эллиптическую поляризацию. При этом после выключения магнитного поля оно становится линейно поляризованным. Измерения мощности ТГц-импульса в зависимости от магнитного поля показали отсутствие какого-либо насыщения как для компоненты излучения, поляризованной в плоскости регистрации и детектирования (*TM*-поляризация), так и для составляющей, поляризованной перпендикулярно данной плоскости (*TE*-поляризация). Указывается также, что *TM*-поляризованная составляющая не изменяет своего знака и формы при изменении направления магнитного поля на

противоположное, в то время как *TE*-поляризованная составляющая изменяет свой знак.

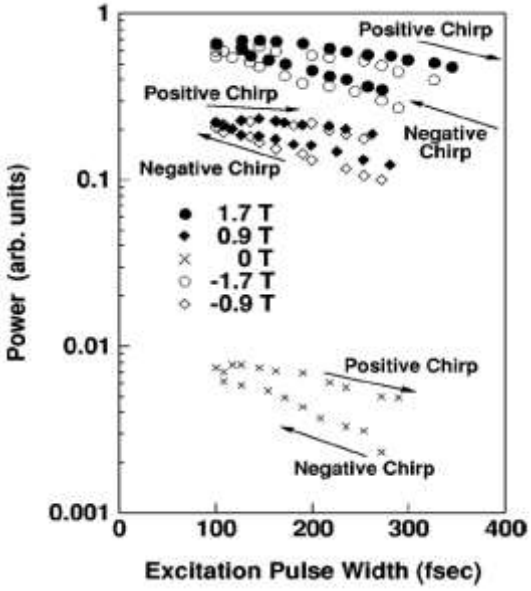


Рис. 2.2. Зависимость мощности ТГц-излучения от длительности импульса накачки для различных значений магнитного поля [12].

При проведении измерений зависимости энергии ТГц-импульса от внешнего магнитного поля для GaAs, GaSb, InAs, InSb, InP вектор индукции направлялся перпендикулярно плоскости возбуждения и регистрации и изменялся от 0 до 1.4 Тл [14]. Все зависимости оказались близкими к квадратичной. Отмечается, что основной причиной существенного усиления ТГц-генерации в магнитном поле является поворот излучающего диполя, который при B=0 перпендикулярен поверхности полупроводника, а не изменение частоты плазменных колебаний, обусловленное наличием магнитного поля [15]. При этом важным является то, что полупроводники GaSb, InP, GaAs, InAs, InSb, наиболее часто используемые в рассматриваемых экспериментах, имеют большой показатель преломления в ТГц-области (n>3.5), в результате чего даже появление не очень значительной холловской компоненты тока в достаточно слабых магнитных полях (≤1 Тл) может в несколько раз увеличить энергию ТГц-излучения, выходящего из полупроводника.

Теоретическая работа [16] отражает результаты моделирования методом Монте-Карло субпикосекундной динамики носителей в InAs и GaAs в присутствии магнитного поля, вектор индукции которого лежит в плоскости наблюдения и регистрации и направлен под углом в 45° к

поверхности полупроводника. Профиль лазерного пучка накачки принимался гауссовым. Анизотропия начального распределения носителей по квазиимпульсам не учитывалась. Отмечается, что GaAs в равновесном состоянии обладает достаточно большим слоем со встроенным электрическим полем (~0.55 мкм), который обеднен электронами. В то же время у InAs такой слой является обогащенным и имеет значительно меньшие размеры (~0.03 мкм). В связи с этим авторами указывается, что основную роль в формировании сверхбыстрого импульса фототока в GaAs играет встроенное приповерхностное электрическое поле, в то время как в InAs основным механизмом данного явления является эффект Дембера.

Измерения зависимости мощности ТГц-излучения в InAs от внешнего магнитного поля вплоть до значений B=14 Тл были проведены в [4] с вектором индукции, перпендикулярным плоскости детектирования и возбуждения. Результаты этих измерений приведены на рис. 2.3. Видно, что интенсивность ТГц-излучения зависит от индукции магнитного поля немонотонно: при увеличении магнитного поля от 0 Тл до ~3Тл интенсивность ТГц-излучения увеличивается квадратично от B. Далее эта зависимость переходит в насыщение, которое затем сменяется убыванием, а по достижении некоторого минимального значения, которое различается для двух противоположных направлений магнитного поля, снова начинается рост. Авторы предлагают два возможных объяснения данного эффекта: необходимость последовательного учета движения всех носителей заряда (электронов, легких, тяжелых и отщепленных дырок), а также учет изменения диэлектрической проницаемости InAs в магнитном поле. Далее той же научной группой были опубликованы результаты аналогичных измерений с InSb [5]. Получены похожие немонотонные зависимости. Авторами были продолжены исследования зависимости энергии ТГц-излучения из InAs от индукции магнитного поля при различной поверхностной плотности энергии излучения накачки [6]. На рис. 2.4. приведены зависимости степени увеличения интенсивности ТГц-излучения в магнитном поле от величины индукции, когда поверхностная плотность энергии накачки изменяется от 0.06 мкДж/см^2 до 8.5 мкДж/ см^2. Видно, что с ее ростом магнитное поле вызывает все более слабое усиление ТГц-излучения. Таким образом, только при малых плотностях энергии накачки (менее 0.1 мкДж/см^2), когда, как указывают авторы, существенное влияние на динамику процессов в InAs оказывает встроенное приповерхностное поле, использование магнитного поля дает увеличение ТГц-излучения более чем в десять раз, как это можно видеть

из рис. 2.4. В работе отмечается, что при увеличении плотности энергии накачки рост мощности ТГц-излучения сменяется насыщением.

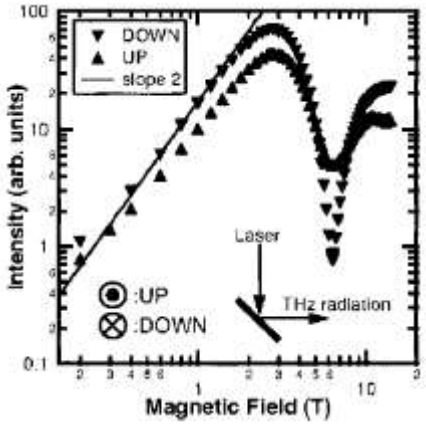


Рис. 2.3. Зависимость интенсивности ТГц-излучения от индукции магнитного поля [4].

Построена аналитическая модель субпикосекундной динамики процессов транспорта носителей при фемтосекундном лазерном возбуждении GaAs в геометрии, когда магнитное поле параллельно поверхности и лежит в плоскости возбуждения и детектирования [17]. В основе модели содержится представление групп равновесных и фотовозбужденных электронов в виде единого ансамбля с одинаковыми эффективными массами и временами импульсной релаксации. Данное приближение является применимым к GaAs, т.к. вследствие широкозонности этого полупроводника энергия фотовозбужденных электронов невелика. В то же время для узкозонных полупроводников, как InAs, подобная модель не будет применимой и необходимо рассматривать отдельно ансамбли фотовозбужденных и равновесных электронов, взаимодействующих через самосогласованное поле [17]. Кроме аналитической модели, основанной на уравнениях гидродинамики, приведены результаты моделирования методом Монте-Карло. Показано, что частота ТГц-излучения является частотой верхнего гибридного резонанса для электронов. Объяснен квадратичный рост по магнитному полю энергии ТГц-импульса и достижение насыщения.

Подобный подход использовался также в работе [18], где изложены результаты моделирования методом Монте-Карло и построена аналитическая модель эффекта Дембера и генерации ТГц-излучения в InAs на основе кинетического уравнения. Указывается, что существенную роль в формировании фотоэдс в течение нескольких сотен

фемтосекунд после накачки играет так называемый реактивный механизм ее формирования [19], обусловленный отражением носителей

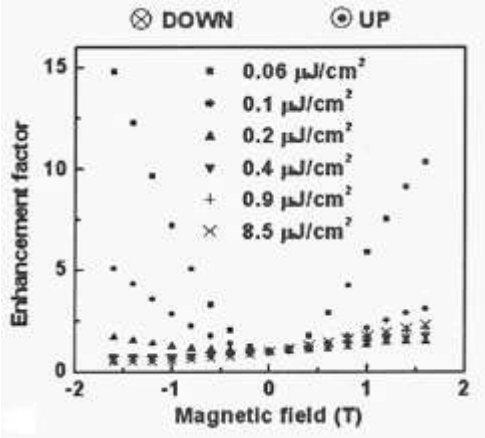


Рис. 2.4. Зависимость степени увеличения интенсивности ТГц-излучения в от индукции магнитного поля [6].

от границы полупроводника. При плотности энергии накачки свыше 10 мкДж/см^2 получено насыщение для мощности ТГц-импульса. Приведены также временные зависимости поля ТГц-импульса и его спектр.

Таким образом, основными механизмами генерации сверхкоротких импульсов ТГц-диапазона при облучении полупроводников фемтосекундным лазерным излучением являются осцилляции фототока и эффект оптического выпрямления. В свою очередь импульс фототока может быть обусловлен как действием встроенного приповерхностного поля на фотовозбужденные носители, так и отражением носителей от границы полупроводника и дальнейшим разделением электронов и дырок вследствие сильного различия в их эффективных массах [18]. Помещение образца в магнитное поле существенно усиливает ТГц-генерацию главным образом за счет поворота излучающего диполя.

2.2. Анализ субпикосекундной динамики движения фотовозбужденных и темновых электронов при воздействии на InAs сверхкоротких импульсов лазерного излучения

2.2.1. Основные положения модели

В настоящей работе рассматривается генерация ТГц-излучения из InAs, обусловленная лишь импульсом фототока, возникающим при сверхбыстром перераспределении фотовозбужденных носителей в приповерхностной области образца. В то же время не учитывается генерация, обусловленная эффектом оптического выпрямления. Такое

приближение является вполне применимым, поскольку, как указывают авторы [6] для InAs, вырезанного в плоскости (100), вклад эффекта оптического выпрямления не превышает 6%. Как отмечается в [16, 18] фототок в InAs после фемтосекундного фотовозбуждения возникает при пространственном разделении фотовозбужденных электронов и дырок, движущихся с разной скоростью от освещаемой поверхности вглубь образца, в то время как область встроенного приповерхностного поля практически не оказывает влияния на его формирование вследствие малости ее длины (0.03 мкм [16]) по сравнению с длиной свободного пробега электронов. В условиях квазистационарного возбуждения разделение фотоносителей происходит диффузионным образом и соответствующий механизм формирования фотоэдс известен как эффект Дембера.

В рассматриваемом нами случае узкозонного полупроводника InAs, возбуждаемого фемтосекундным лазерным излучением, сверхбыстрый импульс фототока формируется в квазибаллистическом режиме, а возникающая при этом фотоэдс называется реактивной [18, 19]. В отличие от диффузионной, реактивная фотоэдс возникает при пространственном разделении фотовозбужденных носителей, отраженных от поверхности и двигающихся бесстолкновительно вглубь полупроводника.

Импульс фототока, индуцируемый фемтосекундным лазерным излучением, при отсутствии внешнего магнитного поля направлен перпендикулярно поверхности полупроводника. Вследствие большого показателя преломления образца основная доля испускаемого дипольного излучения испытывает полное внутреннее отражение. Прикладывая параллельно поверхности образца магнитное поле, можно повернуть излучающий диполь в холловском направлении и значительно увеличить эффективность терагерцовой генерации [3-6, 11, 13-17].

В настоящей работе для описания терагерцовой генерации в InAs в магнитном поле используется кинетический подход, причем равновесные и фотовозбужденные электроны описываются как две группы носителей с разными, но постоянными в пределах каждой группы эффективными массами и временами импульсной релаксации [18]. Будем рассматривать взаимодействие между этими ансамблями через создаваемое ими самосогласованное электрическое поле. Движение дырок не учитывается, т.к. они имеют большую эффективную массу $m_h = 0.4m_0$ [16], где m_0 – масса свободного электрона.

2.2.2. Динамика движения темновых электронов

Для описания движения темновых электронов воспользуемся кинетическим уравнением (ось *ox* направлена вглубь полупроводника, магнитное поле **B** направлено вдоль оси *oy*):

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v_p}\nabla f + \mathbf{F}\frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = I[f], \qquad (2.1)$$

где $f(\mathbf{p},\mathbf{r},t)$ – функция распределения электронов, $I[f]$ – интеграл столкновений, $\mathbf{v_p}$ – скорость электрона с квазиимпульсом **p**, $\mathbf{F} = -e\mathbf{E} - \frac{e}{c}\left[\mathbf{v_p}\times\mathbf{B}\right]$ – сила, действующая на электрон, где *c* – скорость света, $\mathbf{E}(x,t)$ – напряженность самосогласованного электрического поля. Самосогласованное электрическое поле, возникающее при пространственном разделении фотовозбужденных носителей, предполагается направленным перпендикулярно освещаемой поверхности. Данное условие выполняется, поскольку при однородном в плоскости *yz* фотовозбуждении (широкоапертурный лазерный пучок) можно пренебречь поперечной его компонентой.

Представляя функцию распределения в виде суммы равновесной и неравновесной частей $f(\mathbf{p},\mathbf{r},t) = f_0(p) + f_1(\mathbf{p},\mathbf{r},t)$, где $f_0(p)$ – функция распределения Ферми-Дирака, и ограничиваясь линейным приближением по электрическому полю, получаем уравнение:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} - eE_x\frac{\partial f_0}{\partial p_x} + \frac{ev_{p_z}B}{c}\frac{\partial f_1}{\partial p_x} - \frac{ev_{p_x}B}{c}\frac{\partial f_1}{\partial p_z} + \frac{f_1}{\tau_e} = 0. \qquad (2.2)$$

Рассеяние темновых электронов предполагалось квазиупругим и для интеграла столкновений использовалось приближение времени релаксации (τ_e – время релаксации темновых электронов по импульсу). Решением (2.2) является:

$$f_1(\mathbf{p},x,t) = e^{-\frac{t}{\tau_e}}\frac{\partial f_0}{\partial E}\frac{e}{m_e}\int_0^t e^{\frac{t'}{\tau_e}}E_x(x,t')(p_x\cos\omega_{ce}(t'-t) + p_z\sin\omega_{ce}(t'-t))dt', \qquad (2.3)$$

где m_e – эффективная масса темновых электронов, которые находятся на дне зоны проводимости; $\omega_{ce} = eB/m_e c$ – их циклотронная частота; $\frac{\partial f_0}{\partial E}$ – производная от равновесной части функции распределения по энергии. Тогда, используя соотношение:

$$\int_0^\infty f_0(E)\sqrt{E}dE = \frac{(2\pi\hbar)^3 n_e}{8\pi\sqrt{2}\,m_e\sqrt{m_e}}, \qquad (2.4)$$

где n_e – концентрация темновых электронов, для x- и z-компонент плотности тока находим следующие выражения [20-23]:

$$\begin{pmatrix} j_{ex} \\ j_{ez} \end{pmatrix} = \frac{\varepsilon\omega_{pe}^2}{4\pi}\int_0^t e^{-\frac{t-t'}{\tau_e}} E_x(x,t')\begin{pmatrix} \cos(\omega_{ce}(t-t')) \\ -\sin(\omega_{ce}(t-t')) \end{pmatrix} dt' . \qquad (2.5)$$

Здесь $\omega_{pe} = (4\pi N_d e^2 / m_e\varepsilon)^{1/2}$ – плазменная частота темновых электронов, ε – диэлектрическая проницаемость кристалла, N_d – концентрация донорной примеси. При выводе (2.5) предполагалось, что электрическое поле слабо изменяется на длине свободного пробега темновых электронов.

2.2.3. Динамика движения фотовозбужденных электронов

Представим функцию распределения фотоэлектронов в виде ряда по сферическим функциям, ограничиваясь первыми двумя членами разложения, которые представляют собой симметричную $f_0(p,\mathbf{r},t)$ и антисимметричную $f_1(\mathbf{p},\mathbf{r},t)$ по квазиимпульсу функции:

$$f(\mathbf{p},\mathbf{r},t) = f_0(p,\mathbf{r},t) + f_1(\mathbf{p},\mathbf{r},t). \qquad (2.6)$$

При возбуждении узкозонного InAs фемтосекундным лазерным излучением с длиной волны 800 нм электроны забрасываются высоко в зону проводимости и, соответственно, обладают кинетической энергией (~ 1 эВ), которая в десятки раз превышает среднюю энергию равновесных электронов. Данное обстоятельство позволяет не учитывать влияние электрического поля на движение фотоэлектронов, а также пренебречь их энергетической релаксацией. Группируя симметричные и антисимметричные по квазиимпульсу члены в кинетическом уравнении и приравнивая их к нулю по отдельности, получим систему уравнений:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial f_0}{\partial t} + v_{\mathbf{p}_x}\dfrac{\partial f_1}{\partial x} = 0, \\ \dfrac{\partial f_1}{\partial t} + v_{\mathbf{p}_x}\dfrac{\partial f_0}{\partial x} - \dfrac{e}{c}\left[\mathbf{v}_\mathbf{p} \times \mathbf{B}\right]\dfrac{\partial f_1}{\partial \mathbf{p}} = -\dfrac{f_1}{\tau_p}, \end{cases} \qquad (2.7)$$

где τ_p – время релаксации по импульсу для фотоэлектронов. Здесь учтено, что интеграл столкновений для $f_0(p,\mathbf{r},t)$ обращается в нуль [24]. Представим антисимметричную по квазиимпульсу часть функции распределения в виде $f_1 = f_{1x}p_x + f_{1z}p_z$. Умножая второе уравнение из (2.7) на p_x и p_z поочередно и интегрируя по углам в сферической системе координат в пространстве квазиимпульсов с осью, направленной вдоль ox, получим систему уравнений [21-23]:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial f_0}{\partial t} + v_{\mathbf{p}x} \dfrac{\partial}{\partial x}\left(f_{1x} p_x + f_{1z} p_z \right) = 0, \\ \dfrac{\partial f_{1x}}{\partial t} - \omega_{cp} f_{1z} + \dfrac{f_{1x}}{\tau_p} = -\dfrac{1}{m_p} \dfrac{\partial f_0}{\partial x}, \\ \dfrac{\partial f_{1z}}{\partial t} + \omega_{cp} f_{1x} + \dfrac{f_{1z}}{\tau_p} = 0. \end{cases} \tag{2.8}$$

Здесь $\omega_{cp} = eB / m_p c$ – циклотронная частота для фотоэлектронов, m_p – их эффективная масса, которая определяется из соотношения $\dfrac{1}{m_p} = \dfrac{\mathbf{p}}{p^2} \dfrac{\partial E_{\mathbf{p}}}{\partial \mathbf{p}} = \dfrac{\mathbf{v}_{\mathbf{p}} \mathbf{p}}{p^2}$, где $E_{\mathbf{p}}$ – энергия фотоэлектрона в зависимости от его квазиимпульса.

Поскольку длительность лазерного импульса накачки, которая составляет несколько десятков фемтосекунд, обычно существенно меньше времени, в течение которого продолжаются плазменные осцилляции с терагерцовыми частотами (~ 1.5 пс), то импульс накачки принимался мгновенным и происходящим в момент времени t=0, тогда граничные и начальные условия для (2.8) могут быть записаны в виде:

$$f_0(p, x, t = 0) = \frac{\alpha W \exp(-\alpha x) \delta(E_0 - E_{\mathbf{p}})}{\hbar\omega g\left(E_0\right)}, \tag{2.9}$$

$$f_1(\mathbf{p}, x, t = 0) = 0, \qquad f_1(\mathbf{p}, x = 0, t) = 0.$$

Здесь $g(E_0)$ – плотность квантовых состояний для энергии E_0, которую имеют фотоэлектроны сразу же после возбуждения, W – плотность энергии возбуждающего импульса, $\hbar\omega$ – энергия кванта накачки лазерного импульса, α – коэффициент поглощения лазерного излучения.

Система уравнений (2.9) не может быть решена аналитически в общем виде. В данной модели она решалась в первом приближении по магнитному полю, когда в первых двух уравнениях (2.9) можно пренебречь f_{1z}. Тогда для интеграла от x-компоненты плотности тока фотоэлектронов по глубине $G(t) = \dfrac{4\pi}{\varepsilon} \int\limits_0^\infty j_{px}\left(x, t\right) dx$ получим:

$$G(t) = -\frac{4\pi e\alpha W \exp(-\frac{t}{2\tau_p})}{\varepsilon\eta\omega v_0}\int_0^{v_0} dv_x \frac{v_x^2}{\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}}} \times$$

$$\left(sh\left(t\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}} \right) - \alpha v_x \int_0^t I_0\left(\frac{t'}{2\tau_p} \right) \times sh\left((t-t')\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}} \right) dt' \right), \tag{2.10}$$

где $I_0\left(\frac{t'}{2\tau_p}\right)$ – функция Бесселя комплексного аргумента, v_0 – значение начальной скорости фотоэлектронов.

2.2.4. Основные закономерности формирования фотоэдс

Интегрируя по x уравнение для самосогласованного электрического поля:

$$\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial E_x}{\partial t} + j_{ex}(x,t) + j_{px}(x,t) = 0 \tag{2.11}$$

и подставляя выражение для x-компоненты плотности тока темновых электронов (2.5), получим уравнение для фотоэдс $\varphi_s = \int_0^\infty E_x dx$:

$$\frac{d\varphi_s}{dt} + \omega_{pe}^2 \int_0^t e^{\frac{t'-t}{\tau_e}} \varphi_s(t') \cos\omega_{ce}(t'-t) dt' + \frac{4\pi}{\varepsilon}\int_0^\infty j_{px}(x,t)\, dx = 0. \tag{2.12}$$

Решая его методом Лапласа, получим выражение для фотоэдс в виде свертки [23]:

$$\varphi_s(t) = -\int_0^t G(t-t') f(t') dt' . \tag{2.13}$$

Здесь

$$f(t) = e^{-\frac{t}{\tau_e}} \left\{ \frac{s_1^2 + \omega_{ce}^2}{(s_1 - s_2)(s_1 - s_3)} e^{s_1 t} + \frac{s_2^2 + \omega_{ce}^2}{(s_2 - s_1)(s_2 - s_3)} e^{s_2 t} + \right.$$
$$\left. + \frac{s_3^2 + \omega_{ce}^2}{(s_3 - s_1)(s_3 - s_2)} e^{s_3 t} \right\}, \tag{2.14}$$

где s_1, s_2, s_3 – корни уравнения:

$$s^3 - \frac{s^2}{\tau_e} + s\omega_{he}^2 - \frac{\omega_{ce}^2}{\tau_e} = 0. \tag{2.15}$$

$\omega_{he} = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2}$ – частота верхнего гибридного резонанса темновых электронов. Для получения временной зависимости $\varphi_s(t)$ интеграл (2.13)

рассчитывался численно с использованием полиномиальной аппроксимации для выражения (2.10). Были использованы следующие значения параметров: $\eta\omega$=1.55 эВ, ω_{pe}=1.3*10^{13} с$^{-1}$, v_0=1.63*10^8 см/с, W=0.2 мкДж/см^2, α=7.8*10^4 см$^{-1}$; m_e =0.022m_0, ε=15.5 [16]; τ_p=100 фс, τ_e=300 фс [18]. Для расчета эффективной массы фотоэлектронов в InAs, возбуждаемых излучением с энергией кванта $h\omega$=1.55 эВ, использовалась кейновская модель закона дисперсии $E(p)=\frac{1}{2\alpha}\left(\sqrt{1+\frac{2\alpha p^2}{m_g}}-1\right)$, где константа непараболичности для InAs $\alpha=1.4$ эВ$^{-1}$, $m_g=0.022m_0$ – эффективная масса на дне Г-долины зоны проводимости. При этом учитывалось то, что часть энергии кванта накачки превратится в кинетическую энергию дырки с эффективной массой $m_h=0.4m_0$. Тогда m_p=0.087m_0.

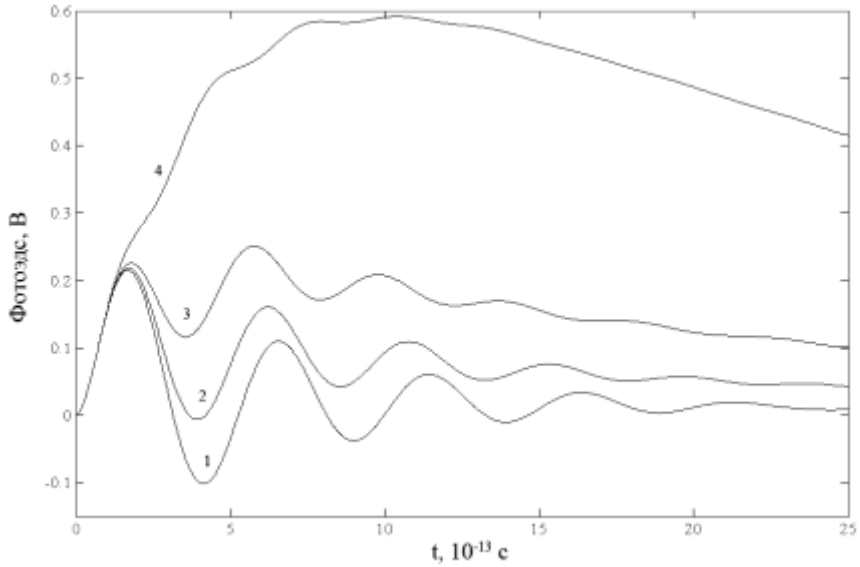


Рис. 2.5. Временные зависимости фотоэдс.
Линия 1 соответствует B=0 Тл, 2 – B=0.6 Тл, 3 – B=1 Тл, 4 – B=2 Тл.

На рис. 2.5. представлены временные зависимости фотоэдс для различных значений индукции магнитного поля. Можно видеть, что в первые несколько сот фемтосекунд после фотовозбуждения магнитное поле практически не влияет на её формирование. В области слабых магнитных полей (≤1 Тл) частота осцилляций совпадает с частотой верхнего гибридного резонанса темновых электронов, что следует из (2.14), если в (2.15) пренебречь $\frac{\omega_{ce}^2}{\tau_e}$. Из расчетов следует, что магнитное поле приводит к довольно значительному увеличению фотоэдс. Данный

эффект связан с уменьшением вклада темновых электронов в экранирование электрического поля. Величина фотоэдс в максимуме может достигать довольно больших значений (~1В), намного превышающих фотоэдс для квазистационарного эффекта Дембера. С увеличением магнитного поля осцилляции уменьшаются.

2.2.5. Генерация терагерцового излучения

В дипольном приближении в волновой зоне электрическое поле, генерируемое фототоком, может быть представлено в виде:

$$\mathbf{E} = \frac{S}{c^2 R}\frac{d}{dt}\left[\int_0^\infty dx[[\mathbf{j}\times\mathbf{n}]\times\mathbf{n}]\right]. \qquad (2.16)$$

Здесь S – площадь возбуждаемого лазерным излучением пятна, R – расстояние от точки наблюдения до излучающей области, **n**– единичный вектор, задающий направление на точку наблюдения, **j**– плотность тока. В данной модели размеры излучающей области считались малыми по сравнению с длиной волны терагерцового излучения, что позволяет ограничится приближением волновой зоны и значительно упростить модель. Тем не менее в большинстве экспериментов [6, 12] площадь излучающей области составляет ~1 см^2. Однако, как будет показано в дальнейшем, данная модель может быть использована для объяснения некоторых явлений, наблюдающихся в экспериментах.

Электрическое поле в плоскости *xoz*, перпендикулярной магнитному полю, определяется выражением:

$$\mathbf{E} = \frac{S}{c^2 R}\left(\hat{i}\sin\theta - \hat{k}\cos\theta\right)\left\{\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{d^2\varphi_s}{dt^2}\sin\theta + \cos\theta\frac{d}{dt}\int_0^\infty dx\left(j_{pz} + j_{ez}\right)\right\}, \qquad (2.17)$$

где $\hat{k}$, $\hat{i}$ – единичные векторы вдоль осей *oz* и *ox* соответственно, θ – угол между осью *ox* и направлением вектора **n**. Таким образом, излучение в данной плоскости является линейно поляризованным. Из-за большого значения показателя преломления InAs в терагерцовой области (n≈3.6 [15]) при детектировании излучения под углом в 45° к нормали к поверхности полупроводника, что осуществлялось в работах [4, 5, 12], $|\cos\theta| \approx 0.98$, $|\sin\theta| \approx 0.2$. Т.е. наличие холловской компоненты плотности тока существенно увеличивает мощность терагерцового излучения.

Поле ТГц-импульса в плоскости *xoy* дается выражением:

$$\mathbf{E} = \frac{S}{c^2 R}\left\{\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{d^2\varphi_s}{dt^2}\left(\hat{i}\sin^2\theta - \hat{j}\frac{\sin 2\theta}{2}\right) - \hat{k}\frac{d}{dt}\int_0^\infty dx\left(j_{pz} + j_{ez}\right)\right\}, \qquad (2.18)$$

где $\$$ – единичный вектор вдоль оси *oy*. Как видно, излучение, регистрируемое в данной плоскости, будет эллиптически поляризованным.

Для нахождения вклада в излучение *x*-компоненты плотности тока темновых и фотоэлектронов использовалось численное дифференцирование $\varphi_s(t)$ по времени. Интеграл по координате от холловской компоненты тока темновых электронов $\int_0^\infty j_{ez}(x,t)dx$ может быть представлен в виде свертки [23]:

$$\int_0^\infty j_{ez}(x,t)dx = \frac{\varepsilon}{4\pi}\omega_{pe}^2\omega_{ce}\int_0^t G(t-t')q(t')dt'. \qquad (2.19)$$

Здесь аналогично (2.14):

$$q(t) = e^{-\frac{t}{\tau_e}}\left(\frac{e^{s_1 t}}{(s_1-s_2)(s_1-s_3)} + \frac{e^{s_2 t}}{(s_2-s_1)(s_2-s_3)} + \frac{e^{s_3 t}}{(s_3-s_1)(s_3-s_2)}\right). \qquad (2.20)$$

Пренебрегая для случая слабых магнитных полей ω_{ce}^2/τ_e в (2.15), можно показать, что $\frac{d}{dt}\int_0^\infty j_{ez}(x,t)dx$ осциллирует с частотой верхнего гибридного резонанса темновых электронов.

Входящий в (2.17) – (2.18) интеграл по глубине от плотности тока фотоэлектронов в холловском направлении рассчитывался с помощью 3-го уравнения (2.8) [23]:

$$\int_0^\infty j_{pz}(x,t)dx = \omega_{\text{ср}}\int_0^t e^{\frac{t'-t}{\tau_p}} P(t')dt'. \qquad (2.21)$$

Здесь введено обозначение:

$$P(t) = \frac{e\alpha W\exp(-\frac{t}{2\tau_{\text{р}}})}{2\eta\omega v_0}\int_0^{v_0} dv_x \frac{v_0^2 - v_x^2}{\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_{\text{р}}^2}}} \times$$
$$\left(sh\left(t\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}}\right) - \alpha v_x\int_0^t dt' I_0\left(\frac{t'}{2\tau_p}\right) \times sh\left((t-t')\sqrt{\alpha^2 v_x^2 + \frac{1}{4\tau_p^2}}\right)\right). \qquad (2.22)$$

На рис. 2.6. приведены рассчитанные для различных значений магнитного поля временные зависимости напряженности поля излучения в квадранте плоскости *xoz*, которому соответствуют отрицательные значения *x* и *z*, при регистрации излучения под углом в 45° к внешней нормали к поверхности полупроводника. Как и фотоэдс, при невысоких

значениях индукции магнитного поля, поле излучения осциллирует на частоте верхнего гибридного резонанса для темновых электронов. Временные зависимости начинаются не с нулевого значения, т.к. было использовано приближение мгновенности импульса накачки.

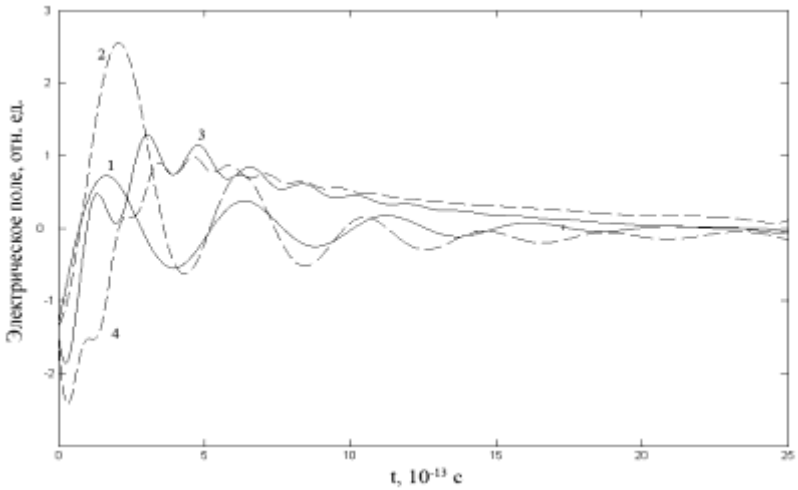


Рис. 2.6. Временные зависимости напряженности электрического поля терагерцового импульса.
Линия 1 соответствует *B*=0 Тл, 2 – *B*=1 Тл, 3 – *B*=4 Тл, 4 – *B*=6 Тл.

На рис. 2.7. представлены зависимости энергии ТГц-импульса $\sim \int_0^\infty E^2 dt$ от индукции магнитного поля при детектировании излучения под углом в 45° к внешней нормали к поверхности образца в квадрантах плоскости *xoz*, которым соответствуют положительные и отрицательные значения *z* (по терминологии [4, 6, 25] магнитное поле направлено «вниз» и «вверх» соответственно) [23]. В области слабых магнитных полей наблюдается увеличение эффективности ТГц-генерации с ростом магнитного поля, обусловленное, в первую очередь, вкладом холловской составляющей тока темновых электронов. При дальнейшем увеличении индукции магнитного поля становится существенным вклад холловской компоненты тока фотоэлектронов. Поскольку холловские токи темновых и фотовозбужденных электронов противоположно направлены, то происходит их взаимная компенсация, что приводит к уменьшению эффективности ТГц-генерации. После достижения минимума наблюдается квадратичное увеличение энергии ТГц-излучения с ростом магнитного поля, обусловленное ростом *z*-компоненты тока фотоэлектронов. Из расчетов следует, что максимальная энергия ТГц-импульса достигается, когда циклотронная и плазменная частоты темновых электронов близки по величине. В работе [4] экспериментально обнаружена немонотонная зависимость

эффективности ТГц-генерации в InAs от магнитного поля (см. рис. 2.3.). В отличие от результатов [4], где при включении магнитного поля энергия терагерцового излучения возрастает в несколько десятков раз, из данной модели следует, что энергия ТГц-импульса возрастает всего

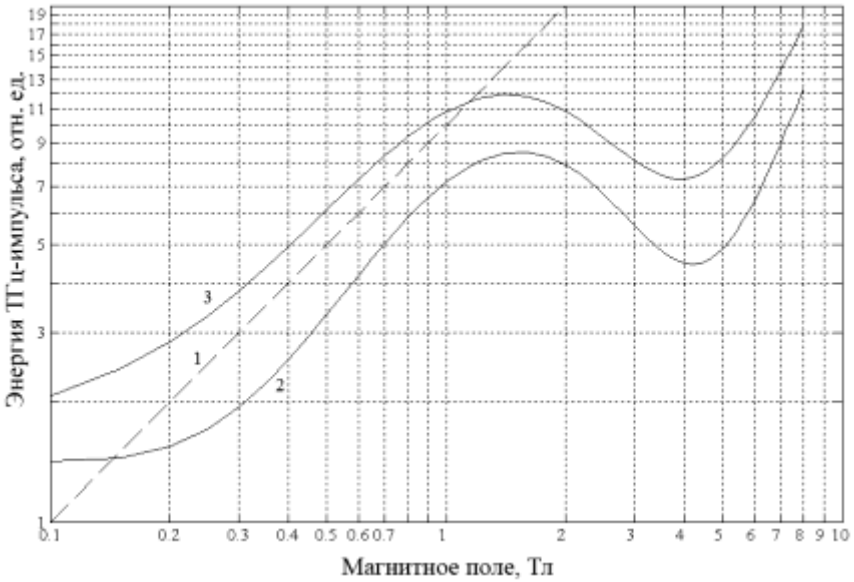


Рис. 2.7. Зависимости энергии терагерцового излучения от индукции магнитного поля.
Линия 1 – прямая пропорциональность, 2 и 3 – графики для случаев, когда магнитное поле направлено «вниз» и «вверх» соответственно.

лишь в 5-6 раз. В то же время в работе [6] указывается, что усиление энергии ТГц-импульса в десятки раз происходило лишь при малых плотностях энергии возбуждения (~0.05 мкДж/см^2), когда существенное влияние на ТГц-генерацию может оказывать встроенное приповерхностное электрическое поле; при энергиях возбуждения больших 0.1мкДж/см^2 фактор усиления был существенно меньше (см. рис. 2.4.). Настоящая модель приводит к более слабому, чем квадратичное [4] первоначальному возрастанию интенсивности ТГц-излучения с увеличением магнитного поля. Однако в [6] указывается на то, что при достаточно больших энергиях возбуждения (~0.2 мкДж/см^2) наблюдается отклонение данной зависимости от квадратичной.

На рис. 2.8. и рис. 2.9. представлены индикатрисы ТГц-излучения в плоскостях *xoz* и *xoy* соответственно [23]. Угол на обоих диаграммах отсчитывается от нормали к поверхности полупроводника, причем на рис. 2.8. положительным значениям угла соответствует квадрант, в котором значения *z* положительны, а на рис. 2.9. – квадрант в котором значения *y* отрицательны. В отсутствие магнитного поля распределения интенсивности на рис. 2.8. и рис. 2.9. совпадают и являются

симметричными относительно угла. Появление магнитного поля вносит несимметричность в угловое распределение энергии в плоскости *xoz*, что отмечалось в [4, 6], в то время как угловое распределение эллиптически поляризованного излучения в плоскости *xoy* остается симметричным. На обоих диаграммах величина интенсивности ТГц-излучения немонотонно изменяется с ростом магнитного поля, как обсуждалось выше.

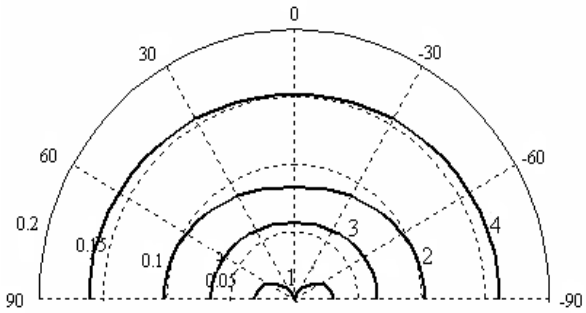


Рис. 2.8. Индикатриса излучения в плоскости *xoz*.
Линия 1 соответствует *B*=0 Тл, 2 – *B*=1 Тл, 3 – *B*=4 Тл, 4 – *B*=8 Тл.

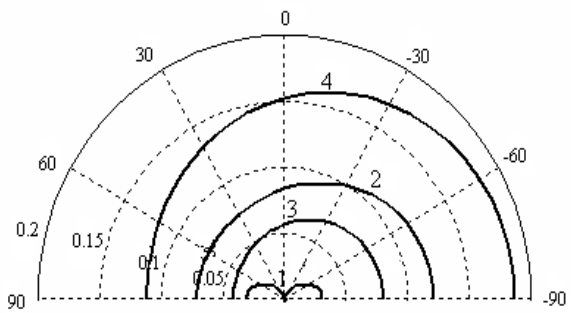


Рис. 2.9. Индикатриса излучения в плоскости *xoy*.
Линия 1 соответствует *B*=0 Тл, 2 – *B*=1 Тл, 3 – *B*=4 Тл, 4 – *B*=8 Тл.

Таким образом, в данной работе проведено исследование процессов генерации терагерцового излучения в InAs, помещенном в магнитное поле, при фемтосекундном лазерном возбуждении. Построена модель самосогласованной динамики движения групп фотовозбужденных и темновых электронов в InAs, имеющих различные эффективные массы и времена импульсной релаксации. Теоретически подтверждена немонотонная зависимость интенсивности ТГц-излучения, генерируемого InAs, от магнитного поля [4, 6, 25]. Установлено, что когда концентрации темновых и фотовозбужденных электронов одинаковы по порядку величины, максимум зависимости в области слабых магнитных полей будет наблюдаться при магнитных полях, для которых плазменная и циклотронная частоты темновых электронов приблизительно совпадают. Показано, что приложение магнитного поля к образцу значительно увеличивает величину фотоэдс. Также установлено что когда концентрации темновых и фотовозбужденных электронов в InAs одинаковы по порядку величины, плазменные колебания, а значит и ТГц-излучение, в слабых магнитных полях (<1 Тл) будут осуществляться на частоте верхнего гибридного резонанса темновых электронов.

3. ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУР С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ И КВАНТОВЫМИ ТОЧКАМИ*

Полупроводниковые квантоворазмерные гетероструктуры привлекают к себе большое внимание ученых и производителей, поскольку являются весьма перспективными для создания высокоэффективных светоизлучающих устройств, таких как светодиоды (СД) и полупроводниковые лазеры (ПЛ). Данные приборы применяются в освещении, в оптических устройствах записи и чтения информации, в волоконно-оптических системах связи, в системах контроля состояния атмосферы и гидросферы, в медицинских приложениях и многих областях науки и техники.

К квантоворазмерным гетероструктурам относят структуры с квантовыми ямами (КЯ), квантовыми нитями, квантовыми точками (КТ), сверхрешетками. Ниже нами рассмотрены гетероструктуры с квантовыми точками и квантовыми ямами, поскольку именно они в настоящее время наиболее перспективны для создания на их основе полупроводниковых излучающих устройств. Характерной особенностью квантоворазмерных структур является пространственное ограничение носителей в одном (квантовые ямы), двух (квантовые нити) или трех (квантовые точки) направлениях.

Квантовые ямы представляют собой тонкие слои полупроводникового материала, находящиеся между слоями другого материала (обкладочного) с большей шириной запрещенной зоны. Полупроводниковые квантовые точки – это нанокластеры узкозонного полупроводника в матрице широкозонного [26]. Из-за разрыва краев энергетических зон на границе гетеросистемы "КЯ - обкладка" или “КТ - матрица” возникает соответственно одномерная или трехмерная потенциальная яма для носителей заряда: электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне. Квантовое ограничение и повышенное взаимодействие между частицами в КЯ и КТ приводят к

* Работа на республиканском конкурсе по физике 2006 г. отнесена ко второй категории

тому, что оптические и транспортные свойства таких систем значительно отличаются от свойств традиционных структур с толстыми слоями.

Первые попытки создания структур с КЯ и КТ были предприняты ещё в начале восьмидесятых годов, но уровень технологии в то время не позволял выращивать высокосовершенные полупроводниковые кристаллы. В настоящее время для создания структур с КЯ и КТ используют молекулярно-лучевую эпитаксию, газофазную эпитаксию и методы коллоидной химии. Для создания квантовых ям необходимо последовательно выращивать тонкие полупроводниковые слои на подложке, что достаточно просто при современном уровне технологии полупроводников. Для создания квантовых точек теоретически можно использовать структуру с квантовой ямой, создавая пространственное ограничение носителей заряда путем селективного травления, однако качество получаемых таким образом квантовых точек будет очень низким. Поэтому используется самоорганизация квантовых точек в процессе эпитаксиального роста (InAs на GaAs, InAs на InP, InP на GaAs, Ge на Si, CdSe на ZnSe, GaN на $Al_xGa_{1-x}N$ и др.)

В настоящее время полупроводниковые излучатели перекрывают далеко не весь необходимый науке и промышленности диапазон длин волн. Кроме того, существующие приборы далеко не идеальны с точки зрения их эффективности. В связи с этим возникает необходимость разработки новых светодиодных и лазерных структур и оптимизации современных, а для этого необходимо исследовать их внутренние параметры.

Большой интерес представляют собой спектры усиления активных слоев при различных уровнях накачки, поскольку величина усиления определяет возможность генерации излучения, а максимум усиления – длину волны генерации ПЛ. Зная спектр усиления, можно прогнозировать характеристики лазеров, созданных на основе данных материалов, а также лучше разобраться в процессах, происходящих в полупроводниковых структурах.

Экспериментальное определение коэффициентов усиления традиционными методами для гетероструктур с суммарной толщиной активных слоев порядка десятков-сотен нанометров не представляется возможным ввиду малой толщины слоев. Часто используемые методы внутрирезонаторной спектроскопии оказываются весьма трудоемкими. Альтернативу им представляет метод вариации длины возбуждающей полоски (ВДВП), основанный на измерении усиленной люминесценции образца при оптическом возбуждении его узкой полоской сфокусированного лазерного излучения. Преимущества данного метода

состоят в том, что он не требует специальной подготовки образца и сложного исследовательского оборудования. В то же время традиционно используемый метод ВДВП не лишен существенных недостатков. В частности, он базируется на математической модели одномерного оптического усилителя, в которой не учитываются геометрические параметры возбуждения образца и модовый состав излучения. Это приводит к тому, что измеряемые величины могут принимать совершенно неверные значения. Для экспериментатора необходимо получить истинную информацию при обработке результатов измерений, поэтому необходимо разработать корректные методы определения коэффициента усиления в исследуемых гетероструктурах.

Разрабатывая гетероструктуру для будущего прибора, очень важно представлять себе физические процессы, происходящие внутри данной структуры. Для выяснения того, насколько эффективным будет прибор, созданный на основе данной структуры, применяют метод фотолюминесценции (ФЛ). Для уточнения данных, получаемых при помощи ФЛ, и для исследования внутренних электрических полей в гетероструктурах применяют метод фотоиндуцированного отражения (ФО).

Для экспериментального исследования структур с квантовыми ямами и квантовыми точками были выбраны гетероструктуры с КЯ InGaN/GaN, на основе которых создаются низкопороговые синие лазеры и сверхяркие светодиоды и гетероструктуры с квантовыми точками CdSe в матрице ZnSe, перспективные для создания лазеров в зеленой области спектра.

Ниже дается описание метода ВДВП, а также разработка его улучшенных вариантов, устраняющих проблему выбора начального отсчета и учитывающих геометрию образца и модовый состав излучения при измерениях. Рассмотрены методы моделирования распределения электромагнитного поля в структуре и рассчитан фактор оптического ограничения и внутренние оптические потери для конкретного образца с КТ. Приводится краткое описание методов ФЛ и ФО и результаты экспериментальных исследований оптических и генерационных характеристик гетероструктур с квантовыми ямами InGaN и квантовыми точками методами фотолюминесценции и фотоотражения и улучшенного метода ВДВП. Завершается раздел анализом полученных результатов.

3.1. Метод вариации длины возбуждающей полоски

3.1.1. Сущность метода ВДВП

Метод вариации длины возбуждающей полоски – один из наиболее популярных для исследования спектров усиления полупроводниковых гетероструктур. Основное его достоинство состоит в том, что при его применении не требуется предварительной подготовки образца. Впервые он был использован в семидесятых годах прошлого века [27].

Суть метода заключается в измерении зависимости интенсивности усиленной люминесценции образца от длины возбуждающей полоски.

В методе ВДВП лазерная гетероструктура возбуждается узкой (т.е. ширина полоски много меньше её длины) полоской лазерного излучения длиной L (рис. 3.1). Длина возбуждающей полоски изменяется при помощи диафрагмы с микрометрическим винтом. Излучение от полоски собирается на фотоприемник при помощи линзы. Такая система считается эквивалентной одномерному однопроходному оптическому усилителю.

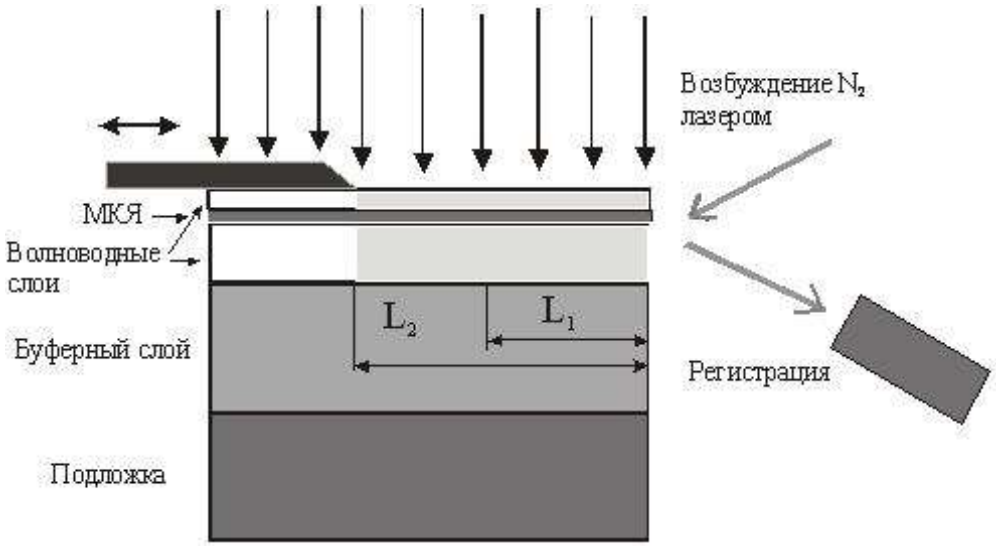


Рис. 3.1. Схема возбуждения активного слоя излучением лазера, сфокусированным в виде тонкой полоски

МКЯ – множественные квантовые ямы

Интенсивность выходящего излучения описывается формулой

$$I_{вых}(L) = T\frac{AW}{G}\left(e^{GL} - 1\right), \qquad (3.1)$$

где A – площадь поперечного сечения усиливающей среды; G – коэффициент усиления, неизменный по всей длине полоски (в случае лазерной структуры под коэффициентом усиления G следует понимать модовый коэффициент усиления, т.е. $\Gamma g - \alpha$, где Γ – фактор

оптического ограничения, g – материальный коэффициент усиления, α – коэффициент внутренних оптических потерь); W – спектральная плотность мощности излучения, возникающего в стержне в результате спонтанных переходов, вызванных накачкой; T – коэффициент пропускания по интенсивности на границе гетероструктура – воздух.

Если измерить интенсивности света I_1 и I_2 при двух различных длинах полоски L_1 и L_2 соответственно, то их отношение равно

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{e^{GL_2} - 1}{e^{GL_1} - 1}. \tag{3.2}$$

Из трансцендентного уравнения (3.2) в принципе можно найти коэффициент усиления, но решение его требует использования численных методов. В случае, когда длина $L_1 = L$, а $L_2 = 2L$, решение может быть найдено аналитически:

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{e^{2GL} - 1}{e^{GL} - 1} = e^{GL} + 1, \tag{3.3}$$

$$G = \frac{1}{L}\ln(\frac{I_2}{I_1} - 1). \tag{3.4}$$

3.1.2. Проблема выбора начала отсчета длины возбуждающей полоски

При экспериментальной реализации на точность метода очень сильно влияет точность измерения длины возбуждающей полоски, т.е. точность установки нулевого отсчета.

Для решения этой проблемы было предложено [28] за нулевую точку отсчета брать некоторое положение диафрагмы, при котором уже наблюдается свечение образца и принимается излучение интенсивностью I_0, а возбуждающая полоска имеет некоторую длину L_0. Далее измеряются длины полоски L и $2L$ от этой нулевой точки и соответствующие им интенсивности I_1 и I_2. Если взять отношение разностей

$$\frac{I_2 - I_0}{I_1 - I_0} = \frac{(e^{2G(L+L_0)} - 1) - (e^{GL_0} - 1)}{(e^{G(L+L_0)} - 1) - (e^{GL_0} - 1)} = \frac{(e^{2GL} - 1)e^{GL_0}}{(e^{GL} - 1)e^{GL_0}} = e^{GL} + 1, \tag{3.5}$$

то для коэффициента усиления получается формула

$$G = \frac{1}{L}\ln(\frac{I_2^*}{I_1^*} - 1), \tag{3.6}$$

аналогичная формуле (3.4), только вместо интенсивностей в ней стоят разности $I_1^* = I_1 - I_0$ и $I_2^* = I_2 - I_0$.

3.1.3. Проблема влияния геометрии измерений

Для исследования влияния геометрических параметров полоски и её окружения на получаемые в эксперименте результаты создана следующая математическая модель. Используется приближение геометрической оптики, поскольку ширина и длина полоски в экспериментах на три порядка превышает длину волны света. Дифракционные явления вносят поправки более высокого порядка малости, поэтому не учитываются. Также не учитываются такие важные на практике явления, как влияние отраженного от передней и задней стенок резонатора света на концентрацию носителей и насыщение усиления.

Полупроводниковая гетероструктура в рамках данной модели [29] представляет собой полуплоскость, на которой выделена возбуждающая полоска ширины d и длины L (рис. 3.2). При прохождении через вещество под возбуждающей полоской свет усиливается по закону Бугера

$$dI = IGds, \tag{3.7}$$

где I – интенсивность света; G – модовый коэффициент усиления; ds – пройденный светом путь.

Если свет проходит вне полоски, то он ослабляется по закону

$$dI = -I\alpha ds, \tag{3.8}$$

где α – коэффициент поглощения.

Вся полоска разбивается на прямоугольники Δx на Δy, каждый прямоугольник спонтанно испускает свет единичной интенсивности по всем направлениям в плоском углу 2π.

На границе полупроводник-воздух происходит частичное отражение света. Амплитудный коэффициент пропускания находится при помощи формул Френеля.

В зависимости от координат (x, y) и угла φ выхода света в приемную систему попадет излучение интенсивностью $i(x, y, \varphi)$. Фактически зависимость измеряемой интенсивности от длины полоски есть интеграл

$$I(L) = \int_0^L dx \int_{-d/2}^{d/2} dy \int_{-\psi}^{\psi} i(x, y, \varphi) d\varphi, \tag{3.9}$$

который необходимо находить численными методами.

После вычисления зависимости $I(L)$ необходимо произвести её обработку по методике ВДВП, описанной в разделе 3.1.1, что даст величину измеряемого коэффициента усиления G_{meas} при заданном теоретически коэффициенте усиления $G_{theor} = G$.

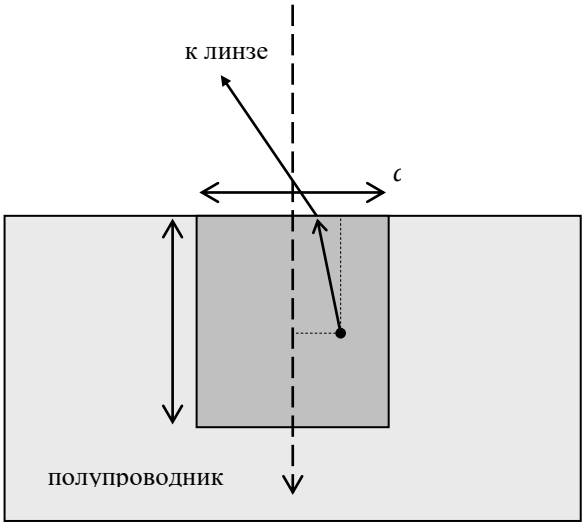


Рис. 3.2. Геометрическая модель измерений методом ВДВП

Отношение $\eta = G_{theor} / G_{meas}$ показывает, насколько измеряемый коэффициент усиления отличается от истинного, и представляет собой пересчетный множитель для экспериментальных результатов.

Данная модель была реализована в виде компьютерной программы в среде Matlab 7.0.

В качестве образца для проведения расчетов выбрана гетероструктура с квантовыми точками CdSe в матрице ZnSe (рис. 3.3). На подложке из арсенида галлия (001) выращены промежуточные слои ZnSe (10 нм), ZnSSe (10 нм), волноводный слой ZnMgSSe (700 нм), далее сверхрешетка ZnSSe(1.5 нм)/ZnSe(1.8 нм) толщиной 150 нм, потом между слоями ZnSe толщиной 20 нм располагался один слой квантовых точек CdSe, далее опять шла сверхрешетка ZnSSe(1.5 нм)/ZnSe(1.8 нм) толщиной 150 нм, и ещё один слой ZnMgSSe (50 нм).

Расчеты целесообразно проводить для длины волны генерации, приблизительно соответствующей максимуму спектра люминесценции. Для данной структуры расчеты проводились для длины волны 520 нм.

Данные о показателях преломления материалов слоев гетероструктуры приведены в таблице 3.1. При расчете все слои сверхрешетки заменяются слоем с эквивалентным показателем преломления.

Кроме того, подложка арсенида галлия сильно поглощает излучение. Материальный коэффициент поглощения равен $\alpha = 80000 см^{-1}$.

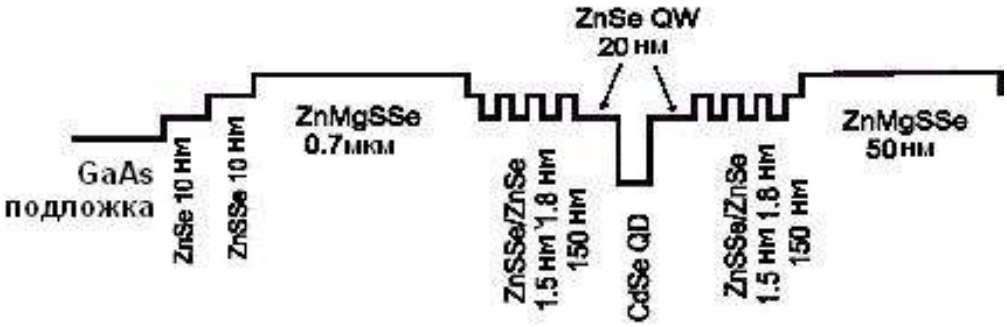


Рис. 3.3. Дизайн образца гетероструктуры для расчета

Таблица 3.1.

Показатели преломления слоев

Слой	Показатель преломления
ZnSe	2,714
ZnMgSSe	2,574
Сверхрешетка	2,693
CdSe	2,724
GaAs	4,07

При моделировании значения геометрических параметров принимались близкими к встречающимся на практике.

На рис. 3.4 изображены зависимости пересчетного коэффициента от длины полоски для различных коэффициентов усиления. Как видно, для больших значений коэффициента усиления влияние геометрии опыта пренебрежимо мало, в то время как для малых значений пересчетный коэффициент составляет значительную величину. Характерно, что с увеличением длины полоски отклонения от истинного значения возрастают, что понятно – все большая часть излучения, собираемая линзой, идет не в усиливающей среде, а в поглощающей.

На рис. 3.5 изображены зависимости пересчетного коэффициента от длины полоски для различных значений выбора нулевого отсчета для улучшенного метода ВДВП, описанного в разделе 3.1.2.

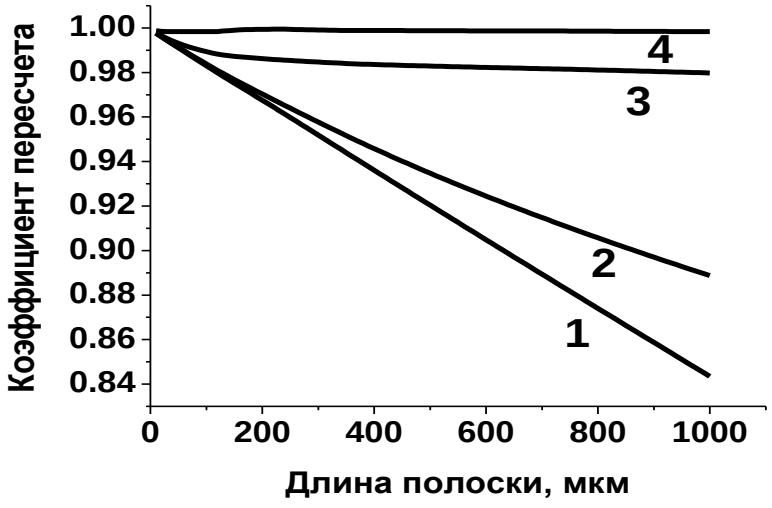


Рис. 3.4. Зависимость пересчетного коэффициента
от длины полоски для разных коэффициентов усиления
α=0.001см$^{-1}$, 1 – G=1 см$^{-1}$, 2 – G=10 см$^{-1}$, 3 – G=100 см$^{-1}$, 4 – G=1000 см$^{-1}$

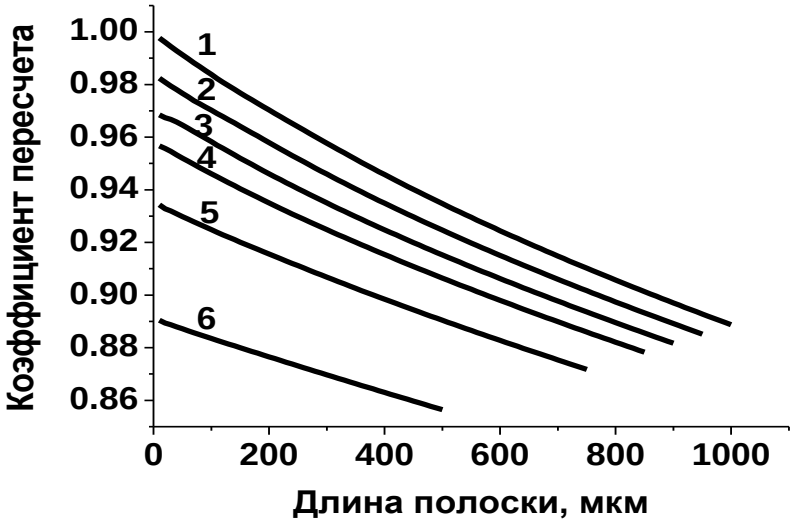


Рис. 3.5. Зависимость пересчетного коэффициента от длины полоски
для разных значений отступа
G=10см$^{-1}$, α=0.001см$^{-1}$, отступ: 1 – 0 мкм, 2 – 100 мкм, 3 – 200 мкм, 4 – 300 мкм, 5 – 500 мкм, 6 – 1000 мкм

С увеличением отступа расхождение измеряемого коэффициента усиления с действительным увеличивается, так как все большая часть излучения идет не в усиливающей, а в поглощающей среде.

На рис. 3.6 графически изображены зависимости пересчетного коэффициента от длины возбуждающей полоски при различных коэффициентах поглощения. Как видно из графиков, сильная

зависимость от коэффициента поглощения проявляется лишь в том случае, когда он становится сравнимым по величине с коэффициентом усиления. Это означает, что влияние геометрии заключается не только в том, что излучение проходит через поглощающие области, а ещё и в том (в случае малого поглощения), что излучение идет через не усиливающие области.

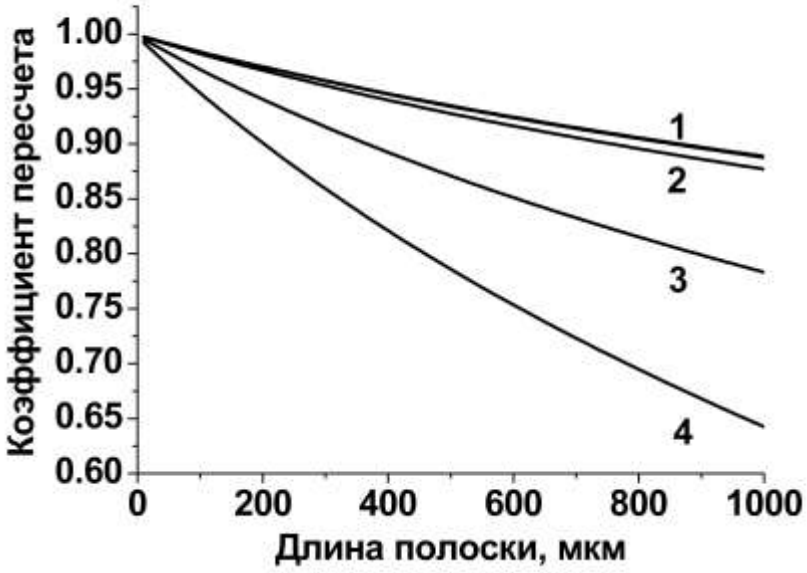


Рис. 3.6. Зависимость пересчетного коэффициента от длины полоски при различных коэффициентах поглощения
G=10см$^{-1}$, коэффициент поглощения: 1 – 0,1 см$^{-1}$, 2 – 1 см$^{-1}$, 3 – 5 см$^{-1}$, 4 – 7 см$^{-1}$

На рис. 3.7 изображены графики зависимости пересчетного коэффициента от длины полоски при различных ширинах полоски. Чем меньше ширина полоски, тем больше расхождение измеряемого коэффициента усиления с истинным, так как в этом случае меньшая часть излучения идет через усиливающую среду.

На основании полученных результатов можно сделать вывод, что для минимизации расхождения измеряемых величин с истинными необходимо, чтобы полоска была достаточно широкой. При этом отступ для нулевого отсчета лучше делать небольшим. В случае большого усиления и малого поглощения пересчетный коэффициент мало отличается от единицы и его можно не использовать. В остальных случаях необходимо обрабатывать экспериментальные данные при помощи приведенной выше методики.

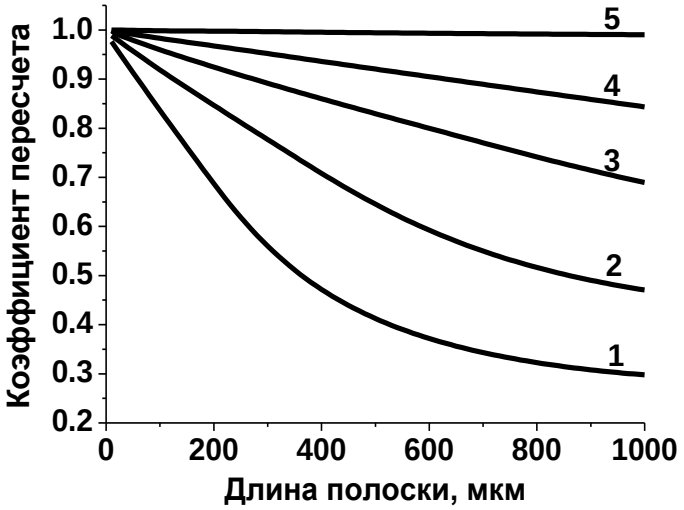


Рис. 3.7. Зависимость пересчетного коэффициента от длины полоски для различных ширин полоски
ширина полоски: 1 – 20 мкм, 2 – 40 мкм, 3 – 80 мкм, 4 – 200 мкм, 5 – 2000 мкм

Было проведено аналогичное исследование влияния геометрических параметров на измерение коэффициента поглощения. В результате установлено, что существенного влияния на измерения геометрия не оказывает. При варьировании ширины полоски, коэффициента поглощения, угла приема пересчетный коэффициент мало отличался от единицы. Это связано главным образом с тем, что возбуждение образца производится узкой полоской лазерного излучения, что и обуславливает узкую направленность выходящего из структуры светового пучка.

3.1.4. Проблема влияния модовой структуры излучения

Наиболее общий подход к решению задач электродинамики, в том числе и электродинамики оптических волноводов и резонаторов состоит в решении уравнений Максвелла при отсутствии сторонних токов и зарядов с учетом материальных уравнений и граничных условий, отражающих непрерывность тангенциальных компонент векторов электрической и магнитной напряженностей и нормальных компонент векторов электрического смещения и магнитной индукции, которые для данных гетероструктур сводятся к уравнению Гельмгольца для векторов электрической и магнитной напряженностей [30].

На практике наибольший интерес представляет вектор электрической напряженности, поскольку он играет основную роль при взаимодействии излучения с веществом.

Расчет модовой структуры предполагает нахождение постоянных распространения и распределения электрического поля для каждой

моды. Постоянные распространения находятся из характеристического уравнения, которое отражает непрерывность тангенциальных компонент векторов электрической и магнитной напряженностей (для ТЕ мод) и стремление к нулю поля на бесконечности.

Зная постоянную распространения β и волновое число k_0, можно определить эффективный показатель преломления

$$n_{eff} = \beta / k_0. \tag{3.10}$$

Действительная часть эффективного показателя преломления дает собственно модовый показатель преломления для распространяющейся волны, а удвоенная мнимая часть постоянной распространения – коэффициент усиления (или поглощения) по мощности.

$$n_m = \mathrm{Re}\, n_{eff}, \tag{3.11}$$

$$\alpha = \mathrm{Im}\beta. \tag{3.12}$$

В данной работе рассмотрены только ТЕ моды. В случае слоистых гетероструктур это означает, что вектор электрической напряженности лежит в плоскости слоев, а остальные компоненты вектора напряженности равны нулю.

Фактор оптического ограничения определяется как доля энергии излучения, приходящейся на активную область и, соответственно, рассчитывается по формуле

$$\Gamma = \frac{\sum_j \int_{x_{aj}}^{x_{bj}} \left|E_y\right|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} \left|E_y\right|^2 dx}, \tag{3.13}$$

в которой суммирование по j означает суммирование по всем активным слоям гетероструктуры.

Коэффициент отражения зеркал резонатора вычисляется по формуле:

$$R = \frac{\sum_k I_k R_k}{\sum_k I_k}, \tag{3.14}$$

где R_k и I_k соответственно коэффициент отражения на границах $k-$ый гетерослой-воздух и интенсивность электромагнитного излучения, локализованного в $k-$ом слое. Коэффициенты отражения R_k вычисляются по формулам Френеля.

Интенсивность ближнего поля определяется, исходя из формулы:

$$I_{near} = \sum_{j=1}^{N} \int \left| E_{yj} \right|^2 dx, \qquad (3.15)$$

где N – число слоев и интегрирование ведется по толщине каждого слоя.

Интенсивность дальнего поля определяется по формуле:

$$I = \left| \frac{tk_0(1+\cos\varphi)\cos\varphi}{4\pi i} \sum_{j=1}^{N} \int E_{yj} e^{-ik_0 x \sin\varphi} dx \right|^2, \qquad (3.16)$$

где φ – угол наблюдения; t – амплитудный коэффициент пропускания.

Для выяснения влияния модовой структуры излучения прежде всего необходимо рассчитать постоянные распространения для различных мод, распределение поля и модовые характеристики (фактор оптического ограничения, коэффициент поглощения в подложке, коэффициент пропускания).

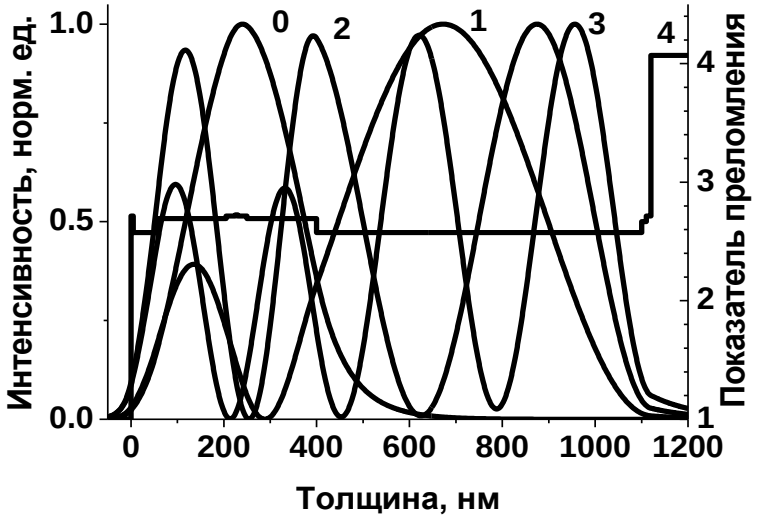


Рис. 3.8. Распределение квадрата модуля напряженности электрического поля (0-3) и показателя преломления (4) по структуре
порядок моды: 0 – нулевой, 1 – первый, 2 – второй, 3 - третий

Расчеты производились в системе Mathematica 5.0. Решение уравнения Гельмгольца производилось матричным методом [31], характеристическое уравнение решалось численно при помощи алгоритма скоростного спуска.

На рис. 3.8 изображено распределение квадрата модуля напряженности электрического поля для первых четырех мод и показателя преломления для исследуемой гетероструктуры. Амплитуда интенсивности нормирована на единицу.

Распределение интенсивности поля в дальней зоне рассчитывалось по распределению поля в структуре по формуле (3.16) (рис. 3.9). Поскольку вероятность спонтанного испускания фотона в некоторую моду приблизительно одинакова для любой моды, интенсивность (площадь под графиком) нормирована на единицу.

Измеряемая интенсивность в экспериментах по определению усиления (интенсивность или спектр как функция длины возбуждающей полоски) в предположении малых внутренних потерь может быть записана в следующем виде:

$$I(L) = W_л A \sum_{i=0}^{n} \frac{T_i \gamma_i e^{(\Gamma_i g - \alpha_i)L}}{\Gamma_i g - \alpha_i} \qquad (3.17)$$

где $W_л$ – скорость спонтанного испускания на единицу объема; A – площадь поперечного сечения усиливающей среды; T_i – коэффициент пропускания по интенсивности для каждой моды; γ_i – геометрический фактор, который учитывает тот факт, что линза собирает излучение только в некотором угле (фактически, это доля излучения в дальнем поля, приходящаяся на угол, в пределах которого происходит сбор излучения линзой); Γ_i – фактор оптического ограничения; g – материальный коэффициент усиления; α_i – коэффициент поглощения в подложке, L – длина возбуждающей полоски.

Суммирование производится по различным модам.

Значения необходимых для расчета коэффициентов приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2.

Параметры мод, необходимые для расчета

Порядок моды	Фактор оптического ограничения	Фактор ограничения в подложке	Коэффициент поглощения в подложке	Коэффициент отражения	Коэффициент пропускания	Геометрический фактор
0	0,01848	$3{,}57\ 10^{-7}$	0,0286	0,2450	0,755	0,4004
1	0,00137	0,00166	132,8	0,2404	0,7596	0,2939
2	0,00080	0,00493	394,4	0,3747	0,6253	0,0938
3	0,00022	0,0125	1003	0,5260	0,474	0,0422

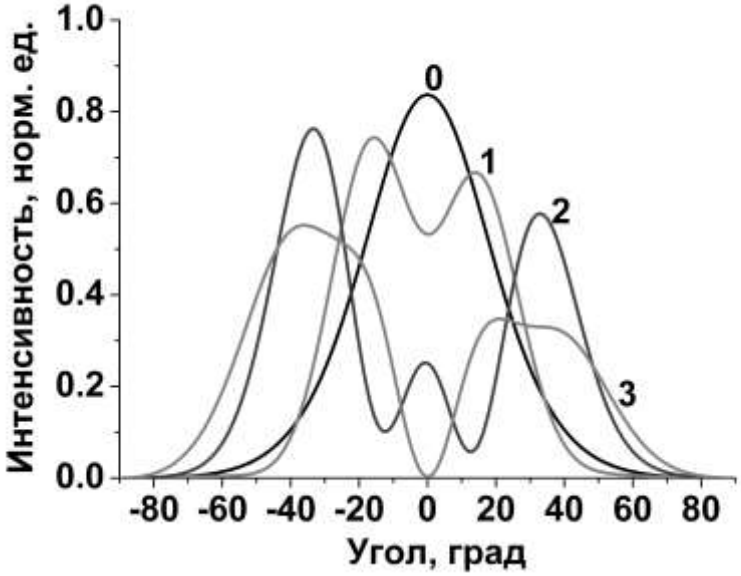


Рис. 3.9. Дальнее поле излучения

Различные моды отличаются друг от друга коэффициентом отражения на границе гетероструктура – воздух, распределением поля в гетероструктуре, коэффициентами поглощения (здесь речь идет о поглощении в подложке GaAs), распределением интенсивности поля в дальней зоне и, следовательно, долей излучения, собираемой регистрирующей системой.

Для ответа на вопрос о влиянии модовой структуры на результаты измерений следует предпринять следующие шаги [32].

После расчета зависимости $I(L)$ необходимо произвести её обработку методом ВДВП по формуле

$$G_{meas} = \frac{1}{L}\ln\left(\frac{I(2L)}{I(L)} - 1\right). \qquad (3.18)$$

В качестве поправочного удобно использовать коэффициент

$$\eta = \frac{G_{meas}}{G_{theor}}, \qquad (3.19)$$

где G_{theor} – теоретический коэффициент усиления (параметр моделирования), а G_{meas} – получаемый по формуле (3.18).

Очевидно, что поскольку оптические потери для мод высших порядков больше, то при больших длинах полоски определяющей будет фундаментальная мода. Соответственно формула (3.18) дает не саму оценку материального коэффициента усиления G_{meas}, а модового коэффициента усиления. Для того, чтобы перейти к материальному

коэффициенту усиления (а он представляет наибольший интерес) необходимо разделить G_{meas} на фактор оптического ограничения Γ_0. Таким образом, интенсивность определяется по формуле (3.17) для различных значений g, по значениям интенсивности рассчитывается G_{meas} по формуле (3.18), значение G_{meas} необходимо разделить на фактор оптического ограничения для фундаментальной моды Γ_0 и на g, это и будет поправочный коэффициент η, который необходимо использовать на практике.

Расчеты производились в системе статистической обработки экспериментальных данных Origin 7. На рис. 3.10 приведены зависимости поправочного коэффициента от длины полоски для исследуемой структуры при различных значениях материального коэффициента усиления.

Из графиков видно, что при больших коэффициентах усиления уже при малых длинах полоски измеряемый коэффициент усиления почти совпадает с истинным.

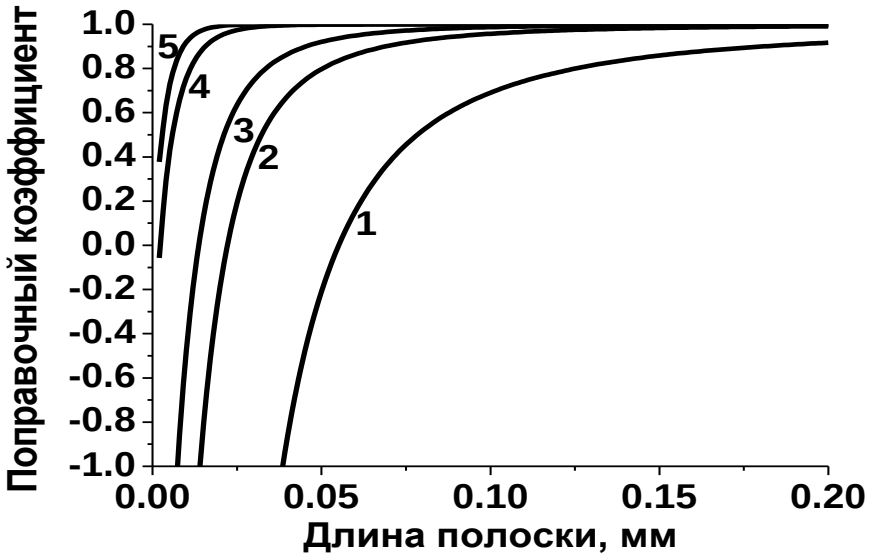


Рис. 3.10. Зависимость пересчетного коэффициента от длины полоски для различных значений материального коэффициента усиления
коэффициент усиления: 1 – 100 см$^{-1}$, 2 – 500 см$^{-1}$, 3 – 1000 см$^{-1}$, 4 – 500см$^{-1}$, 5 – 10000 см$^{-1}$

В случае малых коэффициентов усиления возможны ситуации, при которых измерения будут давать отрицательное значение коэффициента усиления притом, что на самом деле фундаментальная мода испытывает усиление.

Вышеперечисленные особенности связаны как раз с влиянием мод высших порядков, которые имеют большой коэффициент поглощения в подложке. Начиная с некоторой длины полоски влияние высших мод становится несущественным и измеряемые результаты совпадают с истинными.

Зависимость пересчетного коэффициента от истинного коэффициента усиления g представлена на рис.3.11.

Для длинных полосок достаточно небольшого коэффициента усиления, чтобы пересчетный коэффициент был практически равен единице, в то время как для малых длин полоски пренебрегать влиянием модовой структуры на измеряемое значение коэффициента усиления ни в коем случае нельзя. С точки зрения модовой структуры целесообразно использовать длинные полоски для измерений коэффициента усиления. На практике же приходится сталкиваться с эффектом насыщения усиления. В таком случае теория и математический аппарат метода ВДВП становятся неприменимы. Таким образом, следует использовать максимально возможную длину полоски, но меньшую длины, на которой наступает насыщение.

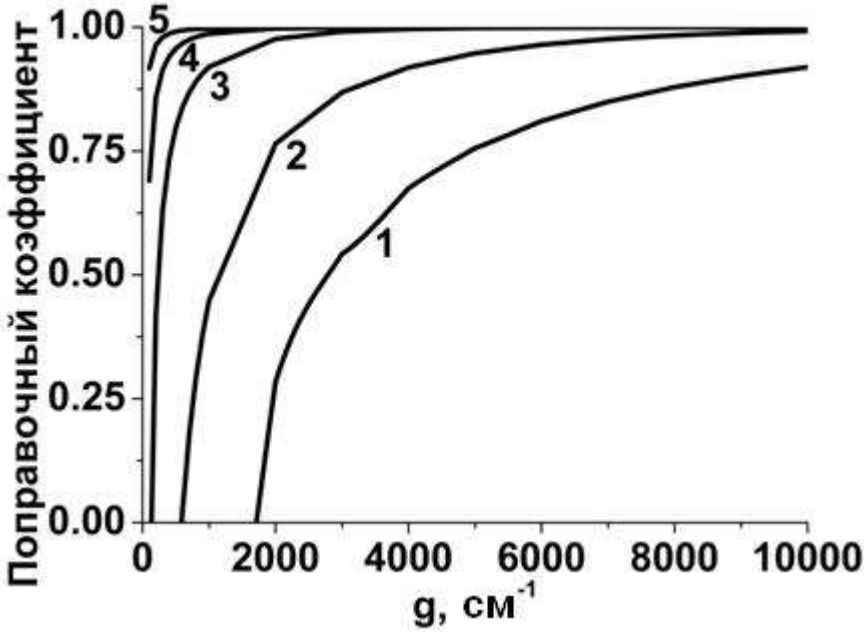


Рис. 3.11. Зависимость пересчетного коэффициента
от истинного коэффициента усиления
для различных длин полоски
1 – 100 мкм, 2 – 500 мкм, 3 – 1000 мкм, 4 – 5000 мкм, 5- 10000 мкм.

3.2. Исследование спектров фотолюминесценции, фотоотражения и усиления структур с КЯ и КТ

3.2.1. Суть методов ФЛ и ФО. Схемы экспериментальных установок

В методе фотолюминесценции исследуемой характеристикой является спектр люминесценции образца при возбуждении его оптическим излучением. В основном для возбуждения образца используется излучение лазера. При попадании квантов возбуждающего излучения в образец происходит генерация носителей (свободных электронов и дырок) и последующая их излучательная рекомбинация.

На рисунке 3.12 изображена схема установки для измерения спектров фотолюминесценции. Установка состоит из источника возбуждения, криостата, в который помещается образец, оптической системы линз и системы регистрации. В качестве источника возбуждения в данном случае выступает или гелий-кадмиевый лазер с длиной волны излучения 325 нм, или ксеноновая лампа, из непрерывного спектра которой при помощи монохроматора (МДР-23) выделяют необходимую длину волны. Плотность мощности возбуждающего излучения при помощи оптической системы может варьироваться от 10^{-2} до $2{\cdot}10^{6}$ Вт/см^2. Возбуждающее излучение модулируется с определенной частотой механическим прерывателем.

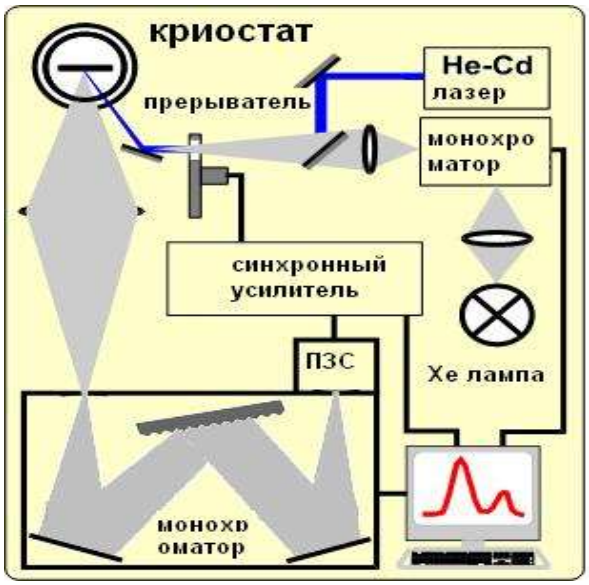


Рис. 3.12. Схема установки для измерения спектров фотолюминесценции

Образец помещается в криостат для проведения измерений при различных температурах (возможно проведение измерений при

температуре от 10К до 600К). Излучение образца собирается при помощи линзы на монохроматор (МДР-23) с ФЭУ (Hamamatsu). Электрический сигнал ФЭУ поступает на вход селективного усилителя - вольтметра (lock-in amplifier SciTec 500MC), на который для увеличения отношения сигнал-шум по другому каналу поступает опорный сигнал от оптопары прерывателя. Информация с селективного усилителя–вольтметра регистрируется при помощи компьютера. Управление установкой тоже осуществляется с компьютера.

Фотоиндуцированное отражение (фотоотражение) – это модуляционный метод исследования полупроводников и полупроводниковых гетероструктур. Вместо простого измерения спектров отражения исследуется разность спектров отражения при наличии внешнего возмущения и при его отсутствии. Данный метод обладает большой точностью, поскольку спектры фотоотражения более резкие, чем спектры отражения или спектры фотолюминесценции. При помощи метода фотоотражения удается разрешить отдельные линии излучения, которые сливаются в одну в спектре фотолюминесценции.

Установка для исследования фотоиндуцированного отражения наноразмерных гетероструктур состоит из: He-Cd лазера (20 мВт непрерывного излучения, λ=325 нм), используемого для модуляции спектров отражения; оптического модулятора (ν = 1 – 100 Гц) с микропроцессорным управлением; монохроматора с шаговым двигателем, управляемым от компьютера; ФЭУ с высоковольтным источником питания; селективного нановольтметра и АЦП с выводом сигнала на компьютер.

Схема установки представлена на рисунке 3.13. В случае использования для возбуждения полупроводника излучения газоразрядных ламп, излучение с непрерывным спектром (в зависимости от исследуемой спектральной области выбирается галогенная, дейтериевая или ксеноновая лампа) пропускается через диафрагму с целью получения пучка с малой угловой расходимостью. Излучение под небольшим углом к нормали падает на поверхность образца и собирается на входной цели монохроматора (МДР-23). Регистрация отраженного оптического сигнала происходит на ФЭУ (Hamamatsu) с равномерной характеристикой спектральной чувствительности. При регистрации спектра отражения модулируется световой поток излучения лампы (лазерная подсветка при этом выключена). Регистрация фотоиндуцированного спектра отражения происходит при модуляции излучения He-Cd лазера, которое в свою очередь модулирует излучение лампы, отраженное от образца. Использование для регистрации

электрического сигнала синхронного усилителя в совокупности с прецизионным модулятором, имеющим микропроцессорное управление, и высококачественным ФЭУ, имеющим большой динамический диапазон, позволяет выделить только полезный модулированный сигнал и добиться высокого отношения сигнал/шум.

Образец помещен в гелиевый криостат замкнутого цикла с термоконтроллером, что позволяет производить измерения в интервале температур 8 – 325 градусов Кельвина.

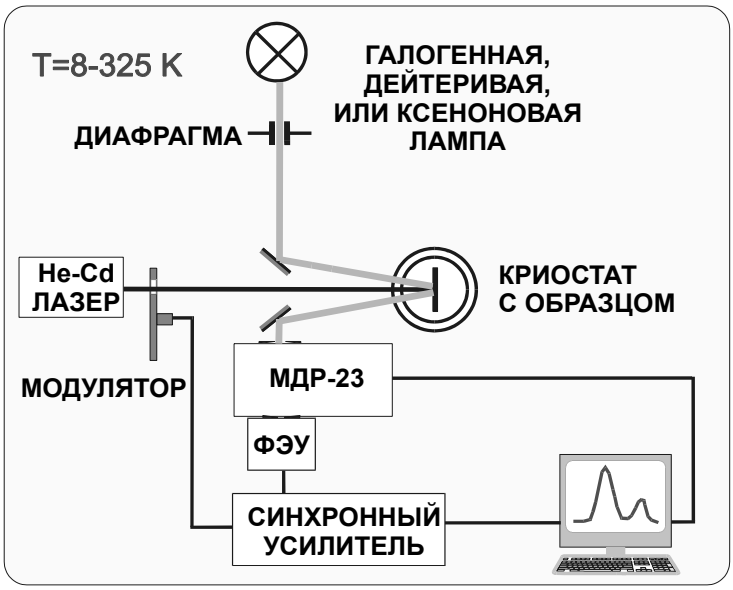


Рис. 3.13. Схема экспериментальной установки для исследования спектров фотоиндуцированного отражения наноразмерных гетероструктур

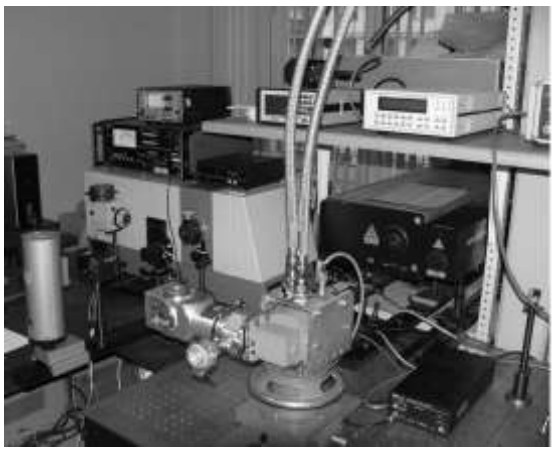


Рис. 3.14. Внешний вид экспериментальной установки для исследования спектров фотоиндуцированного отражения наноразмерных гетероструктур

3.2.2. Результаты исследования образцов с квантовыми точками CdSe и квантовыми ямами InGaN/GaN

При помощи методов фотолюминесценции и фотоотражения исследованы оптические свойства CdZnSe/ZnSe гетероструктур (рис. 3.15, а-в) с активной областью, содержащей дробно-монослойную (ДМС) вставку CdSe в расширенной квантовой яме (КЯ) ZnSe и волновод на основе переменно-напряжённой коротко-периодичной ZnSSe/ZnSe сверхрешётки, выращенных с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) в Санкт-Петербургском Физико-техническом Институте имени А. Ф. Иоффе. Фотоиндуцированное отражение использовалось в основном для уточнения информации, получаемой при помощи фотолюминесценции, в частности, положений максимумов линий.

Для оптического возбуждения исследуемых структур использовалось излучение непрерывного He-Cd лазера ($\lambda_{ген}$ = 325 нм, $I_{возб}$ = 0.5 – 20 Вт/см^2).

Исследование фотолюминесцентных (ФЛ) свойств проводилось при низких уровнях возбуждения (порядка нескольких Вт/см^2) при комнатной температуре и температуре жидкого азота (78 К). На рис. 3.16 представлены спектры фотолюминесценции исследуемых структур при температуре жидкого азота и комнатной температуре.

Как видно из рис. 3.16, образцы с активной областью в виде ДМС вставки показали заметно более высокую эффективность спонтанного излучения по сравнению с контрольной структурой. Это можно объяснить тем, что островки, обогащённые кадмием в матрице ZnSe, являются эффективными центрами захвата неравновесных носителей заряда (ННЗ). Отделяя ННЗ от областей с достаточно высокими концентрациями дефектов, являющихся центрами безызлучательной рекомбинации, островки CdSe, тем самым, способствуют увеличению числа носителей, рекомбинирующих излучательно.

В спектрах ФЛ (см. рис. 3.16) хорошо видны пики, соответствующие слоям ZnSSe/ZnSe сверхрешётки и обкладочного ZnMgSSe слоя, что свидетельствует о достаточно высоком качестве роста. По соотношению интенсивностей излучения из активной области и волноводных слоёв ($I_{QW}/I_{wg}>10^3$) можно судить и о хорошем электронном ограничении ННЗ даже при комнатной температуре.

Широкая полоса в спектре ФЛ при азотной температуре в районе длин волн около 460 нм, наиболее вероятно, связана с рекомбинацией зона-акцептор в ямах ZnSe и ZnSe/ZnSSe сверхрешётке, которая является типичной для этих соединений при азотной температуре. Отсутствие

этой полосы в спектрах ФЛ при комнатной температуре также подтверждает предположение о механизме её возникновения, поскольку переходы акцептор-зона в ZnSe при комнатной температуре также не наблюдаются.

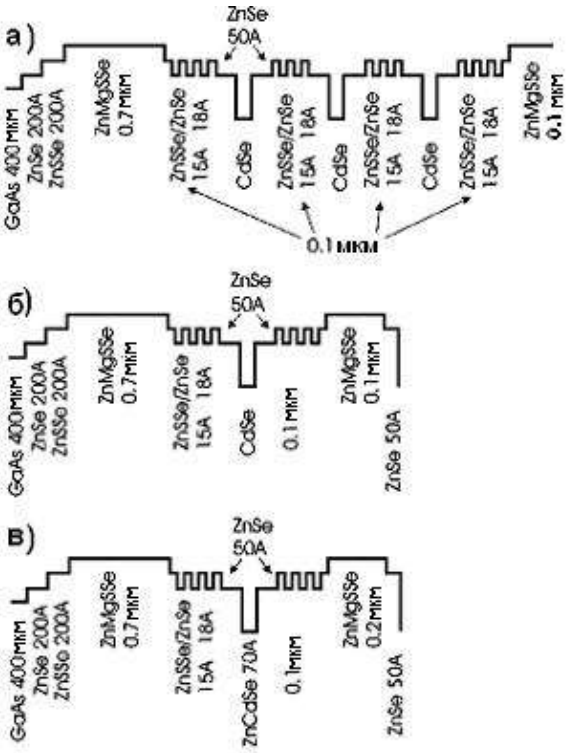


Рис. 3.15. Схематическая диаграмма множественной – (а) и одиночной – (б) ДМС структур и ОКЯ структуры – (в)

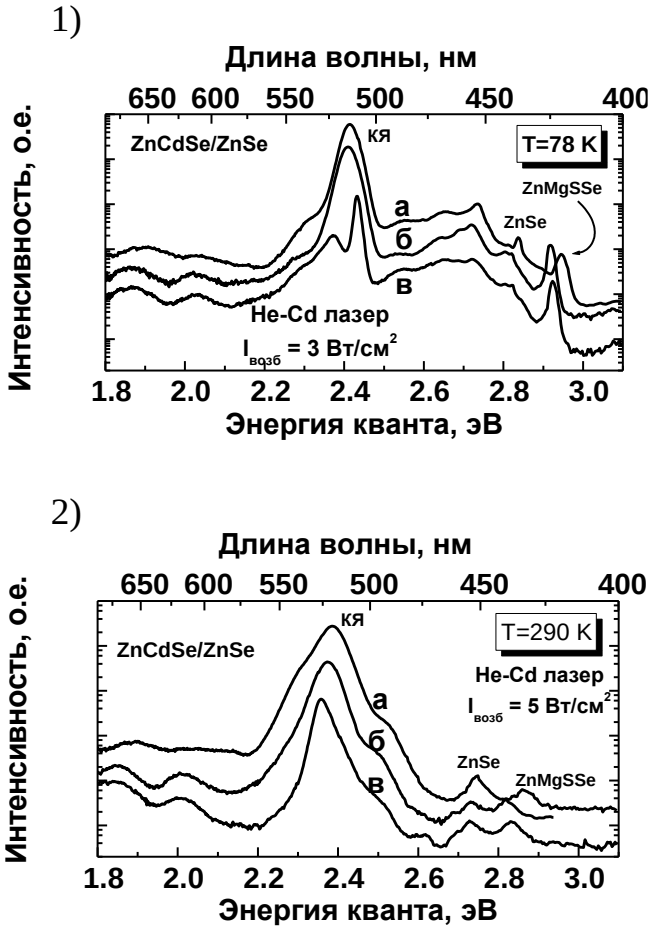


Рис. 3.16. Спектры фотолюминесценции исследуемых структур при температуре жидкого азота 1) и комнатной 2) для структур а, б и в.

На рисунке 3.17 изображены спектр фотоотражения и фотолюминесценции структуры а) при температуре 20 К и возбуждении гелий-кадмиевым лазером. По графикам видно, что в данном случае спектр фотоотражения лишь более резко показывает резонансные области спектра (пики фотолюминесценции), но принципиально новой информации в себе не несет, поэтому в данном исследовании спектры фотоотражения дополняли спектры фотолюминесценции, помогая лучше выявить отдельные спектральные линии [33].

Для исследования спектров усиления из образца структуры а) был создан лазерный резонатор путем скола вдоль плоскости спайности.

Были измерены спектры усиленной фотолюминесценции для различных длин возбуждающих полосок при накачке излучением N_2-лазера [34] (рис. 3.18).

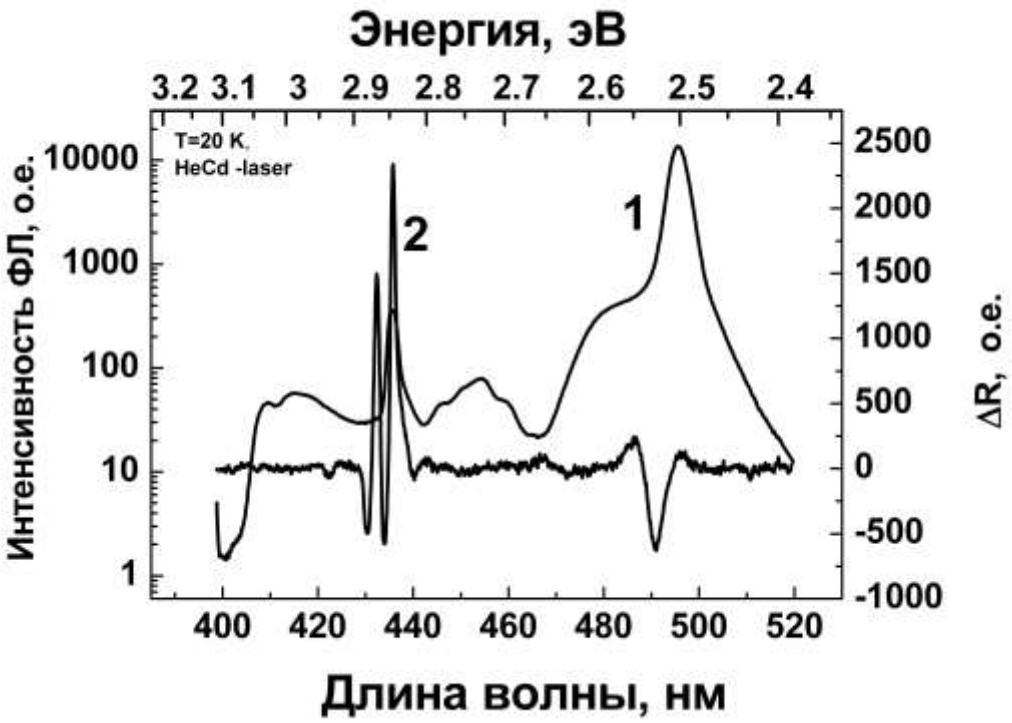


Рис. 3.17. Спектр фотолюминесценции(1) и фотоотражения (2) структуры а) при температуре 20 К

Далее спектры были обработаны по улучшенному методу вариации длины возбуждающей полоски с учетом модового состава излучения и геометрии измерений.

Зависимость интенсивности фотолюминесценции на длине волны генерации от длины полоски при пороговом уровне накачки (20 кВт/см^2) представлена на рис. 3.19. При больших длинах полоски зависимость становится практически линейной. Величина характеристического усиления составила 57.6 см$^{-1}$.

Кроме структуры с квантовыми точками CdSe, исследовалась InGaN/GaN лазерная структура с МКЯ, выращенная методом MOVPE в реакторе фирмы Aixtron на кремнивой подложке (111). Генерация наблюдалась вблизи λ=450 нм, при оптическом возбуждении

излучением непрерывного He-Cd лазера ($\lambda_{ген}$ = 325 нм, $I_{возб}$ = 0.5 – 20 кВт/см^2).

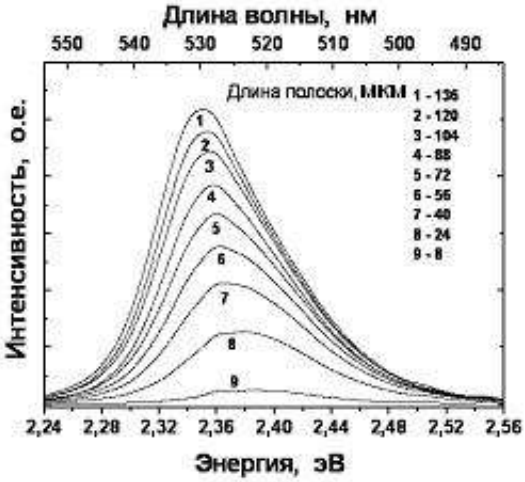


Рис. 3.18. Спектры усиленной фотолюминесценции для различных длин возбуждающих полосок при накачке излучением азотного лазера (плотность мощности возбуждения 20 кВт/см^2)

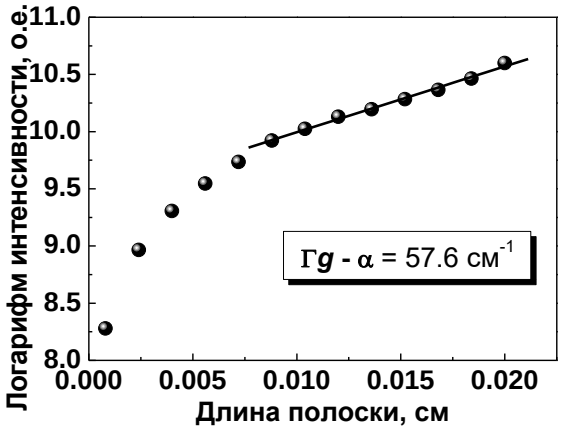


Рис. 3.19. Зависимость интенсивности фотолюминесценции на длине волны генерации от длины полоски при накачке излучением азотного лазера (плотность мощности возбуждения 20 кВт/см^2)

На рис. 3.20 показаны спектры ФЛ с поверхности образца при двух уровнях возбуждения 30 и 500 кВт/см^2, а также лазерные линии гетероструктуры InGaN/GaN с МКЯ (предварительно был сформирован лазерный резонатор путем скола кристалла) и в температурном диапазоне 80-585 К. Экспоненциальный вид зависимости порога генерации от температуры свидетельствует о том, что усиление в этой среде происходит посредством рекомбинации в электронно-дырочной плазме.

На рис. 3.20 видно, что температурное поведение положения полосы ФЛ и её расположение по отношению к линии генерации зависят от интенсивности возбуждения. Линии генерации расположены на низкоэнергетическом спаде полос ФЛ, измеренных при высокой интенсивности возбуждения. Положение полосы ФЛ задается главным образом высокоэнергетическими переходами в температурном диапазоне от T=140 К до T=360 К.

Можно предположить, что при низких температурах и низких интенсивностях возбуждения более глубокие состояния не насыщены и излучение из более высоких состояний не является доминирующим. При увеличении температуры возрастает вклад в общее излучение

высокоэнергетических переходов вследствие термического возбуждения локализованных носителей из более глубоких состояний.

Критерием качества лазерных структур является отношение интенсивности ФЛ активных слоёв к интенсивности ФЛ барьерных слоёв. Чем больше это отношение, тем меньше наблюдаемый порог генерации.

Лазерная генерация получена только в тех образцах, у которых малое отношение интенсивности ФЛ из обкладочных слоев GaN к интенсивности полосы ФЛ МКЯ.

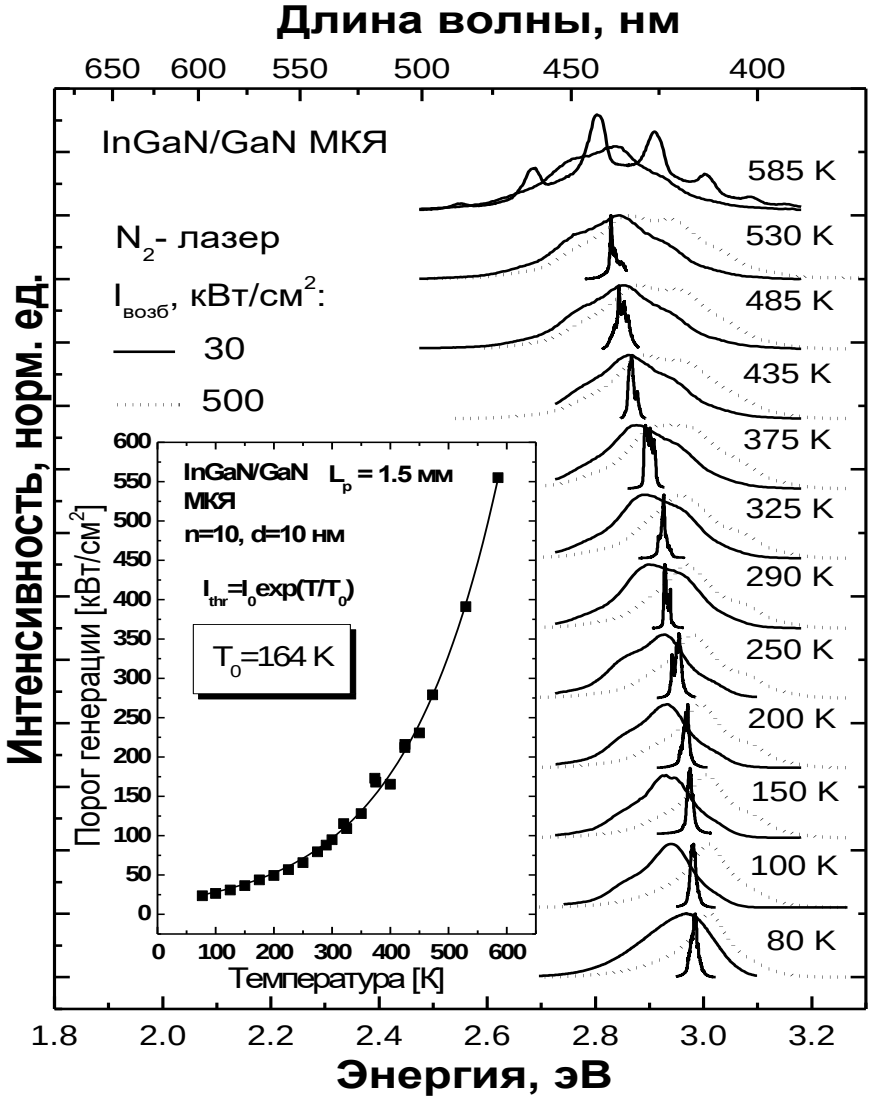


Рис. 3.20. Спектры ФЛ с поверхности образца InGaN/GaN и спектры генерации гетероструктуры InGaN/GaN с МКЯ в температурном интервале 80-585 К.
Iвозб=30 кВт/см2 (сплошные кривые), Iвозб=500 кВт/см2 (штриховые кривые)
Вставка: порог генерации гетероструктуры как функция температуры

На рисунке 3.21 изображены спектры фотолюминесценции и фотоотражения образца с МКЯ InGaN/GaN при комнатной температуре. Фотоотражение подчеркивает пики фотолюминесценции в интервале длин волн 450-470 нм.

В то же время фотоотражение имеет острый максимум вблизи 360 нм, чего не видно по спектру фотолюминесценции. Данный максимум объясняется пьезополями на границе InGaN/GaN, а колебательный характер спектра вблизи данного максимума свидетельствует, что имеют место осцилляции Франца-Келдыша – типичный и очень важный эффект, наблюдаемый в спектрах фотоотражения.

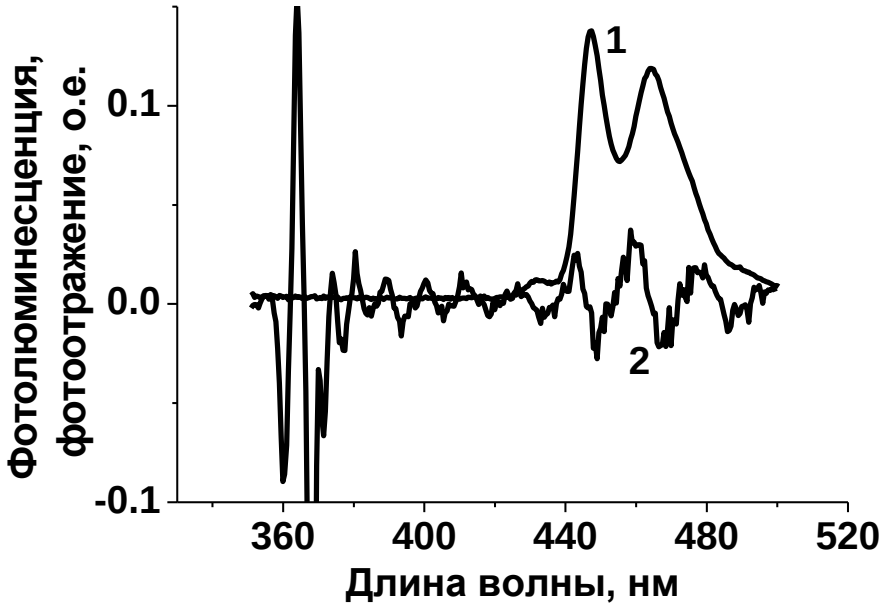


Рис. 3.21. Спектры ФЛ и ФО образца InGaN/GaN при комнатной температуре

На рисунке 3.22 приведены спектры фотолюминесценции InGaN/GaN лазера при двух длинах полоски (80 и 160 мкм).

На рисунке 3.23 представлены спектры усиления активной области InGaN/GaN лазера в зависимости от плотности мощности оптического возбуждения. Из рисунка видно, что коэффициент усиления растет с увеличением плотности мощности возбуждения и его максимум смещается в коротковолновую область спектра, что можно объяснить заполнением более высокоэнергетических состояний.

На рис. 3.24 приведена зависимость усиления от плотности мощности накачки *g(I)*. В предположении, что внутренние потери малы зависимость усиления от плотности мощности накачки можно

аппроксимировать выражением $g=g_0 \ln(I/I_0)$. При этом значение плотности мощности возбуждения для порога прозрачности составляет величину I_0= 12.7 кВт/см^2, а характеристическое усиление - g_0 = 13.54 см$^{-1}$.

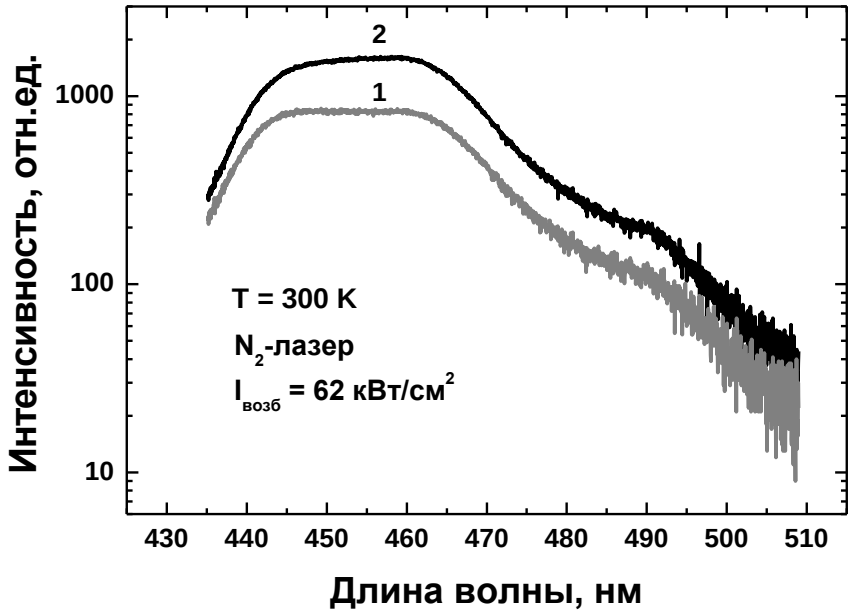


Рис. 3.22. Спектры фотолюминесценции InGaN/GaN лазерных структур при различных длинах полоски (1 – 80 мкм, 2 – 160 мкм)

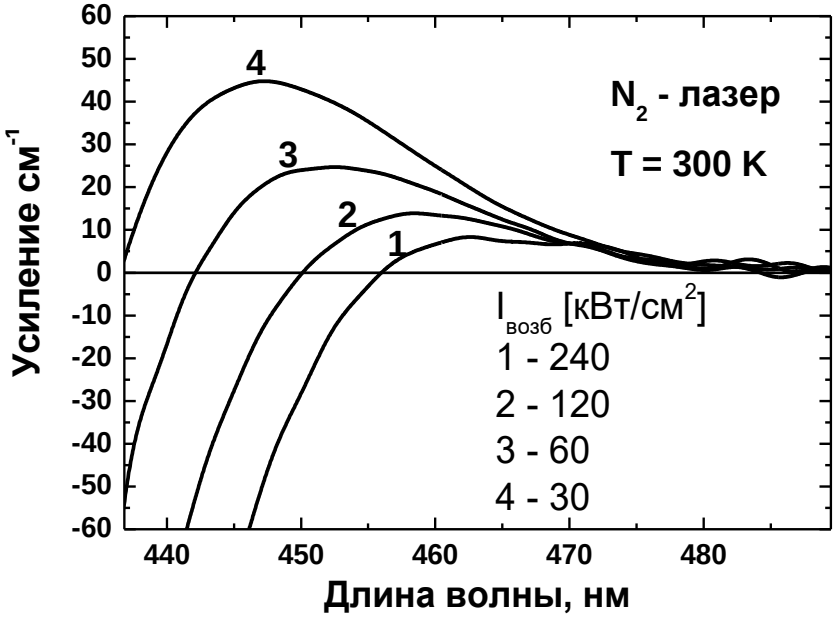


Рис.3.23. Спектры усиления InGaN/GaN лазерных структур при различных уровнях накачки

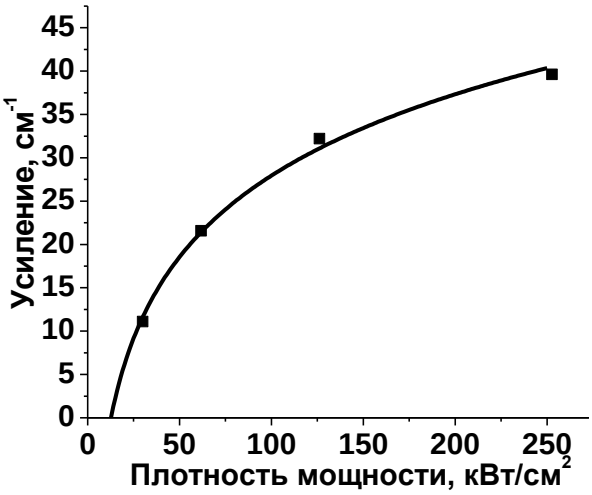


Рис. 3.24. Зависимость усиления
от плотности мощности накачки

Недавно были проведены исследования по созданию на основе данных структур эффективного сине-зеленого лазерного конвертора [35]. На рисунке 3.25 представлена схема зеленого полупроводникового лазера на основе структуры с квантовыми точками CdSe с оптической накачкой синими светодиодами InGaN/GaN. Данная схема очень перспективна для создания мощных полупроводниковых лазеров зеленого диапазона, поскольку прямая инжекционная накачка структур с квантовыми точками CdSe приводит к их быстрой деградации и не является приемлемой.

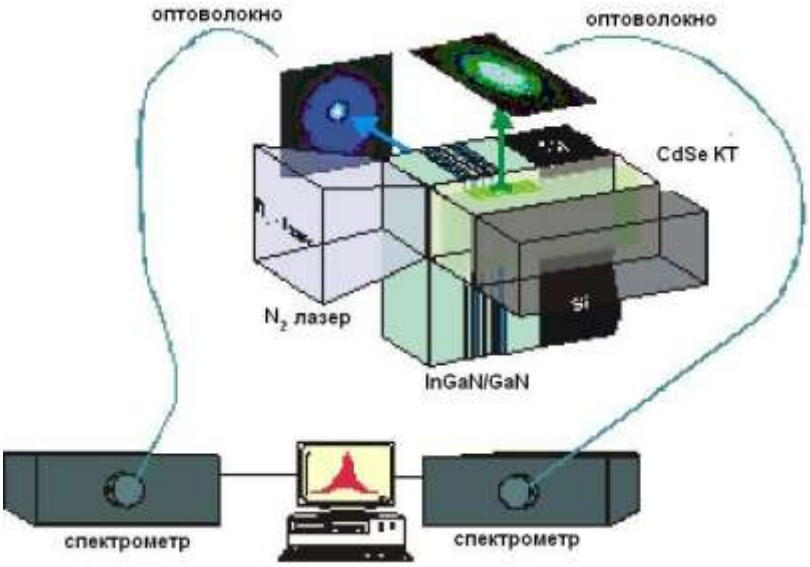


Рис. 3.25. Схема зеленого лазера с оптической накачкой синими светодиодами

В результате проделанной работы выяснено, что существующий метод вариации длины возбуждающей полоски имеет серьезные недостатки – он не учитывает геометрические параметры структуры и модовый состав излучения. В некоторых условиях эти недостатки оказываются очень существенными и могут привести к серьезным ошибкам измерений.

Разработан улучшенный метод вариации длины возбуждающей полоски, учитывающий геометрию измерений и модовый состав излучения, и разработано программное обеспечение для расчета поправочных коэффициентов для обработки экспериментальных зависимостей.

Анализ влияния геометрии и модовой структуры показал, что для экспериментального измерения рекомендуется использовать полоски наибольшей возможной длины, при которой ещё не наступает насыщение усиления, при этом удобно пользоваться методом ВДВП с отступом. Предложенный метод повышает точность измерений спектров усиления и поглощения полупроводниковых гетероструктур.

Проведены экспериментальные исследования спектров фотолюминесценции, фотоотражения и усиления полупроводниковых структур с квантовыми точками CdSe и квантовыми ямами InGaN/GaN. По спектрам фотолюминесценции и фотоотражения выяснены особенности физических процессов, происходящих в структурах при различных температурах и уровнях возбуждения.

Для квантовых точек CdSe величина характеристического усиления составила 57.6 см$^{-1}$ при пороговом уровне накачки (20 кВт/см^2). Рассчитанный фактор оптического ограничения для данной структуры составил 0,035. Оценка величины материального усиления квантовых точек CdSe в ZnSe матрице для исследуемых лазеров в пороге генерации была не менее 1700 см$^{-1}$. Столь высокое материальное усиление квантовых точек CdSe в ZnSe матрице свидетельствует о больших возможностях для создания на основе этих активных сред низкопороговых лазеров для зеленой области спектра.

Для структур с квантовыми ямами InGaN/GaN значение плотности мощности возбуждения для порога прозрачности составляет величину $I_{прозр}$ = 12.7 кВт/см^2, а характеристическое усиление g_0 = 13.54 см$^{-1}$, что делает их весьма привлекательными для создания на их основе мощных полупроводниковых лазеров и светодиодов.

4. НЕЛІНЕЙНЫЯ ЭФЕКТЫ Ў ФАТОННЫХ КРЫШТАЛЯХ*

Фатонныя крышталі ўяўляюць сабой структуры, у якіх дыэлектрычная пранікальнасць мадулюецца з перыядам, параўнальным з даўжынёй хвалі святла. Такія структуры дазваляюць кантраляваць шматлікія параметры электрамагнітнага выпраменьвання, падобна да таго, як паўправаднікі даюць магчымасць кантраляваць электроны.

Шматлікія з эфектаў, вывучаных 10-15 гадоў назад у нелінейнай фізіцы і нелінейнай оптыцы кіравання хвалямі, могуць знайсці ўнікальнае прымяненне для гэтага новага тыпу аптычных структураў. Нелінейнасць аптычных матэрыялаў з'яўляецца істотнай, калі мы жадаем стварыць прылады для цалкам аптычнай апрацоўкі сігналу – аптычныя дыёды, транзістары, пераключальнікі, абмежавальнікі [36, 37], фазавыя дальнамеры на лазерных дыёдах [38]. Павольная групавая хуткасць святла ў фатонна-крышталічных схемах можа значна павялічыць накопленыя нелінейныя зрухі фазы, якія патрабуюцца для эфектыўнай працы аптычнага пераключальніка, што прывядзе да змяншэння памеру шматлікіх фатонных прыладаў, якія працуюць пры значна меншай магутнасці. Гэтыя перавагі могуць быць выкарыстаны пры праектаванні вельмі малых аптычных лагічных затвораў на аснове лёгкадаступных матэрыялаў. Таксама гэта дае магчымасць спалучыць некалькі тысяч такіх прыладаў у чып памерам у некалькі квадратных сантыметраў.

Нелінейная оптыка традыцыйна разглядаецца ў тэрмінах асобных эфектаў квадратычнай (другі парадак $\chi^{(2)}$) і кубічнай (трэці парадак $\chi^{(3)}$) нелінейнасцяў. Напрыклад, нелінейнасць $\chi^{(2)}$ нецэнтральна-сіметрычных нелінейных фатонных крышталяў з'яўляецца адказнай за такія важныя аптычныя эфекты як пераўтварэнне частаты і аптычнае параметрычнае ўзмацненне. Тады як нелінейнасць $\chi^{(3)}$ звычайна звязаная з залежнасцю паказніка праламлення ад інтэнсіўнасці (эфект Кера), фазавай аўтамадуляцыяй, самафакусіроўкай і аптычнымі салітонамі. Даследаванні ў апошнія гады паказалі, што гэтыя два класы аптычных эфектаў можна аб'яднаць. Асабліва было адзначана, што нелінейнасць другога парадку можа прыводзіць да вялікай звышхуткай фазавай

* Работа на республиканском конкурсе по физике 2006 г. отнесена к первой категории

аўтамадуляцыі з-за каскаднага эфекту, калі асноўная хваля і яе другая гармоніка ўзгадняюцца па фазе. Такія каскадныя нелінейнасці выклікаюць шматлікія важныя аптычныя эфекты, уключна з генерацыяй і распаўсюджаннем салітонаў, што падобна да самаўздзеяння святла ў $\chi^{(3)}$ асяроддзях пра вельмі нізкіх уваходных магутнасцях. Дадзеныя новыя магчымасці прывялі да росту цікавасці выкарыстання $\chi^{(2)}$ матэрыялаў у апрацоўцы аптычных сігналаў.

Пераўтварэнне частаты і генерацыя з'яўляюцца вобласцю, у якой фатонныя крышталі граюць важную ролю з-за каскадных эфектаў. Традыцыйны метад квазі-фазавага узгаднення (метад накіраваны на дасягненне фазавага ўзгаднення паміж дзвюма ці большай колькасцю аптычных гармонік) грунтуецца на аднамернай перыядычнай мадуляцыі (з перыядам, параўнальным з частатой пульсацый) нелінейнай успрымальнасці другога парадку, каб кампенсаваць разузгадненне паміж хвалевымі вектарамі асноўнай хвалі і другой гармонікі. Дадзены спосаб можа быць пашыраны на фатонна-крышталічныя структуры большых памернасцяў.

Хаця фатонна-крышталічныя схемы і валодаюць шматлікімі ўнікальнымі ўласцівасцямі, але іх вытворчасці перашкаджае неабходнасць уводзіць нелінейныя дамешкі ў лінейны фатонны крышталь. Гэта праблема можа быць вырашаная стварэннем фатоннага крышталя з адзінага кавалку нелінейнага дыэлектрычнага матэрыялу. У гэтым выпадку, нелінейны водгук аптычнага матэрыялу можа прывесці да самалакалізацыі святла ў форме нелінейна лакалізаваных мод альбо дыскрэтных салітонаў, што дазволіць стварыць амаль ідэальныя хваляводныя ланцугі для сеціваў дыскрэтных салітонаў.

4.1. Тэорыя фатонных крышталяў

4.1.1. Утварэнне забароненай зоны ў электрамагнітным спектры

Узнікненне зоннай структуры спектра, уключаючай забароненыя зоны (шчыліны), з прычыны брэгаўскага роскіду на перыядычным узрушэнні — гэта чыста хвалевая з'ява. Яна не залежыць ад таго ці з'яўляюцца хвалі квантавымі (фермі-часцінкі), ці класічнымі (бозэ-узрушэнні пры вялікіх ліках запаўнення). Таму не дзіўна, што аб існаванні забароненых зон электрамагнітнага спектра ведалі ўжо ў 1914 годзе, гэта значыць задоўга да з'яўлення квантавай механікі і ўяўленнях аб блохаўскіх хвалях. Аднак ў той час не існавала якіх-небудзь прадумоў для пастаноўкі праблемы фатонных крышталяў. На самой справе, усе вядомыя трохмерныя перыядычныя структуры былі тады апісаны мадэлямі атамных рашотак, якія даюць шчыліны ў рэнтгенаўскім спектры і валодаюць вельмі малой варыяцыяй дыэлектрычнай

пранікальнасці $|\varepsilon-1|\approx10^{-4}$. Як вынік, забароненыя зоны ў рэнтгенаўскім спектры надзвычай вузкія і магчымыя толькі для малых участкаў на паверхні зоны Брылюэна крышталю, а значыць ні аб якой поўнай забароненай зоне і не магло быць размовы.

Пачатак эпохі фатонных крышталяў адносяць да 1987 года, звязваючы яго з дзвюма публікацыямі — “E.Yablonovitch. Inhibited Spontaneous Emission in Solid State Physics and Electronics” і “S.John. Strong Localization of Photons in Certain Disordered Dielectric Superlattices”. Гэтыя працы прыцягнулі вялікую ўвагу дзякуючы ўзгадцы ў іх дзвюх выключна важных вынікаў, выцякаючых з наяўнасці шчыліны ў спектры фатонаў [39]:

1.У вобласці поўнай забароненай зоны немагчымае спантаннае выпраменьванне, для якога патрабуецца наяўнасць уласных станаў у спектры (шчыльнасці станаў) выпраменьваемых фатонаў. У прыватнасці, электронна-дзіркавая рэкамбінацыя павінна цалкам падаўляцца, калі частата аптычнага перахода трапляе ў фатонную забароненую зону крышталю.

2.Фатоны могуць лакалізавацца на дыэлектрычных дэфектах фатоннага крышталю, прыводзячы да ўтварэння незвычайных фатонных станаў, уключаючы звязаныя атамна-фатонныя станы.

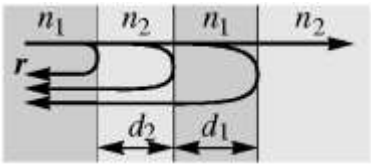
З гэтага вынікае, што фатонныя крышталі выклікаюць цікавасць не з пункту гледжання іх фізічнай мадэлі, а якім чынам яны могуць быць выкарыстаныя на практыцы. Аднак з-за адсутнасці якіх-небудзь прыродных крышталяў першачарговай задачай з’яўляецца стварэнне штучных фатонна-крышталічных структур, і ў гэтай дзейнасці сваё месца адведзена тэхналогіі, эксперыменту і тэорыі. Каб атрымаць фатонныя крышталі для інфрачырвонай і бачнай абласцей патрабуюцца штучныя структуры з вялікім (у параўнанні з памерам атамаў) перыядам і вялікай варыяцыяй дадатнай дыэлектрычнай пранікальнасці.

Разгледзім рух фатонаў праз перыядычную структуру дыэлектрычных слаёў таўшчынёй у чвэрць хвалі з дзвюма рознымі паказнікамі праламлення – аднамерны фатонны крышталь. Пры нармальным падзенні святла на плоскую мяжу падзелу дзвюх асяроддзяў з паказнікамі праламлення n_1 і n_2 амплітудныя каэфіцыенты адбіцця і прапускання святла r і t вызначаюцца розніцай паказнікаў праламлення

$$r=\frac{n_1-n_2}{n_1+n_2}, \qquad t=\frac{2n_1}{n_1+n_2}. \tag{4.1}$$

Трэба адзначыць, што калі $n_1 > n_2$, амплітудны каэфіцыент адбіцця дадатны ($\mathrm{Arg}(r)=0$), у супрацьлеглым выпадку r адмоўны ($\mathrm{Arg}(r)=\pi$).

Разгледзім сістэму з чаргавальнымі слаямі: d_1 – таўшчыня слоя з паказнікам праламлення n_1, d_2 – адпаведна таўшчыня слоя з паказнікам праламлення n_2. Святло, падаючае на такую сістэму, часткова адбіваецца ад першай мяжы з каэфіцыентам r, часткова праходзіць з каэфіцыентам t і даходзіць да другой мяжы, набіраючы фазу $2\pi n_2 d_2 / \lambda_0$, адбіваецца ад другой мяжы з каэфіцыентам – r, вяртаецца да першай мяжы, зноў набіраючы фазу $2\pi n_2 d_2 / \lambda_0$, і выходзіць навонкі. Такім чынам, фаза хвалі, адбітай ад другой мяжы, і вярнуўшайся да першай, адрозніваецца на велічыню $\Delta\Phi = 4\pi n_2 d_2 / \lambda_0 + \pi$.



Мал. 4.1. Адбіццё хваляў у слаістай структуры

Калі рознасць фаз $\Delta\Phi$ кратная 2π, то хвалі, адбітыя ад першай і другой межаў будуць узмацняць адна адну. Такая сітуацыя адпавядае разглядаемаму выпадку, калі аптычная таўшчыня слоя складае чвэрць даўжыні хвалі: $n_2 d_2 = \lambda_0/4$ [40]. Такім чынам у разглядаемай структуры каэфіцыент адбіцця святла павялічваецца, а інтэнсіўнасць святла ў таўшчыні структуры экспаненцыйна згасае.

Распаўсюджванне плоскай хвалі ў слаістым асяроддзі можна апісаць з дапамогай метаду матрыц перадач (альбо характарыстычных матрыц), заснаванага на тым, што электрамагнітнае поле можа быць апісана дзвюма лінейна незалежнымі скалярнымі велічынямі, напрыклад тангенцыйнымі ў адносінах да межаў слаёў кампанентамі электрычнага і магнітнага палёў, і значэнні гэтых велічынь у двух розных пунктах структуры звязаны матрыцай перадачы T:

$$\begin{pmatrix} E_\tau(z_2) \\ H_\tau(z_2) \end{pmatrix} = T(z_1, z_2) \begin{pmatrix} E_\tau(z_1) \\ H_\tau(z_1) \end{pmatrix}. \qquad (4.2)$$

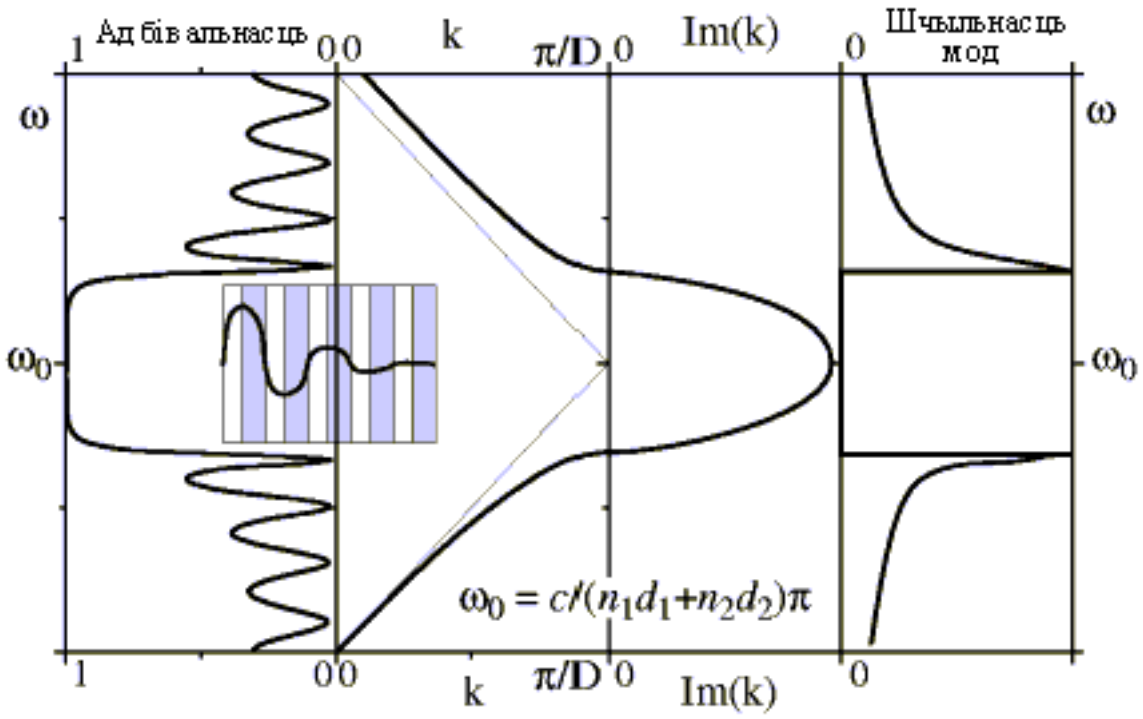
Дадзены метад дазваляе разлічыць каэфіцыенты адбіцця і прапускання святла ад аднамернага фатоннага крышталю, а таксама профіль інтэнсіўнасці святла ўнутры структуры. На мал. 4.2 паказаны спектр адбіцця святла ад крышталю. Бачна, што ў некаторай вобласці даўжынь хваляў з цэнтрам, адпавядаючым даўжыні хвалі, задавальняючай суадносінам $n_1 d_1 = n_2 d_2 = \lambda_0 / 4$, каэфіцыент адбіцця блізкі да адзінкі, гэта значыць святло цалкам адбіваецца ад структуры.

Хвалі ў перыядычным асяроддзі апісваюцца тэарэмай Блоха, і могуць быць прадстаўлены ў выглядзе здабытку плоскай хвалі на перыядычную функцыю $U_k(z)$, перыяд якой адпавядае перыяду структуры

$$H_k(z) = \exp(iKz) \cdot U_k(z). \tag{4.3}$$

Запісаўшы матрыцу перадач праз перыяд структуры $d = d_1 + d_2$ і карыстаючыся тэарэмай Блоха, можна атрымаць дысперсійныя суадносіны, якія звязваюць частату святла ω і хвалевы вектар блохаўскай хвалі K

$$2\cos(Kd) = T_{11}^{\ d}(\omega) + T_{22}^{\ d}(\omega). \tag{4.4}$$



Мал. 4.2. Спектр адбіцця святла ад аднамернай фатоннай структуры. Профіль поля электрамагнітнай хвалі ў таўшчыні структуры. Дысперсійная залежнасць для святла ў структуры. Спектральная залежнасць уяўнага хвалевага вектара K у вобласці фатоннай забароненай зоны. Спектр шчыльнасці фатонных станаў. Тонкай лініяй паказана дысперсія свабоднага фатона

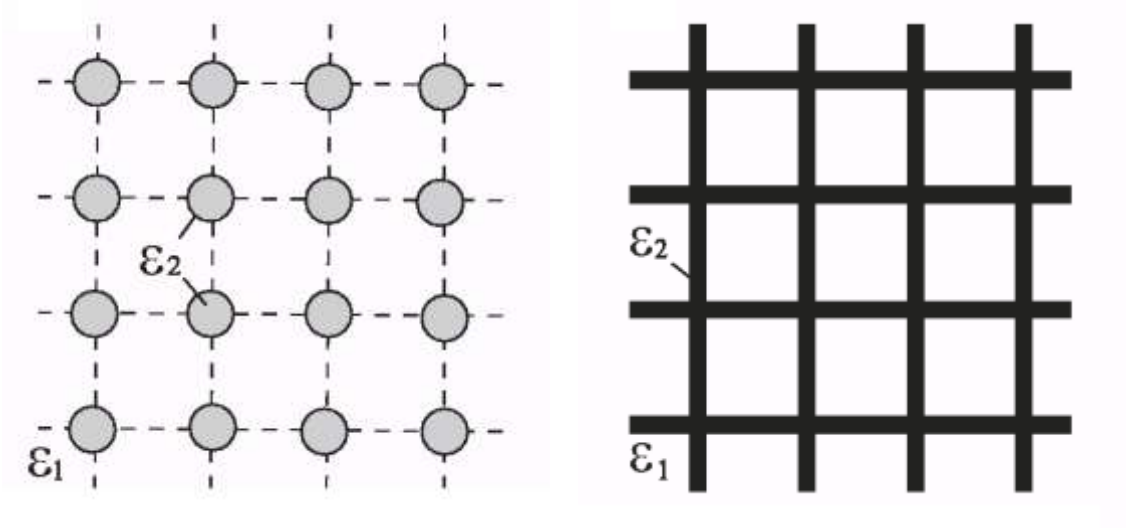
Рашаючы дадзенае ўраўненне (4.4), можна атрымаць дысперсійныя суадносіны святла ў перыядычным асяроддзі $\omega(K)$. Пры гэтым залежнасць $\omega(K)$ уяўляе сабой перыядычную функцыю ад K, перыяд якой адпавядае вектару адваротнай рашоткі $G = 2\pi / d$. Аналіз

дысперсных залежнасцяў $\omega(K)$ праводзяць, абраўшы хвалевы вектар у інтэрвале $-\pi/d < K < \pi/d$, гэта значыць у першай зоне Брылюэна.

Адбіццё святла можа быць інтэрпрэтаванае як змяненне хвалевага вектара *K* на супрацьлеглы – *K*. Гэта можна запісаць як

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0} = \frac{\pi c}{n_1 d_1 + n_2 d_2} = \frac{\pi c}{d\langle n\rangle}. \qquad (4.5)$$

Улічваючы, што $\omega = kc/\langle n\rangle$ ёсць дысперсійная залежнасць для святла, якое распаўсюджваецца ў аднародным асяроддзі з паказнікам праламлення $\langle n\rangle$, можна бачыць, што з'яўленне фатоннай забароненай зоны адбываецца, калі хвалевы вектар святла ў аднародным асяроддзі з паказнікам праламлення, адпавядаючым усярэдненаму паказніку праламлення структуры $\langle n\rangle$, становіцца роўным палове адваротнага вектара рашоткі, гэта значыць калі хвалевы вектар падаючага святла змяняецца на велічыню вектара адваротнай рашоткі. Такім чынам, з'яўленне забароненай фатоннай зоны – гэта праява ўзаемадзеяння электрамагнітнага поля з перыядычнай структурай [40].



а) *б)*

Мал. 4.3. Схематычны відарыс мадэляў фатонных крышталяў, утвораных дзвюма матэрыяламі з дыэлектрычнымі пастаяннымі ε_1 і ε_2 [36].

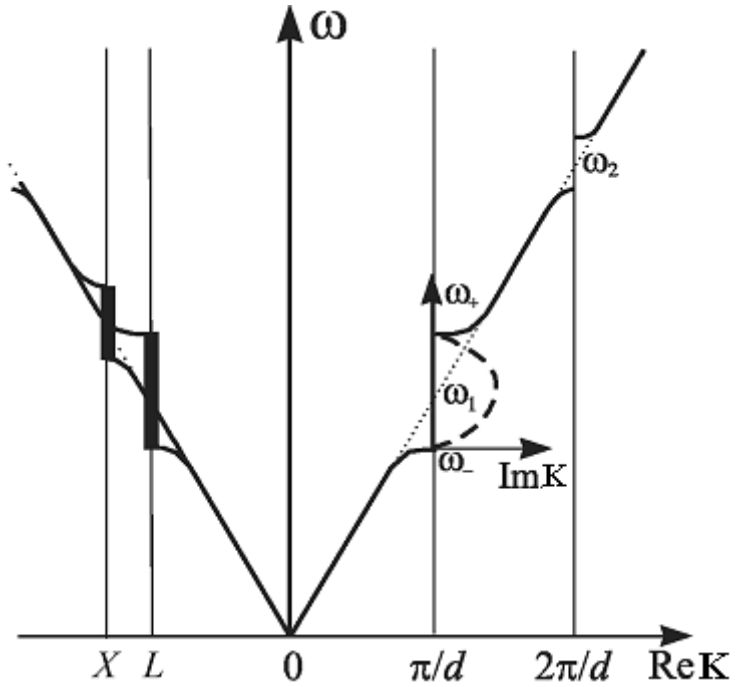
Размяжоўваюць два тыпы трохмерных фатонных крышталяў, паказаныя на мал. 4.3. У першым выпадку (мал. 4.3 а) у вузлы рашоткі фатоннага крышталю змешчаныя аднолькавыя дыэлектрычныя часцінкі, напрыклад, шары. Такі крышталь характарызуецца дыэлектрычнай пранікальнасцю ε_1 па-за шарамі і ε_2 унутры шароў, вектарамі рашоткі і радыусам шароў. У другім выпадку вузлы рашоткі ў дыэлектрыку з

пранікальнасцю ε_1 звязаны адзін з адным цыліндрычнымі калонамі (мал. 4.3 б) з дыэлектрычнай пранікальнасцю ε_2. З невялікімі нюансамі гэтая класіфікацыя прыдатная і для двухмерных фатонных крышталяў [36].

З прычыны перыядычнасці фатоннага крышталю уласныя электрамагнітныя станы ў ім з'яўляюцца блохаўскімі хвалямі, для характарызацыі якіх прыдатныя такія паняткі, як квазіімпульс, закон дысперсіі, адваротная рашотка і т.д. Маючы на ўвазе структуры фатонных крышталяў, выяўленых на мал. 4.3, праілюструем утварэнне фатоннай зоннай структуры ў вылучаным напрамку ўнутры крышталю. Звернемся да мал. 4.4, які адпавядае набліжэнню амаль свабодных фатонаў. У нулявым набліжэнні разглядаюцца свабодныя фатоны ў квазіаднародным асяроддзі з дыэлектрычнай пранікальнасцю ε. Яны маюць закон дысперсіі:

$$\omega(K) = cK / \sqrt{\varepsilon}\ , \qquad (4.6)$$

паказаны на мал. 4.4 пункцірнай прамой лініяй; у дадзенай формуле c – хуткасць святла ў вакууме, K – хвалевы вектар і $\omega(K) = \omega(-K)$.



Мал. 4.4. Закон дысперсіі электрамагнітных хваляў у фатонным крышталі (схема пашыраных зон).

У правай частцы паказаны суадносіны паміж частатой ω і велічынямі Re *K* (суцэльныя крывыя) і Im *K* (пункцірная крывая ў стоп-зоне $\omega_- < \omega < \omega_+$) для зададзенага накірунку. У левай частцы да адной восі Re *K* прыведзены дысперсійныя галіны, адпавядаючыя дзвюм розным накірункам у крышталі; вылучаны тлустым чорным колерам стоп-зоны ў пунктах *L* і *X* зоны Брылюэна.

Увядзенне мадуляцыі дыэлектрычнай пранікальнасці з перыядам d прыводзіць да з'яўлення зоны Брылюэна памерам $\cong 1/d$. На краях зоны Брылюэна закон дысперсіі фатонаў адхіляецца ад дадзенай формулы, як і паказана на мал. 4.4. Знешне гэты графік мала чым адрозніваецца ад дыяграмы, апісваючай узнікненне забароненых зон у набліжэнні амаль свабодных электронаў. Аднак на самой справе ў дысперсіі блохаўскіх фатонаў і электронаў ёсць два прынцыповыя адрозненні:

- лінейны закон дысперсіі свабодных фатонаў замест парабалічнага закону дысперсіі свабодных электронаў,
- істотная маласць памеру зоны Брылюэна фатоннага крышталю π/d у параўнанні з памерам зоны Брылюэна электронаў у паўправадніках з-за таго, што перыяд фатоннага крышталю $d \approx c/\omega$ больш чым у 10^3 разоў перавышае пастаянную атамнай рашоткі.

4.1.2. Маштабаванне электрамагнітных узрушэнняў

У падмурку асноўных дапушчэнняў тэорыі фатонных крышталяў ляжаць набліжэнні лінейнай оптыкі, ізатропнасць і макраскапічнасць дыэлектрычнай пранікальнасці, а таксама адсутнасць частотнай дысперсіі і паглынання [36].

Такім чынам, дыэлектрычная пранікальнасць – гэта рэчаісная (як правіла, дадатна вызначаная) перыядычная функцыя каардынат $\varepsilon(r) = \varepsilon(r+a)$. Пры адсутнасці знешніх зарадаў і токаў задачу электрадынамікі для манахраматычнай хвалі з частатой ω звычайна фармулююць у тэрмінах магнітнага поля H на аснове ўраўнення

$$rot_r\left(\frac{1}{\varepsilon(r)} rot_r H(r)\right) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 H(r), \qquad (4.7)$$

якое атрымліваецца з ураўненняў Максвела пасля выключэння электрычнага поля. Для рэчаісных функцый $\varepsilon(r)$ гэтае ўраўненне вызначае задачу на ўласныя значэнні $(\omega/c)^2$ з эрмітавым аператарам

$$\hat{L} = rot_r\left[\varepsilon^{-1}(r) rot_r\right].$$

Гэта задача мае даволі блізкія аналогіі з аднаэлектроннай задачай квантавай механікі

$$\hat{H}\Psi = E\Psi$$

з гамільтаніянам

$$\hat{H} = -\hbar^2\nabla^2/2m + V(r),$$

калі ўлічыць адпаведнасці [36]

$$\hat{L} \to \hat{H}, \qquad H \to \Psi, \qquad (\omega/c) \to E.$$

У прыватнасці з эрмітавасці аператара L вынікае, што ўласныя значэнні ω^2 рэчаісныя, і нават больш таго $\omega^2 > 0$ пры ўмове $\varepsilon(r) > 0$, гэта значыць, што і уласныя частоты ω рэчаісны.

Дадзеная аналогія карысная і для высвятлення адрозненняў паміж электроннымі і фатоннымі мадэлямі. У атамнай (электроннай) мадэлі маецца фундаментальны маштаб даўжыні – бораўскі радыус электрона. Для фатонных крышталяў такой фундаментальнай меры даўжыні няма, у выніку гэта прыводзіць да важных асаблівасцяў маштабавання (скэйлінга) у электрадынамічнай задачы (4.7). Няхай нам вядома рашэнне ураўнення (4.7), альбо, інакш кажучы, зонны спектр $\omega(K)$ і форма $H(r)$ блохаўскіх электрамагнітных мод у фатонным крышталі з дыэлектрычнай пранікальнасцю $\varepsilon(r)$. Прамаштабуем апошнюю, змяніўшы яе велічыню ў кожным пункце ў s^2 разоў, гэта значыць пяройдзем да новай функцыі $\varepsilon'(r) = \varepsilon(r)/s^2$. Пасля падстановы $\varepsilon(r) = \varepsilon'(r)\, s^2$ ураўненне (4.7) набывае выгляд

$$rot_r\left(\frac{1}{\varepsilon'(r)} rot_r H(r)\right) = \left(\frac{s\omega}{c}\right)^2 H(r). \tag{4.8}$$

Гэта ўраўненне паказвае, што змяненне маштабу дыэлектрычнай пранікальнасці $\varepsilon \to \varepsilon / s^2$ прыводзіць толькі да трывіяльнага змянення маштабу зоннай структуры $\omega \to \omega \cdot s$. Такім чынам, абсалютнае значэнне $\varepsilon(r)$ неістотнае для існавання зоннай структуры (яно ўплывае на становішча забароненай зоны ў спектры), а, насамрэч, важная велічыня варыяцыі дыэлектрычнай пранікальнасці. Пры наяўнасці дзвюх матэрыялаў з пранікальнасцямі ε_1 і ε_2 (мал. 4.1) судачыненне

$$\eta = \max_i\{\varepsilon_i\} / \min_i\{\varepsilon_i\} \tag{4.9}$$

звычайна называюць кантрастам паказніка праламлення [36], прычым для аднароднага асяроддзя (у якім адсутнічае зонная структура) $\eta = 1$, а пры ўзрастанні η верагоднасць утварэння забароненай зоны павялічваецца.

Змяніўшы прасторавы маштаб задачы $r' = sr$, не змяняючы велічыню функцыі $\varepsilon(r)$, якая пераўтвараецца па правілу $\tilde{\varepsilon}(r') = \varepsilon(r'/s)$, з (4.5) атрымліваем

$$rot_{r'}\left(\frac{1}{\tilde{\varepsilon}(r')} rot_{r'} H\left(\frac{r'}{s}\right)\right) = \left(\frac{\omega}{sc}\right)^2 H\left(\frac{r'}{s}\right). \tag{4.10}$$

Гэта ўраўненне сцвярджае, што пры “расцяжэнні” каардынатаў $r \to s \cdot r$ структура спектра і характар уласных станаў не змяняюцца, але змяняецца маштаб частаты $\omega \to \omega / \cdot s$ і адбываецца “расцяжэнне” профілю

электрамагнітнай моды $H(r) \to H(r/s)$. Ураўненні (4.8) і (4.10) сведчаць, што шляхам маштабавання усіх памераў фатоннага крышталю альбо дыэлектрычнай пранікальнасці тэарэтычна можна зрушыць забароненую зону электрамагнітнага спектра ў любую частотную вобласць, якая будзе патрабавацца для канкрэтнага практычнага выкарыстання. Аднак звяртанне да дадзенага прынцыпу у рэальным жыцці абмежаванае, так як пры змяненні частаты функцыя ε(r) рэальнага рэчыва можа зазнаваць як колькасныя, так і якасныя (пры наяўнасці аптычных рэзанансаў) змены, а гэта зусім не дапускалася пры вывядзенні (4.8) і (4.10) [36].

4.1.3. Аднамерныя фатонныя крышталі

Шматслаёвыя перыядычныя структуры, з даўняй пары вядомыя як аптычныя фільтры альбо брэгаўскія адбівальнікі, на сучасны дзень атрымалі назву аднамерных фатонных крышталяў [36, 41]. Такі крышталь мадэлюецца чаргавальнымі слаямі матэрыялаў А і В з дыэлектрычнымі пранікальнасцямі ε_A і ε_B, прычым таўшчыні слаёў роўныя a і b адпаведна, а перыяд роўны $d=a+b$. Закон дысперсіі блохаўскай электрамагнітнай хвалі, распаўсюджвальнай па нармалі да слаёў, мае наступны выгляд

$$\cos Kd = \cos k_A a \cos k_B b - \frac{1}{2}\left(\frac{\sqrt{\varepsilon_A}}{\sqrt{\varepsilon_B}} + \frac{\sqrt{\varepsilon_B}}{\sqrt{\varepsilon_A}}\right)\sin k_A a \sin k_B b, \qquad (4.11)$$

дзе $k_i = \sqrt{\varepsilon_i}\omega/c$. Такі закон вызначае блізкую аналогію паміж аднамернай мадэллю фатоннага крышталю і электроннай мадэллю Кроніга-Пэні, якая дапамагае зразумець прыроду і асаблівасці фатоннай забароненай зоны. У доўгахвалевым набліжанні, зрабіўшы ў законе дысперсіі блохаўскай электрамагнітнай хвалі раскладанне па малым параметрам $|K|d << 1$, $k_A a << 1$ і $k_B b << 1$, атрымліваем ураўненне (4.6), альбо закон дысперсіі свабодных фатонаў, у якім $\varepsilon = (\varepsilon_A a + \varepsilon_B b)/(a+b)$.

Прымаючы ўзрушэнне $|\varepsilon_A - \varepsilon_B|$ слабым і карыстаючыся правай часткай мал. 4.4, разглядзім структуру электрамагнітных мод, да якіх адносіцца дысперсійнае ўраўненне (4.11). Паблізу краёў забароненай зоны непасрэдна пад і над ёй гэтыя моды ўяўляюць сабой стаячыя хвалі. Пры гэтым нізкачастотная мода (з частатой ω_--0 ніжэй забароненай зоны $\omega_- < \omega < \omega_+$) канцэнтруе сваю электрамагнітную энергію ў слаях з большай дыэлектрычнай пранікальнасцю $\max\{\varepsilon_A, \varepsilon_B\}$, а мода з частатой $\omega_+ + 0$ — у слаях з меншай дыэлектрычнай пранікальнасцю $\min\{\varepsilon_A, \varepsilon_B\}$.

У забароненай зоне, якая адпавядае ўмове $|\cos Kd| > 1$ у (4.11), няма блохаўскіх фатонных станаў з рэчаісным хвалевым вектарам: там хвалевы вектар роўны $\pi/d + ik''$ з $k'' = \mathrm{Im}\,k(\omega) > 0$ (гэта паказана пункцірнай крывой на ўстаўцы правай часткі мал. 4.4). Такім чынам, у забароненай зоне немагчымае існаванне распаўсюджваючыхся хваляў блохаўскага тыпу, і моды згасаюць па экспаненцыйнаму закону

$$|H(r)| \approx \exp(-k''|z|)$$

уздоўж восі крышталю. Згасаючыя моды не задавальняюць трансляцыйна-сіметрычным межавым умовам, і ў бясконца працяглым ідэальным крышталі іх нельга абудзіць святлом. Аднак яны могуць абуджацца пры парушэнні трансляцыйнай сіметрыі крышталю дэфектамі і межамі. Як і ў аднамернай электроннай задачы, забароненыя зоны ў аднамерным фатонным крышталі ўтвараюцца тэарэтычна пры любой малой розніцы $|\varepsilon_A - \varepsilon_B|$ дыэлектрычных пранікальнасцяў, гэта значыць заўсёды. Пры пераходзе да схемы прыведзеных зон на мал. 4.4 забароненыя фатонныя зоны паміж парамі дазволеных зон павінны з'яўляцца альбо на краі галоўнай зоны Брылюэна, альбо ў яе цэнтры.

4.1.4. Аптычныя прылады на нелінейных эфектах у фатонных крышталях

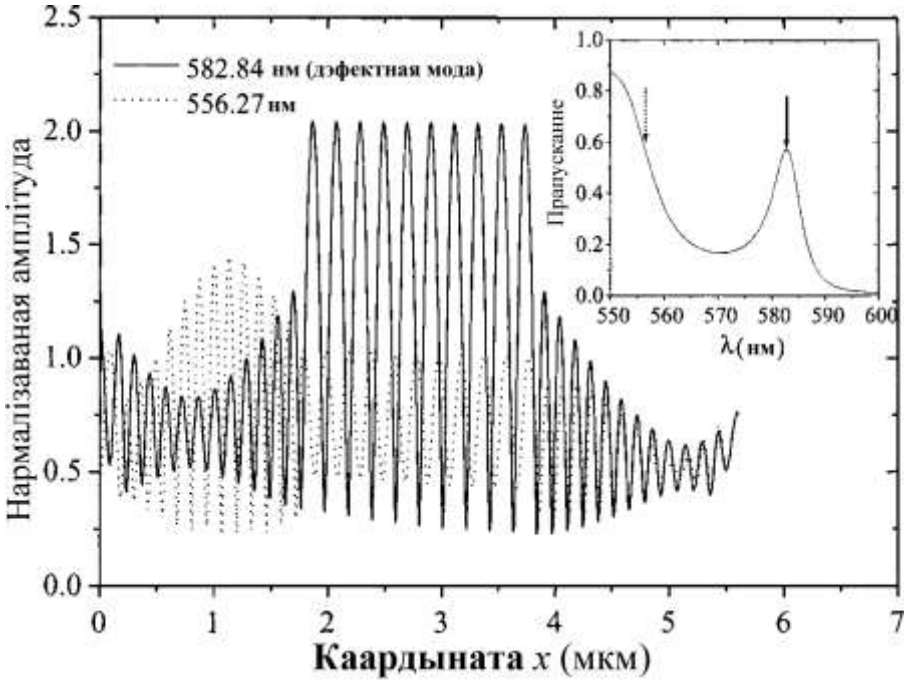
На аснове фатонных крышталяў з нелінейнымі слаямі магчыма стварыць аптычныя абмежавальнікі і пераключальнікі. Яны могуць быць выкарыстаныя для фільтравання, згладжвання, аб'яднання аптычных імпульсаў і для абмежавання аптычнай магутнасці. Аптычныя абмежавальнікі, заснаваныя на нелінейных эфектах у фатонных крышталях, менш успрымальныя да пашкоджання, чым прылады, заснаваныя на паглынанні. З-за таго, што абмежавальнікі і пераключальнікі складаюцца з шматслаёвых структураў, яны з'яўляюцца адносна простымі для вытворчасці ў патрэбнай форме альбо для спалучэння іх да любой формы паверхні. На працу такіх прыладаў не ўплывае зрух сэнсара, які ён ахоўвае. Дадзеныя прылады могуць быць зробленымі альбо высокаселектыўнымі, альбо валодаць сваімі ўласцівасцямі ў шырокім дыяпазоне даўжыняў хваляў.

Рэалізацыя абмежавальнікаў з выкарыстаннем матэрыялаў, якія валодаюць супрацьлеглымі нелінейнасцямі Кера, гарантуе насычэнне пераданай інтэнсіўнасці да лімітнай велічыні [42]. Цэнтр забароненай зоны ў гэтым выпадку фіксуецца на патрэбнай частаце незалежна ад падаючай інтэнсіўнасці. У супрацьлеглым выпадку шматслаёвая структура можа паказваць мультыстабільнасць [43]. У адрозненне ад прапанаваных структураў структуры з вялікай колькасцю стабільных

станаў ў агульным не валодаюць насычэннем пераданай інтэнсіўнасці да лімітнага парогу і могуць паказваць хаатычныя паводзіны.

Цалкам аптычныя пераключальнікі могуць быць распрацаваныя на аснове аптычнай бістабільнасці ў нелінейных шматслаёвых структурах. Бістабільнасць выклікае механізм самапераключэння, з-за таго што выхад залежыць, напрыклад, ад уваходнай магутнасці святла. Для практычнага інтарэсу парогавая велічыня ўваходнай магутнасці для бістабільнасці павінна быць зменшана. Эфектыўны лічбавы метад можа быць карысным пры распрацоўцы такога пераключальніка.

Адной з уласцівасцяў фатонных крышталяў (ФК) з дэфектным слоем з'яўляецца лакалізацыя электрамагнітнай энергіі каля дэфекту для пэўных частотаў, якія ня могуць распаўсюджвацца ўнутры ФК. Гэты факт з'яўляецца істотным пры стварэнні мікрарэзанатараў і хваляводаў [44, 45]. Магчымасці такіх прыладаў на ФК могуць быць пашыраны з дадаткам аптычных нелінейнасцяў. Адпаведна, уплыў фатоннай забароненай зоны можа быць выкарыстаны для ўзмацнення альбо змянення паводзінаў нелінейных аптычных матэрыялаў. Напрыклад, выроўніванне суадносінаў дысперсіі фатонаў у блізкасці фатоннай забароненай зоны паказвае аслабленне патрабаванняў узгаднення фазы, што прыводзіць да ўзмацнення генерацыі другой і трэцяй гармонік, а звязаная з дэфектамі лакалізацыя павялічвае разнастайнасць нелінейных працэсаў трэцяга парадку ў аднамерных ФК.



Мал. 4.5. Амплітуда электрычнага поля ўнутры фатоннай структуры на даўжыні хвалі дэфектнай моды (суцэльная лінія) і на краі забароненай зоны (пункцірная лінія) [46]

Нелінейныя аптычныя эфекты могуць быць значна узмоцнены лакалізацыяй аптычнага поля ўнутры дэфекту ў аднамерным ФК. У [46] было прапанавана спектраскапічнае даследаванне ўзмацнення нелінейных эфектаў для выпадку адносна слабага ўзмацнення. Структуры, выкарыстаныя ў даследаванні, складаліся з дыэлектрычных чвэрць-хвалевых слаёў і нелінейнага дэфектнага слоя. Дадзеная камбінацыя матэрыялаў валодала нізкім кантрастам паказнікаў праламлення, роўным 1.11, і была абрана з-за таго, што зона падаўлення сігналу у такім выпадку з'яўляецца глыбокай і вузкай, у той час як дэфектныя пікі адносна шырокімі, і такім чынам могуць быць даследаваны каля краёў зоны падаўлення і па ўсёй зоне з выкарыстаннем перастайваемага пікасекунднага лазера.

Механізм нелінейнага ўзмацнення паказаны на мал. 4.5, які адлюстроўвае вымераную стабілізаваную амплітуду электрычнага поля (нармалізаваную да ўваходнай) унутры аднамернага фатоннага крышталю як на даўжыні хвалі дэфектнай моды, так і на даўжыні хвалі паблізу краю зоны. Хаця выхадная амплітуда прыблізна аднолькавая, поле ўнутры дэфектнага слоя, які валодаў нелінейнасцю, з'яўлялася нашмат большым для дэфектнай моды.

4.2. Метады рашэння задачы аптычнай бістабільнасці ў аднамерных нелінейных структурах з забароненымі фатоннымі зонамі

4.2.1. Механізмы аптычнага пераключэння ў структурах з забароненымі зонамі

Распаўсюджванне хваляў праз перыядычныя дыэлектрычныя структуры, якія носяць назву структур з забароненымі фатоннымі зонамі (ЗФЗ), было шырока даследавана ў апошнія гады [36, 39, 41]. Асноўнай уласцівасцю такіх структур з'яўляецца існаванне забароненай зоны ў вобласці частот, у якой не адбываецца распаўсюджванне святла. Гэта з'ява з'яўляецца аналагічнай электронным забароненым зонам у паўправадніковых крышталях. У такім крышталі электрон па меры руху ўзаемадзейнічае з перыядычным патэнцыялам, утвораным атамнай рашоткай, што прыводзіць да правалу ў энергетычным спектры электрона. Гэты правал разрывае энергетычны спектр на дзве часткі: ніжняя энергетычная зона называецца валентнай зонай, а верхняя энергетычная зона – зонай праводнасці. Аптычнай аналогіяй з'яўляецца фатонны крышталь, у якім перыядычны патэнцыял узнікае з-за рашоткі розных макраскапічных дыэлектрычных асяроддзяў. Аднак, пры ўвядзенні дэфектнага слоя ў абсалютна перыядычную ЗФЗ структуру ў забароненай зоне ўтвараецца донарныя альбо акцэптарныя моды [47]. Падобна да выпадку электрона, лакалізаванага каля дэфекту крышталя, у

дадзеным выпадку адбываецца істотнае павелічэнне поля ў аптычным дэфекце структуры [48].

Пры ўвядзенні нелінейнасці Кера ў ЗФЗ структуры (калі эфектыўны паказнік праламлення пачынае залежыць ад інтэнсіўнасці поля) адбываецца змяненне спектра прапускання, уключна са становішчам краёў зон. Такое дынамічнае зрушэнне краёў зон можа выклікаць з'яву аптычнай бістабільнасці. Гэты эфект можа быць выкарыстаны для стварэння аптычнага пераключальніка, напрыклад, па наступнай схеме: нелінейная канечная рашотка апраменьваецца двума светлавымі імпульсамі на розных частотах. Частата зандзіруючага промня знаходзіцца каля краю зоны, а частата больш магутнага промня напампоўвання ў сярэдзіне забароненай зоны для таго, каб змяніць каэфіцыент адбіцця структуры. Прамень напампоўвання выкарыстоўваецца для кантролю становішча краёў забароненай зоны структуры такім чынам, каб прапускаць альбо адбіваць зандзіруючы прамень. Перашкодай дадзенай працэдуры з'яўляецца тое, што прамень напампоўвання не пранікае ў структуру глыбока і таму істотна не змяняе эфектыўны каэфіцыент адбіцця. Каб павялічыць пранікненне поля, але перашкодзіць яго прапусканню, уводзіцца дэфектны слой у перыядычную структуру. І такім чынам дэфектная структура можа палепшыць працу пераключаючых прыладаў такога тыпу. З-за таго, што механізм пераключэння складаецца з двух імпульсаў розных частотаў, выкарыстоўваецца нелінейны метад канечных рознасцяў у часавай вобласці (КРЧВ) для таго, каб выйсці за павольна змяняльныя межы апраксімацыі і пазбегнуць складанасці задачы з-за ўзаемадзеяння паміж дзвюма частотамі.

Іншы падыход да стварэння цалкам аптычнага пераключальніка заснаваны на механізме самапераключэння – калі выхад нелінейна залежыць ад некаторых характарыстык уваходнага сігналу, яго магутнасці. Прыкладам такога механізму з'яўляецца аптычная бістабільнасць, якая можа быць рэалізавана ў нелінейнай перыядычнай структуры. У гэтым выпадку ўваходны сігнал можа быць монахраматычным. Так як велічыня парога бістабільнасці перыядычнай структуры з'яўляецца адносна высокай, прапануецца камбінаваная структура, якая складаецца са структуры з размеркаванай зваротнай сувяззю і фазава-узгодненым слоем, змешчаным у рэзанатар Фабры-Перо для таго, каб істотна зменшыць парог [49].

4.2.2. Метад канечных элементаў (МКЭ)

Метад канечных элементаў (МКЭ) для вывучэння нелінейнага аптычнага водгуку аднамерных канечных перыядычных структураў

заключаецца ў наступным: выкарыстоўваюцца строгае нелінейнае ўраўненне Гельмгольца і межавыя ўмовы празрыстасці (МУП); нелінейнае ўраўненне Гельмгольца разам з межавымі ўмовамі трансфармуецца ў варыяцыйную лічбавую схему; для лінейнай схемы пераўтвараецца стандартны МКЭ для таго, каб атрымаць схему чацвёртага парадку дакладнасці для сіметрычнай трыдыяганальнай структуры матрыцы канечных элементаў; для цалкам нелінейнага ўраўнення выкарыстоўваецца ўдакладнённая КЭ схема для лінейнай часткі і стандартны МКЭ для нелінейнай часткі. Выніковая нелінейная сістэма ўраўненняў рашаецца з дапамогай двух розных уваходных параметраў, гэта значыць альбо амплітуды падаючай хвалі альбо амплітуды праходзячай хвалі [50].

Разгледзім распаўсюджванне аптычнага электрамагнітнага поля праз аднамернае, перыядычнае, бязроскіднае і бясстратнае слаістае асяроддзе з нелінейнасцю Кера. Электрычнае і магнітнае палі запісваюцца ў форме

$$\vec{E}(z,t)=\left[0,E_y(z,t),0\right], \tag{4.12}$$

$$\vec{H}(z,t)=\left[H_x(z,t),0,0\right]. \tag{4.13}$$

Пры ўмове, што асяроддзе з’яўляецца ізатропным, палярызацыя P паралельная E:

$$\vec{P}(z,t)=\left[0,P_y(z,t),0\right]. \tag{4.14}$$

Ураўненні Максвела спрашчаюцца да хвалевага ўраўнення

$$\frac{\partial^2 E_y(z,t)}{\partial z^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E_y(z,t)}{\partial t^2}=\mu_0\frac{\partial^2 P_y(z,t)}{\partial t^2}. \tag{4.15}$$

Для матэрыялу з нелінейнасцю Кера палярызацыя P_y задаецца формулай:

$$P_y(z,t)=\varepsilon_0\left\{\chi^{(1)}(z)E_y(z,t)+\chi^{(3)}(z)\left|E_y(z,t)\right|^2 E_y(z,t)\right\}, \tag{4.16}$$

дзе $1+\chi^{(1)}(z)\equiv\varepsilon_r(z)\equiv n^2(z)$ апісвае лінейную дыэлектрычную пранікальнасць, n – паказнік праламлення, $\chi^{(3)}$ – нелінейная ўспрымальнасць трэцяга парадку. Пры ўзбуджэнні ўваходным промнем адной частаты ω палярызацыя (4.16) не выклікае генерацыі гармонік больш высокага парадку ў асяроддзі з нелінейнасцю Кера. Таму стацыянарныя рашэнні можна шукаць у форме

$$E_y(z,t)=\exp(i\omega t)E(z). \tag{4.17}$$

Залежнасць гармонікі ад часу прыводзіць да скалярнага нелінейнага ўраўнення Гельмгольца:

$$\frac{d^2E(z)}{dz^2}+k^2\left(n^2(z)+\chi^{(3)}(z)\left|E(z)\right|^2\right)E(z)=0, \qquad (4.18)$$

дзе $k^2=\omega^2/c^2$ з хуткасцю святла $c=1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$. Неабходна зазначыць, што ўраўненне (4.18) утрымлівае адвольныя $n(z)$ і $\chi^{(3)}$. Часта можна сутыкнуцца з нелінейным ураўненнем Гельмгольца (4.18) пры наяўнасці падаючай хвалі альбо з лінейнага, альбо з нелінейнага аднароднага асяроддзя на роскідную структуру (гэта значыць на лінейную, альбо нелінейную перыядычную структуру), якая ідзе за лінейнай альбо нелінейнай аднароднай вобласцю. У гэтым метадзе прымаецца, што асяроддзе па-за роскіднай структурай з'яўляецца лінейным і аднародным з паказнікам праламлення n_0. Для таго, каб рашыць гэту задачу лічбава, неабходна абмежаваць пачатковую бязмежную вобласць у канечную. Зрабіўшы гэта, неабходна ўлічыць межавыя ўмовы, якія апісваюць поўнае прапусканне падаючай хвалі і адначасова празрыстасць усіх выходзячых хваляў. Дадзеныя межавыя ўмовы называюцца межавымі ўмовамі празрыстасці патоку (МУПП).

Па-за роскіднай структурай ураўненне Гельмгольца з'яўляецца лінейным і мае пастаянны паказнік праламлення n_0. Таму гэта ўраўненне можа быць раскладзена на множнікі як

$$\left(\frac{d}{dz}-ikn_0\right)\left(\frac{d}{dz}+ikn_0\right)E=0, \qquad (4.19)$$

дзе выконваюцца наступныя межавыя ўмовы:

$$\frac{dE}{dz}-ikn_0E=-2ikn_0A_{inc}, \quad z=z_{\min}, \qquad (4.20)$$

$$\frac{dE}{dz}+ikn_0E=0, \quad z=z_{\max}. \qquad (4.21)$$

Першая межавая ўмова (4.20) з'яўляецца ўмовай прытоку для падаючай хвалі з хвалевым лікам k і пастаяннай амплітудай A_{inc}, а таксама умовай празрыстасці для рассеянага назад поля. Другая ўмова (4.21) – межавая ўмова празрыстасці для хвалі, падаючай з левага боку.

Лічбавы метад рашэння ўраўнення (4.18) заснаваны на варыяцыйным метадзе і заключаецца ў наступным. Спачатку даследуецца лінейная частка, гэта значыць, калі $\chi^{(3)}=0$, і разглядаецца яе функцыянал

$$F_{L_{in}}\left(E\right)=-\frac{1}{2}\int_{l}^{L}\left(\left|\frac{dE}{dz}\right|^{2}-k^{2}n^{2}\left|E\right|^{2}\right)dz\,, \tag{4.22}$$

дзе $l < z_{\min}$ і $L > z_{\max}$. Гэты функцыянал таксама можа быць запісаны як

$$F_{L_{in}}\left(E\right)=F_{1}\left(E\right)+F_{2}\left(E\right)+F_{3}\left(E\right), \tag{4.23}$$

дзе

$$F_{1}\left(E\right)=-\frac{1}{2}\int_{l}^{z_{\min}}\left(\left|\frac{dE}{dz}\right|^{2}-k^{2}n_{0}^{2}\left|E\right|^{2}\right)dz\,,$$

$$F_{2}\left(E\right)=-\frac{1}{2}\int_{z_{\min}}^{z_{\max}}\left(\left|\frac{dE}{dz}\right|^{2}-k^{2}n^{2}\left|E\right|^{2}\right)dz\,,$$

$$F_{3}\left(E\right)=-\frac{1}{2}\int_{z_{\max}}^{L}\left(\left|\frac{dE}{dz}\right|^{2}-k^{2}n_{0}^{2}\left|E\right|^{2}\right)dz\,.$$

Так як прымаецца, што асяроддзе па-за перыядычнай структурай з'яўляецца лінейным і аднародным з паказнікам праламлення n_0, то без страты агульнасці, рашэнне ўраўнення **Ошибка! Источник ссылки не найден.** можна запісаць як

$$E\left(z\right)=\begin{cases}A_{inc}\exp\left(-ikn_{0}\left(z-z_{\min}\right)\right)+A_{ref}\exp\left(ikn_{0}\left(z-z_{\min}\right)\right) & ,z\in\left[l,z_{\min}\right];\\ E\left(z\right) & ,z\in\left[z_{\min},z_{\max}\right];\\ A_{tr}\exp\left(-ikn_{0}\left(z-z_{\max}\right)\right) & ,z\in\left[z_{\min},z_{\max}\right];\end{cases} \tag{4.24}$$

дзе A_{inc} і A_{ref} – амплітуды падаючай і адбітай хваляў, а A_{tr} – амплітуда пераданай хвалі. Падстановай формулы (4.24) у функцыянал (4.23) можна праверыць, што

$$F_{1}=-\frac{kn_{0}}{\sin\left(kn_{0}\tilde{l}\right)}\left[\cos\left(kn_{0}\tilde{l}\right)\left(\left|E_{0}\right|^{2}+\left|E_{l}\right|^{2}\right)-\left(E_{0}E_{l}^{*}+E_{0}^{*}E_{l}\right)\right],$$

$$F_{3}=-\frac{kn_{0}}{\sin\left(kn_{0}\tilde{L}\right)}\left[\cos\left(kn_{0}\tilde{L}\right)\left(\left|E_{M_{0}}\right|^{2}+\left|E_{L}\right|^{2}\right)-\left(E_{M_{0}}E_{L}^{*}+E_{M_{0}}^{*}E_{L}\right)\right],$$

дзе $\tilde{l}=l-z_{\min}$, $\tilde{L}=z_{\max}-L$, $E_{0}=E\left(z_{\min}\right)$, $E_{l}=E\left(l\right)$, $E_{M_{0}}=E\left(z_{\max}\right)=A_{tr}$ і $E_{L}=E\left(L\right)$; E^{*} з'яўляецца комплексна спалучаным да E. Можна паказаць, што, калі варыяцыйная вытворная функцыянала (4.23)

становіцца роўнай нулю, $\delta_E F_{L_{in}} = 0$, то поле $E(z)$ задавальняе лінейнай частцы нелінейнага ўраўнення Гельмгольца (4.18), а таксама яго межавым умовам (4.20) і (4.21). Для атрымання лічбавай схемы праводзіцца апраксімацыя функцыянала $F_2(E)$ шляхам раскладання функцыі $E(z)$ у лінейную камбінацыю лінейных “выпадковых” базісных функцый $\{\varphi_{\mathrm{m}}(z)\}_0^{M_0}$:

$$E(z) \cong \sum_{j=0}^{M_0} \hat{E}_j \mathrm{j}_j(z), \tag{4.25}$$

так, што

$$F_2(E) \cong \tilde{F}_2(\hat{E}), \tag{4.26}$$

дзе $\hat{E} = \left(\hat{E}_0, \hat{E}_1, \ \dots \ , \hat{E}_{M_0}\right)^T$. У дадзеным выпадку прымаецца, што інтэрвал $[z_{\min}, z_{\max}]$ разбіваецца на M_0 падінтэрвалаў роўнай даўжыні $h = (z_{max} - z_{min})/M_0$ выбарам вузлавых пунктаў $z_j = z_{\min} + jh$ для $j = 0,1, \ \dots \ , M_0$. $\hat{E}_j$ з’яўляецца апраксімацыяй $E(z)$ у пункце $z = z_j$. Такім чынам, умове $\delta_E F_{L_{in}} = 0$ адпавядае $\nabla \tilde{F}_{L_{in}}(\hat{E}) = 0$, што прыводзіць да схемы канечных элементаў (прымаючы, што кожны разрыў структуры супадае з вузлавым пунктам сеткі)

$$\left(\frac{1}{h}P + \frac{1}{6}hk^2 Q\right)\hat{E} = \upsilon, \tag{4.27}$$

дзе

$$P = \begin{pmatrix} -1 - ihkn_0 & 1 & 0 & . & 0 \\ 1 & -2 & 1 & . & . \\ 0 & . & . & . & 0 \\ . & . & 0 & -2 & 1 \\ 0 & . & . & 1 & -1 - ihkn_0 \end{pmatrix},$$

$$Q=\begin{pmatrix} 2\hat{n}_0^2 & \hat{n}_0^2 & 0 & . & . & 0 \\ \hat{n}_0^2 & 2\left(\hat{n}_0^2+\hat{n}_1^2\right) & \hat{n}_1^2 & 0 & . & . \\ 0 & . & . & . & . & 0 \\ . & . & 0 & \hat{n}_{M_0-2}^2 & 2\left(\hat{n}_{M_0-2}^2+\hat{n}_{M_0-1}^2\right) & \hat{n}_{M_0-1}^2 \\ 0 & . & . & 0 & \hat{n}_{M_0-1}^2 & 2\hat{n}_{M_0-1}^2 \end{pmatrix},$$

а $\upsilon=\begin{pmatrix} -2ikn_0A_{inc} & 0 & ... & 0 \end{pmatrix}^T$, $\hat{n}_j$ – лінейны паказнік праламлення на інтэрвале $\left(z_j, z_{j+1}\right)$. У наступным гэта схема будзе абазначацца стандартным МКЭ.

Для аднароднага асяроддзя з паказнікам *n j*-ае ўраўненне ў (4.27) можа быць запісана як

$$\partial_z^2\hat{E}_j+\frac{1}{6}k^2\hat{n}^2\left(\hat{E}_{j-1}+4\hat{E}_j+\hat{E}_{j+1}\right)=0, \tag{4.28}$$

дзе

$$\partial_z^2\hat{E}_j=\frac{1}{h^2}\left(\hat{E}_{j+1}-2\hat{E}_j+\hat{E}_{j-1}\right).$$

Выкарыстоўваючы рад Тэйлара, можна паказаць, што

$$\frac{d^2E\left(z_j\right)}{dz^2}=\delta_z^2\hat{E}_j-\frac{h^2}{12}\frac{d^4E\left(z_j\right)}{dz^4}+O\left(h^4\right), \tag{4.29}$$

$$\frac{d^2E\left(z_j\right)}{dz^2}+k^2\hat{n}^2E\left(z_j\right)=\delta_z^2\hat{E}_j+\frac{1}{6}k^2\hat{n}^2\left(\hat{E}_{j-1}+4\hat{E}_j+\hat{E}_{j+1}\right)+Res, \tag{4.30}$$

дзе $Res=-\frac{1}{12}k^2\hat{n}^2h^2\frac{d^2E\left(z_j\right)}{dz^2}+O\left(h^4\right)$. Гэта значыць, што стандартная схема (4.28) для ўнутранага пункта мае толькі другі парадак дакладнасці. Для таго, каб знайсці дакладнасць стандартных дыскрэтных межавых умоваў спачатку дыскрэтызуюцца МУПП у пункце $z=z_{\min}$ (4.20) і разглядаюць цэнтральную рознасць

$$\frac{1}{2h}\left(\hat{E}_1-\hat{E}_{-1}\right)-ikn_0E_0=-2in_0A_{inc}, \tag{4.31}$$

якая з'яўляецца $O(h^2)$ парадкам апраксімацыі. Затым гэтая апраксімацыя выкарыстоўваецца для выключэння складніка $\hat{E}_{-1}$ у формуле (4.30) для $j=0$, каб атрымаць стандартны МКЭ на левай мяжы (а таксама для

правай мяжы). З-за таго, што абодва ўраўнення (4.30) і (4.31) маюць дакладнасць $O(h^2)$, то стандартны МКЭ на межах таксама мае дакладнасць $O(h^2)$.

Для таго, каб палепшыць парадак дакладнасці стандартнай схемы (4.27), прымяняюць цэнтральную рознасць для першага складніка Res і, дадаўшы яго да (4.30), атрымліваюць схему чацвёртага парадку

$$\frac{d^2E(z_j)}{dz^2}+k^2\hat{n}^2E(z_j)=\left(1-\frac{1}{12}k^2\hat{n}^2h^2\right)\delta_z^2\hat{E}_j+\frac{1}{6}k^2\hat{n}^2\left(\hat{E}_{j-1}+4\hat{E}_j+\hat{E}_{j+1}\right)+O\left(h^4\right), \quad (4.32)$$

што прыводзіць да лінейнай сістэмы ўраўненняў (пасля падобнай мадыфікацыі межавых умоваў)

$$\left(\frac{1}{h}P_1+\frac{1}{6}hk^2Q\right)\hat{E}=\upsilon_1, \quad (4.33)$$

дзе

$$P_1=\begin{pmatrix} -\alpha_0(1+ihkn_0) & \alpha_0 & 0 & . & . & 0 \\ \alpha_0 & -(\alpha_0+\alpha_1) & \alpha_1 & 0 & . & . \\ 0 & . & . & . & . & 0 \\ . & . & 0 & \alpha_{M_0-2} & -(\alpha_{M_0-2}+\alpha_{M_0-1}) & \alpha_{M_0-1} \\ 0 & . & . & 0 & \alpha_{M_0-1} & -\alpha_{M_0-1}(1+ihkn_0) \end{pmatrix}$$

з $\alpha_j=1-\frac{1}{12}k^2\hat{n}_j^2h^2$ і $\upsilon=\begin{pmatrix}-2ikn_0A_{inc}\left(1+k^2n_0^2h^2/12\right) & 0 & \dots & 0\end{pmatrix}^T$. Неабходна зазначыць, што выніковая матрыца ўсё адно будзе трыдыяганальнай і сіметрычнай. Такая схема чацвёртага парадку называецца палепшаным МКЭ.

Лічбавыя памылкі амплітуды і фазы стандартнага МКЭ маюць дакладнасць $O(h^2)$. Пры прымяненні палепшанага МКЭ як да раўнамернай структуры, так да структуры $(HL)^N(L)(LH)^N$ адпаведна з $N=2$ і $N=10$, лічбавыя рэзультаты паказваюць, што лічбавыя памылкі складаюць, як і чакалася, $O(h^4)$.

Пасля разгляду лічбавага метаду рашэння лінейнага ўраўнення Гельмгольца пераходзяць да цалкам нелінейнага ўраўнення Гельмгольца (4.18). Лічбавы метад у асноўным застаецца падобным да лінейнага выпадку, але з дадатковым нелінейным складнікам $k^2\chi^{(3)}(z)|E(z)|^2E(z)$. Функцыянал (4.22) павялічваецца складнікам

$$F_{NL}\left(E\right)=\frac{1}{4}\int_{z_{\min}}^{z_{\max}}k^{2}\chi^{(3)}\left|E\right|^{4}dz\,. \tag{4.34}$$

Дадатковы ўнёсак F_{NL} апраксіміруецца наступным чынам

$$F_{NL}\left(E\right)\cong\tilde{F}_{NL}\left(\hat{E}\right)=\frac{h}{20}k^{2}\sum_{j=0}^{M_0-1}\chi^{(3)}\tilde{F}_{NL_j}\,, \tag{4.35}$$

дзе $\chi_j^{(3)}$ – нелінейны каэфіцыент на інтэрвале $\left(z_j,z_{j+1}\right)$ і

$$\begin{aligned}\tilde{F}_{NL_j}=&\left|\hat{E}_j\right|^4+\frac{1}{2}\left|\hat{E}_j\right|^2\left(\hat{E}_j\hat{E}_{j+1}^*+\hat{E}_j^*\hat{E}_{j+1}\right)+\frac{1}{3}\left|\hat{E}_j\right|^2\left|\hat{E}_{j+1}\right|^2+\\&+\frac{1}{6}\left(\hat{E}_j^2\hat{E}_{j+1}^{*2}+2\left|\hat{E}_j\right|^2\left|\hat{E}_{j+1}\right|^2+\hat{E}_j^{*2}\hat{E}_{j+1}^2\right)+\\&+\frac{1}{2}\left|\hat{E}_{j+1}\right|^2\left(\hat{E}_j\hat{E}_{j+1}^*+\hat{E}_j^*\hat{E}_{j+1}\right)+\left|\hat{E}_{j+1}\right|^4.\end{aligned} \tag{4.36}$$

Частковая вытворная ад $\tilde{F}_{NL}\left(\hat{E}\right)$ раўняецца

$$\begin{aligned}\frac{\partial\tilde{F}_{NL}}{\partial\hat{E}_j}=&\mu_{j-1}\left(\frac{2}{3}\hat{E}_{j-1}\hat{E}_j^*+\left|\hat{E}_{j-1}\right|^2+2\left|\hat{E}_j\right|^2\right)\hat{E}_{j-1}+\\&+\mu_{j-1}\left(\hat{E}_j\hat{E}_{j-1}^*+\frac{4}{3}\left|\hat{E}_{j-1}\right|^2+4\left|\hat{E}_j\right|^2\right)\hat{E}_j+\\&+\mu_j\left(\hat{E}_j\hat{E}_{j+1}^*+\frac{4}{3}\left|\hat{E}_{j+1}\right|^2+4\left|\hat{E}_j\right|^2\right)\hat{E}_j+\\&+\mu_j\left(\frac{2}{3}\hat{E}_{j+1}\hat{E}_j^*+\left|\hat{E}_{j+1}\right|^2+2\left|\hat{E}_j\right|^2\right)\hat{E}_{j+1},\end{aligned} \tag{4.37}$$

дзе $\mu_j=hk^2\chi_j^3/20$. Дадаючы нелінейны складнік (4.37) да лінейнай схемы (4.33) атрымаем:

$$\left(\frac{1}{h}P_1+\frac{1}{6}hk^2Q+R\left(\hat{E}\right)\right)\hat{E}=\upsilon\,, \tag{4.38}$$

дзе $\nabla\tilde{F}_{NL}\left(\hat{E}\right)=R\left(\hat{E}\right)\cdot\hat{E}$.

Неабходна зазначыць, што лічбавая схема (4.38) з’яўляецца сістэмай нелінейных ураўненняў. Стандартным падыходам да вырашэння нелінейнай схемы з’яўляецца ітэрацыйны метад нерухомага пункта, які ў дадзеным выпадку задаецца як

$$\left(\frac{1}{h}P_1+\frac{1}{6}hk^2Q+R\left(\hat{E}^{(m)}\right)\right)\hat{E}^{(m+1)}=\upsilon, \tag{4.39}$$

дзе $m=1,2,3...$ – крок ітэрацыі, $\hat{E}^{(1)}$ узятае з рашэння лінейнай задачы. Ітэрацыйны працэс спыняецца пры ўмове

$$\left\|\hat{E}^{(m+1)}-\hat{E}^{(m)}\right\|<\varepsilon \tag{4.40}$$

для малых ε.

У агульным ітэратыўны алгарытм нерухомага пункта прыводзіць да збежнага рашэння, калі існуе адзінае рашэнне. Аднак, у выпадку бістабільнасці, калі рашэнне не адзінае, ітэратыўны метад можа не сыходзіцца. Для таго, каб пазбавіцца праблемы разыходжання ў ітэратыўным метадзе нерухомага пункта, аргумент R у (4.39) замяшчаецца ўзважаным сярэднім складнікаў $\hat{E}^{(m-1)}$ і $\hat{E}^{(m)}$ такімі, каб

$$\left(\frac{1}{h}P_1+\frac{1}{6}h\tilde{\omega}^2Q+R\left(\hat{E}^{(m-1/2)}\right)\right)\hat{E}^{(m+1)}=\upsilon, \tag{4.41}$$

дзе $\hat{E}^{(m-1/2)}=\sigma\hat{E}^{(m)}+\left(1-\sigma\right)\hat{E}^{(m-1)}$ з σ, якое задавальняе ўмове $0<\sigma<1$, з'яўляецца параметрам для кантролю вагі $\hat{E}^{(m)}$. Калі ўзяць $\sigma=1$, то гэта прывядзе да стандартнага ітэратыўнага метаду нерухомага пункта. Так як $\hat{E}^{(m-1/2)}$ месціцца паміж $\hat{E}^{(m)}$ і $\hat{E}^{(m-1)}$, то калі рад $\hat{E}^{(m)}$ сыходзіцца, то рад $\hat{E}^{(m-1/2)}$ таксама сыходзіцца; і больш таго, гэтыя рады маюць аднолькавы ліміт.

Ітэратыўны метад (4.41) сходзіцца толькі да аднаго рашэння, тады як у выпадку бістабільнасці існуюць два стабільных рашэнні. Таму ёсць неабходнасць пошуку іншага рашэння акрамя атрыманага з дапамогай (4.41). Улічваючы прыроду бістабільнасці, гэта значыць тое, што прапусканне залежыць не толькі ад уваходнай інтэнсіўнасці, але таксама і ад яе гісторыі, прапануецца улічваць гісторыю ўваходнай інтэнсіўнасці пры разліках. У алгарытме, калі падаючая амплітуда павялічваецца ад $A_{inc}^{(0)}$, рашэнні адпавядаюць толькі нізка-прапускному ўзроўню, пакуль прапусканне не падскоквае да высока-прапускнога ўзроўню. І наадварот, калі змяншаць амплітуду ўваходнай хвалі ад высока-прапускнога стану, то можна знайсці іншае стабільнае рашэнне. Такім чынам гэты алгарытм, які носіць назву метаду працягу, можа быць выкарастаны для даследавання аптычнай бістабільнасці. Іншай перавагай метаду працягу з'яўляецца тое, што колькасць ітэрацый нашмат меней, калі параўноўваць яго з сярэдне-ўзважаным ітэрацыйным метадам (4.41)

.2.3. Метад перадатачнай матрыцы

Метад нелінейнай перадатачнай матрыцы [52] апраксімуе поле хвалі ў нелінейным слаі складнікамі, у якіх павольна змяняюцца агінаючыя, што распаўсюджваюцца ў супрацьлеглых напрамках, але дадзены метад мае некаторыя абмежаванні ў дакладнасці. Метад становіцца больш дакладным (а апраксімацыя агінаючымі, якія павольна змяняюцца, не выкарыстоўваецца), калі нелінейныя слаі ў далейшым падзяляюцца на падслаі. Аналітычны выраз для поля хвалі ў адным нелінейным слаі існуе і яго пераўтварэнне прыводзіць да практычнага метаду для шматслаёвых структураў. Неабходна зазначыць, што нелінейны метад перадатачнай матрыцы дапушчальны толькі ў выпадку слабой нелінейнасці [50].

Напружанасць электрычнага поля E ў адвольным пункце x фатоннай структуры можна ўявіць у выглядзе суперпазіцыі плоскіх хваляў, якія распаўсюджваюцца ў супрацьлеглых накірунках [53]:

$$E(x) = A_i \exp\left[ik_i(x - x_i)\right] + B_i \exp\left[-ik_i(x - x_i)\right] \quad \text{пры } x_i \le x \le x_{i+1}, \quad (4.42)$$

дзе A_i — амплітуда падаючай хвалі, B_i — амплітуда зваротнай хвалі, $k_i = n_i k_0$ — камплексная ў агульным выпадку пастаянная распаўсюджвання, $k_0 = \dfrac{2\pi}{\lambda}$ — хвалевы вектар.

Калі прыраўняць амплітуды электрычнага поля і іх вытворныя па каардынаце на мяжы суседніх слаёў, можна знайсці пераўтварэнне, якое звязвае амплітуды хваляў у вузлавых пунктах i і $(i+1)$ [54]:

$$\begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dfrac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \exp\left[ik_i \Delta x\right] & \dfrac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \exp\left[-ik_i \Delta x\right] \\ \dfrac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \exp\left[ik_i \Delta x\right] & \dfrac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \exp\left[-ik_i \Delta x\right] \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix}, \quad (4.43)$$

дзе $\Delta x = x_{i+1} - x_i$ — адлегласць паміж разглядаемымі пунктамі, а $k = n(x)k_0$.

Пры пераходзе ад слоя аднаго матэрыялу да іншага паказнік праламлення змяняецца, а $\Delta x \to 0$, таму матрыца перахода паміж слаямі будзе мець выгляд:

$$\begin{pmatrix} A_{i+1} \\ B_{i+1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \dfrac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} & \dfrac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} \\ \dfrac{k_{i+1} - k_i}{2k_{i+1}} & \dfrac{k_{i+1} + k_i}{2k_{i+1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix}. \quad (4.44)$$

Перамнажаючы паміж сабой матрыцы пераўтварэння, улічваючы межавыя ўмовы, згодна з якімі да і пасля структуры знаходзіцца асяроддзе з паказнікам праламлення n_0 = 1, а сувязь паміж амплітудамі поля пры пераходзе ў слой з іншага матэрыялу набывае выгляд (4.44), атрымаем характарыстычную матрыцу фатоннага крышталю:

$$M = M_1 M_2 ... M_N = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}. \qquad (4.45)$$

Абазначаючы амплітуды падаючай і адбітай ад фатоннай структуры плоскіх хваляў як *A* і *B* адпаведна, а *C* – амплітуду хвалі, якая выйшла з фатоннага крышталю і улічваючы характарыстычную матрыцу фатоннага крышталю (4.45), сувязь паміж амплітудамі можна паказаць у выглядзе [55]:

$$\left.\begin{aligned} M_{11}A + M_{12}B = C \\ M_{21}A + M_{22}B = 0 \end{aligned}\right\}. \qquad (4.46)$$

Пры ўвядзенні ў структуру нелінейнасці Кера адбываецца змяненне лакальнага паказніка праламлення. Згодна з [56] вымушанае змяненне паказніка пралам7лення прапарцыянальнае інтэнсіўнасці аптычнага поля і можа быць запісанае як

$$\Delta n = \bar{n}_2 \left|E\right|^2, \qquad (4.47)$$

дзе нелінейны каэфіцыент паказніка праламлення асяроддзя $\bar{n}_2$ вызначаецца як

$$\bar{n}_2 = \frac{1}{2n}\chi^{(3)}. \qquad (4.48)$$

Такім чынам, знайшоўшы інтэнсіўнасць электрычнага поля ў вузлавых пунктах структуры, з дапамогай формулы (4.47) можна разлічыць змяненне паказніка праламлення ў гэтых пунктах, выкліканае нелінейнасцю. На наступнай ітэрацыі атрыманыя паказнікі праламлення выкарыстоўваюцца для чарговага разліку інтэнсіўнасці поля ў вузлавых пунктах. Ітэрацыйны працэс спыняецца, калі максімальная для вузлавых пунктаў рознасць паказнікаў праламлення на *i* і (*i*+1) кроку становіцца меншай, чым лічбавая памылка.

Для таго, каб пазбавіцца праблемы разыходжання рашэння ў лічбавым метадзе, на кожнай чарговай ітэрацыі для разлікаў поля бярэцца сярэдне ўзважаны паказнік праламлення $n^{(m-1/2)} = \sigma n^{(m-1)} + (1-\sigma) n^{(m)}$ з σ, якое задавальняе ўмове 0<σ<1 і з'яўляецца параметрам для кантролю вагі $n^{(m)}$. У дадзеных разліках было прынята σ=0.999 [57].

Для разліку магутнасці выпраменьвання на ўваходзе і выхадзе структуры выкарыстоўвалася формула [58]:

$$P = |A|^2 c\varepsilon_0 / 2, \qquad (4.49)$$

дзе A – амплітуда хвалі, c – хуткасць святла ў вакууме, ε_0 – электрычная пастаянная.

Прымалася, што ўваходная магутнасць з'яўлялася невядомай пераменнай, а пераданая магутнасць – ўваходным параметрам. Гэта было зроблена з-за таго, што ў выпадку бістабільнасці інтэнсіўнасць пераданай хвалі з'яўляецца шматзначнай функцыяй уваходнай інтэнсіўнасці; аднак, зваротная функцыя (уваходная інтэнсіўнасць як функцыя інтэнсіўнасці пераданай хвалі) заўжды адназначная [50].

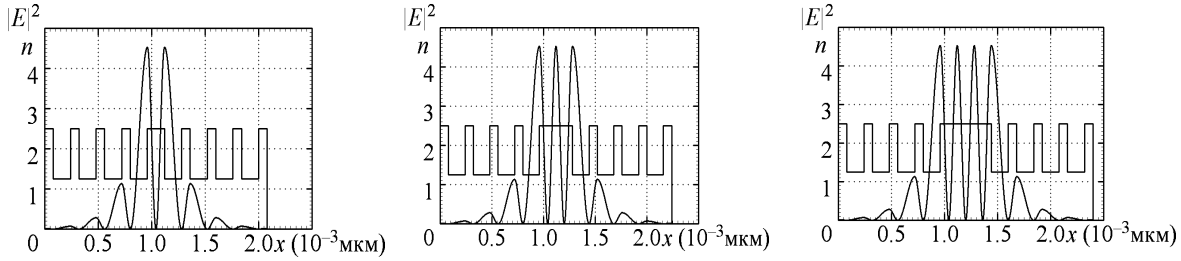
4.3. Нелінейныя эфекты ў аднамерных структурах з забароненымі фатоннымі зонамі

4.3.1. Перадатачныя ўласцівасці дэфектнай структуры з фатоннымі забароненымі зонамі

З дапамогай метаду перадатачнай матрыцы быў разгледжаны аднамерны канечны чвэрцьхвалевы набор, які складаўся з чаргавальных слаёў, маючых высокі паказнік праламлення n_H (H слаі) і нізкі паказнік праламлення n_L (L слаі). Таўшчыні для абодвух відаў слаёў выбіраліся такімі, каб $d_L = \lambda_0 / 4n_L$ і $d_H = \lambda_0 / 4n_H$, дзе λ_0 – даўжыня хвалі ў свабоднай прасторы. У дадзеным раздзеле былі ўзятыя наступныя параметры $n_L = 1.25$ і $n_H = 2.5$. Паказнік праламлення ўваходных і выхадных абласцей пры $z<z_{min}$ і $z>z_{max}$ быў роўны $n_0 = 1$, а для дэфектнага слоя $n_d = n_H$. Разлікі былі праведзены для λ_0 = 800 нм. Вузлавыя пункты адстаялі адзін ад аднаго на адлегласці $h = \lambda_0 / 400$. Прымалася, што слой з высокім паказнікам праламлення валодаў станоўчай нелінейнасцю Кера. Для лічбавых разлікаў ў фатонным крышталі нелінейнасць Кера прымалася $\chi^{(3)} = 2 \times 10^{-12}$ м^{2}В$^{-2}$ [50] і прысутнічала ва ўсіх слаях з высокім паказнікам праламлення, а таксама ў дэфектным слаі.

Дэфектная структура можа быць атрымана змяненнем таўшчыні аднаго са слаёў (які затым называецца дэфектным слоем і абазначаецца D) альбо паказніка праламлення дэфектнага слоя. Для прастаты структура абазначаецца $(HL)^{N_1}(D)^M(LH)^{N_2}$, дзе N_1 і N_2 адпаведна колькасць перыядаў слаёў справа і злева ад дэфектнага слоя. M абазначае таўшчыню дэфектнага слоя L_d, дзе $L_d = M \times (\lambda_0 / 4n_d)$, n_d – паказнік праламлення дэфектнага слоя.

Дасканалая структура з фатоннымі забароненымі зонамі валодае такой асноўнай ўласцівасцю, як наяўнасць забароненых зонаў, у якіх недапушчальным з'яўляецца распаўсюджванне пэўнага дыяпазону частотаў хваляў. Іншымі словамі, светлавыя хвалі з частотамі, трапляючымі ў забароненую зону, цалкам адлюстроўваюцца ад структуры. Аднак у канечнай перыядычнай структуры адбіццё ў агульным ня будзе поўным. Таму тэрмін забароненай зоны (для канечных структур) выкарыстоўваецца практычна для малога інтэрвалу частотаў, якая ўтрымлівае забароненую зону бясконцай структуры, абмежаванага двума рэзананснымі частотамі (якія называюцца модамі (рэзанансамі) на краі энергетычнай зоны).



а) *б)* *в)*

Мал. 4.6. Квадрат амплітуды поля $|E|^2$ унутры дэфектнай структуры $(HL)^4(D)^M(LH)^4$ з $n_d = n_H$ для $L_d = \lambda_0/2n_H$ (а); $L_d = \lambda_0/n_H$ (б); $L_d = 3\lambda_0/2n_H$ (в) для прыведзенай частаты $\omega = 2\pi c/\lambda_0$.

Чым большы дэфект, тым большая колькасць амплітудных максімумаў назіраецца ўнутры дэфекту

Павелічэнне колькасці перыядаў змяншае шырыню забароненай зоны. Пры далейшым павелічэнні колькасці слаёў структуры N інтэрвал зоны набліжаецца да сапраўднай забароненай зоны, гэта значыць да інтэрвалу для бясконцай структуры. Па аналогіі з выпадкам паўправадніковай электронікі, частата, якая ляжыць ніжэй забароненай зоны называецца валентнай зонай, а верхняя – зонай праводнасці. Неабходна мець на ўвазе, што пры дадатку слаёў, колькасць рэзанансных частотаў, для якіх прапусканне роўнае адзінцы, таксама павялічваецца і рэзананс на краі зоны становіцца выразней.

Пры ўвядзенні дэфектнага слоя ў лінейную структуру з фатоннымі забароненымі зонамі ў вобласці забароненых частот адбываецца ўзнікненне вельмі вузкага рэзанансу. Частата такога рэзанансу носіць назву частаты дэфектнай моды [59]. Гэта адрозніваецца ад выпадку дакладна перыядычнай структуры, у якой усе рэзанансы сканцэнтраваны на мяжы альбо па-за забароненай зонай.

Пры змяншэнні таўшчыні дэфекту мяжа валентнай зоны зрушваецца ў забароненую зону і становіцца дэфектнай модай [60]. Так як дэфектная мода ўзнікае з валентнай зоны з-за змяншэння памеру дэфекту, то яе

можна прымаць за акцэптарную моду. Неабходна зазначыць, што частата акцэптарнай моды павялічваецца пры змяншэнні памеру дэфекту. З іншага боку, калі таўшчыня цэнтральнага слоя дасканалай структуры павялічваецца, то мяжа зоны праводнасці зрушваецца ў вобласць забароненай зоны. Такі тып дэфектнай моды называецца донарнай модай. Пры далейшым павелічэнні дэфектнага слоя з'яўляецца больш чым адна дэфектная мода. Характар зрушэння максімуму прапускання дэфектнай структуры ідэнтычны выпадку паўправадніковай электронікі за выключэннем антыперасякаючыхся паводзінаў па-за забароненай зонай. Аднак, калі прыняць, што структура мяжуе не з паветрам, а з асяроддзем, якое мае паказнік праламлення n_L, антыперасякальныя паводзіны знікаюць. У гэтым выпадку пры змяненні дэфектнага слоя два максімумы прапускання па-за забароненай зонай зліваюцца, а затым раздзяляюцца ізноў, прычым частата аднаго з гэтых максімумаў застаецца пастаяннай.

Дэфектная мода можа ўзмацняць інтэнсіўнасць поля ўнутры структуры. Пры павелічэнні значэння фактара ўзмацнення α на адзінку пры таўшчыні дэфектнага слоя $\alpha(\lambda_0/2n_H)$ ў структуры можна было назіраць дадатковы пік амплітуды поля, што можна бачыць на мал. 4.6. Больш таго, змяненне α уплывае таксама і на спектральную шырыню дэфектнай моды, а поўная шырыня на палове максімуму (ПШПМ) дэфектнай моды змяншаецца пры павелічэнні α.

Пры даследаванні становішча дэфекту ў залежнасці ад зрушэння дэфектнага слоя ў правы бок структуры было выяўлена, што змяненне становішча дэфекту змяняе становішча максімуму прапускання па-за забароненай зонай. Аднак становішча дэфектнай моды застаецца той жа самай. Больш таго, каэфіцыенты прапускання гэтых максімумаў ўключна з дэфектнай модай могуць быць меншыя за адзінку, калі дэфектны слой не месціцца ў цэнтры структуры. Падаючая хваля цалкам прапускаецца дэфектнай структурай, толькі калі дэфектны слой месціцца ў цэнтры структуры. У іншым выпадку падаючае святло часткова адбіваецца. Гэта можна растлумачыць, разглядаючы ўсю дэфектную структуру як дзве меншыя структуры, злучаныя паміж сабой: адна з'яўляецца структурай з дэфектам пасярэдзіне, а іншая – дасканалай структурай. Падаючае святло з частатой дэфектнай моды можа прайсці праз дэфектную частку, але часткова адбіваецца ад бездэфектнай часткі, таму што яго частата знаходзіцца ўнутры забароненай зоны. З гэтага вынікае, што структура з цэнтральным дэфектным слоем мае найвышэйшы каэфіцыент прапускання.

Пры павелічэнні колькасці слаёў сіметрычнай фатоннай структуры адбываецца ўзмацненне электрычнага поля ўнутры крышталя. У дадатак да павелічэння ўзмацнення поля дэфектнай моды пры павелічэнні N, яе спектральная шырыня змяншаецца. З гэтага можна зрабіць вывад, што для таго, каб атрымаць вялікае ўзмацненне поля ўнутры дэфектнай структуры $(HL)^{N_1}(D)^{M}(LH)^{N_2}$, трэба змясціць дэфектны слой унутры структуры, гэта значыць $N_1 = N_2$, а M павінна прымаць цэлыя значэнні. Тады дэфектная мода будзе знаходзіцца ў цэнтры забароненай зоны. Вялікае значэнне M прыводзіць да малога значэння ПШПМ. Пры павелічэнні колькасці перыядаў N адначасова адбываецца звужэнне рэзанансу і павелічэнне ўзмацнення поля, якое адбываецца экспаненцыйна з N.

З-за змянення эфектыўнага паказніка праламлення спектр прапускання адпаведна таксама зменіцца. У агульным дадатная (адмоўная) нелінейнасць валодае тэндэнцыяй нелінейна зрушваць увесь спектр прапускання ўлева (управа) [50]. Асабліва, калі рэзананс дастаткова выражаны, з’яўляецца магчымым дасягненне бістабільнасці альбо мультыстабільнасці. Для дакладна перыядычнай структуры бістабільнасць звычайна адбываецца ў блізасці ад піка прапускання каля мяжы з лінейнай забароненай зонай: дадатны (негатыўны) нелінейныя эфекты бістабільнасці на левых (правых) баках рэзанансных частотаў.

Для нелінейнай дэфектнай структуры бістабільнасць адбываецца ў блізасці піку прапускання на мяжы з лінейнай забароненай зонай альбо паблізу частаты дэфектнай моды, дзе рэзананс адносна выразны. Інтэнсіўнасць электрычнага поля ўнутры сіметрычнай дэфектнай структуры на частаце дэфектнай моды дасягае высокіх значэнняў, таму яе выкарыстоўваюць для ўзмацнення нелінейнага эфекту. З гэтага вынікае, што бістабільныя паводзіны можна назіраць паблізу частаты з больш нізкім парогам у параўнанні з перыядычнай структурай той жа самай даўжыні.

4.3.2. Бістабільнасць, кантралюемая ўваходнай інтэнсіўнасцю

Больш 20 гадоў назад у рабоце [52] было паказана, што ў структурах з размеркаванай зваротнай сувяззю пры ўзаемадзеянні з інтэнсіўным аптычным выпраменьваннем магчымае ўзнікненне бістабільнасці. Механізм гэтай з’явы заключаецца ў аптычна індуцыянаваных змяненнях паказніка праламлення для ўзаемадзейных хваляў, якія распаўсюджваюцца ў прамым і зваротным накірунках.

У рабоце [61] быў разгледжаны дэфектны слой з кераўскай нелінейнасцю, які быў змешчаны ў цэнтр шматслаёвай структуры, што складаўся з набору чвэрцьхвалевых пласцінак з чаргавальнымі высокім і

нізкім паказнікам праламлення. Назіраўся эфект аптычнай бістабільнасці, гэта значыць гістэрэзіса ў залежнасці інтэнсіўнасці пераданага выпраменьвання ад інтэнсіўнасці падаючага святла ў выпадку, калі частата падаючага выпраменьвання знаходзілася паблізу частаты дэфектнай моды. Гэта адбываецца, па меркаванню аўтараў, з-за дынамічнага зруху частаты выпраменьвання ў дэфектную моду пры змяненні інтэнсіўнасці падаючага выпраменьвання.

Пры даследаванні магчымасці выкарыстання канечных перыядычных структураў у якасці прыладаў, у якіх бістабільнае пераключэнне кантралюецца наладкай частаты, назіралася, што для пэўнай частаты каэфіцыент прапускання з'яўляецца адназначным для адносна нізкіх падаючых інтэнсіўнасцяў, але шматзначным для высокіх падаючых інтэнсіўнасцяў [50]. Аднак пры павелічэнні ўваходнай інтэнсіўнасці, прапускная здольнасць ізноў станавілася адназначнай. Дадзены факт указвае таксама на магчымасць аптычнай бістабільнасці, якая кантралюецца ўваходнай інтэнсіўнасцю святла пры пастаяннай частаце.

Асноўным следствам аптычнай бістабільнасці з'яўляецца магчымасць яе рэалізацыі з лімітна магчымымі парогамі. Сіметрычная дэфектная структура мае нашмат меншы парог бістабільнасці ў параўнанні з дасканалай структурай той жа самай даўжыні. Таму абмяжуемся даследаваннем бістабільнасці, кантралюемай інтэнсіўнасцю ўваходнага святла толькі для выпадку сіметрычнай дэфектнай структуры.

Для даследавання аптычнай бістабільнасці, якая кантралюецца ўваходнай інтэнсіўнасцю, быў прыменены метад перадатачнай матрыцы. *H* слаі і *D* слаі ўяўлялі сабой чвэрцьхвалёвыя плёнкі паўправадніковага матэрыялу GaAs, якія валодалі станоўчай нелінейнасцю Кера. Нелінейная ўспрымальнасць для іх складала $\chi^{(3)} = 9.74 \times 10^{-11}$ м^{2}В$^{-2}$ [62]. *L* слаі ўяўлялі сабой чвэрцьхвалевыя плёнкі AlAs. Паказнік праламлення ўваходных і выхадных абласцей пры $z<z_{min}$ і $z>z_{max}$ быў роўны $n_0 = 1$, а для дэфектнага слоя $n_d = n_H$. Разлікі былі праведзены для $\lambda_0 = 800$ нм. Паказнік праламлення на дадзенай даўжыні хвалі для GaAs быў роўны 3,68, а для AlAs складаў 3,33. Таўшчыня слоя GaAs складала 54,31 нм, а таўшчыня слоя AlAs была роўная 60,09 нм.

У мадэлі разліку спектра ўлічваўся ўплыў, які аказвае адносная доля алюмінію ў арсенідзе галію на паказнік праламлення і, адпаведна, на спектральныя характарыстыкі. Пры ўвядзенні алюмінію ў арсенід галію змянялася яго шырыня забароненай зоны, прычым змяненне залежала ад ступені легіравання матэрыялу як:

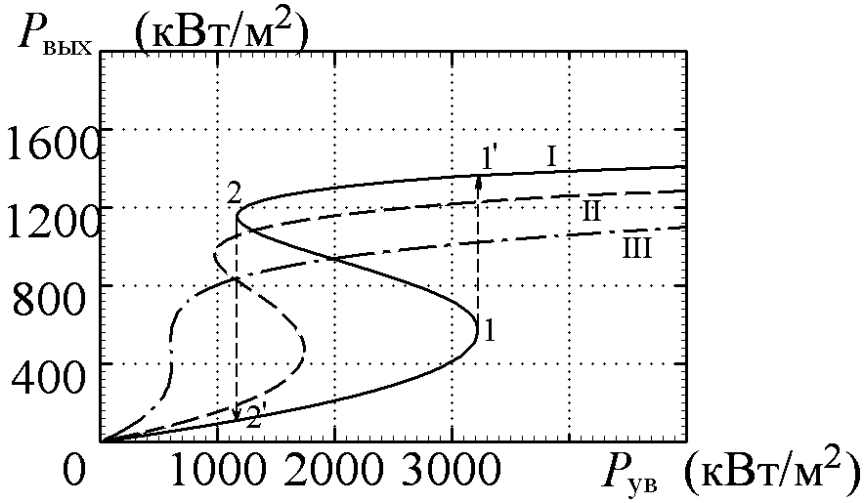
$$E_g = 1.424 + 1.247 \cdot x, \qquad (4.50)$$

дзе x – доля алюмінію. Пры падзенні на структуру кванта выпраменьвання з энергіяй, меншай альбо роўнай шырыні забароненай зоны, паказнікі праламлення матэрыялу вылічваецца па формуле:

$$n = n_0 - a \cdot \sqrt{1 - h\nu / E_g}\ , \qquad (4.51)$$

дзе n_0 - паказнік праламлення нелегіраванага арсеніду галію, a - параметр, роўны 0.48, $h\nu$ - энергія кванта, E_g– шырыня забароненай зоны [63]. Калі ж энергія кванта была больш за шырыню забароненай зоны, то паказнік праламлення слоя вылічваўся па формуле:

$$n = n_0 + 0.35 \cdot \left(h\nu - E_g \right). \qquad (4.52)$$



Мал. 4.7. Перадатачныя характарыстыкі структуры $(HL)^{10}(D)^2(LH)^{10}$ для частаты $\omega = 0.995 \times 2\pi c/\lambda_0$ (I), $\omega = 0.997 \times 2\pi c/\lambda_0$ (II) і $\omega = 0.9999 \times 2\pi c/\lambda_0$ (III)

На мал. 4.7 паказаныя ўваходна-выходныя характарыстыкі структуры $(HL)^{10}(D)^2(LH)^{10}$ для некаторых частотаў, якія ляжаць ніжэй дэфектнай моды $\omega = 2\pi c/\lambda_0$. Заўважана, што для $\omega = 0.995 \times 2\pi c/\lambda_0$ структура валодае S-падобным водгукам. Пры плаўным павелічэнні падаючай інтэнсіўнасці $P_{ув}$ ад нуля пераданая інтэнсіўнасць $P_{вых}$ першапачаткова павялічваецца павольна. Калі ўваходная велічыня дасягае парогу (3220 кВт/м^2), $P_{вых}$ рэзка прымае больш высокія значэнні (ад стану 1 да 1', як паказана на мал. 4.7). Затым $P_{вых}$ ізноў павольна павялічваецца пры росце велічыні $P_{ув}$. Наадварот, пры змяншэнні $P_{ув}$ ад значэння большага чым парог, $P_{вых}$ павольна змяншаецца. Калі $P_{ув}$ дасягае парогавага значэння (стан 1'), $P_{вых}$ не зрываецца на больш нікае значэнне (стан 1), але працягвае павольна змяншацца, пакуль не дасягае стану 2, на якім рэзка пераходзіць у стан 2'. Затым $P_{вых}$ працягвае змяншацца са змяншэннем

$P_{ув}$. Такім чынам нелінейная дэфектная структура можа здзяйсняць аптычную бістабільнасць [64]. Неабходна зазначыць, што лінія паміж нізка-прапускным станам і высока-прапускным станам, гэта значыць лінія, якая злучае стан 1 і стан 2, адпавядае нестабільным рашэнням.

З-за таго, што значэнне парога пераключэння для $\omega = 0.995 \times 2\pi c/\lambda_0$ з'яўляецца вельмі вялікім, то існуе практычная неабходнасць у змяншэнні гэтай велічыні пры дапамозе наладкі частаты ўваходнага святла, каб яна знаходзілася бліжэй да дэфектнай моды. Напрыклад, парогавыя значэнне для $\omega = 0.997 \times 2\pi c/\lambda_0$ складае 1739 кВт/м^2. Аднак бістабільныя паводзіны не могуць быць дасягнутыя, калі ўваходнае поле мае частату вельмі блізкую да рэзананснай частаты.

Разгледзім уздзеянне змянення таўшчыні дэфекту на парог бістабільнасці. На мал. 4.8(а) паказана крывая бістабільнасці структуры $(HL)^{10}(D)^{M}(LH)^{10}$ для M = 2, 4, 8. Парогі аптычнай бістабільнасці складаюць ≈ 3220 кВт/м^2 для M = 2, ≈ 3504 кВт/м^2 для M = 4 і ≈ 4403 кВт/м^2 для M = 8. З гэтага можна зрабіць вывад, што для дадзенай структуры павелічэнне таўшчыні дэфекту павялічвае парог пераключэння.

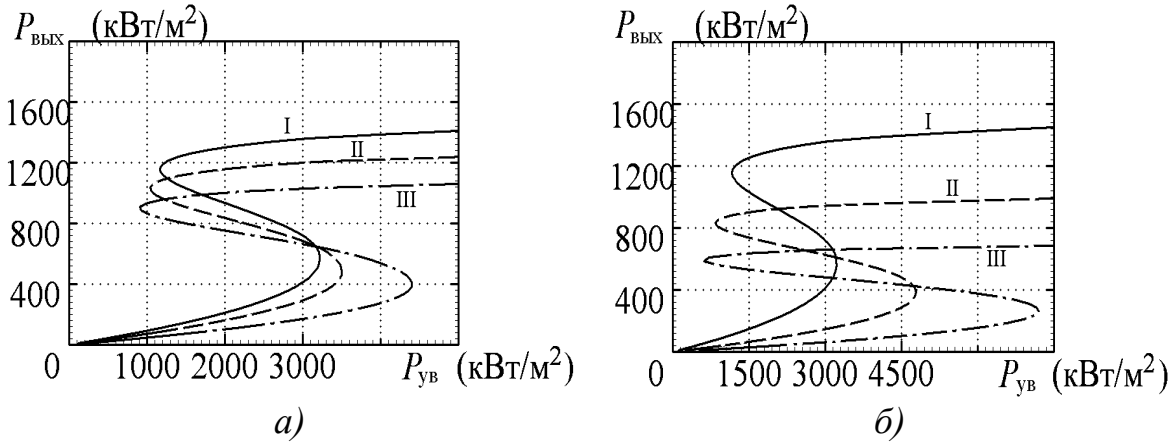
Было праведзена даследаванне ўплыву павелічэння колькасці перыядаў фатоннай структуры на парог бістабільнасці для частаты $\omega = 0.995 \times 2\pi c/\lambda_0$. Парогі аптычнай бістабільнасці структуры $(HL)^{N}(D)^{2}(LH)^{N}$ склалі ≈ 3220 кВт/м^2 для N = 10, ≈ 4783 кВт/м^2 для N = 12 і ≈ 7195 кВт/м^2 для N = 14. З гэтага можна зрабіць вывад, што для дадзенай структуры павелічэнне колькасці перыядаў павялічвае парог пераключэння.

Такім чынам, дапамогай метаду перадатачнай матрыцы даследаваны перадатачныя характарыстыкі фатоннага крышталю на аснове паўправадніковага матэрыялу GaAs, які валодаў нелінейнасцю Кера.

Пры разглядзе лінейнай структуры з фатоннымі забароненымі зонамі, выяўлена, што ўвядзенне дэфектнага слоя выклікае дэфектныя моды. Заўважана, што форма дэфектнай моды залежыць ад таўшчыні, становішча і паказніка праламлення дэфектнага слоя, а таксама ад колькасці перыядаў. Аптымальнае ўзмацненне поля дасягаецца, калі дэфектны слой знаходзіцца ў сярэдзіне структуры, а таўшчыня дэфекту кратная $\lambda_0/2n_d$. Павелічэнне таўшчыні дэфектнага слоя прыводзіць да змяншэння спектральнай шырыні дэфектнай моды.

Разлікі паказалі, што прапускныя характарыстыкі нелінейных фатонных структур валодаюць неадназначнасцю пры ўзрастанні і змяншэнні падаючай на структуру інтэнсіўнасці. Такая з'ява аптычнай

бістабільнасці можа быць выкарыстана пры стварэнні аптычных пераключальнікаў.



Мал. 4.8. Перадатачныя характарыстыкі структуры $(HL)^{10}(D)^{M}(LH)^{10}$ для M = 2 (I), M = 4 (II) і M = 8 (III) (*а*); перадатачныя характарыстыкі структуры $(HL)^{N}(D)^{2}(LH)^{N}$ для N = 10 (I), N = 12 (II) і N = 14 (III) (*б*)

Пры разглядзе лінейнай структуры з фатоннымі забароненымі зонамі, выяўлена, што ўвядзенне дэфектнага слоя выклікае дэфектныя моды. Заўважана, што форма дэфектнай моды залежыць ад таўшчыні, становішча і паказніка праламлення дэфектнага слоя, а таксама ад колькасці перыядаў. Аптымальнае ўзмацненне поля дасягаецца, калі дэфектны слой знаходзіцца ў сярэдзіне структуры, а таўшчыня дэфекту кратная $\lambda_0/2n_d$. Павелічэнне таўшчыні дэфектнага слоя прыводзіць да змяншэння спектральнай шырыні дэфектнай моды.

Разлікі паказалі, што прапускныя характарыстыкі нелінейных фатонных структур валодаюць неадназначнасцю пры ўзрастанні і змяншэнні падаючай на структуру інтэнсіўнасці. Такая з’ява аптычнай бістабільнасці можа быць выкарыстана пры стварэнні аптычных пераключальнікаў.

Праведзены аналіз перадатачных характарыстык фатонных крышталяў, а таксама спосабаў кіравання выхадным сігналам у паўправадніковай фатонна-крышталічнай структуры. Выяўлена, што з’ява бістабільнасці ўзнікае паблізу частаты дэфектнай моды і на краях забароненай зоны. Аптымальнымі прапускнымі характарыстыкамі валодае сіметрычная дэфектная структура.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ДИОДА НА ТОЧНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СВЕТОДАЛЬНОМЕРОВ*

В настоящее время интенсивно развивается светодальнометрия с использованием в качестве источника излучения лазера. Наиболее простыми из реализуемых на практике способов измерения расстояний являются фазовый и импульсный. Существуют также комбинированные методы: импульсно-фазовый, рециркуляционный и другие. Последние методы позволили значительно повысить точность измерений расстояний, но также являются и более сложными в реализации. Первые же проще в производстве, но их точность сильно зависит от характеристик используемого излучателя, наиболее важной из которых является пространственно-временная структура (ПВС) излучения. ПВС становится определяющей при использовании в качестве излучателя лазерного диода (ЛД) с большим телом свечения. Перспективность применения ЛД в прецизионной малогабаритной светодальнометрии обусловлена их малыми размерами и высоким коэффициентом полезного действия по сравнению с газовыми и твердотельными лазерами и возможностью модуляции излучения непосредственно током накачки. От ЛД с активной областью конечных размеров на дистанции формируется неоднородный световой пучок, сечение которого значительно больше размеров приемного объектива.

В ЛД можно выделить два типа неоднородностей, определяющих эффективность их использования в различных светодальномерных системах. Так, для импульсного светодальномера (ИСД) определяющей является неоднородность задержек начала генерации, а в случае фазового светодальномера (ФСД) – вариации фазы модуляции излучения[65-77]. Для расчета ПВС ЛД необходимо знать распределение по объему активного слоя таких характеристик, как время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) и плотности тока накачки, определение которых требует отдельного исследования каждого ЛД. При использовании светодальномера в полевых условиях невозможно также

* Работа на республиканском конкурсе по физике 2006 г. отнесена к первой категории.

определить, с какого участка тела свечения ЛД излучение попадает в объектив. Обычно исследования ПВС производились в ближней зоне диода и не рассматривалась ее трансформация в дальней зоне.

5.1. Методы и технические средства измерения расстояний

5.1.1. Фазовый метод измерения расстояний

В основе работы фазового светодальномера (ФСД) лежит фазовый метод измерения времени распространения модулированного аналоговым сигналом излучения инжекционного лазера (ИЛ), обеспечивающий малую погрешность, что необходимо при применении в геодезии и вообще в высокоточной дальнометрии. Для обеспечения линейной модуляции излучения лазера рабочая точка выбирается на линейном участке вольт-амперной (ВАХ) и ватт-амперной (ВтАХ) характеристик ЛД, что достигается подачей на p-n переход необходимого смещения в прямом направлении. Так как прямая ветвь ВАХ описывается отрезками экспоненты, то конечно, когда говорят о линейном участке ВАХ, подразумевают аппроксимацию ее с достаточной точностью линейно-ломаной линией, что часто используется в радиотехнике. В режиме модуляции излучения синусоидальным сигналом его амплитуда подбирается таким образом, чтобы не осуществлялось выхода в динамическом режиме на нелинейные участки как вольт-амперной, так и ватт-амперной характеристик. Здесь особые требования предъявляются к линейности ВтАХ. Как известно, в многомодовом лазере на ВтАХ могут наблюдаться значительные отклонения в линейной зависимости выходной мощности от тока накачки (так называемые ступеньки, хотя вид ВтАХ может быть и более сложным), что объясняется конкуренцией мод. Эффективное применение ЛД в фазовой светодальнометрии обеспечивают только одномодовые лазеры.

Фазовый метод измерения расстояний иллюстрирует упрощенная схема ФСД, представленная на рис. 5.1[38,78].

Предположим, что лазерный диод излучает гармоническое колебание круговой частоты ω с начальной фазой φ_0

$$U_1 = U_{m1}\sin(\omega t + \varphi_0),$$

где U_{m1} – амплитуда модуляции исходного сигнала. Пройдя расстояние D до отражателя и обратно, сигнал попадает на фотоприемник, на выходе которого формируется гармоническое колебание с фазой, задержанной на время τ_{2D} [68]:

$$U_2 = U_{m2}\sin\left[\omega\left(t - \tau_{2D}\right) + \varphi_0\right], \qquad (5.1)$$

где U_{m2} – амплитуда модуляции принимаемого сигнала

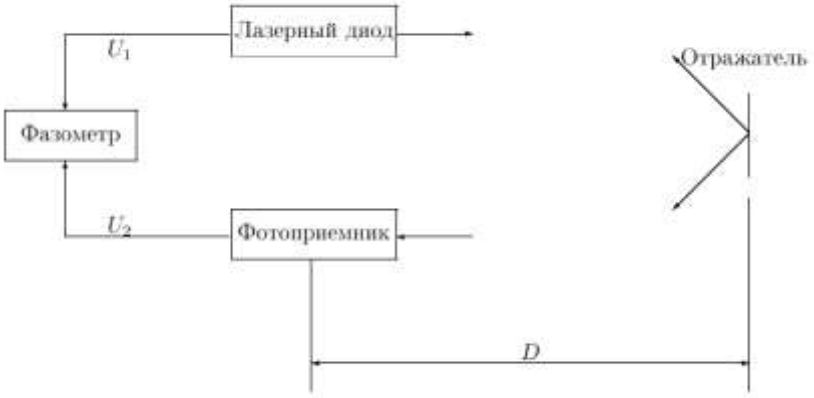


Рис. 5.1. Упрощенная схема фазового светодальномера: 1 – лазерный диод; 2 – отражатель; 3 – фотоприемник; 4 – фазометр

При этом формула (5.1) не учитывает фазовые сдвиги в цепях передатчика и приемника. Фазометром измеряется разность фаз напряжений U_1 и U_2 $\varphi_{2D} = \omega\tau_{2D} = 2\pi f\,\tau_{2D}$. Зная скорость распространения излучения v вдоль измеряемого расстояния, искомое значение D получаем в виде

$$D = \frac{v\tau_{2D}}{2} = \frac{v\varphi_{2D}}{4\pi f}. \qquad (5.2)$$

Простейший фазовый светодальномер позволяет определять расстояния лишь до половины длины волны λ, соответствующей частоте модуляции f, когда выполняется условие однозначного измерения фазового сдвига $\varphi<2\pi$.

Современные лазерные диоды позволяют принципиально измерять расстояния в дневных условиях до нескольких километров, а ночью до нескольких десятков километров в пределах прямой видимости, что ограничивается мощностью генерируемого ими излучения. Приняв измеряемую дальность за 15км, находим, что однозначно определить ее можно, модулируя излучение лазерного диода частотами порядка 10кГц. Однако при существующих методах измерения разности фаз принимаемого и ушедшего на дистанцию сигнала невозможно добиться высокой точности измерения расстояния при частоте модуляции лазерного диода порядка десятков килогерц. Повысить точность измерения расстояния можно, существенно увеличив частоту модуляции излучения инжекционного лазера. В общем случае сдвиг фаз φ_{2D} представляется в виде [79]

$$\varphi_{2D} = 2\pi N + \varphi . \qquad (5.3)$$

Подставив (5.3) в (5.2), получим основное уравнение фазовой светодальнометрии:

$$D = \frac{v}{2f}(N + \frac{\varphi}{2\pi}) . \qquad (5.4)$$

5.1.2. Структурная схема фазового светодальномера

Структурная схема фазового светодальномера[80], работа которого основана на изложенных принципах, представлена на рис. 5.2.

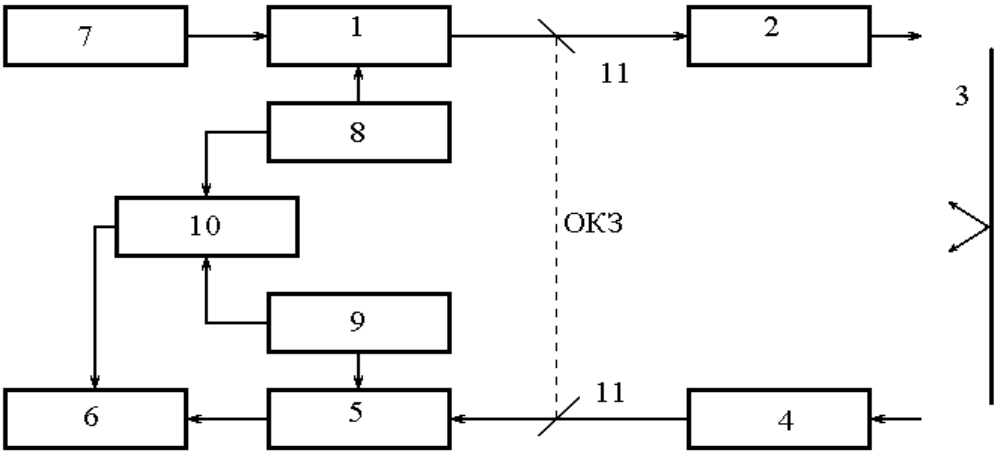


Рис. 5.2. Структурная схема лазерного фазового светодальномера: 1 – лазерный диод; 2 – передающая оптическая система; 3 – отражатель; 4 – приемная оптическая система; 5 – фотоприемник; 6 – фазоизмерительное устройство; 7 – источник постоянного смещения; 8 – генератор высокой частоты; 9 – гетеродин. 10 – смеситель; 11 – полупрозрачные зеркала.

Нестабильность параметров узлов светодальномера приводит к наличию фазового дрейфа, для компенсации которого применяют линию оптического короткого замыкания (ОКЗ), позволяющую направлять модулированный оптический поток на фотоприемное устройство без выхода на дистанцию, что позволяет компенсировать фазовые сдвиги в измерительном устройстве и произвести так называемый нулевой отсчет.

5.1.3. Устранение неоднозначности определения расстояний в фазовых светодальномерах

В выражении (5.4) есть две неизвестные величины: расстояние D и целое число фазовых циклов N, укладывающихся вдоль трассы $2D$. Частоту f, на которой измеряется фазовый сдвиг, называют масштабной. В фазовой дальнометрии оптического диапазона излучение ЛД модулируется обычно масштабными частотами от 10 до 500 МГц, а

иногда в гигагерцевом диапазоне. Для устранения неоднозначности в определении N лазер работает на двух частотах модуляции f_2 и f_1, причем разностная частота (f_2-f_1) выбирается из условия $D_{max} < \frac{v}{2(f_2 - f_1)}$, где D_{max}– максимально возможное измеряемое расстояние до объекта.

Воспользовавшись основным уравнением фазовой светодальнометрии (5.4), имеем для частоты модуляции f_1 соотношение[79]

$$D = \frac{v}{2f_1}(N + \frac{\varphi_1}{2\pi}). \qquad (5.5)$$

Установив частоту f_2, измеряем φ_2. Если $\varphi_1 > \varphi_2$, то записывается уравнение[38]

$$D = \frac{v}{2f_2}(N + \frac{\varphi_2}{2\pi}). \qquad (5.6)$$

Если же $\varphi_2 < \varphi_1$, то добавляется один дополнительный фазовый цикл[38]:

$$D = \frac{v}{2f_2}(N + 1 + \frac{\varphi_2}{2\pi}). \qquad (5.7)$$

Решая совместно уравнения (5.5) и (5.6), либо (5.5) и (5.7), находим искомые значения N и D.

5.1.4. Импульсный метод измерения расстояний

Очень малая длительность импульсов, генерируемых инжекционными лазерами, особенно в режимах модуляции добротности резонатора и синхронизации мод, в сочетании с умеренной энергией таких импульсов, открыла дорогу к созданию импульсных малогабаритных дальномеров различного назначения. Легкие переносные дальномеры имеют, как правило, несложное устройство: импульсный инжекционный лазер сочетается с небольшой приемо-передающей оптической системой с дополнительным устройством для визуального наведения на объект, приемником излучения на основе лавинного фотодиода и цифровым измерителем времени распространения оптического импульса.

При импульсном методе расстояние до объекта определяется по задержке прихода отраженного сигнала относительно момента излучения светового импульса:

$$D = \frac{vt}{2} = \frac{ct}{2n},$$

где D – измеряемое расстояние, t – время задержки импульса на дистанции, c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды распространения.

При одинаковой затрачиваемой мощности импульсный дальномер будет иметь больший радиус действия по сравнению с фазовым, поскольку пиковая мощность излучения с сокращением длительности импульса может быть значительно выше, чем при возбуждении ЛД на постоянном токе. Импульсные дальномеры на основе полупроводниковых лазеров применяются для измерения расстояний от десятков метров и до нескольких километров. Погрешность измерения дальности такими приборами чаще всего составляет доли или единицы метров.

5.1.5. Структурная схема импульсного лазерного дальномера

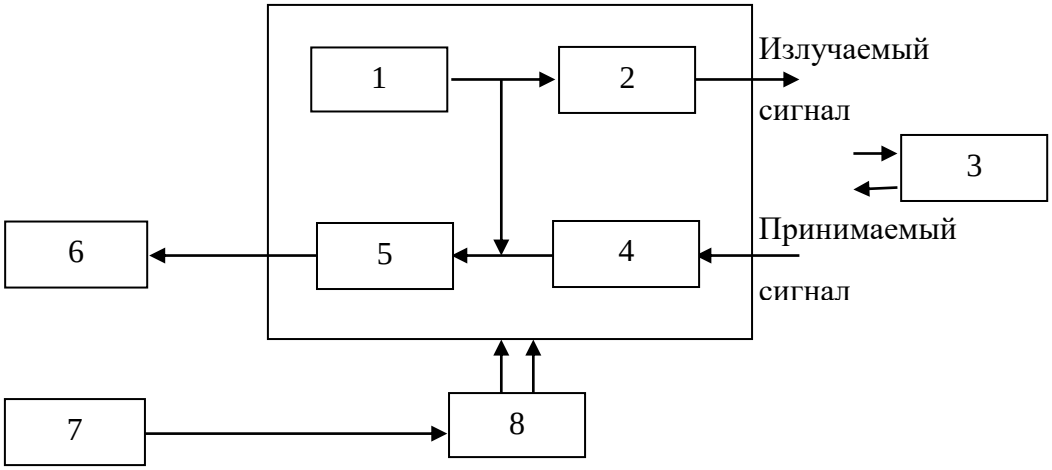


Рис. 5.3. Типичная схема импульсного лазерного дальномера: 1 – лазерный диод; 2 – коллимирующая оптическая система; 3 – объект с ретрорефлектором; 4 – приемная оптическая система; 5 – фотоприемник; 6 – измеритель временного интервала; 7 – управляющая ЭВМ; 8 – блок управления опорно-поворотным устройством; 9 – опорно-поворотное устройство.

Структурная схема импульсного дальномера на лазерном диоде представлена на рис. 5.3. Лазерный диод с коллимирующей оптической системой и фотоприемник с оптической системой смонтированы на прецизионном опорно-поворотном устройстве, допускающем программное наведение установки на цель с помощью ЭВМ и ручную корректировку наведения тогда, когда объект можно наблюдать через дополнительную трубку-искатель (визир). Небольшая часть энергии излучения лазера непосредственно подводится к фотоприемнику, создавая опорный импульс, запускающий измеритель временного

интервала. Основная часть излучения ЛД направляется в сторону объекта, снабженного трипельпризмами и через время $t = 2D/\upsilon$ отраженный импульс достигает фотоприемника, а после усиления и формирования в цепях последнего останавливает счетчик измерителя временного интервала. Опорный и отраженный импульсы проходят одинаковый путь в приемном тракте дальномера, что позволяет свести к минимуму влияние параметров этого тракта на точность измерений.

5.2. Физические причины, обуславливающие пространственно-временную структуру излучения полупроводниковых источников

5.2.1. Задержка излучения

Для светового излучения полупроводниковых источников при амплитудной модуляции и импульсном возбуждении характерно некоторое запаздывание относительно управляющего напряжения на *p*–*n*-переходов. Это запаздывание связано с накоплением заряда в активной области и достижением системой состояния инверсной пороговой населенности. Одновременно с такими процессами идет рекомбинация неравновесных носителей заряда (ННЗ), препятствующая увеличению их концентрации. При описании релаксации ННЗ пользуются характеристическими временами [65]: $\tau_и$ – время жизни ННЗ для спонтанных излучательных переходов; $\tau_б$ – безизлучательное время жизни ННЗ; τ_c – спонтанное время жизни ННЗ, определяемое как

$$\frac{1}{\tau_c} = \frac{1}{\tau_и} + \frac{1}{\tau_б}, \tag{5.8}$$

$\tau_{ст}$ – время жизни ННЗ для стимулированных излучательных переходов; τ_n – полное время жизни ННЗ, которое находится из соотношения:

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_и} + \frac{1}{\tau_б} + \frac{1}{\tau_{ст}}. \tag{5.9}$$

Связь между задержкой излучения $t_з$ и спонтанным временем жизни ННЗ τ_c описывается следующим выражением [66]:

$$t_ç = \tau_{\tilde{n}} \ln \frac{j}{j - j_{\tilde{i}\hat{i}\eth}}, \tag{5.10}$$

где j – плотность тока через диод, $j_{пор}$ – пороговое значение плотности тока.

Зависимость мощности излучения от времени жизни τ_n можно в большинстве случаев записать как[65,67]:

$$P = P_0(1 - \exp(-t/\tau_n)), \tag{5.11}$$

где P – значение мощности излучения ЛД в момент времени t, P_0 – установившееся (максимальное) значение P.

Из (5.10) следует, что вариации задержек излучения могут быть обусловлены неоднородным распределением тока инжекции и времени жизни ННЗ, которые в свою очередь определяются технологией изготовления *p–n*-перехода, концентрацией легирующих примесей и дефектов, термообработкой, геометрическими размерами и другими параметрами диодов. Любая неоднородность в оптических или электрических свойствах активной области приводит к соответствующему изменению задержки излучения.

В случае сверхвысокочастотной модуляции еще одним существенным фактором, влияющим на задержку излучения, становится скин-эффект. Как известно, вследствие скин-эффекта плотность тока представляет собой амплитудно-модулированную волну[68]:

$$j = j_0 e^{-px} \cos(\omega t - px), \qquad p = \frac{1}{\delta} = 2\pi\sqrt{\mu\sigma f}\ , \tag{5.12}$$

где σ – толщина слоя; μ – магнитная проницаемость; j_0 – плотность тока по поверхности проводника, x – расстояние до поверхности; f – частота модуляции.

Расчет величины толщины скин-слоя в предположении, что основное влияние на ток в активной области оказывает распределение тока в подложке *n*-типа, при концентрациях $n \sim 10^{17} \div 10^{19}$ 1/см^3 дает значение 50 мкм (f = 900МГц). Попадая в активную область (*p*-типа), электроны рекомбинируют, и их концентрация становится функцией плотности тока инжекции, времени жизни и ширины активной области. Учет этого обстоятельства увеличивает размеры скин-слоя при токе 0,2А до 130 мкм. Таким образом, величина скин-слоя в лазерных диодах сравнима с размерами кристалла и может вносить вклад в неоднородность характеристик излучения.

Задержка электролюминесценции *p–n* структур может объясняться не только накоплением ННЗ в области рекомбинации, но и зарядкой барьерной емкости *p–n*-перехода.

Исходя из зависимости барьерной емкости от напряжения, имеем[69]

$$C = C_0 U_0^{1/\gamma} (U_c - U)^{-1/\gamma}$$

где C_0 – барьерная емкость при нулевом напряжении, U_c – контактная разность потенциалов на слое объемного заряда, γ ~ коэффициент распределения примесных центров в слое объемного заряда (γ=2 для резкого и γ=3 для плавного *p–n*-переходов), получено следующее выражение для задержки[69]:

$$t_з = \frac{C_0}{I} \cdot \frac{\gamma}{\gamma - 1} U_c^{1/\gamma} (U_c - U_B)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}. \qquad (5.13)$$

Здесь U_B – начальное напряжение смещения, I – стационарное значение тока через *p–n* переход. Таким образом, время задержки оказывается обратно пропорциональным току.

5.2.2. Фазовая неоднородность излучения

Рассмотрим одну из теоретических моделей, описывающую процессы в гетеролазере [70]. Распределение неравновесных дырок в средней n-области дается уравнением непрерывности:

$$D_p \frac{\partial^2 p_n(x,t)}{\partial x^2} - \frac{p_n(x,t)}{\tau} = \frac{\partial p_n(x,t)}{\partial t}. \qquad (5.14)$$

Граничные условия имеют вид:

$$\left.\frac{\partial p_n(x,t)}{\partial x}\right|_{x=0} = \frac{S_{v1}}{D_p} p_n(0,t) - \frac{J_0}{qD_p}(U(t) - U(t - t_p)), \qquad (5.15)$$

$$\left.\frac{\partial p_n(x,t)}{\partial x}\right|_{x=d} = \frac{S_{v2}}{D_p} p_n(d,t) \qquad (5.16)$$

где D_p – постоянная диффузии, τ – время жизни неравновесных инжектируемых дырок, S_{v1}, S_{v2} – выражения, описывающие поверхности рекомбинации, p_n – концентрация неравновесных дырок в *n* облости, J_0 – плотность тока накачки.

Решение уравнения (5.14) с граничными условиями (5.15), (5.16) могут быть получены с помощью преобразований Лапласа, для чего их перепишем в виде:

$$\frac{\partial^2 p_n(x,S)}{\partial x^2} = \frac{S + 1/\tau}{D_p} p_n(x,S), \qquad (5.17)$$

$$\left.\frac{\partial p_n(x,S)}{\partial x}\right|_{x=0} = \frac{S_{v1}}{D_p} p_n(0,S) - \frac{J_0}{qD_p}\left(\frac{1 - \exp(-Stp)}{S}\right), \qquad (5.18)$$

$$\left.\frac{\partial p_n(x,S)}{\partial x}\right|_{x=d} = \frac{S_{v2}}{D_p} p_n(d,S). \qquad (5.19)$$

Ищем решение в виде:

$$p_n(x,S) = A\exp\left(\sqrt{\frac{S + 1/\tau}{D_p}}x\right) + B\exp\left(-\sqrt{\frac{S + 1/\tau}{D_p}}x\right). \qquad (5.20)$$

Имеем

$$p_n(x,S)=\frac{J_0}{qD_p}\left(\frac{1-\exp(-Stp)}{S}\right)\times$$

$$\times\left(\frac{\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}\,\mathrm{ch}\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}(d-x)+\frac{S_{v2}}{D_p}\,\mathrm{sh}\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}(d-x)}{\left(\frac{S_{v1}S_{v2}}{D_p^2}+\frac{S+1/\tau}{D_p}\right)\mathrm{sh}\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}d+\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}\,\frac{S_{v1}+S_{v2}}{D_p}\,\mathrm{ch}\sqrt{\frac{S+1/\tau}{D_p}}d}\right).(5.21)$$

Вводя инверсный передающий лапласиан $F(x,S')$, где $S'=S+1/\tau$ имеем:

$$p_n(x,S')=\frac{J_0}{qD_p}\left(F(x,S')-\exp(tp/\tau)\exp(-S'tp)F(x,S')\right). \quad (5.22)$$

Из этого выражения видно, что переменная во времени инжекция неосновных носителей в *n* – область лазера на двухсторонней гетероструктуре (ДГС) приводит к изменению во времени светового излучения. Аналогичное явление существует и в лазерах на односторонней гетероструктуре (ОГС). При этом величина фазы зависит от координаты в ближнем поле излучения диодов. Эта локальная зависимость фазы излучения называется фазовой неоднородностью.

Определим неоднородное состояние по фазе следующим образом[71]: инжекция неосновных носителей зарядов в *p*-*n*-переход лазерного диода, изменяющаяся по закону синуса с круговой частотой ω, приведет к тому, что интенсивность люминесценции в ближнем поле будет осциллировать в таком же ритме со случайной фазой.

Оказывается, что фазовая неоднородность излучения возникает в результате перекрытия локальных функций интенсивности рекомбинации и поглощения вдоль области распространения света в объеме диода. Концентрация инжектированных носителей при удалении от *p*-*n*-перехода убывает по экспоненциальному закону. Такая же зависимость будет и для излучательной компоненты тока. Если в области рекомбинации создать поглощение с большой крутизной, интенсивность излучения в ближнем поле будет определяться только малым объемом активной области, примыкающей в *p*–*n*-переходу.

Основываясь на этом, получено выражение[71]:

$$I(x_s,x_p)=\int_{Z=Z_0}^{d}\int_{y=0}^{y(Z)}\exp(-r\alpha_{инт})dydz, \quad (5.23)$$

где $\alpha_{инт}(x_s, x_p) = \dfrac{\int \alpha(x_p)dx_p}{\int dx_p}$, $I(x_s, x_p)$ – интенсивность излучения в участке ближнего поля.

Пространственно-временное распределение ННЗ, определяющее фазовую неоднородность излучения, находится из уравнений непрерывности и вне зоны объемного заряда в *p*- и *n*-областях имеет вид:

$$n_p(x_p,t): \left(e^{\frac{qU_0}{kt}} - 1\right)e^{\frac{x_p}{L_n}} + \frac{qU_0}{kT}e^{\frac{qU_0}{kt}}e^{\frac{x_p}{A_{n,p}(\omega)}}, \qquad (5.24)$$

где

$$A_{n,p}(\omega) = L_{n,p}(1 + \gamma\omega\tau_{n,p})$$

$L_{n,p}$ и $\tau_{n,p}$ – диффузионная длина и время жизни неравновесных носителей заряда, U_0 – напряжение на *p–n*-переходе.

В активной области уравнение непрерывности приводит к выводу о существовании "рекомбинационных волн", представляющих собой волны плотности заряда, которые могут быть ответственными за фазовую неоднородность [70].

Поглощение света в толще полупроводника может идти с последующим переизлучением. Как правило, влияние вторичных процессов на пространственно-временную структуру излучения невелико. Однако в некоторых случаях они могут быть основным фактором, формирующим неоднородность фазы модулированного излучения – пространственную и спектральную [69]. Это связано с тем, что между первичными и вторичными процессами существует некоторый временной сдвиг.

Влияние переизлучения можно оценить на основе кинетических уравнений для плотностей неравновесных электронов и фотонов [72]. В предположении, что уровень возбуждения невысок и рекомбинация является линейной, кинетические уравнения имеют вид[73]:

$$\left.\begin{aligned} \frac{dn}{dt} &= -\frac{n}{\tau} + G + g, \\ \frac{ds}{dt} &= -\frac{s}{\tau_ф} + \frac{n}{\tau_и}, \end{aligned}\right\} \qquad (5.25)$$

где τ, $\tau_ф$ – время жизни электронов и фотонов соответственно, G – скорость накачки, g – скорость генерации электронов за счет поглощения

собственного рекомбинационного излучения, s – объемная плотность фотонов, τ_u – излучательное время жизни.
Решение этих уравнений приводит к следующему виду переходного процесса[73]:

$$s = C_1 e^{-\frac{t}{T_1}} + C_2 e^{-\frac{t}{T_2}}, \tag{5.26}$$

$$T_1 = \frac{2\tau\tau_\phi}{\tau + \tau_\phi - \sqrt{(\tau - \tau_\phi)^2 + 4\tau\tau_\phi \Theta \eta_i (1 - \eta_\phi)}} \tag{5.27}$$

$$T_1 = \frac{2\tau\tau_\phi}{\sqrt{(\tau - \tau_\phi)^2 + 4\tau\tau_\phi \Theta \eta_i (1 - \eta_\phi)}} \tag{5.28}$$

где η_ϕ – функция выхода спонтанного излучения, $\Theta = \alpha_P/\alpha$, α_P – коэффициент фотоактивного поглощения, приводящего к генерации неравновесных носителей, α – коэффициент поглощения, η_i – внутренний квантовый выход люминесценции.

Для упрощенного случая включения внешнего стационарного возбуждения в момент времени t=0 имеем:

$$S = S_0 \exp\left(-\frac{t}{T}\right), \tag{5.29}$$

$$T = \frac{\tau}{1 - \theta\eta_i (1 - \eta_\phi)}. \tag{5.30}$$

Из полученных равенств видно, что пространственно-временная структура излучения помимо τ зависит от θ, η_ϕ, η_i, изменения которых по объему излучателя приведут к соответствующим изменениям фазы и задержек излучения. Также была обнаружена корреляция между внутренними квантовыми выходами генерации и картиной ближнего поля[74].

Как и задержка излучения, распределение фазы φ по излучающей поверхности при СВЧ-модуляции есть функция времени жизни φ ННЗ и в простейшем случае дается выражением [75,76]:

$$\varphi = \mathrm{arctg}(-2\pi f \tau_{\ddot{r}}) \tag{5.31}$$

где f - частота модуляции.

Таким образом, при наличии областей с различными значениями времен жизни τ'_n и τ''_n изменение фазовой задержки $\Delta\varphi$ при переходе от первой области ко второй записывается в виде [65,74,75]:

$$\Delta\varphi = \mathrm{arctg}(-2\pi f \tau''_n) - \mathrm{arctg}(-2\pi f \tau'_n) \tag{5.32}$$

Зависимость фазовых задержек от частоты в этом случае представлена на рис. 4, где приведены результаты для ожидаемого сдвига фаз при переходе от точки с $\tau'_n = 10^{-9}$ с к точкам где τ''_n принимает значения 0.2(1), 0.4(2), 0.6(3), 0.8(4), 2(5), 4(6), 6(7), 8(8) от τ'_n.

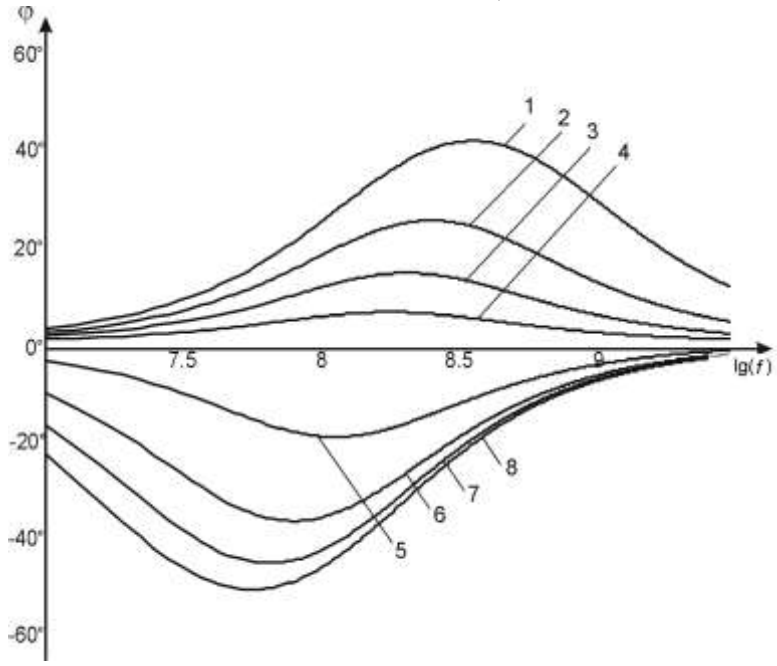


Рис. 5.4. Зависимость изменения фазовой задержки от частоты

В некоторых случаях необходимо учитывать спектральную зависимость распределения фазы излучения по активной области, что можно сделать на основе выражения [77]

$$\varphi^{p}_{\varepsilon_i}(t,\omega,\varepsilon_i)\Delta\varepsilon_i = \frac{\beta S}{4N^2}\Delta\varepsilon_i \int_0^{l_p} g_p(x_p,t) f_p(\varepsilon_i)\exp(-\alpha_p(\varepsilon_i N l_p - x_p))dx_p \text{ , (5.33)}$$

где $g_p(x_p,t) = F_p(\omega)\exp(a_n(\omega)x_p)\exp(j(\omega t - b_n(\omega)dx_p))$,

$$a_n(\omega) = \frac{\sqrt{1+\sqrt{1+\omega^2\tau_n^2}}}{L_n\sqrt{2}},$$

$$b_n(\omega) = \frac{\sqrt{-1+\sqrt{1+\omega^2\tau_n^2}}}{L_n\sqrt{2}},$$

F_p – функция, зависящая от величины возбуждающего тока и параметров диода, β – коэффициент, учитывающий влияние контактов, S – поперечное сечение диода, τ_n – время жизни носителей, L_n – диффузионная длина, N – показатель преломления, f_p – нормированный спектр излучения, α_p–

коэффициент поглощения в p-области, l_p – толщина p-области, ε_i – энергия фотона.

Отсюда выражение для фазы излучения $\delta(\omega, \varepsilon_i)$ будет иметь вид:

$$\delta(\omega,\varepsilon_i) = \mathrm{arctg}\frac{b_n(\omega)\left(e^{l_n\psi(\varepsilon_i,\omega)}\cos\left(l_p b_n(\omega)-1\right)\right)-\psi(\varepsilon_i,\omega)e^{l_n\psi(\varepsilon_i,\omega)}\sin\left(l_p b_n(\omega)\right)}{b_n(\omega)\psi(\varepsilon_i,\omega)\left(e^{l_n\psi(\varepsilon_i,\omega)}\cos\left(l_p b_n(\omega)-1\right)\right)+b_n(\omega)e^{l_n\psi(\varepsilon_i,\omega)}\sin\left(l_p b_n(\omega)\right)}, \tag{5.34}$$

где $\psi(\varepsilon_i,\omega) = \alpha_p(\varepsilon_i) - a_n(\omega)$.

Явление хроматической задержки характерно для ВЧ-модуляции диодов и объясняется спектральной зависимостью коэффициента поглощения и скорости рекомбинации, которые могут варьироватся по объему диода.

5.3. Модель светодальномера учитывающая пространственно-временную структуру излучения лазерного диода

5.3.1. Формирование пространственно-временной структуры излучения в дальней зоне

Упрощенная схема для расчета ПВС ЛД в дальней зоне (рис. 5.5) состоит из лазерного диода, передающего объектива и "экрана", устанавливаемого на удвоенном расстоянии до лоцируемого объекта. Угол расходимости излучения лазерного диода с широким омическим контактом и областью излучательной рекомбинации длиной 100мкм принимался равным 10°.

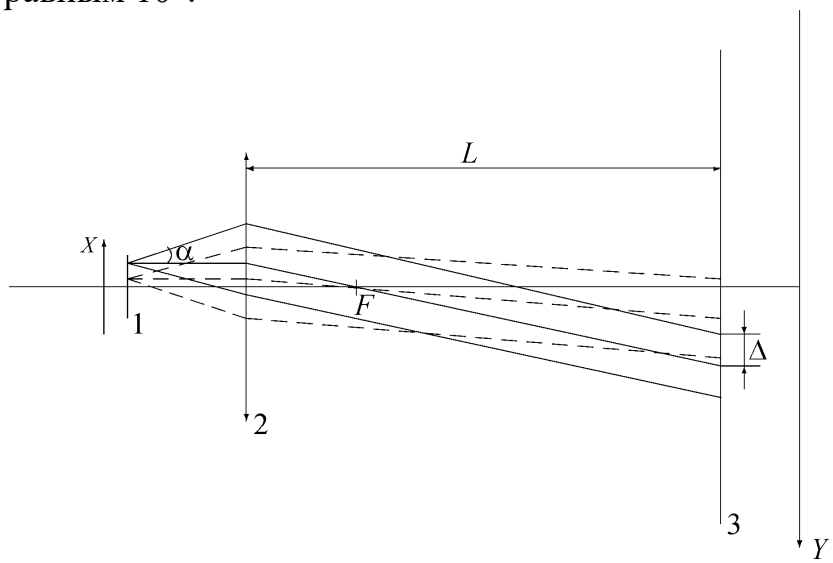


Рис. 5.5. Упрощенная схема для расчета ПВС ЛД в дальней зоне на расстоянии *2D* от излучателя

Так как излучатель располагается в фокальной плоскости, в силу конечности его размеров на дистанцию подается расходящийся пучок,

формирующий на экране изображение размером ~ 1 м на расстоянии в 1 км.

На формирование сигнала в области размером 2Δ и координатой Y в плоскости экрана влияют все участки излучающей поверхности диода, центральные лучи которых попадают в область $(Y-\Delta;Y+\Delta)$. Центральным лучом полагается луч, излученный диодом из некоторой точки перпендикулярно плоскости диода. Тогда справедлив следующий интеграл[81,82]:

$$I(Y,t)=\frac{K}{2\Delta}\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)g(Kz,(t-\tau_L))dz\,, \qquad (5.35)$$

где $I_0(Kz)$ – распределение интенсивности в ближней зоне ЛД, $1/K$ – коэффициент увеличения оптической системы $K = F/(L - F)$, F – фокусное расстояние объектива, $g(Kz,t)$ – функция модуляции излучения.

В случае работы лазерного диода в импульсном режиме функцию модуляции из (10) и (11) можно записать как [83]

$$g(Kz,t)=1-\eta(t-t_{\text{ç}}(Kz))\exp(-(t\eta(t-t_{\text{è}})+t_{\text{è}}\eta(t-t_{\text{è}})-t_{\text{ç}}(Kz))/\tau_{\text{ï}})\,, \qquad (5.36)$$

где η – функция Хевисайда, $t_и$ – продолжительность электрического импульса, подаваемого на ЛД, $t_з$ – время задержки излучения ЛД

В случае модуляции излучения ЛД аналоговым сигналом функция модуляции принимает вид: [79,84]

$$g(Kz,t)=1+p\sin(\omega t+\varphi(Kz))\,, \qquad (5.37)$$

где ω – частота модуляции, p – коэффициент глубины модуляции излучения, $\varphi(Kz)$ – фаза модуляции излучения в ближней зоне ЛД.

Нахождение структуры задержек излучения в дальней зоне (в плоскости "экрана") возможно при любом законе модуляции излучения путем усреднения сигнала в дальней зоне по области объектива и сравнения. Этот метод является единственным в случае импульсного режима работы ЛД.

В случае фазового светодальномера вычисления можно упросить [79]. Для этого подставим (5.37) в (5.36):

$$I(Y,t)=\frac{K}{2\Delta}\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)(1+p\sin(\omega(t-\tau_L)+\varphi(Kz)))dz\,. \qquad (5.38)$$

После преобразования (5.38) имеем:

$$I(Y,t)=\frac{K}{2\Delta}(\sin(\omega(t-\tau_L)\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)(1+p\cos(\varphi(Kz))dz+$$
$$+\cos(\omega(t-\tau_L))\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)(1+p\sin(\varphi(Kz))dz+\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)dz). \quad (5.39)$$

Так как интегралы $\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)\cos(\varphi(Kz)dz$, $\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)\sin(\varphi(Kz)dz$ и $\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)dz$ не зависят от времени, то (5.39) можно преобразовать к виду:

$$I(Y,t)=\frac{K}{4\Delta}(A(Y)\sin(\omega(t-\tau_L)+\Theta(Y))+I_{0Y}(Y)), \quad (5.40)$$

где

$$A(Y)=\frac{Kp}{2\Delta}\sqrt{\left(\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)\cos(\varphi(Kz))dz\right)^2+\left(\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)\sin(\varphi(Kz))dz\right)^2},$$

$$\Theta(\mathrm{Y})=\mathrm{arctg}\left(\frac{\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)\sin(\varphi(Kz))dz}{\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)\cos(\varphi(Kz))dz}\right),\ I_{0Y}=\frac{K}{2\Delta}\int_{Y-\Delta}^{Y+\Delta} I_0(Kz)dz.$$

Из выражения (5.33) видно, что форму результирующего сигнала определяют три величины A, Θ и I_{0Y}. Это позволяет значительно упростить вычисления, так как не требуется решать уравнение для нахождения фазы модуляции излучения в дальней зоне

5.3.2. Анализ вариаций фазы модуляции и задержек излучения в дальней зоне

При изучении ПВС излучения ЛД распределение интенсивности, фазы модуляции и задержек излучения в ближней зоне задавалось следующим образом: для импульсного дальномера с шагом 10^{-5} м случайным образом задержки излучения изменялись в пределах от 2,5 10^{-10} до 7,5 10^{-10} с и интенсивность в пределах 0,2 до 1, а для фазового дальномера отклонения фазы модуляции от 0° до 30°, интенсивность полагалась постоянной, все полученные токи интерполировались на всю область диода. В результате моделирования описанной выше системы получено распределение фазы модуляции излучения ЛД, представленное на рис. 5.6. Из рис. 5.6 видно, что после усреднения приемным

объективом разброс фазы модуляции излучения ЛД в дальнейшей зоне уменьшился до 20°.

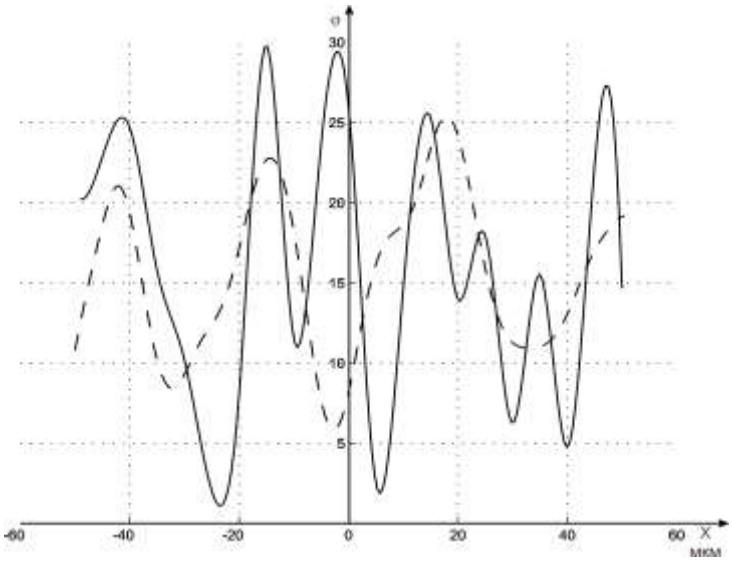


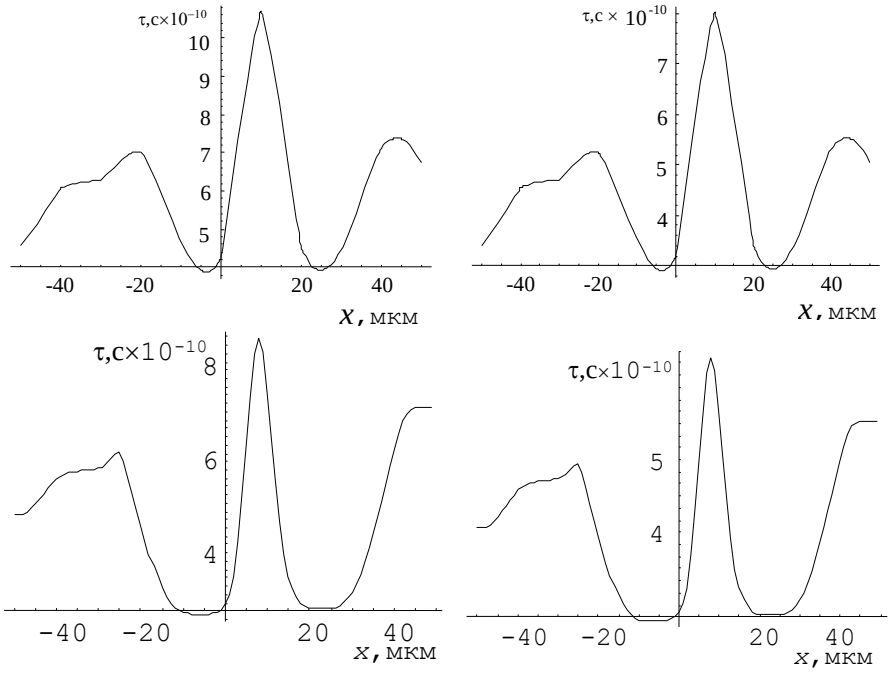
Рис. 5.6. Зависимость фазы модуляции в ближней зоне ЛД (сплошная линия) и результирующей фазы модуляции излучения на объективе (штриховая линия), пересчитанной к ближней зоне ЛД.

Разброс задержек излучения в дальней зоне уменьшился по сравнению с разбросом задержек излучения в ближней зоне и варьируется в пределах ~ 5.5^{-10} с (рис. 5.7) [85], а точность измерения расстояний с учетом джиттера излучения, усредненного приемным объективом, составила 0,15 м. На рис. 5.8 приведены виды переднего фронта излучения в ближней и дальней зонах для этого случая.

Из рассмотренных примеров видно, что для заметного уменьшения влияния вариаций фазы модуляции и джиттера излучения ЛД на точность измерений расстояний дальномерами требуется использование передающих объективов с большим фокусным расстоянием или приемных большого диаметра, что нецелесообразно при построении малогабаритных светодальномеров.

5.4. Фазовый светодальномер с разнесенными частотами модуляции

В случае модуляции излучения ЛД аналоговым сигналом предложен следующий способ повышения точности измерения расстояния[86,87]. Пусть светодальномер работает на двух далеко разнесенных частотах модуляции излучения, например $f_1 = f$ и $f_2 = 2f$. Для каждой из частот избавимся от неоднозначности в определении D вышеописанным способом. Тогда для определения искомого расстояния, можно составить систему уравнений [79,84,88]



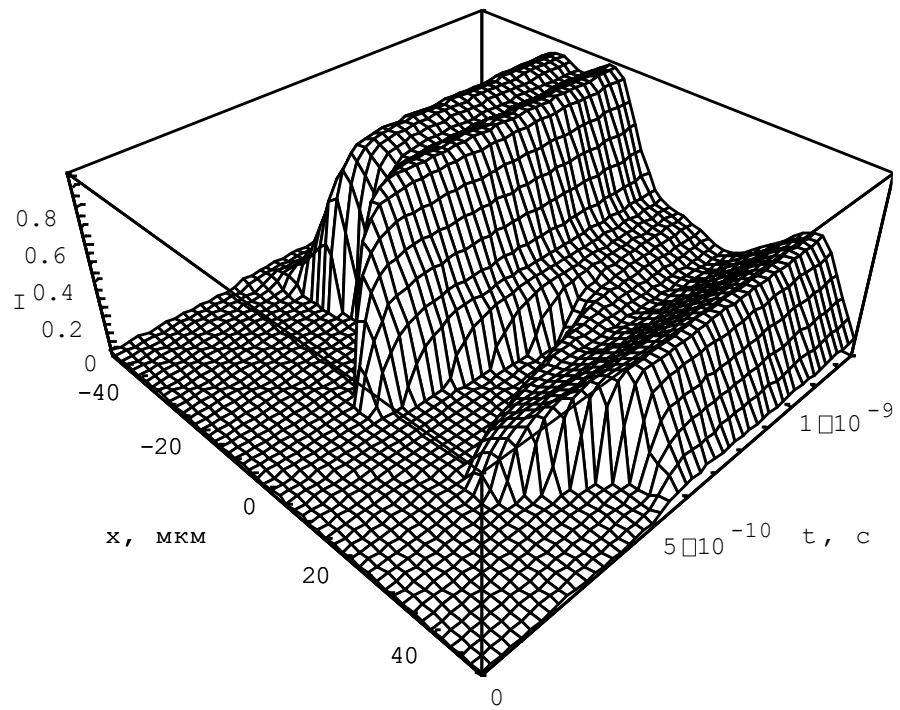
а б

Рис. 5.7. Зависимость распределения задержек излучения в ближней зоне ЛД (верхние графики) и результирующих задержек в дальней зоне (нижние графики) на расстоянии *2D* при $I/I_{пор}$=1,3(а) и 1,5(б) и пересчитанных к ближней зоне ЛД.

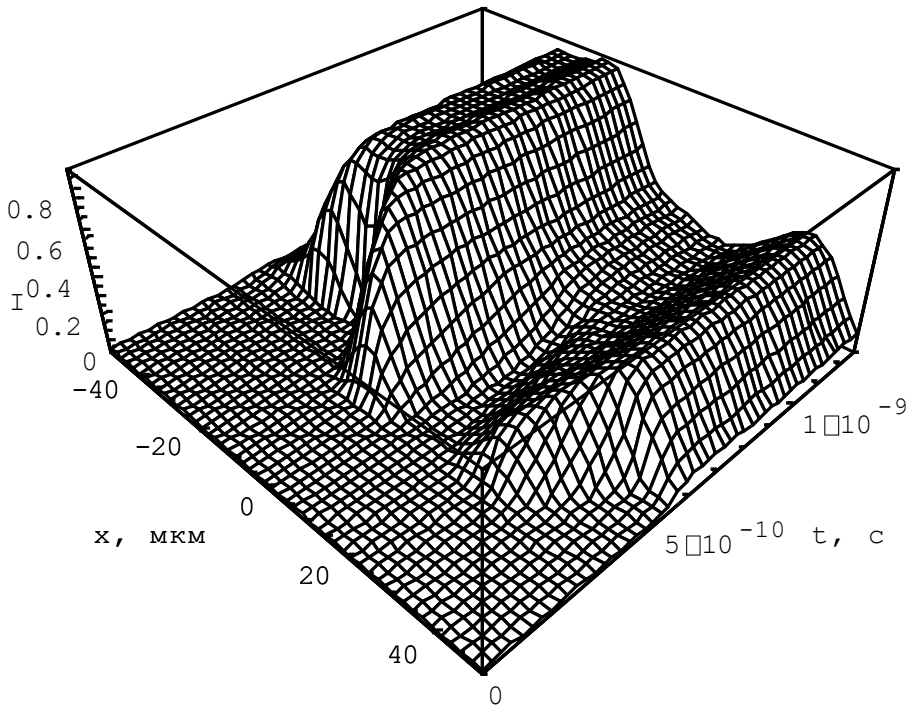
$$\begin{cases} D = \dfrac{v}{2f_1}(N_1 + \dfrac{\varphi_1 + \varphi_{10}}{2\pi}), \\ D = \dfrac{v}{2f_2}(N_2 + \dfrac{\varphi_2 + \varphi_{20}}{2\pi}), \\ \varphi_{10} = \mathrm{arctg}(-2\pi f_1 \tau_n), \\ \varphi_{20} = \mathrm{arctg}(-2\pi f_2 \tau_n), \end{cases} \tag{5.41}$$

где φ_1 и φ_2 – фазы, полученные при измерении; φ_{10} и φ_{20} – задержки фазы модуляции излучения в источнике, N_1 и N_2 – количество полных волн укладывающихся в измеряемое расстояние на соответствующих частотах.

Нетрудно убедится, что система (5.41) имеет единственное решение для $D > 0$ и φ_{10}, φ_{20}, принадлежащих промежутку (-π/2; 0]. Этим решением и будет точное значение расстояния. Отметим также, что решение системы (5.41) не может быть представлено в замкнутой форме, т.е. неизвестные D, φ_{10}, φ_{20}, τ_n нельзя задать в виде явных функций параметров f_1 и f_2, φ_1, φ_2. Поэтому для ее решения следует применять численные методы.



а



б

Рис. 5.8. Вид переднего фронта в ближней(а) и дальней(б) зонах при $I/I_{пор}$=1,5.

Таким образом установлено, что на дистанции происходит некоторое сглаживание неоднородностей ПВС, обусловленных тем, что в дальней

зоне происходит наложение лучей, исходящих из разных участков светящейся области ЛД, а также происходит интегрирование принимаемого излучения в пределах апертуры приемного объектива. Из изложенного следует, что уменьшения влияния ПВС излучения ЛД на точность измерения расстояний можно добиться применением в дальномере длиннофокусных передающих и широкоапертурных приемных объективов, что нецелесообразно при конструировании малогабаритных светодальномеров.

Предложен вариант высокоточного светодальномера с двумя далеко разнесенными частотами модуляции в СВЧ диапазоне с устранением неоднозначности в определении расстояний одним из известных способов, в котором повышение точности определения дальности до лоцируемого объекта достигается путем учета фазовой неоднородности ближнего поля излучения ЛД.

6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ЗОНДИРОВАНИЯ БИОТКАНИ ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В МЕДИЦИНСКИХ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ*

В последние годы внимание врачей направлено на своевременное обнаружение и профилактику заболеваний. В диагностике используются как зарекомендовавшие себя традиционные методы, так и новейшие разработки в области медицины, биологии, физики, математики, химии и других наук. Для более успешного и быстрого лечения врачи стараются установить болезнь на ее начальных стадиях.

Контроль состояния организма также необходим в процессе лечения. Иногда приходится проводить анализ ежедневно и даже несколько раз в сутки. Но одни методы точны, безболезненны и мгновенно дают результаты, а другие могут причинять боль или вред человеческому организму, их результатов приходится ожидать некоторое время.

Лазерное излучение все шире используется для диагностики и лечения различных заболеваний живых организмов [89–91]. Диагностика заболеваний, в основе которой лежат оптические явления, такие как отражение, рассеяние и пропускание излучения веществом и т. д., является одной из немногих, позволяющих диагностировать биологические объекты *in vivo*.

Большой интерес представляет анализ крови с помощью оптических методов, так как ее состав и свойства компонентов изменяются характерным образом при многих заболеваниях. Клиницистам не раз приходилось и приходится убеждаться в том, что недооценка картины состояния крови приводит к частым диагностическим ошибкам и, напротив, правильный учет гемограммы нередко помогает разобраться в сложной диагностической ситуации. В дифференциальной диагностике эти гематологические данные играют роль звеньев, тесно переплетающихся со многими остальными звеньями сложной диагностической цепи. В то же время получение образца крови не представляет сложности.

Следует помнить, что на практике кровь всегда находится в емкости: будь то стенка кюветы или сосуда, который к тому же находится в глу-

* Работа на Республиканском конкурсе по физике 2006 г. отнесена к первой категории

бине мышц или скрыт кожным покровом. При оптических методах исследования необходимо учитывать влияние граничных условий на получаемый результат. В ходе данной работы исследован метод диагностики состояния крови с помощью поляризованного лазерного излучения. В первую очередь в нем привлекают быстрота получения результата и его неинвазивность, что позволяет проводить диагностику так часто, как это необходимо. Одной из задач работы является определение оптимальных условий зондирования крови линейно поляризованным излучением и наблюдения рассеянного ею излучения, при которых интенсивность фона минимальна, а отношение интенсивности полезного сигнала к фону максимально.

Особый интерес для биологии и медицины представляет оптическая (лазерная) томография (ОТ), позволяющая получить высокоразрешающее изображение микроструктуры живых организмов. Возможность слежения за микроструктурой биологического объекта позволяет ОТ осуществлять раннюю диагностику состояния отдельных его частей и соответственно их заболеваний. Однако живые организмы и их составные части (органы) формируются из различного вида тканей, являющихся сильно рассеивающими оптическое излучение средами. Это существенно ограничивает глубину проникновения в ткань излучения и ухудшает качество изображения исследуемой микроструктуры. Так, наибольшая глубина проникновения излучения в зависимости от его длины волны для биотканей кожи, слизистых оболочек, кровеносных сосудов, зубов животных и человека не превышает 1-2 мм [92]. Эти результаты достигнуты главным образом за счет детального изучения процессов отражения, пропускания и рассеяния оптического излучения в зависимости от его спектральных характеристик. Возможности же улучшения изображения микроструктур в биоткани и глубины проникновения в нее излучения за счет учета его поляризационных характеристик изучены недостаточно и поэтому вызывают у исследователей все возрастающий интерес. Выяснению таких возможностей посвящается все возрастающее число работ по исследованию отражения, пропускания и рассеяния поляризованного лазерного излучения при распространении его в мутных средах и в частности в биотканях. На данный момент уже имеется ряд работ, показывающих, что для некоторых композиционных материалов и мутных сред распространение в них лазерного излучения зависит от формы его поляризации [93–97].

Второй задачей данной работы являлось установление изменений поляризационных характеристик ортогонально линейно поляризованного

лазерного излучения, распространяющегося через ткань кровеносного сосуда, в зависимости от угла его падения и наблюдения.

6.1. Зондирование биоткани лазерным излучением в диагностических целях

6.1.1. Кровеносная система в норме и в случае патологических изменений

Кровь, ее структура и болезни. Кровь – это прежде всего среда, осуществляющая транспорт различных веществ в пределах организма [98]. Она переносит дыхательные газы – кислород и углекислый газ, как в физически растворенном, так и в химически связанном виде. Кислород переносится от легких к потребляющим его тканям, а углекислый газ – от тканей к легким. Кровь доставляет также питательные вещества от органов, где они всасываются или хранятся, к месту их потребления; образующиеся здесь метаболиты транспортируются к выделительным органам или к тем структурам, где может происходить их дальнейшее использование. Кровь осуществляет транспорт гормонов, витаминов и ферментов, образующихся в организме. Эти вещества, поступая в кровь из органов, где они вырабатываются или хранятся, распределяются в сосудистом русле и доставляются к органам-мишеням. Благодаря высокой теплоемкости своей главной составной части – воды, кровь обеспечивает распределение тепла, образующегося в процессе метаболизма, и его выделение во внешнюю среду через легкие, дыхательные пути и поверхность кожи.

С оптической точки зрения кровь относится к сильно рассеивающим тканям (оптически мутным), свойства которых могут быть хорошо описаны в модели многократного рассеяния скалярных волн в случайно-неоднородной среде с поглощением. Она представляет собой непрозрачную жидкость, состоящую из плазмы и взвешенных в ней клеток – красных кровяных телец (эритроцитов), белых кровяных телец (лейкоцитов), и кровяных пластинок (тромбоцитов). Кровь проходит через все органы человеческого тела, и поэтому любое изменение их состояния отражается на ее форменных элементах [99–101].

Анемия – клинико-гематологический синдром, характеризующийся уменьшением содержания гемоглобина в единице крови, чаще при одновременном уменьшении количества эритроцитов, что приводит к развитию кислородного голодания тканей. Основной функцией эритроцитов является перенос кислорода и углекислого газа. Эта функция становится недостаточной вследствие:

1) уменьшения количества эритроцитов в крови;

2) падения содержания гемоглобина;

3) появления в крови незрелых или патологически измененных эритроцитов;

4) наличия эритроцитов с наследственным дефектом;

5) потери способности гемоглобина связывать кислород и других причин.

Чаще всего в клинической практике недостаточность функции эритроцитов отмечается при анемиях. Анемии возникают на почве различных заболеваний и интоксикаций, недостатка факторов, участвующих в кроветворении, гипоплазии костного мозга, гемолиза эритроцитов, кровопотерь и т. д. При анемиях нарушается дыхательная функция крови – доставка кислорода к тканям. Потребность организма в кислороде в какой-то степени компенсируется мобилизацией защитно-приспособительных реакций, которые обычно возникают при гипоксических состояниях. В случае прогрессирующей анемии наступает тяжелая кислородная недостаточность, которая может стать причиной смерти. Для различных видов анемий характерны не только уменьшение количества эритроцитов и гемоглобина, но и качественные изменения эритроцитов крови, степени их зрелости, размеров, формы, окраски, структуры и биохимических свойств.

Принято считать анемией снижение уровня гемоглобина ниже 130г/л и количества эритроцитов ниже $4x10^{12}$ ^{1}/л у мужчин и соответственно 120г/л и $3,5x10^{12}$ ^{1}/л у женщин.

Существуют различные классификации анемий: патогенетическая, морфологическая, по цветовому показателю. Наибольший интерес для практического врача представляет патогенетическая классификация анемий:

I. Анемии вследствие кровопотери (постгеморрагические).

1. Острая постгеморрагическая анемия.
2. Хроническая постгеморрагическая анемия.

II. Анемии вследствие нарушения образования эритроцитов и гемоглобина.

3. Железодефицитная анемия.
4. Железоперераспределительная анемия (нарушение реутилизации железа).
5. Железонасыщенная (сидероахрестическая) анемия, связанная с нарушением синтеза гемма.
6. Мегалобластные анемии, связанные с нарушением синтеза ДНК.
7. Гипопролиферативные анемии.
8. Анемии, связанные с костномозговой недостаточностью.

9. Метапластические анемии.

10. Дисэритропоэтические анемии.

III. Анемии вследствие усиленного кроворазрушения (гемолитические).

11. Наследственные.

12. Приобретенные

IV. Анемии смешанные.

Разумеется, указанная патогенетическая классификация во многом условна и относительна, но она позволяет практическому врачу сориентироваться в многообразии анемий и отнести анемию у пациента к одной из патогенетических групп (вследствие кровопотери, гемолиза или нарушения гемопоэза) и далее осуществлять целенаправленный диагностический поиск и определение нозологической принадлежности анемии. Таким образом, ориентировочное определение патогенетического варианта анемии, т.е. основного механизма развития анемии у данного конкретного больного, можно считать первым этапом диагностики анемии.

Одним из важных показателей, используемых в дифференциальной диагностике анемий, является RDW (Red cell distinition width) – ширина распределения эритроцитов по объему. Она определяется графически в виде гистограммы. На гистограммах по оси абсцисс (Х-ось) откладывается объем эритроцитов в фемтолитрах, а по оси ординат (У-ось) – количество или частота встречаемости эритроцитов различного объема.

Нормальная величина стандартного отклонения объемов эритроцитов RDW составляет 11,5 – 14,5%. По величине показателя RDW оценивается степень анизоцитоза.

Форменные элементы крови – эритроциты и их патология. Самыми многочисленными из клеточных элементов крови являются красные кровяные тельца, или эритроциты. Изучение их морфологии имеет немаловажное значение при изучении периферической крови. Ряд характерных изменений, касающихся величины, формы, степени насыщения гемоглобином, дают ценные представления о состоянии эритропоэза и играют важную роль в диагностике и патогенетической оценке различных анемий [102,103].

Эритроциты представляют собой безъядерные клетки, имеющие форму двояковогнутого диска. Благодаря двояковыгнутой форме нормоцита, его поверхность больше, чем если бы он имел форму шара. Общая площадь поверхности эритроцитов взрослого человека составляет около 3800 м^2. Особая форма эритроцитов способствует выполнению ими основной функции – переноса дыхательных газов, т.к. при такой форме диффузионная поверхность увеличивается, а диффузионное расстояние

уменьшается. Кроме того, благодаря своей форме эритроциты обладают большей способностью к обратимой деформации при прохождении через узкие изогнутые капилляры. По мере старения клеток пластичность эритроцитов уменьшается. Пластичность понижена также у эритроцитов с патологически измененной формой, что является одной из причин задержки и разрушения таких клеток в селезенке. При различных патологиях нормальные эритроциты (дискоциты) могут менять свою форму без изменения объема.

Эритроциты состоят из очень тонкой мембраны (толщиной ~25нм) и жидкого содержимого – почти насыщенного раствора гемоглобина. В оптическом отношении эритроциты можно отнести к мягким частицам: действительная часть показателя преломления мало отличается от показателя преломления окружающей среды — плазмы. Так, на длине волны λ=0.66 мкм имеем относительный показатель преломления n=1.037, а на

Рис. 6.1 Эритроцитометрическая кривая Прайс-Джонса: а) – микроцитарная анемия; б) – норма; в) – макроцитарная анемия

λ=0.514 мкм – n=1.040. При различных заболеваниях, особенно при сердечно-сосудистых, они могут образовывать большие агрегаты и даже конгломераты. Особенно важной представляется роль формы эритроцита как биомеханического сигнала о биомеханических изменениях, наступивших в его мембране вследствие заболевания. Рассеяние и поглощение излучения эритроцитами вносят основной вклад в формирование оптиче-

ских характеристик образцов разбавленной и цельной крови и различаются для крови здорового человека и с сердечно-сосудистой патологией и лежат в основе значительной части оптических методов диагностики состояния крови.

При изучении размеров эритроцитов исходят из следующих установленных положений. Диаметр нормальных эритроцитов равен 7-8 мкм, в основном 7,2-7,5 мкм. Встречаются отклонения в пределах 4,75-9,5 мкм. Эритроциты, диаметр которых меньше 6,7 мкм, относят к микроцитам. Эритроциты диаметром больше 7,7 мкм называют макроцитами, а больше 9,5 – мегалоцитами. Распределение количества эритроцитов по размерам выражается кривой Прайс-Джонса и представлено на рис. 6.1.

По размеру эритроцита и интенсивности его окраски можно определить характер анемии и степень гемоглобинизации. Нормальный эритроцит обычных размеров имеет равномерное насыщение гемоглобином с легким просветлением в средней части.

Строение сосудистой ткани. Как уже отмечалось ранее, в организме кровь протекает по сосудам: венам, артериям, капиллярам. Все кровеносные сосуды выстланы изнутри слоем эндотелия, непосредственно прилегающим к просвету сосуда. Эндотелий обычно построен из одного слоя плоских клеток и образует гладкую внутреннюю поверхность сосуда. Если эта поверхность не повреждена, она препятствует свертыванию крови.

Помимо эндотелия во всех сосудах, кроме истинных капилляров, имеются следующие образования: эластические волокна, коллагеновые волокна, гладкомышечные волокна. Количество этих волокон в разных сосудах различно.

Эластические волокна, особенно волокна внутренней оболочки (интимы), образуют относительно густую сеть. Они легко могут быть растянуты в несколько раз. Эти волокна создают эластическое напряжение, противодействующее кровяному давлению, растягивающему сосуд. На создание такого напряжения не расходуется энергия биохимических процессов.

Коллагеновые волокна средней и наружной оболочек образуют сеть, оказывающую растяжению сосуда гораздо большее сопротивление, чем эластические волокна. Коллагеновые волокна относительно свободно располагаются в стенке сосуда и иногда образуют складки. В связи с этим они противодействуют давлению только тогда, когда сосуд растянут до определенной степени.

Веретенообразные гладкомышечные клетки (диаметром около 4,7 мкм, длиной около 20 мкм) соединены друг с другом и с эластическими

и коллагеновыми волокнами. Главная функция гладкомышечных клеток состоит в создании активного напряжения сосудистой стенки и в изменении величины просвета сосудов в сооветствии с физиологическими потребностями.

При оптических методах исследования большое значение имеет выбор зондируемого сосуда. При этом следует обратить внимание на его диаметр, толщину стенки и глубину залегания, так как чем ближе к поверхности сосуд и чем тоньше его стенка, тем меньше погрешностей он внесет в проводимые измерения. Зависимость первых двух параметров от вида сосуда представлена в таблице 6.1.

Таблица 6.1

Морфологическая характеристика микрососудов

Звенья русла (морфологическая классификация)	Структурные параметры, мкм			Состав стенки, % к общей массе			Другие наименования сосудов той же группы
	диаметр	толщина стенки	длина	эндотелий	гладкие мышцы	соединительная ткань	
Артериола	От 17 до 70 (20-35)	4-10	От 300 до 4000	20	60	20	Мелкая артерия, аркадная артериола, приносящая артериола.
Прекапилярная артериола	От 7 до 20 (12-15)	1-3	От 100 до 1500	60	40	–	Терминальная артериола, метартериола, прекапилляр.
Капилляр	От 4 до 20 (7-8)	0,7 – 1,5	От 50 до 1000 (600-700)				Артериальный, венозный, истинный, магистральный, основной и синусоидный капилляры.
Посткапиллярная венула	От 10 до 30 (15 - 20)	1,5 – 2,5	От 100 до 1500	60	–	40	Посткапилляр, собирательная венула, венула, безмышечная венула.
Венула	От 25 до 100 (30-50)	3 - 6	От 200 до 3000	30	20	50	Выносящая венула, тонкая вена, мышечная венула.
Артериоловенулярный анастомоз	От 15 до 100 (25-30)	4 - 6	От 30 до 3000	40	40	20	Артерио-венозное соустье, артерио-венозный анастомоз, артерио-венозный шунт.

По глубине залегания сосуды можно разделить на две группы: внутримышечные и подкожные. Толщина кожного покрова зависит от участка тела человека, но в среднем, как показано в таблице 2, не превышает 5 мм.

Таблица 6.2

Толщина различных участков кожи человека

Область кожи	Максимальная толщина эпидермиса (мм)	Максимальная толщина дермы (мм)	Максимальная толщина всей кожи (мм)
Лоб	0,1	2,1	2,2
Волосистая часть головы	0,2	2,4	2,6
Нос	0,1	2,1	2,2
Верхняя губа	0,2	1,8	2,0
Грудь	0,1	3,0	3,1
Живот	0,1	2,3	2,4
Спина	0,1	4,8	4,9
Сгибательная поверхность плеча	0,1	2,1	2,2
Разгибательная поверхность плеча	0,1	3,0	3,1
Тыл кисти	0,3	2,7	3,0
Ладони	0,7	1,9	2,6
Тыл стопы	0,3	2,0	2,3

Участки с наименьшей толщиной кожи: лицевая часть головы, внутренняя сторона руки и задняя сторона ноги.

6.1.2. Диагностика биообъектов при помощи лазерного излучения

Взаимодействие лазерного излучения с биообъектами. Процессы, характеризующие виды взаимодействий лазерного излучения с биообъектами, можно разделить на три группы. К первой относятся все невозмущающие взаимодействия, ко второй – процессы, в которых проявляется фотохимическое действие, к третьей – процессы, приводящие к фоторазрушению.

С точки зрения применения физических методов исследования наибольший интерес представляют области очень малых и очень больших интенсивностей. В первой из них возможно применение ряда наиболее чувствительных физических методов исследования, не требующих сильных световых потоков и, следовательно, не вносящих искажений в результаты измерений за счет гомеостаза живой материи даже на локальном уровне.

С другой стороны, методы определения оптических параметров биотканей можно разделить на два больших класса: прямые и косвенные.

Косвенные методы предполагают решение обратной задачи рассеяния на основе использования той или иной теоретической модели распространения света в среде.

Распространение света в рассеивающей и поглощающей среде сопровождается как ослаблением мощности зондирующего пучка, так и появлением рассеянного света. Количественно эти явления характеризуются с помощью коэффициента поглощения α, сечения рассеяния σ и индикатрисы рассеяния $I(\theta)$. Некоторые методы не учитывают векторную природу падающих и рассеянных волн, т. к. в силу случайного характера неоднородных сред происходит быстрая деполяризация света при его распространении в среде. Однако в ряде случаев (неплотные биоткани, монослои клеток, поверхностные слои ткани) степень поляризации прошедшего или отраженного света оказывается вполне измеряемой. При этом информативными параметрами, характеризующими структуру биотканей и ансамблей клеток, являются как степень деполяризации первоначально поляризованного излучения, характер преобразования поляризации из одного вида в другой, так и появление поляризованного компонента в рассеянном излучении при облучении объекта неполяризованным излучением. Биоткани в различных патологических или функциональных состояниях должны демонстрировать разный отклик на зондирование светом с линейной и круговой поляризацией, что может быть использовано как в оптической медицинской томографии, так и при определении оптических и спектроскопических параметров биотканей.

Примеры и перспективы применения лазеров в биомедицинской диагностике. Методы диагностик можно разделить на два больших класса – микродиагностика на уровне атомов и молекул и макродиагностика на уровне клеток и органов. Микродиагностика использует все средства линейной и нелинейной атомной и молекулярной лазерной спектроскопии, макродиагностика – методы упругого и квазиупругого рассеяния света, дифрактометрию, интерферометрию и голографию.

Рассмотрим лишь некоторые из наиболее типичных методов биомедицинской макродиагностики. В ее основе лежит использование высокой монохроматичности и когерентности лазерного излучения, которые обеспечивают высокоточные измерения положения, скорости, малых перемещений и формы различных компонент биологических объектов. Заметим, что большинство перечисленных ниже примеров не может быть реализовано с помощью тепловых источников света.

Одним из первых эффективных применений лазеров в биомедицине была пролетная цитометрия, когда лазер использовался для ускорения и повышения надежности процесса распознавания отдельных клеток мле-

копитающих за счет точных измерений их оптических свойств — характеристик поглощения, упругого рассеяния, вызванной лазером флуоресценции. Суспензия клеток в виде очень тонкого и быстро движущегося ламинарного потока облучается лазерным излучением. Когда клетка нужного типа пересекает лазерный пучок, она создает соответствующий отклик в системе регистрации поглощения света, рассеяния или флуоресценции. В результате запускается другая система, которая выводит каплю, содержащую клетку, из общего потока. Одноволновые и многоволновые цитометры на основе аргонового, криптонового и гелий-неонового лазеров выпускаются промышленно и широко используются в исследованиях на культуре животных клеток и в диагностике заболеваний крови.

Перспективна так называемая лазерная многопараметрическая цитометрия, при которой для дифференциации клеток (например, клеток крови) используют различные сочетания измеренных параметров упруго рассеянного или поглощенного света и флуоресценции, позволяющие одновременно учитывать геометрические (размеры, форму) и оптические характеристики клеток.

Интенсивно разрабатываются методы лазерной томографии биотканей, основанные на измерениях их пропускания (отражения) или флуоресценции под действием непрерывного, импульсного или модулированного по интенсивности лазерного излучения с различными длинами волн. Визуализация оптически неоднородных сильно рассеивающих и объемных биотканей требует использования эффективных методов регистрации рассеянного или переизлученного света, а также быстродействующих алгоритмов для получения томограмм в реальном масштабе времени.

Упругое рассеяние света (нефелометрия) является одним из эффективных методов макродиагностики и давно применяется в различных областях биологии и медицины. Применение лазеров, обладающих малой угловой расходимостью, высокой спектральной плотностью мощности, легко управляемой поляризацией излучения, позволило существенно упростить измерения и повысить их надежность, тем самым расширив область применения метода в иммунологии, вирусологии и гематологии. В частности, лазерная нефелометрия используется для определения степени деформируемости эритроцитов при приложенных к ним сдвиговых напряжений, функции распределения эритроцитов по размерам, оптических и геометрических параметров лимфоцитов, моноцитов, нейтрофильных и эозинофильных гранулоцитов в образцах белых кровяных клеток; для контроля протекания реакции антиген — антитело, содержа-

ния белков в крови и моче; для обнаружения бактерий в жидких средах; для изучения процессов споризации и прорастания бактерий. Перспективно применение лазерной нефелометрии для контроля оптимальных условий программного размораживания органов, биологических тканей, клеток крови, костного мозга, микроорганизмов, сперматозоидов и т.д.

Поляризационная нефелометрия, основанная на анализе полной матрицы рассеяния объекта, перспективна для изучения макроструктуры различных биообъектов (формы и размеров отдельных частиц, характеристик распределения по размерам, оптических постоянных, статистических характеристик пространственного расположения частиц, наличия анизотропии и пр.). Знание макроструктуры объектов, в частности биотканей, дает возможность ранней диагностики некоторых заболеваний, связанных с изменениями макроструктуры (например, катаракты и глаукомы).

Другое не менее эффективное применение лазеров — лазерная спектроскопия квазиупругого рассеяния биообъектов. Она основана на регистрации обусловленных движением частиц временных изменений параметров рассеянного излучения, которые проявляются в автокорреляционной функции и соответственно в спектре флуктуаций интенсивности рассеянного поля. В зависимости от характера движения частиц происходит либо уширение спектра (движение типа равновесной диффузии, случайных миграций и пр.), либо смещение (направленное движение). Последнее называют доплеровским смещением. Обычно для биологических систем имеет место и уширение, и сдвиг. Уширение и сдвиг настолько малы по сравнению с оптической частотой ($\Delta\nu D/\nu \approx 10^{-7} - 10^{-14}$), что практически в спектроскопии квазиупругого рассеяния допускается использование только лазеров, да еще с низким уровнем амплитудных и частотных флуктуации.

С помощью лазерных спектрометров квазиупругого рассеяния исследуют параметры трансляционной и вращательной диффузии макромолекул, надмолекулярных и клеточных структур, вирусов, фагов, контроль коэффициента трансляционной диффузии и гидродинамического радиуса которых позволяет судить о характере процесса денатурации, степени агрегации, кинетике модификации и полимеризации, характере конформационных изменений, протекании иммунологических реакций и пр. Исследуются, например, процессы агрегации иммуноглобулина, кинетика полимеризации тубулина и самосборки микротрубочек in vivo , переход фибриногена в фибрин и агрегация фибрина. Разрабатываются методы диагностики катаракты, использующие специфику квазиупругого рассеяния на конгломератах высокомолекулярных белков, определяющих

нарушение структуры и, соответственно, помутнение хрусталика. Сочетание спектрометра с микроскопом позволяет регистрировать кинетику агрегации гемоглобина внутри эритроцитов крови больных серповидной анемией, движение протоплазмы внутри живых клеток размерами порядка 10 мкм.

Измерение скорости направленного движения биообъектов с помощью лазерных доплеровских измерителей скорости (ЛДИС) является одним из эффективных способов диагностики в биологии и медицине. В настоящее время достаточно хорошо развит метод так называемого электрофоретического светорассеяния, основанный на измерении подвижности заряженных светорассеивающих частиц в электрическом поле. Метод применяется для анализа состава форменных элементов и белков плазмы крови, популяций вирусов и бактерий; агрегации и полимеризации белковых молекул; самосборки актиновых филаментов из глобулярных мономеров; анализа иммунологических реакций, проводимых при диагностике злокачественных опухолей, иммунодефицитного состояния, рассеянного склероза, ревматоидного артрита и др.

ЛДИС используют для изучения гемодинамики, что очень важно в медицинской диагностике. Измеряется средняя скорость кровотока, распределение скоростей по сечению сосуда, интенсивность турбулентных пульсаций и пр. С высокой точностью определяются параметры движения крови в тонких (менее 100 мкм) сосудах с прозрачными стенками, например сосудах сетчатки глаза. Для более крупных сосудов с непрозрачными стенками используют волоконно-оптические катетеры.

Перспективны для клинических исследований разнообразные лазерные измерители микроциркуляции крови в микрососудах приповерхностного слоя органов, основанные на бесконтактных измерениях рассеянного излучения движущимися в слое ткани эритроцитами. Разработаны и применяются в клинической практике фотон-корреляционные волоконно-оптические измерители микроциркуляции крови: приборы, сочетающие измерение кровотока с оптической плетизмографией, компактные доплеровские системы на основе полупроводниковых лазеров.

Голография и интерферометрия являются мощными средствами диагностики вообще и биомедицинской в частности. Голографические методы позволяют получать трехмерные изображения биообъектов (например, изображение целого глаза или его отдельных частей), измерять размеры внутренних структур глаза с высоким разрешением, проводить локализацию внутренних инородных тел, опухолей, отеков, отслоек и др.

Сочетание голографической регистрации изображений глазного дна с флуоресцентной ангиографией дает голографические изображение кро-

веносных сосудов диаметром до 10 мкм с контрастом 25:1. Разработаны голографические распознающие устройства, способные обеспечить параллельную обработку больших массивов экспериментальных данных, в том числе и при анализе больших популяций или клеток.

Принципиально возможна реализация голографической топографии, заключающейся в картировании контуров биообъектов. Деформации биообъектов могут быть проанализированы в реальном масштабе времени с помощью голографической интерферометрии, что может оказать влияние на развитие многих разделов медицины: ортопедии, маммографии, офтальмологии, урологии и отологии. Большие потенциальные возможности имеют классическая интерферометрия при использовании лазерных источников (создание ретинометров — устройств для определения ретинальной остроты зрения, измерителей толщины роговицы и пр.), метод оптики спеклов (для определения структуры и шероховатости некоторых биотканей), а также исследования динамических спекл-структур (при определении рефракции, хроматической аберрации, астигматизма и точки наилучшей аккомодации глаза; контроле динамики локального кровотока и лимфотока в сосудах).

Разработаны и начинают применяться в биологических исследованиях (при изучении микровибраций органов внутреннего уха, пульсовых волн) лазерные биовиброметры, использующие принципы гомодинной и гетеродинной интерферометрии, включая спекл-интерферометрию.

Для неинвазивного мониторинга направленного или случайного движения крови в объемных биотканях интенсивно развивается метод диффузионно-волновой спектроскопии, который отличается от метода квазиупругого рассеяния лишь тем, что он применим к исследованию сред с многократным рассеянием.

Рассмотренные эффекты и результаты исследований показывают необходимость углубленного изучения оптики биотканей с разнообразной структурной организацией. К настоящему времени качественная (а иногда и количественная) картина распространения света в биотканях может быть описана достаточно полно, что позволяет реализовывать ту или иную стратегию оптической диагностики, терапевтического или хирургического воздействия. Однако в ряде случаев количественные оценки дозы облучения или диагностического параметра оказываются затруднительными из-за отсутствия надежных данных для оптических параметров биотканей или их изменения в процессе взаимодействия света с объектом.

Традиционные спектрофотометрические, угловые и поляризационные методы измерений оказываются полезными для изучения биотканей,

дальнейшее развитие этих методов в направлении биомедицинских приложений требует построения более совершенных моделей тканей, учитывающих пространственное распределение поглотителей и рассеивателей, их полидисперсность, оптическую активность и двулучепреломление материала рассеивателей и базового вещества.

Необходимо развивать методы решения обратных задач с учетом реальной геометрии образца и лазерного пучка, справедливые для произвольного отношения коэффициентов рассеяния и поглощения. Во многих случаях хорошие результаты дает инверсный метод Монте-Карло, однако для быстрых расчетов, требующихся при реализации практических медицинских методик диагностики и дозиметрии, могут быть полезны методы, базирующиеся на приближенных решениях уравнений теории переноса излечения.

В настоящее время ведутся интенсивные исследования диффузных волн фотонной плотности, лежащих в основе модуляционных фазовых методов исследования оптических характеристик биотканей, однако проблема требует дальнейшей разработки в плане создания надежных алгоритмов восстановления трехмерных образов биотканей и реализации диффузных оптических томографов.

Метод матрицы рассеяния хорошо известен в оптике и в последнее время используется многими авторами для исследований биотканей и клеточных суспензий. Обычно анализируется матрица интенсивности (матрица Мюллера), однако применение двухчастотных лазеров, таких как зеемановский лазер, позволяет измерять элементы амплитудной матрицы, что открывает путь для упрощения решения обратной задачи для многих биологических структур.

Дозиметрия лазерного излучения – очень важное направление исследований в фотобиологии, необходимое для практической реализации многих методик фототерапии. К настоящему времени многими авторами разработаны основные дозиметрические принципы. Тем не менее необходимо развивать трехмерные дозиметрические модели, учитывающие индивидуальные особенности биотканей, технологию фототерапии и оптические характеристики терапевтических устройств.

Обобщая все вышесказанное можно сказать, что достигнутые на сегодняшний день результаты в области оптической диагностики биологических объектов получены главным образом за счет детального изучения процессов отражения, пропускания и рассеяния оптического излучения в зависимости от его спектральных характеристик, как было описано выше. Возможности же улучшения изображения микроструктур в биоткани и увеличения глубины проникновения в нее излучения за счет учета его

поляризационных характеристик изучены недостаточно и поэтому вызывают у исследователей все возрастающий интерес. Выяснению таких возможностей посвящается все возрастающее число работ по исследованию отражения, пропускания и рассеяния поляризованного лазерного излучения при распространении его в мутных средах и в частности в биотканях. На данный момент уже имеется ряд работ, показывающих, что для некоторых композиционных материалов и мутных сред распространение в них лазерного излучения зависит от формы его поляризации. Однако до сих пор не проводилось детального учета поляризационных характеристик излучения при зондировании им слоя крови в кювете и ткани кровеносного сосуда.

Таким образом, на основе анализа литературных данных в работе поставлена цель выявить изменения поляризационных характеристик излучения, прошедшего, отраженного и рассеянного слоем крови в кювете и в кровеносном сосуде, и на основе выполненных экспериментальных исследований определить оптимальные условия зондирования биоткани лазерным излучением в медицинских диагностических системах.

6.2. Анализ рассеяния поляризованного лазерного излучения стенкой кюветы, слоем крови и тканью аорты

6.2.1 Методика эксперимента

Эксперименты проводились с использованием лазерного гониометрического стокс-поляриметра, схема которого представлена на рис. 6.2.

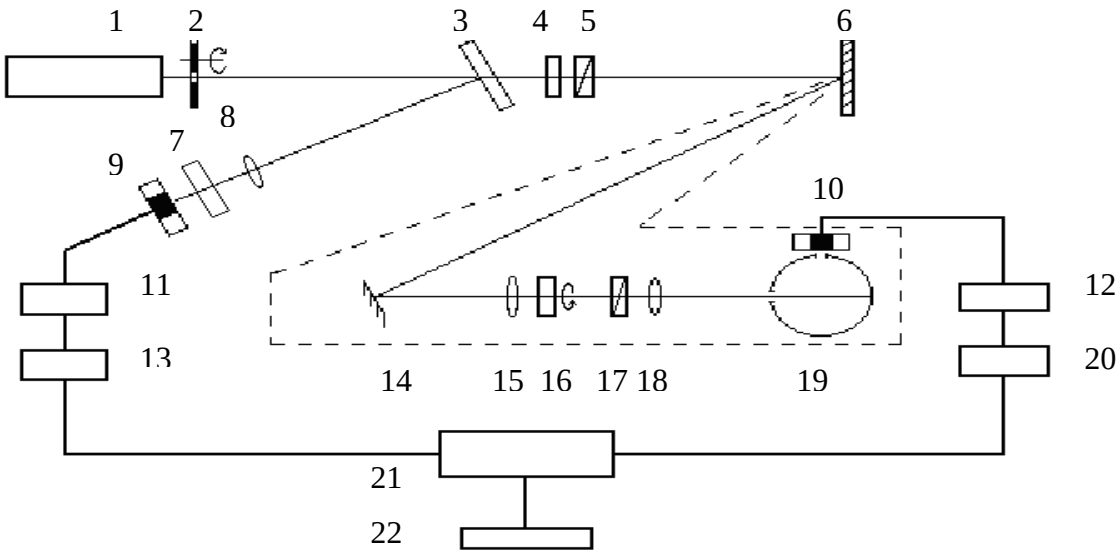


Рис. 6.2 Схема лазерного гониометрического стокс-поляриметра

Он состоит из He–Ne лазера *1* (ЛГ–126), являющегося источником зондирующего линейно поляризованного излучения с длиной волны $\lambda = 0{,}63$ мкм. Лазерный пучок диаметром 5 мм модулируется с частотой 600 Гц механическим прерывателем *2* и направляется на пластинку *3*, разделяющую луч на опорный и измерительный соответственно при отражении и пропускании излучения.

Введение опорного канала позволяет уменьшить влияние временной нестабильности работы лазера. В канале опорного сигнала излучение, отраженное делительной пластинкой, проходит линзу *8* из BaF_2 ($\varnothing$ = 15мм, f = 8см), фильтр *7* и регистрируется фотоприемником *9*. Сигнал фотоприемника после усиления и детектирования селективным усилителем *11* (В6–9) измеряется цифровым вольтметром *13* (Щ–300), который служит в качестве аналого-цифрового преобразователя. Данные в цифровом виде с вольтметра с помощью аппаратуры *21* в стандарте КАМАК вводятся в компьютер *22* .

Азимут поляризации излучения, прошедшего через делительную пластинку, может изменяться на 45 или 90° с помощью сменной поляриметрической пластинки *4* . Далее излучение попадает на пленочный линейный поляризатор 5 (ПФ–40,5). Данный поляризатор является дополнительным поляризационным фильтром, устраняющим искажения линейной поляризации зондирующего лазерного луча, возникающие при прохождении делительной и поляриметрической пластинок, и позволяет получать любой азимут поляризации излучения, направляемого на поверхность исследуемого объекта *6*. Изучаемый образец располагается на столике гониофотометрического устройства, созданного на базе приставки для исследования отражения ИПО–12, а оптические элементы измерительного канала *15–19* — на поворотном плече этого же устройства. Столик и поворотное плечо приводятся в движение шаговым двигателем ДШИ–200–2–5.

Излучение, рассеянное (пропущенное) объектом *6*, с помощью плоского зеркала *14* (Ø = 25 мм) направляется в измерительный канал, включающий как оптические *15–19*, так и электронные *10–22* элементы схемы. Поворотное зеркало *14* практически не изменяет поляризационных характеристик исследуемого излучения вследствие небольшого значения угла падения (20°) на него излучения. Установка зеркала позволяет уменьшить размеры движущегося плеча гониофотометра с размещенной на нем оптической частью регистрирующей системы.

Линза *15* ($\varnothing$ = 15мм, f = 15,7 см) из BaF_2 собирает отраженное и рассеянное объектом излучение в телесном угле $7{,}2 \cdot 10^{-3}$ ср и направляет его

параллельным пучком на фазовую пластинку *16* (λ/4), вращаемую вокруг оси пучка шаговым двигателем TS3118 (единичный шаг поворота пластинки 0,784′). После фазовой пластинки луч проходит неподвижный пленочный линейный поляризатор *17* и фокусируется линзой *18* (∅ = 15мм, *f* = 3мм) из BaF_2 в фотометрическую сферу *19*. Излучение, диффузно рассеянное внутри сферы, регистрируется фотоприемником *10* (ФЭУ–62). Наличие сферы с диффузно отражающим покрытием позволяет устранить влияние поляризационной и зонной чувствительности приемника на измерения интенсивности исследуемого излучения. Обработка сигнала с ФЭУ производится аналогичным измерительным трактом, как и в случае опорного канала, включающим селективный усилитель *12* (В6–9), цифровой вольтметр *20* (Щ–300), аппаратуру КАМАК *21* и персональный компьютер 22.

По разработанным программам компьютер управляет шаговыми двигателями, используемыми для углового перемещения гониофотометрического столика с объектом, оптической части регистрирующей системы и пластинки λ/4 соответственно для измерения индикатрисы и параметров Стокса отраженного от объекта излучения.

Применение шаговых двигателей позволяет задавать желаемое число угловых положений, при которых происходят измерения, подобрать оптимальную скорость вращения оптических элементов, обеспечившую отсутствие искажения селективным усилителем фотоэлектрических сигналов, полученных от преобразования измеряемых интенсивностей. Шаговый двигатель представляет собой элемент автоматики дискретного типа, его действия без дополнительных устройств легко согласуются с проведением других операций в соответствии с программой. Это существенно упрощает схему управления, ее программное обеспечение, повышает надежность функционирования установки.

Определение параметров Стокса производится в результате компьютерной обработки регистрируемых значений интенсивности излучения с использованием Фурье анализа [104].

Измерения оптических характеристик рассеянного образцом в кювете излучения собиралось приемной частью поляриметра в телесном угле 7,2 10^{-2}ср. Плоскость наблюдения совпадала с плоскостью падения. Регистрация рассеянного излучения производилась в пределах углов наблюдения от -25 до 80°.

Перед каждыми двумя измерениями из шести кювета с кровью вынималась из специальной оправы, закрепленной на гониометрическом столике стокс-поляриметра, и несколько раз встряхивалась, чтобы не допустить оседания эритроцитов на ее дно, а затем вставлялась снова в оправу.

Время измерения было одна минута. Погрешность эксперимента при измерениях исследуемых поляризационных характеристик составляла 10% от их величины.

6.2.2. Изучение рассеяния поляризованного лазерного излучения при падении под углом Брюстера на стенку кюветы и слой крови.

Ранее [97] была предложена оптимальная геометрия лазерной поляриметрии крови (освещение кюветы под углом Брюстера линейно поляризованным в плоскости падения излучением и регистрация рассеянного излучения вблизи нормали к ней). Целью проведенных измерений являлось экспериментальное исследование влияния фонового излучения на измеряемые поляризационные характеристики суспензии биологических частиц при поляризации зондирующего лазерного излучения, направленного под углом Брюстера к плоской поверхности кювет, в плоскости падения или ортогонально ей.

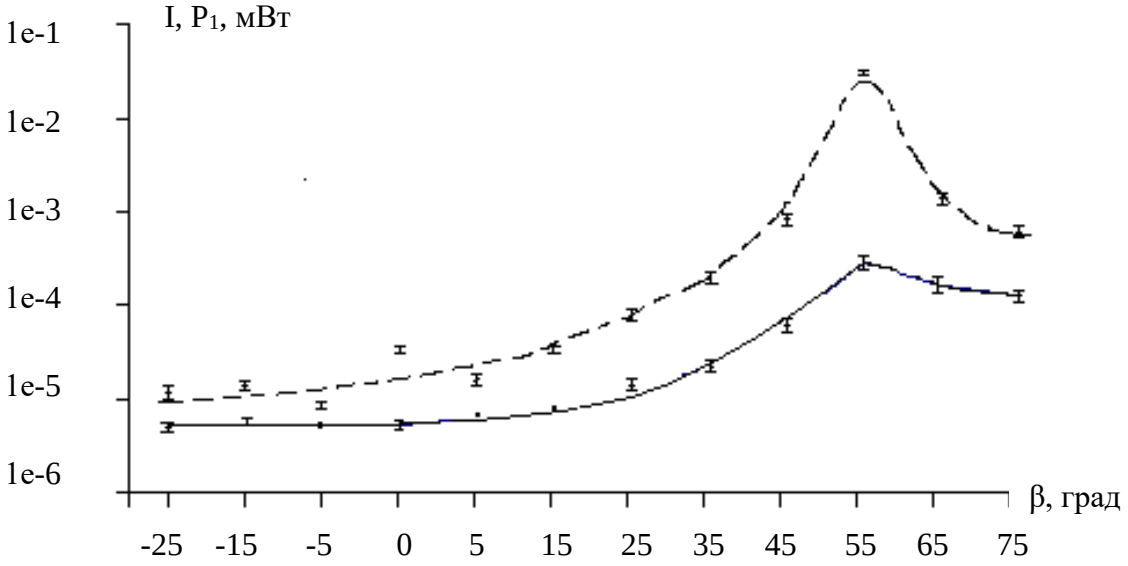


Рис 6.3 Зависимость первого и второго параметров Стокса лазерного излучения, рассеянного передней стенкой кюветы при угле -55,5° падения на нее излучения горизонтальной (сплошная линия) и вертикальной (штриховая линия) поляризаций от угла наблюдения

Вначале были измерены параметры Стокса (I, P_1, P_2, P_3) фонового излучения, рассеянного передней кварцевой стенкой кюветы толщиной 2 мм. В области углов наблюдения от 74° до 0, первые два параметра Стокса, характеризующие соответственно полную интенсивность и интенсивность линейно поляризованного в плоскости падения излучения, были практически равными и превосходили последние два параметра Стокса, характеризующие интенсивности линейно поляризованной с азиму-

том 45° и циркулярной компонент, не менее чем на два порядка. В диапазоне углов от 74° до 58° и от 58° до 53° значения первого и второго параметров Стокса были ~ 1,2 10^{-4}мВт, а для диапазона углов от 53° до 0 соответственно от ~ 1,2 10^{-4}мВт до ~ 1,2 10^{-5}мВт [105–107].

Отсюда следует, что излучение фона, как и зондирующее, линейно поляризовано в плоскости падения со степенью поляризации, близкой к единице, а рассеяние на шероховатостях поверхностей кюветы однократное и обусловлено отражением на микрогранях. Если допустить, что количество микроплощадок с различной угловой ориентацией одинаково, то по зависимостям, полученным на основании формул Френеля и представленным на рис. 6.3, можно оценить вклад в фоновое излучение при различных углах наблюдения для зондирующего излучения, поляризованного в плоскости падения и ортогонально ей.

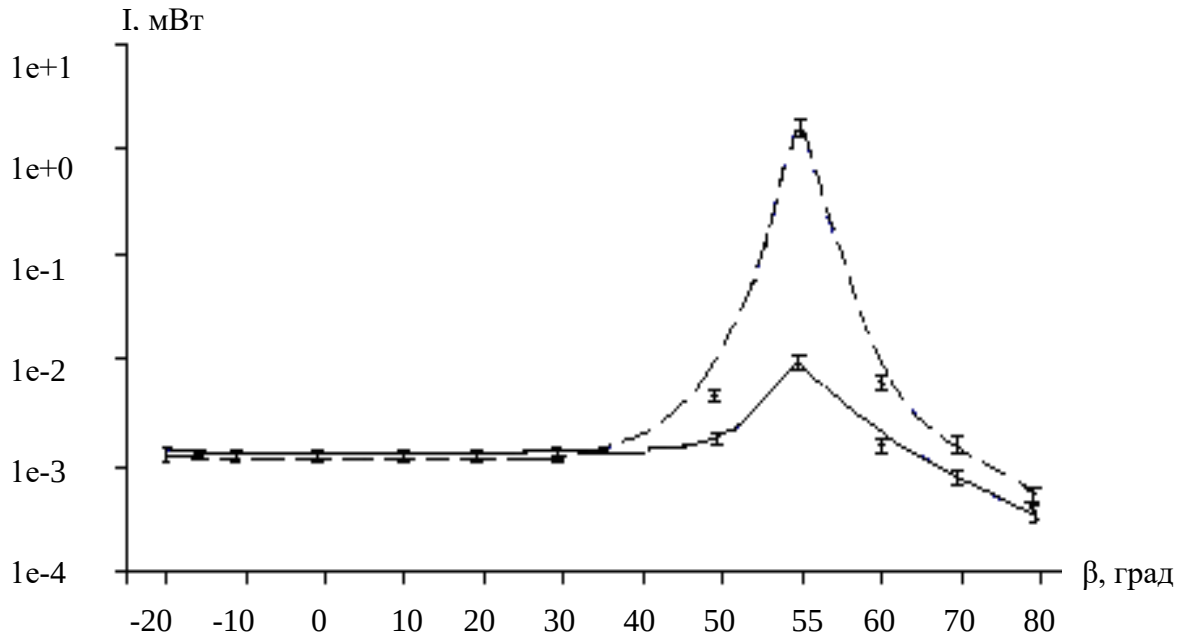


Рис. 6.4 Зависимость первого параметра Стокса излучения, рассеянного цельной кровью в кювете, при угле -55,5° падения на нее излучения горизонтальной (сплошная линия) и вертикальной (штриховая линия) поляризаций от угла наблюдения

Затем для сравнения были измерены параметры Стокса излучения рассеянного слоем толщиной 1,08 мм цельной венозной крови здорового человека в кювете при тех же условиях освещения и наблюдения. Полученные результаты представлены на рис 6.4.

Как показали измерения, в случаях освещения излучением, поляризованным вертикально или горизонтально первые два параметра Стокса,

характеризующие соответственно всю интенсивность регистрируемого фона и интенсивность вертикально или горизонтально, линейно поляризованного излучения фона, были практически равными и превосходили последние два, характеризующие интенсивности линейно поляризованной с азимутом 45° и циркулярной компонент не менее чем на два порядка. Совпадающие между собой значения первого и второго параметров Стокса для излучения фона от стенки кюветы при горизонтальной поляризации падающего излучения имели существенные различия по сравнению со случаем вертикальной поляризации падающего излучения (рис. 6.3). Интенсивность фона для вертикальной поляризации превосходит в четыре раза интенсивность фона в случае горизонтальной поляризации падающего излучения, что позволяет увеличить отношение интенсивностей рассеянного кровью к рассеянному шероховатостями стенки излучению в пределах углов наблюдения от -5° до 5° в 2–3 раза. При этом уменьшается до минимума искажение поляризационных характеристик рассеянного исследуемым слоем в кювете излучения за счет полного внутреннего отражения на передней стенке кюветы и углового различия в отражении от нее ортогональных компонент этого излучения.

По сравнению с фоном в оптимальной области углов наблюдения первый параметр Стокса излучения рассеянного слоем крови в кювете был на два порядка больше, а остальные параметры Стокса были по сравнению с ним более чем на два порядка меньше. Это обусловило то, что излучение, рассеянное кровью, было практически деполяризованно со степенью поляризации порядка 0,1, начиная с углов наблюдения менее 40°, и возможность максимального изменения параметров Стокса излучения, рассеянного кровью, по сравнению с фоном более чем на два порядка при изменении параметров состава и структуры крови.

6.2.3. Сопоставление характеристик рассеянного лазерного излучения, падающего нормально и под углом Брюстера

Интерес также представляет изучение влияния фона на измерения при зондировании линейно поляризованным излучением для случаев падения излучения вертикальной и горизонтальной поляризации нормально и под углом Брюстера. Такое исследование явилось следующим шагом в измерениях [108–110].

Излучение, рассеянное цельной венозной кровью здорового человека, было практически деполяризованным. Степень поляризации была порядка 0,1, начиная с углов наблюдения 40° и менее для вертикальной и горизонтальной поляризаций; так как первый параметр Стокса превосходил остальные более чем на два порядка, как при Брюстеровском угле паде-

ния на кювету с кровью (рис. 6.5), так и для нормального падения, начиная с угла наблюдения 40° и более (рис. 6.6).

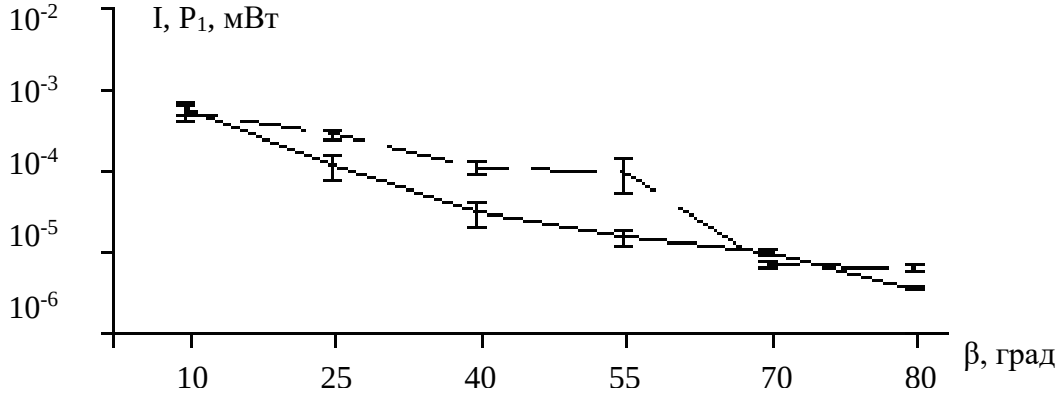


Рис. 6.5 Зависимость первого и второго параметров Стокса лазерного излучения рассеянного передней стенкой кюветы при нормальном падении на нее излучения горизонтальной (сплошная линия) и вертикальной (штриховая линия) поляризаций от угла наблюдения

Таким образом, интенсивность излучения, рассеянного кровью при нормальном падении для ортогональных поляризаций, характеризующегося малой степенью поляризации (порядка 0,1), меньше величины интенсивности рассеянного излучения для Брюстеровского угла падения

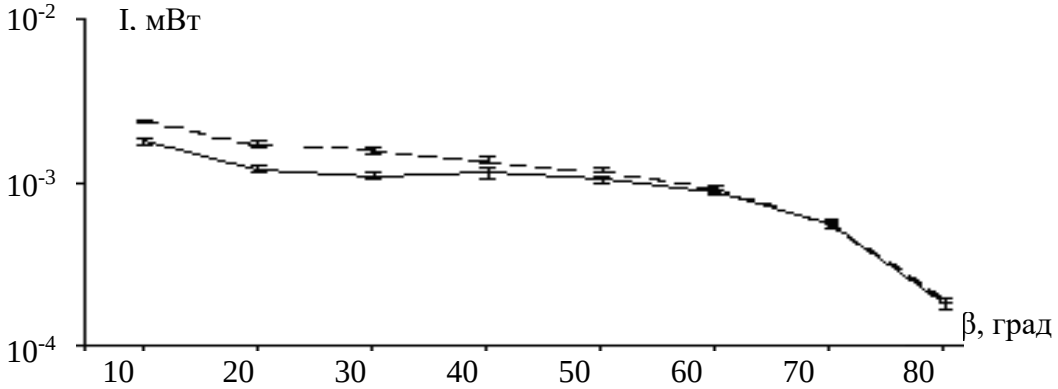


Рис. 6.6 Зависимость первого параметра Стокса излучения, рассеянного цельной кровью в кювете, при нормальном падении на нее излучения горизонтальной (сплошная линия) и вертикальной (штриховая линия) поляризаций от угла наблюдения

примерно на порядок. В то же время интенсивность фона для вертикальной поляризации при обоих углах падения превосходит интенсивность фона в случае горизонтальной поляризации падающего излучения, что позволяет увеличить отношение интенсивностей рассеянного кровью к

рассеянному шероховатостями стенки излучения в пределах от -5° до 5° в 3–4 раза.

6.2.4. Моделирование отражения линейно поляризованного излучения от шероховатой поверхности

Была проведена оценка отношения интенсивностей фона возникающего из-за рассеяния на микрогранях поверхности кюветы зондирующего излучения линейно поляризованного ортогонально I_S^{Φ} и параллельно I_P^{Φ} плоскости падения при освещении кюветы по нормали или под углом Брюстера. Вычисления проводились по формуле (6.1), полученной из формул Френеля, для коэффициентов ρ_s и ρ_p отражения излучения ортогональных поляризаций от границы диэлектрических сред

$$\rho_s = \left(\frac{\sqrt{n^2 - 1 + \cos^2\varphi} - \cos\varphi}{\sqrt{n^2 - 1 + \cos^2\varphi} + \cos\varphi}\right)^2,$$
$$\rho_p = \rho_s \frac{n^2 - [\sin\varphi \cdot (\sqrt{n^2 - 1 + \cos^2\varphi} - \cos\varphi)]^2}{n^2 - [\sin\varphi \cdot (\sqrt{n^2 - 1 + \cos^2\varphi} + \cos\varphi)]^2}, \qquad (6.1)$$

где ρ_s – коэффициент отражения излучения вертикальной поляризации, а ρ_p – горизонтальной, n = 1,455 – показатель преломления для плавленого кварца.

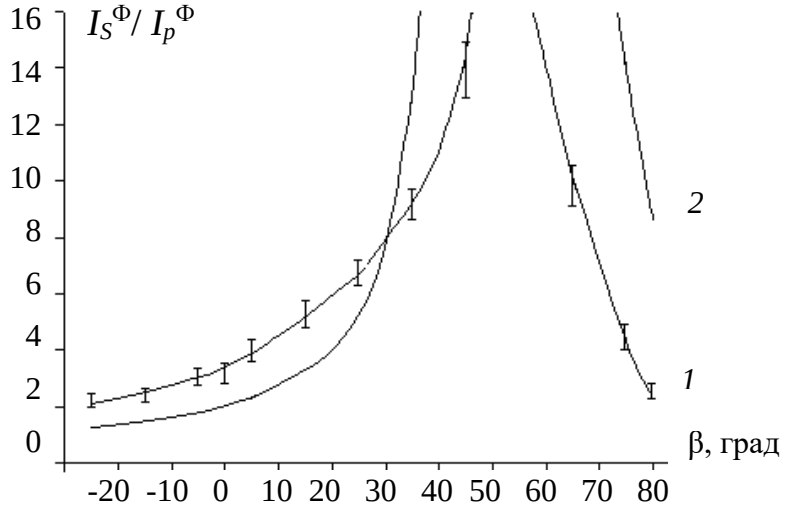


Рис 6.7 Зависимость от угла наблюдения отношения интенсивностей рассеянного стенкой кюветы излучения ортогонально поляризованных компонент при освещении кюветы под углом 55,5°: 1 – расчет по результатам эксперимента, 2 – расчет по формулам.

Так же, как и в эксперименте, теоретически были рассчитаны коэффициенты отражения при падении зондирующего излучения нормально на шероховатую поверхность и под углом Брюстера.

Расчетные отношения интенсивностей фона при освещении кюветы излучением, поляризованным вертикально или горизонтально, отличаются от соответствующих отношений интенсивностей фона, полученных экспериментально (рис. 6.7, 6.8). Они в два раза меньше экспериментально полученных при падении излучения на кювету под углом Брюстера и углах наблюдения от -5° до 5°. Различие экспериментальных и расчетных отношений интенсивностей фона в случаях освещения кюветы ортогонально поляризованным излучением можно объяснить не учетом дифракции на микрогранях ее поверхностей и отступлением используемого в расчетах статистически равномерного распределения по углам наклонов микрограней от реального [111].

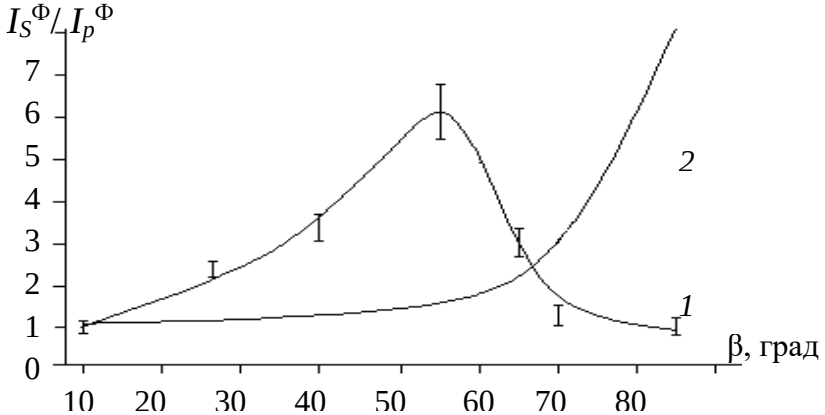


Рис. 6.8 Зависимость от угла наблюдения отношения интенсивностей рассеянного стенкой кюветы излучения ортогонально поляризованных компонент при освещении кюветы по нормали: 1 – расчет по результатам, 2 – расчет по формулам.

Следующим шагом в создании модели отражения линейно поляризованного излучения было дифракционное приближение, для чего использовалась формула:

$$i(\alpha,\varepsilon) = E_0 f(\gamma,\xi)\cos\gamma R(\gamma,\xi)\frac{1}{K_\alpha K_\varepsilon}\frac{\sin^2[\Delta(\alpha)]\sin^2[\Delta(\varepsilon)]}{[\Delta(\alpha)]^2[\Delta(\varepsilon)]^2}, \qquad (6.2)$$

где E_0 – нормальная облученность; $f(\gamma,\xi)$ – функция распределения микроплощадок по направлениям; $R(\gamma,\xi)$ – коэффициент отражения;

$$K_\alpha = \frac{1}{\sin\alpha/2}\frac{\lambda}{\pi\cdot l}\int_{-\pi}^{\pi}\frac{\sin^2 t}{t^2}dt; \quad \Delta(\alpha) = \Delta(\gamma) = \frac{2\pi\cdot l}{\lambda}\sin\frac{\alpha}{2}\cos(\gamma+\frac{\alpha}{2});$$

$$K_\varepsilon = \frac{\lambda}{\pi\cdot l}\int_{-\pi}^{\pi}\frac{\sin^2 t}{t^2}dt; \quad \Delta(\varepsilon) = \frac{\pi\cdot l}{\lambda}\sin\varepsilon = \frac{\pi\cdot l}{\lambda}\sin(\xi 2\sin\frac{\alpha}{2}).$$

Моделирование проводилось для различных функций распределения микроплощадок (нормальной и равномерной) и для различных отношений l/λ – средний размер площадки к длине волны зондирующего излучения, падающего по нормали (рис. 6.9) или под углом Брюстера (рис. 6.10).

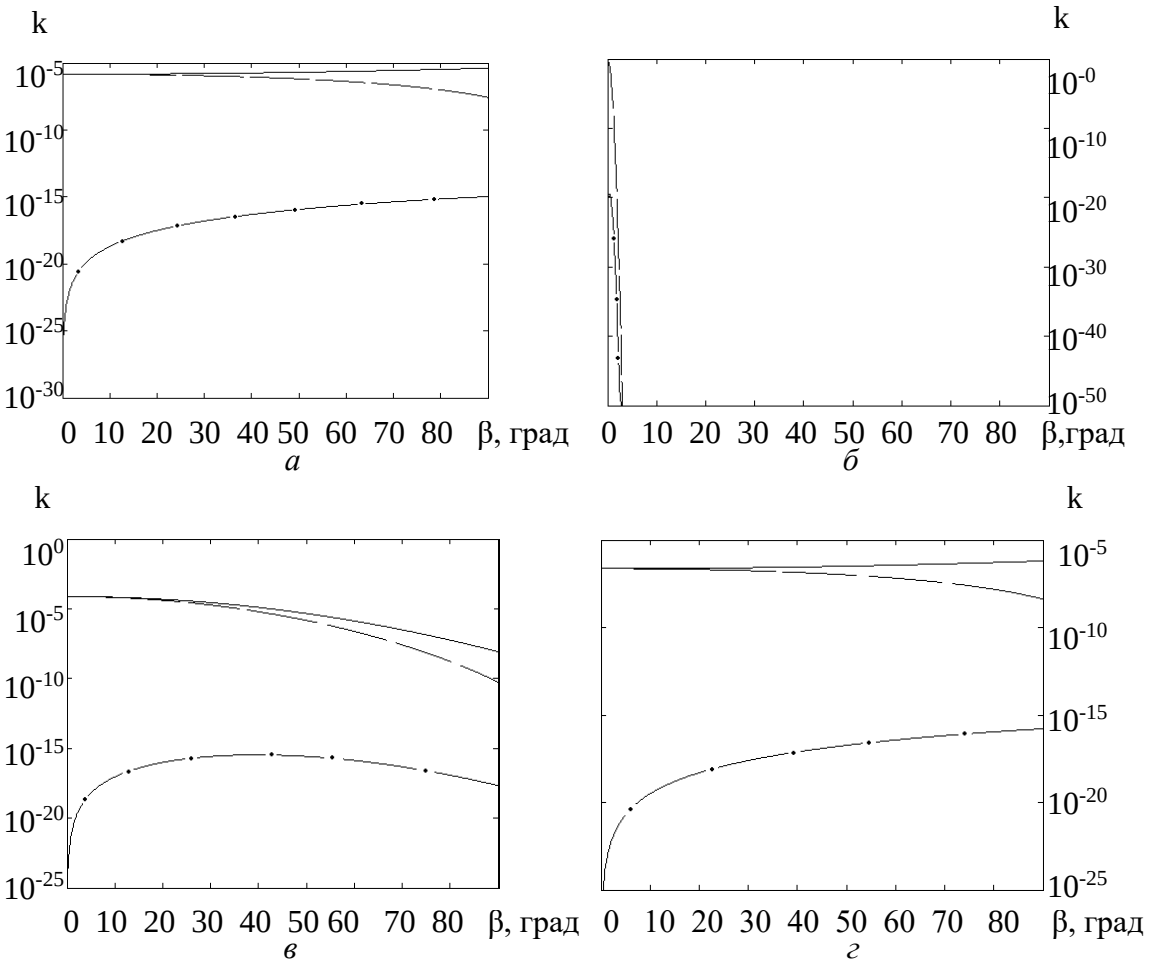


Рис. 6.9 Коэффициент рассеяния излучения k шероховатой поверхностью в зависимости от угла наблюдения для излучения, поляризованного в плоскости падения (– –), перпендикулярно ей (—) и меняющего поляризацию при отражении (– · –). а) – при равномерном распределении микроплощадок, б), в) и г) при нормальном распределении микроплощадок со среднеквадратичным отклонением σ, равным 0,1, 10 и 180 соответственно. Отношение размера микроплощадки к длине волны равно 0,1.

Из приведенных выше графиков видно, что при нормальном падении в области углов 0˚ – 40˚, где рассеянное излучение еще несет информацию об объекте, интенсивность излучения, поляризованного в плоскости падения и перпендикулярно к ней, практически совпадает.

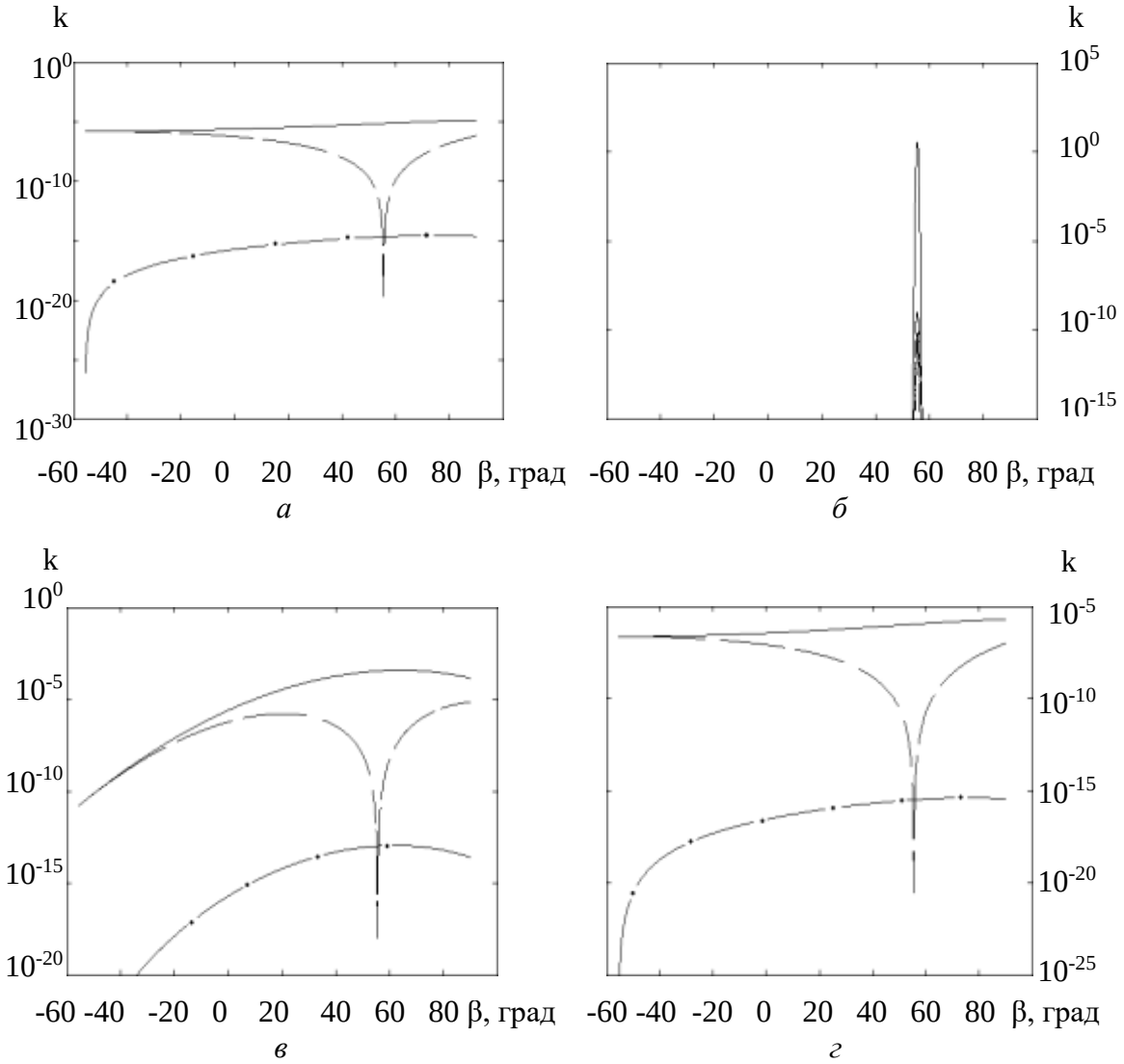


Рис. 6.10 Коэффициент рассеяния излучения k шероховатой поверхностью в зависимости от угла наблюдения для излучения, поляризованного в плоскости падения (– –), перпендикулярно ей (—) и меняющего поляризацию при отражении (– · –), а) – при равномерном распределении микроплощадок, б), в) и г) при нормальном распределении микроплощадок со среднеквадратичным отклонением σ, равным 0,1, 10 и 180 соответственно. Отношение размера микроплощадки к длине волны равно 0,1.

При падении излучения под углом Брюстера явно выражена разница между излучением горизонтальной и вертикальной поляризации. Так для излучения горизонтальной поляризации характерен минимум интенсивности при зеркальном отражении, в то время как для вертикальной поляризации такого не наблюдается. Анализируя графики, получаем, что при увеличении в нормальном распределении σ – среднеквадратического отклонения, вид отраженного излучения приближается к равномерному и к линейному приближению.

Также из приведенных графиков видно, что при отражении от шероховатой поверхности интенсивность излучения, поменявшего поляризацию, на несколько порядков меньше. Исходя из этого, можно сделать вывод, что при зондировании крови, оно несет только полезную информацию об интересующем нас объекте.

Таким образом, оказалось справедливым предположение, что наибольшее отношение сигнал-шум можно получить при зондировании объекта под углом Брюстера излучением горизонтальной поляризации.

6.2.5. Изучение отражения и прохождения поляризованного лазерного излучения через ткань аорты

Следующим шагом исследования являлось установление закономерностей изменения поляризационных характеристик лазерного излучения, поляризованного в плоскости падения и перпендикулярно ей, в зависимости от угла его падения и наблюдения, распространяющегося через ткань кровеносного сосуда [112, 113].

Результаты измерения первого параметра Стокса – интенсивности (I) излучения рассеянного а также прошедшего через ткань аорты, представлены на рисунке 6.11. Установлено, что при падении ортогонально линейно поляризованного излучения по нормали к поверхности ткани интенсивность рассеянного назад излучения уменьшается при увеличении угла наблюдения от 10° до 80°. При этом интенсивность рассеянного излучения для падающей компоненты с азимутом 90° несколько больше, чем для ортогональной компоненты. Излучение, рассеянное тканью вперед, которое наблюдается при углах от 100° до 180°, также характеризуется большой интенсивностью для падающей компоненты, чем для ортогональной ей.

В случае падения излучения, линейно поляризованного в плоскости падения и перпендикулярно ей, на ткань аорты под углом Брюстера интенсивность излучения, прошедшего ткань, в несколько раз превосходит интенсивность излучения, рассеянного при углах в диапазоне от -40° до 80° и максимальные значения интенсивностей рассеянного назад и прошедшего ткань для ортогонально линейно поляризованных компонент, падающих на нее по нормали.

Излучение, рассеянное назад и прошедшее ткань при падении ортогонально линейно поляризованных компонент по нормали к поверхности ткани, сильно деполяризовано (рис. 6.12). Степень поляризации не превышает 0,3. Также слабо поляризовано излучение, рассеянное тканью и наблюдаемое при углах от -40° до 10° (степень поляризации не превосходит 0,3) в случае падения этих же компонент на ткань под углом Брюстера. Излучение же, наблюдаемое при углах 50° и более, имеет высокую

степень поляризации, достигающую 0,95 при угле наблюдения 125°, соответствующему направлению прямого прохождения через ткань. Это свидетельствует о том, что прошедшее ткань излучение, в основном, сохраняет поляризацию падающего линейно поляризованного излучения.

Считается, что ткань кровеносных сосудов является средой со сложной и неоднородной структурой, слабо поглощающей и сильно рассеивающей излучение с λ=0,63 мкм. Поэтому происходит сильная деполяризация рассеянного назад и вперед излучения при падении на ткань аорты по нормали излучения линейно поляризованных компонент.

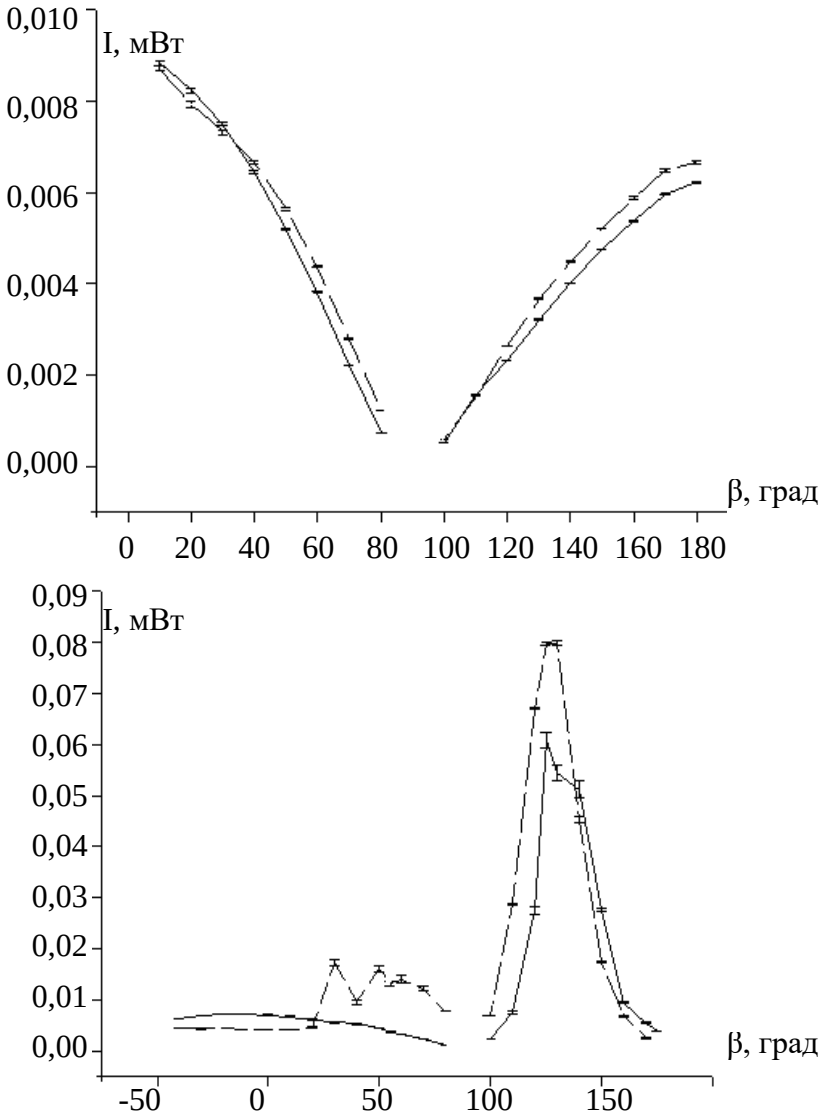


Рис. 6.11 Зависимость от угла наблюдения интенсивности излучения, рассеянного стенкой аорты при освещении ее внешней стороны по нормали или под углом Брюстера излучением, линейно поляризованным в плоскости падения (—) или ортогонально ей (– –)

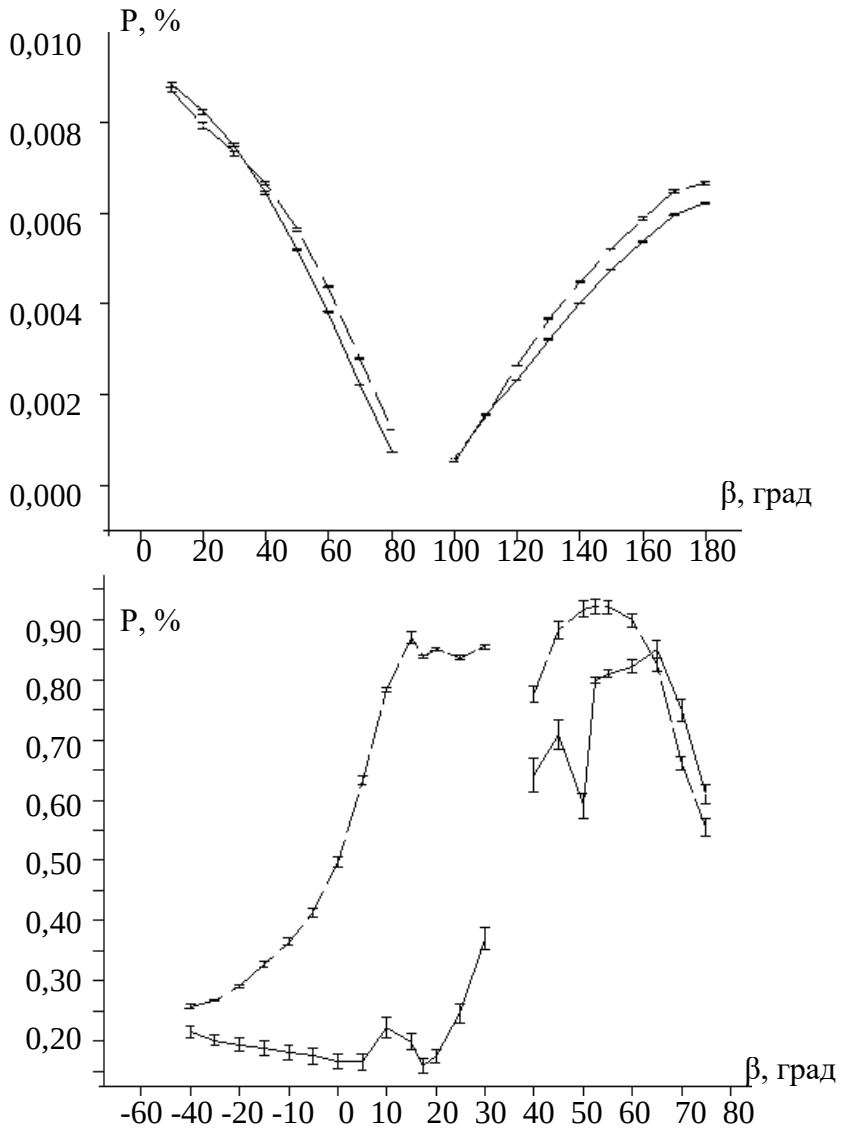


Рис. 6.12 Зависимость от угла наблюдения степени поляризации излучения, рассеянного стенкой аорты при освещении ее внешней стороны по нормали или под углом Брюстера излучение, линейно поляризованным в плоскости падения (—) или ортогонально ей (– –)

Степень поляризации рассеянного излучения характеризуется значениями, меньшими 0,3. Этому же способствует увеличение рассеяния в ткани из-за ее обезвоживания в течение времени измерений. Высокую степень поляризации прошедшего ткань излучения после падения на ее под углом Брюстера излучения ортогонально линейно поляризованных компонент можно объяснить многослойной высокоупорядоченной структурой аорты. Она имеет как минимум три слоя. Слои образованы упорядоченно расположенными клетками. Согласно формулам Френеля коэффициент отражения компоненты, поляризованной с азимутом 90°,

больше, чем для компоненты, ортогональной ей. Поэтому, распространяясь в ткани, она к тому же будет меньше поглощаться при многократных переотражениях на неоднородностях. На выходе из ткани ее интенсивность и степень поляризации будет больше, чем в случае распространения компоненты с азимутом 0°.

Измерения показали, что лазерное излучение, прошедшее ткань аорты, отраженное и рассеянное ею, не деполяризуется полностью. Степень его поляризации имеет значение, равное 0,3 и более в зависимости от азимута поляризации падающего излучения, угла его падения и наблюдения. Полученные результаты позволяют установить условия оптимального зондирования ткани кровеносного сосуда линейно поляризованным лазерным излучением, при которых уменьшается его рассеяние и достигается более эффективное введение в ткань по сравнению со случаем не учета поляризации при отражении, рассеянии и пропускании.

Показано, что линейно поляризованное лазерное излучение, прошедшее ткань аорты толщиной 2 мм, а также отраженное и рассеянное ею не деполяризуется полностью. Степень его поляризации имеет значение равное 0,3 и более в зависимости от формы поляризации падающего излучения, угла его падения и наблюдения.

По результатам исследований можно сделать следующие выводы:

Излучение, рассеянное стенкой кюветы, практически полностью сохраняет первоначальную поляризацию, а его интенсивность зависит от угла падения излучения и от его поляризации. При этом интенсивность фона можно снизить более чем на порядок, если зондирование проводить линейно поляризованным в плоскости падения излучением под углом Брюстера.

Излучение, рассеянное слоем крови, практически полностью деполяризовано. Наилучшими условиями для исследования, когда отношение сигнал – шум максимально, будут: Брюстеровский угол падения излучения, поляризованного в плоскости падения, и наблюдение при углах -5° – +5°.

Промоделировано рассеяние шероховатой поверхностью в дифракционном приближении. Анализ полученной модели показал, что меньшую интенсивность имеет излучение, падающее на поверхность под углом Брюстера и поляризованное в плоскости падения, что хорошо коррелирует с опытными данными.

Лазерное излучение, прошедшее ткань аорты, а также отраженное и рассеянное ею, деполяризуется незначительно. Степень его поляризации достигает значений, равных 0,8 и более при падении зондирующего излучения под углом Брюстера.

7. ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРНОГО МЕТОДА РЕГУЛЯЦИИ ТРАНСПОРТА ЛЕКАРСТВЕННЫХ СРЕДСТВ ЧЕРЕЗ КОЖУ*

В настоящее время ведутся исследования по созданию научных подходов для увеличения биодоступности основных фармакологически активных компонентов лекарственных препаратов с целью оптимизации лечебного эффекта.

Каждый из способов введения лекарственных препаратов в организм человека имеет свои преимущества и недостатки. Широко распространенные методы введения лекарственных веществ в организм с помощью таблеток, порошков, растворов через желудок просты и удобны, но имеют длительный латентный период, порой недостаточную биодоступность, могут оказывать местное раздражающее действие на слизистую, отрицательное влияние на моторную функцию желудочно-кишечного тракта, первичное прохождение через печень и, следовательно, инактивацию лекарственных соединений. Инъекции с помощью шприца болезненны и инвазивны [114–116]. Для электрофореза необходимы растворы электролитов. Прохождение электрического тока через организм вызывает ионную асимметрию и образование местных зарядов. Кислота на аноде и щелочь на катоде оказывают местное раздражающее действие. Применение электрофореза недопустимо при ряде кожных заболеваний. Фонофорез предъявляет особые требования к лекарственным средствам: они должны быть устойчивы при озвучивании. Фонофорез и электрофорез оказывают контактное воздействие на кожу пациента и допускают только лишь косвенное дозирование вводимого лекарственного препарата [117].

В последние годы разрабатываются новые методы чрескожного введения растворов лекарств с использованием лазерных технологий [118, 119], основанные на воздействии лазерного излучения (ЛИ) на живой организм. Эффективным методом повышения биодоступности лекарственных соединений может являться применение низкоинтенсивного лазерного излучения (НИЛИ). Многочисленными исследованиями установлено, что НИЛИ оказывает многофакторное

* Работа на республиканском конкурсе по физике 2006 г. отнесена к первой категории

воздействие, которое реализуется на всех уровнях организма. Под воздействием НИЛИ повышается скорость кровотока (экспериментально показано методами рео- и фотоплетизмографии, реовазографии, осциллографии). Под действием НИЛИ активизируется транспорт веществ через сосудистую стенку, что приводит к нормализации обменных процессов в тканях. НИЛИ увеличивает локальную проницаемость мембранных структур и межмембранных контактных тканей организма для биомолекул в облучаемом участке [120–123].

Применение НИЛИ для регуляции чрескожного транспорта антибиотиков, а, возможно, и других лекарственных соединений, может быть реализовано в виде особой технологии лазерофореза. В процессе облучения в патологической ткани увеличивается число функционирующих капилляров и новых коллатералей. Усиление регионального кровотока способствует улучшению транспорта лекарственных препаратов и повышает их концентрацию в патологическом очаге.

Преимуществом НИЛИ является безвредность, бесконтактность при экспозиции биообъектов и минимальное фотохимическое воздействие на лекарственные соединения.

До сих пор теоретическое обоснование лазерофореза еще далеко от окончательного решения. Научное обоснование использования НИЛИ различного спектрального диапазона открывает новые возможности для чрескожного введения лекарственных соединений методом лазерофореза. Цель работы – создать аппаратуру для проведения лазерофореза, экспериментально определить характеристики лазерного излучения, которые наиболее эффективно влияют на процесс проникновения антибиотиков через модель кожного покрова из различных форм препарата; количественно оценить эффективность применения ЛИ и усилителей биодоступности антибиотиков. В работе использовались широко применяемые в клинической практике антибиотики различных фармако-терапевтических групп: инъекционный противораковый антибиотик адриамицин (медицинская форма Адриамицин, «Фармиталия»), инъкционный противотуберкулезный антибиотик рифампицин и антибиотик широкого спектра действия тетрациклин.

7.1. Методы транскутанного введения лекарственных средств в организм человека

В фармакологии основные пути введения лекарственных средств в организм разделяют на два способа: энтеральный (через пищеварительный тракт) и парентеральный (минуя пищеварительный

тракт). К парентеральному способу относят подкожное, внутримышечное, внутривенное введение и др. [114]. В более узком понимании парентеральными способами введения лекарств считают инъекцию, а также такие физиотерапевтические методы как электро- и фонофорез. Проблема парентерального введения лекарственных средств относится к числу наиболее важных в медицине, что обусловлено необычайной широтой распространения и высокой эффективностью инъекций. Не менее актуальной проблемой в настоящее время является разработка эффективного метода импрегнации лекарственных веществ в кожу. Под импрегнацией веществ в кожу понимают создание в эпидермальном слое кожи так называемого лекарственного депо, откуда депонированный лекарственный препарат начинает медленно диффундировать в дерму и абсорбироваться в её капиллярном русле. Наиболее распространенные из известных методов импрегнации лекарств в кожу относятся к методам физиотерапевтического воздействия, то есть сочетанному воздействию лекарственного препарата и внешнего электрического (электрофорез) или ультразвукового (фонофорез) поля на кожу человека. Каждый из перечисленных методов парентерального введения лекарств имеет свои достоинства и недостатки.

7.1.1. Традиционные методы транскутанного введения лекарств

Инъекции жидких лекарственных средств проводят с помощью шприцев. Вместимость шприцев обычно составляет 1, 2, 5, 10, 20 мл [115], диаметры применяемых игл от 0,6 до 1,0 мм. С помощью шприца делают инъекции под кожу, в вену и в мышцу. Внутривенно вводят только водные растворы лекарственных препаратов. К основным недостаткам механического шприца относятся чрезвычайно низкая производительность, инвазивность, сложность проведения некоторых видов инъекций (в стоматологии, при ЛОР-операциях), болезненность процедуры и связанные с этим побочные психогенные эффекты. Предварительно проведенная стерилизация эффективна лишь в течение ограниченного срока.

Разработан оптоакустический инъектор – медицинский шприц, в иглу которого введено световолокно. Поглощение лазерного излучения в маленьком объеме между концом световода и выпускным отверстием иглы приводит к формированию в растворе оптоакустической волны, под действием которой происходит выброс лекарства наружу. При сильном поглощении излучения для формирования однокапельной инъекции достаточна энергия 1-10 мкДж. Устройства подобного типа могут применяться для аэрозольного лечения ран.

Безыгольные струйные инъекторы используют механический пробой кожных структур струей лекарственного препарата, пущенной под большим давлением. Безыгольные инъекторы решили проблему неинвазивности и стерильности, однако вследствие методической и технической сложности проведения процедуры широкого распространения в клинической практике не получили [116].

В основе лекарственного электрофореза лежит комплексное действие на организм постоянного тока и вводимых через кожу или слизистые оболочки лекарственных веществ, которые должны являться электролитами. Многие из лекарственных средств, в частности сложные соединения, не являются электролитами и в водных растворах остаются электрически нейтральными, поэтому рабочие растворы белков приходится готовить на различных буферных смесях или воде с добавлением кислоты. Основным недостатком электрофореза является то, что прохождение электрического тока через организм вызывает ионную асимметрию, сдвиги в концентрации соответствующих ионов в тканях, а также образование местных зарядов. Непосредственно под электродами вследствие поляризации и элекролиза образуются химические вещества (кислота на аноде, щелочь на катоде), оказывающие раздражающее действие. Применение электрофореза недопустимо при ряде заболеваний, таких как гнойничковые поражения кожи, дерматиты, некоторые формы экземы, при обширных нарушениях целостности кожных покровов. Кроме того, у отдельных больных наблюдается непереносимость электрического тока [117].

Под фонофорезом понимают комплексное воздействие на организм ультразвуковых колебаний и вводимых с их помощью лекарственных веществ. Количество введенного лекарства определяется длительностью сеанса, плотностью мощности и частотой ультразвуковых колебаний. Недостатком фонофореза является то, что лекарства должны отвечать ряду требований. Многие гормоны и ферменты, некоторые витамины и другие вещества не обладают устойчивостью к воздействию ультразвуком. Существенным недостатком фонофореза является контактное воздействие ультразвуковой головки на кожу пациента. Фонофорез, так же как и электрофорез, допускает только косвенное дозирование вводимого лекарственного препарата. Ограничения в применении данных методов во многом диктуются барьерными функциями рогового слоя кожи [117].

7.1.2. Методы лазерной транскутанной доставки лекарств

Метод лазерной транскутанной инъекции заключается в доставке лекарственного раствора в ткани дермы и гиподермы посредством

лазерного «прокола» кожных структур. В коже образуется искусственная пора, на дне которой лекарственный препарат начинает растекаться и диффундировать в подкожные мягкие ткани с последующей достаточно быстрой абсорбцией в капиллярное русло. Количество вводимого лекарства, глубина ввода и время, через которое лекарство начнет действовать, определяются параметрами лазерного излучения. Данный метод позволяет вводить высокомолекулярные фармакологические соединения и может применяться при лечении больных со злокачественными опухолями, когда необходимо прецизионное введение лекарственного раствора [118].

В основе метода лазерной тепловой транскутанной инъекции лежит сочетание лазерной транскутанной инъекции лекарственного раствора с предварительным или последующим нагреванием инъекционного канала. Предварительный нагрев кожи должен улучшить микроциркуляцию в дермальном слое и локальную абсорбцию лекарства мышечными структурами. Нагрев кожи после инъекции должен увеличить абсорбцию лекарства в сосудистом русле, что приведет к более быстрому переносу лекарства по всему организму и окажет тем самым интегральное воздействие на весь организм [118].

Метод лазерной оптоакустической транскутанной импрегнации реализуется с помощью последовательности лазерных импульсов, которые возбуждают в растворе фармакологически активного вещества оптоакустические волны давления, распространяющиеся к границе сред раствор – кожа. Возникновение этих волн в растворе приводит к принудительному вводу лекарства в естественные механические и физиологические поры кожи. Далее препарат диффундирует в межклеточную жидкость эпидермиса и дермы, насыщая ее, и постепенно абсорбируется в капиллярном русле дермы. Этот метод перспективен при бесконтактной стимуляции кожи, лечении ожоговых ран, при лечении различных кожных заболеваний [119].

Метод лазерной оптоакустической транскутанной инъекции состоит в том, что фармакологический препарат вводится чрескожно с подачей лазерного импульса, который осуществляет прокол кожных тканей и транскутанный ввод лекарства. Затем в оставшемся на поверхности растворе последовательностью лазерных импульсов возбуждают оптоакустические волны давления, что приводит к дальнейшему поступлению лекарства в образованный инъекционный канал. На основе этого метода можно создать дозаторы с непрерывной или дискретной подачей лекарства [119].

Иногда перед проведением лазерной оптоакустической транскутанной импрегнации производят локальную лазерную абляцию рогового слоя. Такая абляция рогового слоя толщиной 10-30 мкм существенно усиливает проницаемость кожи для лекарственного раствора. После абляции на кожу наносят фармакологический раствор и последовательностью лазерных импульсов в нем возбуждают оптоакустические волны давления. Под действием этих волн происходит принудительный ввод лекарства в кожные ткани. Метод перспективен при бесконтактном введении лекарств в кожу [119].

Для проведения усиленной транскутанной фотохимической диффузии предварительно производят лазерную абляцию рогового слоя с последующим накожным нанесением растворов лекарственных препаратов и использованием НИЛИ. НИЛИ способствует усилению тканевой проницаемости, изменяет фотохимические и лечебные свойства фармакологического препарата, что приводит к синергизму лазерного излучения и медикамента [119].

Метод усиленного электро- и фонофореза сочетает в себе предварительную лазерную абляцию рогового слоя кожи с последующим транскутанным введением лекарства методом электро-, фоно- и фотофореза. Абляция рогового слоя позволяет резко сократить длительность процедуры, а также снизить амплитуду тока при электрофорезе и плотность мощности ультразвуковых колебаний при фонофорезе. Лазерная абляция в сочетании с фонофорезом позволяет осуществлять чрескожный ввод высокомолекулярных соединений. Недостатком остается контактность методов электро- и фонофореза [119].

Под лекарственным фотофорезом понимают физиотерапевтический метод лечения, основанный на использовании низкоэнергетического излучения оптического диапазона в сочетании с накожным применением растворов фармакологических препаратов [120]. Лекарственный лазерофорез (ЛЛФ) – это частный случай фотофореза, когда используется низкоинтенсивное лазерное излучение оптического диапазона. Структурная схема установки для проведения лазерофореза представлена на рис. 7.1.

Сравнительный анализ методов импрегнации лекарственных средств приведен в табл. 7.1.

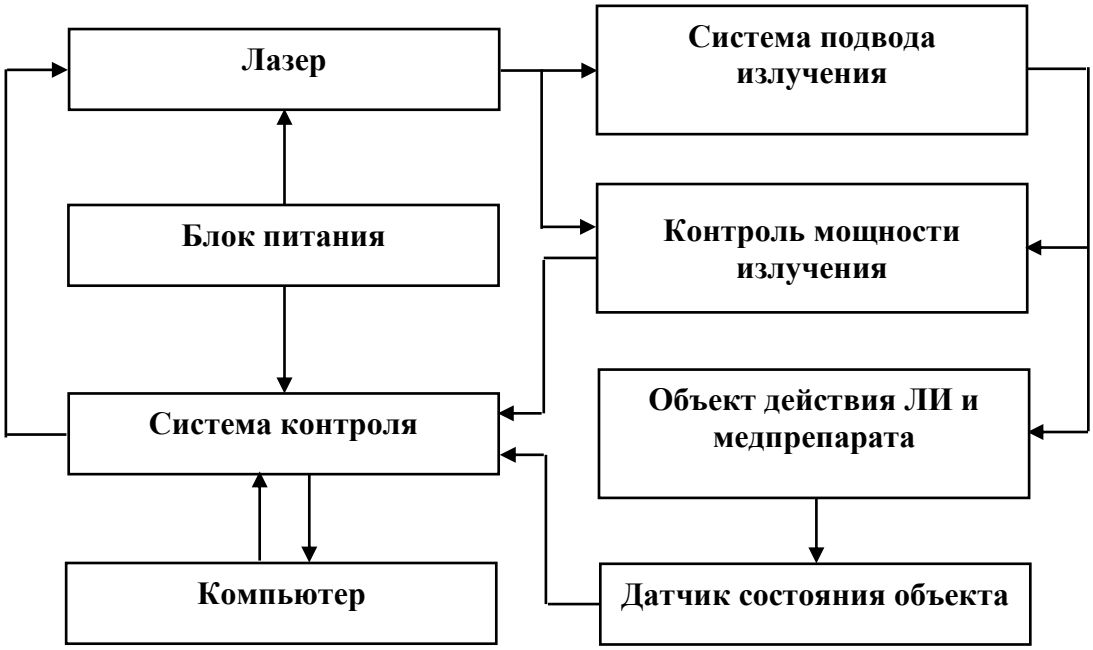


Рис. 7.1. Структурная схема установки для проведения лазефореза

Таблица 7.1

Сравнительный анализ методов импрегнации лекарственных средств

Характеристика	Традиционный электрофорез	Традиционный фонофорез	Лазерофорез	Лазерная транскутанная импрегнация
Удельная длительность процедуры	~5-20 мин/мг	~3-5 мин/мг	0.5-20 мин/мг	~30 с/мг
Площадь ввода препарата	~10-15 см^2	~4-10 см^2	0.1-25 см^2	~0.1 см^2
Дозирование лекарственного препарата	Косвенное дозирование по экспериментальным среднестатистическим данным			Точное дозирование
Возможность импрегнации высокомолекулярных препаратов	невозможен	Возможности ограничены (резко падает скорость)	Эффективная импрегнация	

7.2. Моделирование воздействия лазерного излучения на кожу человека

7.2.1. Строение кожного покрова человека

Для оптимизации процедуры лазерофореза нужно знать, как послойно распределены освещенность и температурное поле, где и почему образуются неоднородности этих полей.

Кожа играет роль защитного покрытия, предохраняет организм от высыхания, а также выполняет ряд других функций. Снабженная многочисленными нервными окончаниями, она представляет собой важный орган чувств. В качестве органа выделения удаляет из организма воду, наряду с почками контролируя водный баланс. Посредством изменения интенсивности кровотока в коже и испарения пота с ее поверхности регулируется температура тела. Кожа – это сложная структура, в которой обычно выделяют два различных по происхождению слоя клеток: наружный – эпидермис, внутренний – дерма (или собственно кожа) – *13* и *14* на рис. 7.2.

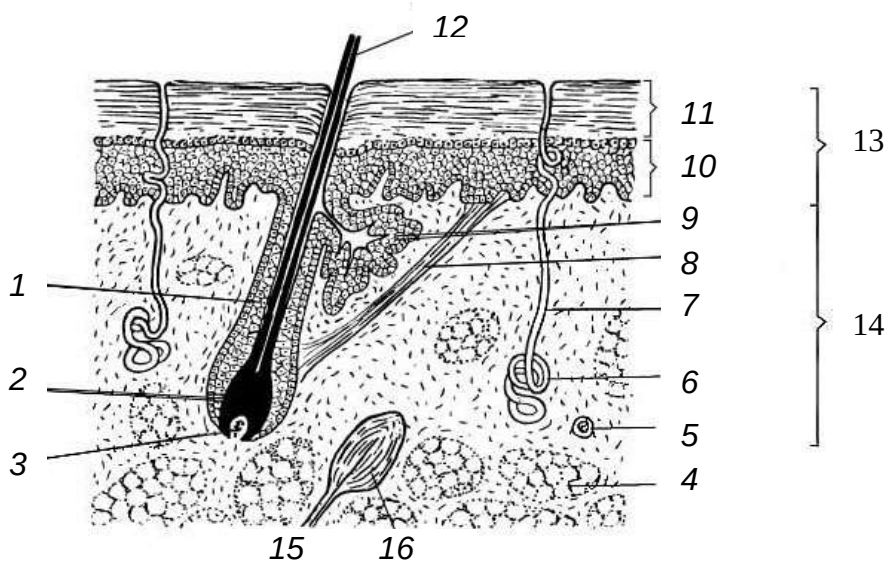


Рис. 7.2 – Строение кожи человека (продольный разрез)
1 – волосяной мешочек; 2 – луковица; 3 – сосочек; 4 – жировая ткань; 5 – кровеносный сосуд; 6 – потовая железа; 7 – проток; 8 – мускул-подниматель; 9 – сальная железа; 10 – ростковый слой; 11 – роговые слои; 12 – стержень; 13 – эпидермис; 14 – дерма (кориум); 15 – нерв; 16 – сенсорное тельце

Имеются также придатки кожи: ногти, железы и волосы. Общая толщина обоих слоев кожи – от 6 мм на подошве до 0,8 мм и менее на веке или барабанной перепонке (табл. 7.2). С подлежащими тканями

кожу связывает рыхлый соединительнотканный слой подкожной клетчатки.

Клетки, из которых образованы разные слои эпидермиса, различаются по структуре. В эпидермисе нет ни кровеносных, ни лимфатических сосудов, но он пронизан множеством чувствительных нервных окончаний. Самый наружный (роговой) слой эпидермиса состоит из нескольких рядов погибших клеток, заполненных кератином («роговым» белком). Поверхностный слой отмерших клеток постоянно слущивается, образуя хорошо рассеивающую излучение видимого диапазона поверхность. Промежуточный, т.н. блестящий слой эпидермиса тонок, состоит из одного или двух рядов клеток, содержащих гранулы белка-предшественника кератина. Расположенный глубже ростковый слой эпидермиса составляют несколько рядов клеток, которые активно размножаются и мигрируют в направлении наружного слоя.

Таблица 7.2.

Толщина различных участков кожи человека

Область кожи	Максимальная толщина эпидермиса, мм	Максимальная толщина дермы, мм
Лоб	0,1	2,1
Волосистая часть головы	0,2	2,4
Нос	0,1	2,1
Верхняя губа	0,2	1,8
Грудь	0,1	3,0
Живот	0,1	2,3
Спина	0,1	4,8
Сгибательная поверхность плеча	0,1	2,1
Разгибательная поверхность плеча	0,1	3,0
Тыл кисти	0,3	2,7
Ладони	0,7	1,9
Тыл стопы	0,3	2,0

Дерма – плотный слой кожи, образованный в основном сетью соединительнотканных волокон и содержащий живые клетки нескольких типов. Дерму пронизывают кровеносные и лимфатические сосуды и

нервы. В ней содержатся специализированные нервные окончания, волосяные фолликулы и кожные железы, а также гладкомышечные (непроизвольно сокращающиеся) волокна, которые чаще всего связаны с волосяными фолликулами (рис. 7.2).

7.2.2. Действие НИЛИ видимого и ближнего ИК диапазона на кожу человека

Терапевтические эффекты ЛИ обеспечиваются дозами в пределах до единиц джоуля на квадратный сантиметр. Превышение дозы или использование более мощных лазеров ведет к необратимым изменениям и разрушению биоткани [120].

Воздействие лазерного излучения на биологические ткани зависит от активизации биохимических реакций, индуцированной лазерным светом, а также от физических параметров излучения. Действие НИЛИ в области длин волн 630-1300 нм на организм проявляется в [121–123]:

1) увеличении кровообращения и активизации обмена внутритканевой жидкости;
2) стимуляции электролитического обмена в протоплазме клетки и как следствие, ускорении процессов метаболизма;
3) стимулировании восстановления клетки за счет увеличения производства аденозинтрифосфорной кислоты, потребления кислорода, синтеза протеинов и нуклеиновых кислот и активизации многочисленных цитоплазматических ферментов;
4) влиянии на иммунную систему;
5) увеличении болевого порога восприятия нервных окончаний.
6) возникновении возбужденных состояний и конформационной перестройки молекул;
7) изменении скорости синтеза белка, рибонуклеиновой и дезоксирибонуклеиновой кислот, коллагена;
8) изменении кислородного баланса и активности окислительно-восстановительных процессов;
9) изменении мембранного потенциала клетки;
10) изменении pH межклеточной жидкости;

На биологическую доступность препаратов, вводимых через кожу влияют [123–129]:

1) состояние кожного покрова, плотность его структуры;
2) проницаемость клеточных мембран;
3) размер и степень ионизации молекул действующего вещества;
4) концентрация действующего вещества в лекарственном препарате;
5) температура внутренней среды;

6) кровоснабжение или перфузия (расход крови на единицу массы биологической ткани в единицу времени) кожного покрова;
7) наличие и характер дополнительных внешних воздействий.

Поэтому во многих случаях применение НИЛИ позволяет снизить дозировку лекарственных средств или вообще обойтись без назначения медикаментозного лечения [124]. В дерматологии НИЛИ используют для стимуляции заживления ран, рассасывания гематом, введения лекарственных препаратов. Однако не существует единой методики, которой можно было бы руководствоваться при выборе режима работы и параметров ЛИ в процессе проведения лекарственного лазерофореза. Поэтому нами были проведены исследования, направленные на поиск оптимальных для проведения ЛЛФ параметров излучения.

7.2.3. Моделирование процесса взаимодействия НИЛИ с кожей

Многие физико-химические процессы в биологических тканях зависят от состояния клеточных мембран – от их механической деформации, электрохимического потенциала и т.д. Такие характеристики мембран в значительной степени определяются внешними условиями: температурой и концентрацией ионов в водном растворе, омывающем мембраны. Плазматические мембраны являются не только механическими перегородками клеток от внешней среды, но и высокоизбирательным фильтром, поддерживающим разницу концентраций различных ионов по обе стороны мембраны. При поглощении лазерного излучения в биотканях в связи с наличием оптических неоднородностей возникает неравновесность для процессов диффузии. Такая температурная неравновесность возникает из-за того, что характерное время изменения температуры в системе меньше времен диффузионных процессов. Действительно, время температурной релаксации на два порядка меньше характерного времени диффузии ионов в воде (коэффициент диффузии ионов калия и натрия 5-10 $см^2/с$) и для клеточных структур (размер порядка 1-100 мкм) составляет 10^{-5}-10^{-1} с, что также значительно меньше характерного времени диффузии через мембрану [123]. Одним из важных следствий температурной неоднородности в биотканях является несбалансированность изменений температуры и концентраций ионов в растворе вблизи клеточных мембран, возникновение избыточного осмотического давления на мембраны и их деформация, а также изменение электрического потенциала на мембране. Роль изменений электропотенциала на мембранах очень велика, так как эти изменения регулируют состояние встроенных в мембрану ферментов, работу мембранных каналов, ионный баланс, фагоцитоз [123, 126].

С помощью численных методов можно определить поле полной освещенности и температурное поле в облучаемом участке. Изменение температуры в тканях сильно влияет на процесс обмена веществ и кровоснабжение в исследуемой области. У человека в норме температура тела поддерживается на уровне порядка 37°С. Изменение температуры крови и внутренних органов на 2–2,5°С от нормальных значений приводит к нарушению жизнедеятельности организма. Физиологический предел колебаний не превышает 1,5°С (для некоторых биохимических и большинства ферментативных реакций оптимум температуры находится в пределах 35–38°С) [125, 126]. Предварительные расчеты показали, что кровеносная система при обычном расходе крови на 100 г ткани может «справляться» с увеличением температуры примерно до 0,5°С. При дальнейшем нагревании перфузия ткани должна увеличиваться.

При моделировании процесса взаимодействия низкоинтенсивного лазерного излучения и биоткани рассматривалась многослойная структура, на внешнюю границу которой перпендикулярно поверхности падает лазерное излучение. Оптические и теплофизические параметры, используемые в дальнейшем при расчётах, приведены в табл. 7.3 [91, 130, 131].

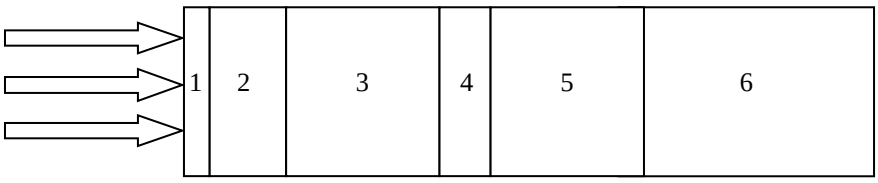


Рис. 7.3. – Физическая модель кожи с нанесенным на нее лекарственным препаратом: 1 – слой лекарственного препарата, 2 – эпидермис, 3 – верхняя дерма, 4 – капиллярное сплетение, 5 – нижняя дерма, 6 – подкожная жировая клетчатка

Для описания распространения света в слабо рассеивающих упорядоченных тканях, таких, как прозрачные ткани глаза (роговица, хрусталик), используются модели ансамблей плотно упакованных рэлеевских рассеивателей или рассеивателей Ми. Для тканей с сильным (многократным) рассеянием, таких, как кожа, ткани мозга, стенка сосуда, описание распространения света (лазерных пучков) строится на основе теории переноса излучения или численного моделирования методами Монте-Карло или сферических гармоник.

Биологические ткани являются оптически неоднородными поглощающими средами со средним показателем преломления, большим, чем у воздуха. Поэтому на границе раздела биообъект–воздух

часть излучения отражается (френелевское отражение), а остальная часть проникает в биоткань.

Таблица 7.3.

Теплофизические и оптические параметры слоев кожи
(для λ=633 нм над чертой и λ=778 нм под чертой)

Вид ткани	Коэф-т теплопров. λ, Вт/м˚С	Коэф-т погл. α_a (см$^{-1}$)	Коэф-т рассеяния α_s (см$^{-1}$)	Толщина слоя *d* (мк)	Показатель преломления, *n*	Параметр рассеяния, *g*
Эпидермис	0,21	35	450	100	1,5	0,80
		40	420			0,85
Верхняя дерма	0,376	2,0	187,5	600	1,4	0,82
		1,7	175			087
Капиллярное сплетение	0,549	2,5	400	100	1,35	0,98
		4,5	580			0,992
Нижняя дерма	0,376	2,0	187,5	600	1,4	0,82
		1,7	175			0,87
Подкожная жировая клетчатка	0,16	0,026	9,25	1000	1,45	0,8
		0,08	7,67			0,95

За счет многократного рассеяния и поглощения лазерный пучок уширяется и затухает при распространении в биоткани. Объемное рассеяние является причиной распространения значительной доли излучения в обратном направлении (обратное рассеяние). Клеточные органеллы, такие, как митохондрии, являются основными рассеивателями для многих биотканей. Например, из-за многослойной и многокомпонентной структуры кожи взаимодействие света с ней оказывается весьма сложным. Роговой слой отражает около 5–7 % падающего излучения. Коллимированный пучок света преобразуется в диффузный за счет микроскопических неоднородностей на границе воздух – роговой слой. Большая часть отраженного кожей света образуется за счет обратного рассеяния различными слоями ткани (роговой слой, эпидермис, дерма и микрососудистая система). Ослабление коллимированного пучка в биоткани происходит по экспоненциальному закону.

При анализе распространения света в биотканях с многократным рассеянием предполагают обычно равномерное распределение поглощающих и рассеивающих центров. Для УФ, видимого и ближнего ИК излучения типичным является анизотропное рассеяние, которое

характеризуется сильной направленностью однократно рассеянных фотонов, что, вероятно, связано с наличием больших клеточных органелл, таких, как митохондрии, лизосомы, внутренние мембраны (аппарат Гольджи).

Достаточно строгое математическое описание процесса распространения немодулированного света в рассеивающей среде может быть сделано с помощью стационарной теории переноса излучения (ТПИ). Теория переноса справедлива для ансамбля достаточно удаленных друг от друга рассеивателей и с успехом применяется при решении ряда практических задач в оптике биотканей. Для численного решения основного уравнения ТПИ широко применяется метод Монте-Карло (ММК), который заключается в отслеживании путей фотонов, испытывающих случайные дискретные изменения направления движения, до их выхода из анализируемой области или уменьшения их "мощности" до пренебрежимо низкого уровня. Распределение освещенности в среде преобразуется далее в распределение поглощенной мощности, что дает возможность расчета температурного поля в рассматриваемой области. Это реализуется путем решения уравнения теплопроводности (7.1) методом конечных элементов с граничными условиями, характеризующими взаимодействие кожи с окружающей средой.

$$\operatorname{div}(\kappa \operatorname{grad} T(x, y, z)) = Q(x, y, z)\,, \tag{7.1}$$

где κ– коэффициент теплопроводности, *T(x, y, z)* – температурное поле биоткани, *Q(x, y, z)* – объемная плотность мощности поглощенного излучения.

Расчет распределения поглощенной мощности основан на вычислении распределения полной освещенности в среде:

$$Q(r) = \mu_a(r) U(r)\,, \tag{7.2}$$

где $Q(r)$ – распределение поглощенной мощности, $\mu_a(r)$ – коэффициент поглощения, $U(r)$ – полная освещённость.

Полная освещенность $U(r)$ – очень важная величина, используемая, например, в задачах дозиметрии оптического излучения в биотканях. Выражение для $U(r)$ представляет собой интеграл от интенсивности $I(\boldsymbol{r})$ по некоторым областям фазового пространства ($\boldsymbol{r}, \boldsymbol{s}$):

$$U(r) = \int_{4\pi} I(r, s)\,\mathrm{d}\omega\,, \tag{7.3}$$

где $I(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{s})$ – лучевая интенсивность в точке $\boldsymbol{r}$ в направлении $\boldsymbol{s}$, dω – телесный угол.

Определить распределение полной освещенности в среде с учетом рассеяния излучения можно, зная функции Грина отклика среды на внешнее воздействие. Функция Грина находится из статистического моделирования движения фотона.

Программное обеспечение, позволяющее определить поле полной освещенности в биоткани с определенными оптическими параметрами под действием ЛИ с заданной длиной волны и мощностью в центре пучка, и на основании этого вычислить температурное поле в ткани, разработано в среде MatLab. При решении уравнения (7.1) было учтено, что изменение температуры тканей невелико и можно пренебречь температурной зависимостью величины к. Тогда для описания нагрева вещества справедливо линейное неоднородное уравнение параболического типа (7.4):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\chi \nabla^2 T + \frac{1}{\rho c} Q \,, \qquad (7.4)$$

где где χ=к/ ρc – температуропроводность, ρ – плотность ткани, c – удельная теплоемкость. Определенная таким образом температуропроводность одинакова для большинства тканей (около $1{,}2 \cdot 10^{-7}$ м^2/с), так как снижение теплопроводности из-за незначительного содержания воды, как правило, компенсируется сопровождающимся уменьшением удельной теплоемкости. Для удельной теплоемкости справедлива приближенная формула [131]:

$$c = \left(1{,}55 + 2{,}8 \frac{\omega}{\rho} \right), \qquad (7.5)$$

где ρ – плотность ткани; ω – содержание воды в ткани (в кг/м^3).

Типичные значения для удельной теплопроводности приведены в табл. 7.4[130, 131]; плотность крови – $1{,}06 \cdot 10^3$ кг/м^3.

Таблица 7.4.

Удельная теплоемкость некоторых материалов, Дж/г·˚С

Жир	Кровь	Вода
1,930	3,220	4,183

Компьютерный эксперимент проведен для двух видов излучения: с λ=0,633 мкм и с λ=0,78 мкм. Параметры пучка излучения следующие: Гауссов световой пучок, интенсивность в центре пучка I_0=0,01 Вт/см^2, эффективный диаметр d=0,6 см, режим работы – непрерывный. При расчетах использованы приведенные в табл. 7.3. оптические и теплофизические характеристики слоев кожи.

По результатам эксперимента освещенность тканей на глубине капиллярного сплетения лазерным излучением с λ=0,78 мкм на 15-20% выше, чем излучением с λ=0,633 мкм (рис. 7.4).

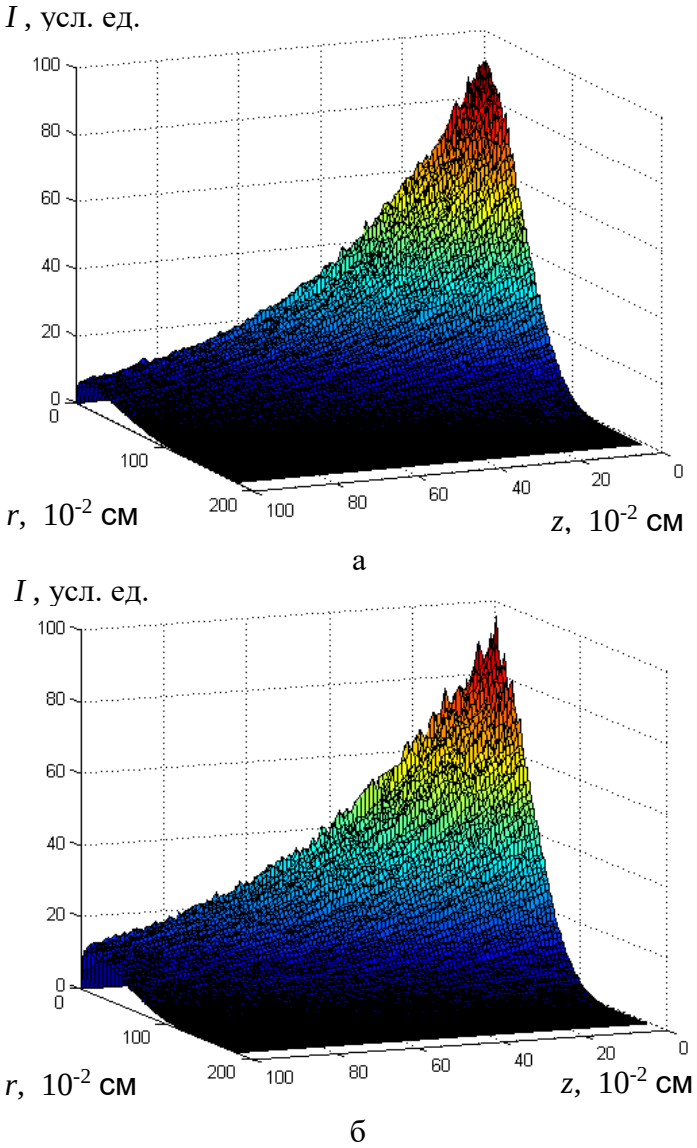


Рис. 7.4. Распределение поля полной освещенности *I* в биоткани в зависимости от расстояния от оси пучка *r* и глубины проникновения в кожу *z* а) под действием ЛИ с λ=0,633 мкм; б) под действием ЛИ с λ=0,78 мкм

Под действием излучения с λ=0,78 мкм и плотностью мощности в центре коллимированного пучка I_0=0,01 Вт/см^2 в течение 20 мин температура в дерме изменяется только на несколько десятых градуса, что в соответствие с использованной моделью не должно приводить к заметному изменению кровотока в ткани. При увеличении интенсивности до I_0=0,02 Вт/см^2 температура в дерме увеличивается на

0,8-0,9ºС. При увеличении интенсивности излучения до 0,05 Вт/см^2 температура изменяется примерно на 1,8ºС (рис. 7.5), а при I_0=0,1 Вт/см^2 – до 4ºС. Изменение температуры более, чем на 0,5ºС, влечет за собой увеличение перфузии в облучаемой ткани и активацию процессов обмена веществ.

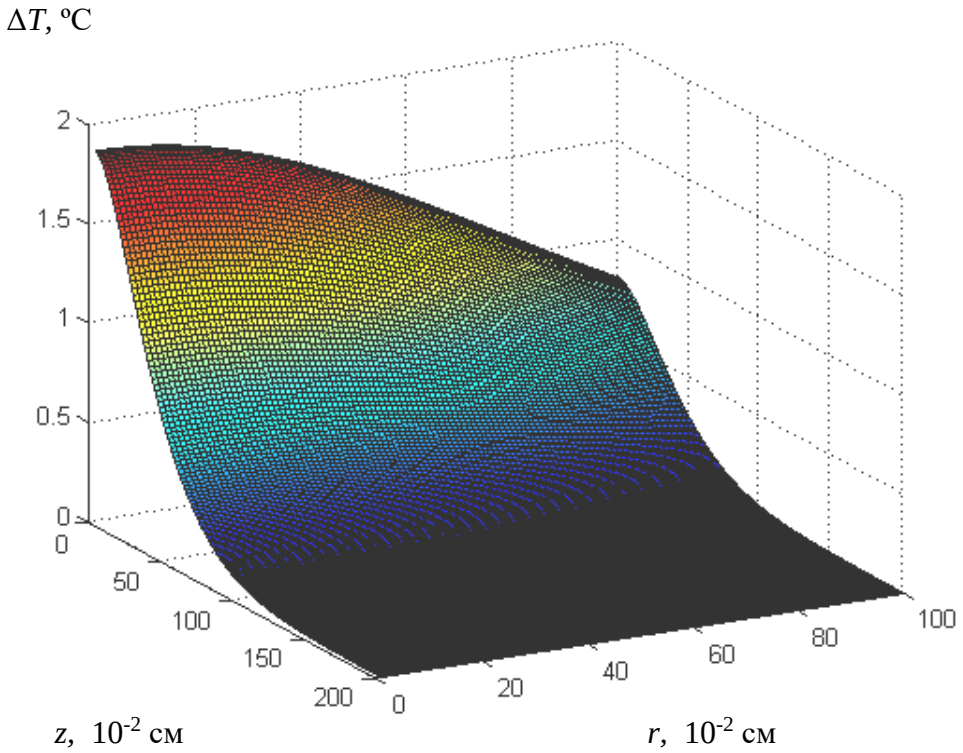


Рис. 7.5. Изменение температуры ΔT в коже в зависимости от расстояния от оси пучка *r* и глубины проникновения *z* под действием ЛИ с λ=0,78 мкм и мощностью в центре пучка I_0=0,05 Вт/см^2. Время облучения от 10 до 25 мин.

7.3. Исследование лазерного метода регуляции транспорта антибиотиков через модель кожного покрова

7.3.1. Гидрофильная мембрана как модель кожного покрова

Если предположить, что действие низкоинтенсивного лазерного излучения заключается в изменении обменных процессов в тканях и клетках за счёт микродеформации биологических мембран, то для оценки эффективности введения антибиотиков можно использовать биохимическую модель, основным элементом которой являются гидрофильные мембраны. Гидрофильная мембрана является одним из основных элементов биохимической модели, которая была разработана для исследования проницаемости кожных покровов для антибиотиков [132, 133]. Гидрофильные мембраны, основой которых

является модифицированная целлюлоза, содержат белок кожи коллаген и полисахарид гиалуроновой кислоты (рис. 7.6).

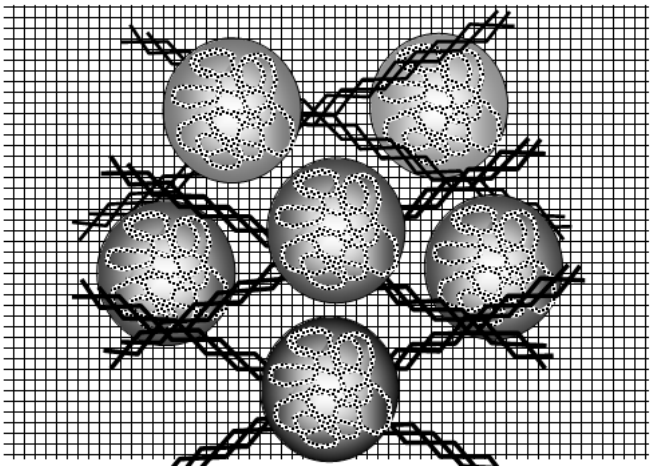


Рис. 7.6. Структура гидрофильной мембраны

Толщина мембраны не более 0,2 мм; отношение содержания коллагена к содержанию гиалуроновой кислоты равно двум. По своему строению и свойствам такие мембраны близки к кожному покрову человека. Гиалуроновая кислота является возможной молекулярной мишенью действия НИЛИ на кожные покровы из-за необычайно высокого содержания связанной воды и плотной упаковки ее глобул в коже. Под действием НИЛИ возможно направленное изменение жесткости структуры коллагена. Гидрофильная мембрана выбрана в качестве модельной для исследования влияния ЛИ на проницаемость кожи.

7.3.2. Описание используемых лекарственных средств

Критерием выбора медицинского препарата при проведении данного эксперимента является его спектральная характеристика. Во-первых, он должен быть устойчив к воздействию ЛИ красной и ближней инфракрасной области; во-вторых, он должен сильно поглощать в видимой области, что позволит измерять оптическую плотность получаемых растворов с малой концентрацией поглощающих центров при помощи доступного оборудования (спектрофотометр Solar 1251 C). Для проведения данного эксперимента использовались препараты адрибластин и рифампицин.

Адрибластин-гликозид из Streptomyces coeruleorubidus, (гидрохлорид доксорубицина или адримицина) – противоопухолевое соединение из группы антрациклиновых антибиотиков [129]. Препарат растворяется в воде или физрастворе. Адрибластин обладает высоким

светопоглощением и флуоресценцией. Препарат имеет максимум поглощения на λ=0,475 мкм.

Рифампицин – полусинтетический антибиотик. Кристаллический порошок кирпичного или коричнево-красного цвета с максимумом поглощения на длине волны 0,470 мкм. Практически не растворим в воде, мало растворим в спирте. Чувствителен к действию света, кислорода и влаги воздуха. Рифампицин является антибиотиком широкого спектра действия: эффективен в отношении микобактрий туберкулеза и лепры, действует на грамположительные (особенно стафилококки) и грамотрицательные (менингококки) кокки, менее эффективен в отношении грамотрицательных бактерий [129].

Для увеличения скорости проникновения лекарственных соединений в организм предложено вводить в раствор ингредиенты, усиливающие их проникновение через кожу. Одним из таких веществ является димексид (Dimexidum) [129]. Синонимы: диметилсульфоксид, ДМСО, Dimethylsulfoxid, DMSO и др. Бесцветная прозрачная жидкость или кристаллы (температура плавления + 18,5˚С) со специфическим запахом. Гигроскопичен. Смешивается в любых соотношениях с водой и спиртом.

Димексид оказывает местное анальгетическое и противовоспалительное действие. Хорошо проникая через биологические мембраны, в том числе через кожные барьеры, усиливает проникновение через кожу ряда лекарственных средств. Применяют в виде аппликаций. В растворе соответствующей концентрации (обычно 50% раствор, а для кожи лица и других чувствительных участков кожного покрова 10-30% раствор) смачивают салфетки и накладывают на пораженное место [129].

Нами предложено использовать гелевую форму препаратов, которая позволяет принципиально решить проблему растекания лекарства при проведении исследований на экспериментальных животных. Гель приготавливают на основе агар-агара таким образом, чтобы концентрация активных веществ оставалась такой же, как в водном растворе. Добавление димексида (10% от объема) производится по такому же принципу.

7.3.3. Описание установки и метода экспериментального исследования лазерофореза

Для изучения влияния параметров НИЛИ на биодоступность антибиотиков были использованы следующие источники излучения: гелий-неоновый лазер с длиной волны 0,63 мкм, полупроводниковые лазеры с λ=0,78 мкм, 0,83 мкм, 0,89 мкм (в непрерывном режиме излучения).

Создана экспериментальная установка, структурная схема показана на рис. 7.7. Излучение лазера *1* подаётся в кювету *3* по гибкому световоду *2*, который имеет диаметр 0,4 см и длину 50 см. Излучение к кювете подводилось и другими способами, например, изменением хода луча с помощью системы зеркал или пространственного положения самого источника излучения. Последний вариант особенно удобен при работе с полупроводниковыми источниками. Кювета находится в термостатирующем отделении спектрофотометра Solar 1251C *4*, где поддерживается постоянная температура 37˚С. Система типа коаксиальных трубочек, изображённая на рис. 7.8, разработана для фиксации гидрофильной мембраны и обеспечивает однонаправленное прохождение лекарственного препарата. Работа спектрофотометра контролируется компьютером *5*.

На подготовительном этапе работы спектрофотометр и гелий-неоновый лазер прогревают в течение 15-20 минут. Чтобы иметь возможность сравнивать результаты, от каждого источника излучения с помощью диафрагмы или световода выделяется световой пучок одной и той же мощности (5 мВт), что контролируется с помощью измерителя мощности LM 2.

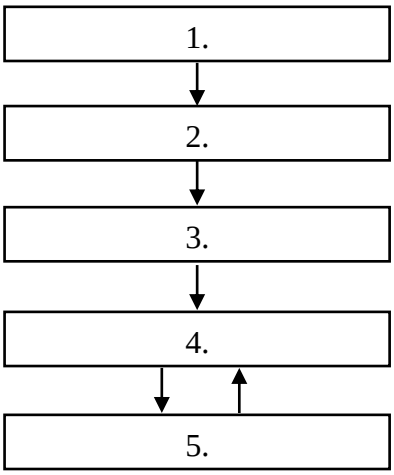


Рис. 7.7. Структурная схема экспериментальной установки
1 – лазер; 2 – система подвода ЛИ;
3 – эксриментальный модуль;
4 – спектрофотометр; 5 – компьютер

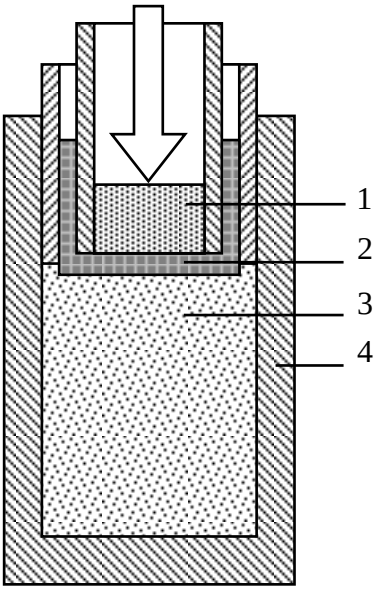


Рис. 7.8. Экспериментальный модуль
1 – раствор адриамицина;
2 – гидрофильная мембрана;
3 – физиологический раствор;
4 – кювета

Спектрофотометр настраивается на режим измерения оптической плотности исследуемого образца. Устанавливается требуемая длина волны (длина волны максимального поглощения исследуемого раствора). В термостатирующее отделение помещается кювета с чистым физиологическим раствором. Производится измерение сигнала, соответствующего базовой величине оптической плотности равной 0,000 (начало шкалы отсчета или «нуль» прибора). Модельная мембрана закрепляется так, как это показано на рис. 7.8, и на нее наносится несколько капель исследуемого препарата или такой же по объему слой геля, а затем вместе с системой крепления помещается в кювету, приводится в соприкосновение с физраствором (снизу) и излучение направляется на систему «лекарство-мембрана» (сверху). При использовании световода его торец приводится в контакт с поверхностью лекарства, чтобы уменьшить потери на отражение. С этого момента начинается временной отсчет. Сначала излучение проходит через лекарственный препарат, частично рассеиваясь в нем, а затем через мембрану. Молекулы лекарственного препарата проникают в мембрану и проходят сквозь нее в физиологический раствор. В течение 30 минут с шагом 1 минута измеряем оптическую плотность раствора в кювете. Обычно кинетика процесса линейна, но есть отклонения, которые связаны с неравномерным распределением поглощающих центров в растворе или нарушением целостности мембраны. Наблюдение кинетики проникновения лекарственного препарата в физиологический раствор позволяет осуществлять оперативный контроль целостности пленки. По истечении 30 минут мембрана с вводимым препаратом (раствором или гелем) удаляется из кюветы.

Аналогичным образом проводились контрольные эксперименты, в которых исследовалось проникновение медицинского препарата через гидрофильную мембрану без дополнительного облучения.

Главным критерием оценки эффективности действия ЛИ на проникновение медицинского препарата через гидрофильную мембрану выбрано отношение концентраций растворов N и N_k, которые получены под облучением и без облучения соответственно, т.е. $Q=N/N_k \cdot 100\%$. В данной работе считаем, что концентрация поглощающих центров прямо пропорциональна оптической плотности раствора A. Тогда об эффективности действия ЛИ на систему «лекарство-мембрана» можно судить по отношению оптических плотностей растворов A и A_k, которые получены под облучением и без облучения соответственно, т.е. $Q=A/A_k \cdot 100\%$.

Для проведения исследований был разработан генератор оптических импульсов в видимом и инфракрасном диапазонах с управляемыми параметрами [134. На рис. 7.9 представлена принципиальная электрическая схема многофункционального источника питания лазерных диодов, позволяющая формировать импульсы лазерного излучения различной длительности и амплитуды. Возможны различные типы модуляции лазерного излучения от внешнего генератора. Устройство питания состоит из двух генераторов прямоугольных импульсов, выполненных на интегральных таймерах DA1 и DA2 типа 555 (КР1006ВИ1). Первый генератор на DA1 формирует последовательность импульсов, управляющих работой второго генератора на DA2. Генератор на DA2 при верхнем положении тумблера SA1, формирует непрерывную последовательность импульсов с независимой регулировкой длительностей и пауз с помощью переменных резисторов RP4 и RP3. Резистор R3 ограничивает минимальную длительность паузы. Резистор R4 ограничивает минимальную длительность импульса излучения. Формирование пачек импульсов производится переменным генератором на DA1 в нижнем положении тумблера SA1. Количество импульсов в пачке задается переменными резисторами RP1 и RP2. Для получения модулированного излучения тумблер SA1 находится в верхнем положении, SA2 переключается в нижнее, а к разъему X1 подключается внешний генератор.

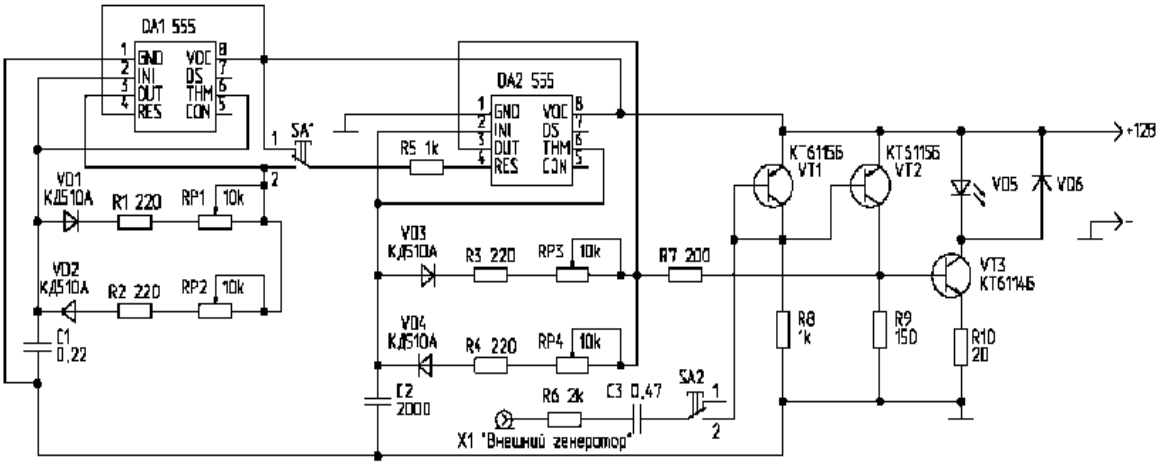


Рис. 7.9 Принципиальная электрическая схема генератора импульсов с модуляцией частоты и длительности импульсов.

7.3.4. Результаты экспериментального исследования метода регуляции транспорта антибиотиков через гидрофильную мембрану и их обсуждение

Исследованы водные растворы адриамицина и рифампицина. Выяснилось, что под действием любого излучения препараты проникают через мембрану в раствор быстрее, чем вообще без облучения в контрольных опытах. ЛИ с длиной волны 0,78 мкм является наиболее эффективным. Под действием этого излучения количество проникших через мембрану молекул адриамицина увеличилось на 30%, а рифампицина на 35% (по сравнению с контрольными экспериментами). Вторым по эффективности является ЛИ с λ=0,63 мкм (гелий-неоновый лазер). При добавлении в исходный раствор препарата ДМСО эффективность использования ЛИ растет до 50%.

Исследована гелевая форма адриамицина с добавлением и без добавления ДМСО. Молекулы адриамицина выходят из гидрогеля примерно в 2 раза медленнее, чем из водного раствора, что объясняется возможностью образования нековалентных (ионных, водородных) связей с гелевой матрицей. Под действием ЛИ с λ=0,78 мкм через мембрану проникает на 70% молекул адриамицина больше, чем в случае контроля, когда ЛИ не используется. При добавлении в гель ДМСО количество проникших через мембрану молекул увеличилось еще на 20%.

Результаты экспериментов, в которых исследовалось проникновение медицинского препарата сквозь гидрофильную мембрану в физиологический раствор и фиксировалось изменение его оптической плотности, приведены в табл. 7.6.

Таблица 7.6

Оптическая плотность растворов после проведения эксперимента

Препарат	Без облучения	Облучение НИЛИ с λ=0,63 мкм	Облучение НИЛИ с λ=0,78 мкм
Водный раствор адриамицина	0,141	0,169	0,185
Водный раствор адриамицина с добавлением ДМСО	0,079	0,110	0,117
Гелевая форма адриамицина	0,058	0,085	0,099
Гелевая форма адриамицина с добавлением ДМСО	0,067	0,093	0,118
Водный раствор рифампицина	0,088	0,110	0,118
Водный раствор рифампицина с добавлением ДМСО	0,065	0,079	0,085

Эти результаты подтверждают эффективность введения лекарственных средств через кожу с помощью лазерного излучения. Кроме того, выяснено, что действие ЛИ с λ=0,78 мкм несколько эффективнее, чем ЛИ с λ=0,63 мкм.

Эффект для длин волн 0,83 и 0,89 мкм был выражен гораздо слабее, чем для длины волны λ=0,78 мкм.

Таким образом, в результате численных экспериментов по определению поля полной освещенности в коже под действием ЛИ с λ=0,78 мкм и с λ=0,633 мкм и по определению температурного поля в коже под действием излучения с интенсивностями до 0,1 Вт/см^2 установлено, что использование лазерного излучения с длиной волны λ=0,78 мкм более перспективно при проведении процедуры лекарственного лазерофореза, чем с длиной волны λ=0,633 мкм.

В эксперименте по исследованию эффективности лазерного метода регуляции транспорта лекарственных препаратов через модель эпидермиса зафиксировано, что проникновение антибиотиков адриамицина и рифампицина через гидрофильную мембрану под действием лазерного излучения мощностью до 10 мВт/см^2 на длинах волн 0,633 и 0,78 мкм происходит в среднем на 20 – 30% быстрее, чем без облучения. При этом излучение полупроводникового лазера с λ=0,78 мкм является более эффективным для лазерофореза. При проведении этого же эксперимента с гелевой формой адриамицина замечено, что под действием лазерного излучения интенсивностью до 10 мВт/см^2 с λ=0,78 мкм скорость проникновения адриамицина через гидрофильную мембрану увеличивается примерно на 70%. Добавление в гидрогель ДМСО дополнительно увеличивает проницаемость мембраны для адриамицина на 20%.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Манак И.С.* СНИЛ полупроводниковых лазеров: становление и достижения // Лазерная и оптико-электронная техника: сб. научн. статей. Вып. 6. Мн.: БГУ, 2006. С. 3-43.
2. *Zhang X.-C., Hu B.B., Darrow J.T., Auston D.H.* Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56, №11. P.1011-1013.
3. *Zhang X.-C., Jin Y., Hewitt T.D. et. al.* Magnetic switching of THz beams. // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 62, №17. P.2003-2005.
4. *Ohtake H., Murakami H., Yano T. et. al.* Anomalous power and spectrum dependence of terahertz radiation from femtosecond-laser-irradiated indium arsenide in high magnetic fields up to 14 T // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, №8. P. 1164-1166.
5. *Takahashi H., Suzuki Y., Sakai M. et. al.* Significant enhancement of terahertz radiation from InSb by use of a compact fiber laser and an external magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, №13. P. 2005-2007.
6. *Takahashi H., Quema A., Yoshioka R. et. al.* Excitation fluence dependence of terahertz radiation mechanism from femtosecond-laser-irradiated InAs under magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83, №6. P. 1068-1070.
7. *Hu B.B., Zhang X.-C., Auston D.H.* Terahertz Radiation Induced by Subband-Gap Femtosecond Optical Excitation of GaAs // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67, №19. P.2709-2712.
8. *Zhang X.-C., Auston D.H.* Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces // Journal of Appl. Phys. 1992. Vol. 71, №1. P. 326-338.
9. *Kuznetsov A.V., Stanton C. J.* Ultrafast optical generation of carriers in a dc electric field: Transient localization and photocurrent // Phys. Rev. B 2002. Vol. 48, №15. P. 10828-10845.
10. *Zhang X.-C., Jin Y., Ware K. et. al.* Difference-frequency generation and sum-frequency generation near the band gap of zincblende crystals. // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 64, №5. P.622-624.
11. *Sarukura N., Ohtake H., Izumida Sh., Zhenlin L.* High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics // J. of Appl. Phys. 1998. Vol. 84, №1. P. 654-656.

12. *Izumida Sh., Ono Sh., Liu Zh. et. al.* Spectrum control of THz radiation from InAs in a magnetic field by duration and frequency chirp of the excitation pulses // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75, №4. P. 451-453.
13. *McLaughlin R., Corchia A., Johnston M.B.* Enhanced coherent terahertz emission from indium arsenide in the presence of a magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76, №15. P. 2038-2040.
14. *Weiss C., Wallenstein R., Beigang R.* Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor surfaces // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77, №25. P.4160-4162.
15. *Shan J., Weiss C., Wallenstein R. et. al.* Origin of magnetic field enhancement in the generation of terahertz radiation from semiconductor surfaces // Optics Lett. Vol. 26, №11. P.849-851.
16. *Johnston M.B., Whittaker D.M., Corchia A. et. al.* Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 165301-1-165301-8.
17. *Малевич В.Л.* Генерация дальнего инфракрасного излучения при фемтосекундном возбуждении поверхности полупроводника в магнитном поле // ПЖТФ. 2003. Т. 29, Вып. 6. С. 48-55.
18. *Малевич В.Л.* Монте-Карло моделирование эффекта Дембера в n-InAs при фемтосекундном лазерном возбуждении // ФТП. 2006. Т. 40, Вып. 2. С. 160-165.
19. *Белиничер В.И., Рывкин С.М.* Реактивная фотоэлектродвижущая сила в полупроводниках // ЖЭТФ. 1981. Т. 81, Вып. 1. С. 353-360.
20. *Зезюля П.А., Манак И.С.* Возбуждение однородного полупроводника фемтосекундными лазерными импульсами в магнитном поле // Сб. тез. докл. X Респ. научн. конф. студ. и асп. Республики Беларусь «НИРС-2005». В 3 ч. Ч 2. Мн.: БГУ, 2005. С. 231.
21. *Зезюля П.А., Манак И.С.* Эффект Дембера в n-InAs при фемтосекундном лазерном возбуждении // Современная радиоэлектроника: научные исследования, подготовка кадров: сб. мат. по итогам работы МНПК, Минск, 20-21 апреля 2006 г. В 3 ч. Ч. 1. Мн.: МГВРК. 2006. С. 129–134.
22. *Зезюля П.А., Малевич В.Л., Манак И.С.* Генерация терагерцовых импульсов в InAs фемтосекундным лазерным излучением в присутствии магнитного поля // Квантовая электроника. Сб. мат.в VI междунар. научн.-техн. Конф.. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь. 2006. С. 90—94

23. *Зезюля П.А., Малевич В.Л., Манак И.С.* Генерация терагерцового излучения в InAs при субпикосекундном лазерном возбуждении // Лазерная и оптико-электронная техника: сб. научн. статей. Вып. 10. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь. 2006. С. 12-23.
24. *Дыкман И.М., Томчук П.М.* Явления переноса и флуктуации в полупроводниках // К.: Навукова думка, 1981. С. 80
25. *Зезюля П.А., Малевич В.Л., Манак И.С.* Генерация терагерцового излучения при облучении полупроводников фемтосекундными лазерными импульсами (обзор) // Лазерная и оптико-электронная техника: сб. научн. статей. Вып. 10. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь. 2006. С. 3-11.
26. *Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А. и др*. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор // ФТП. 1998. Т.32, №1. С.385-410.
27. *Shaklee K.L., Nahory R.E., Leheny R.F*. Optical gain in semiconductors // J. of Luminescence. 1973. Vol. 7. P. 284-309.
28. *Данильчик А. В., Зубелевич В. З. , Андриевский А. В.* Определение коэффициента усиления в лазерной гетероструктуре InGaN/GaN со множественными квантовыми ямами, выращенной на кремниевой подложке // Школа-семинар мол. уч. и спец. "Современные проблемы физики - 2004": Мат. конф.– Минск: 2004. С.84-88.
29. *Андриевский А., Войнилович А., Данильчик А.* Измерение коэффициента усиления лазерной гетероструктуры GaN/InGaN методом варьирования длины возбуждающей полоски с учетом геометрии структуры // ФКС: тез. докл. XIII Респ. научн. конф. асп., маг. и студ.– Гродно: ГрГУ, 2005. С.118-121.
30. *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
31. *Bergman M. J. and Casey Jr. H. C.* Optical field calculation for lossy multiple-layer $Al_xGa_{1-x}N/In_xGa_{1-x}N$ laser diodes // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84, No.3. P.1196-1203.
32. *Андриевский А. В., Тарасюк Н. П.,* Учет модового состава излучения при измерении коэффициента усиления полупроводниковых гетероструктур методом вариации длины возбуждающей полоски// Школа-семин. мол. уч. и спец. "Совр. пробл. физики - 2006": Мат. конф. Минск: ИФ НАНБ, 2006. С.28-32.

33. *Андриевский А. В., Манак И. С., Луценко Е. В.,* Исследование гетероструктур с квантовыми точками CdSe в матрице ZnSe, выращенных методами МЛЭ и УМЭ // НИРС-2005 Сборн. тез. докл. X Респ. конф. студ. и асп. высш. уч. зав. РБ, ч.2. Мн. 2006. С.217.

34. *Луценко Е. В., Данильчик А. В., Войнилович А. Г., Андриевский А. В. и др.,* Оптическое усиление в гетероструктурах с квантовыми ямами и дисками InGaN/GaN, CdSe/ZnMgSSe // Квантовая электроника Мат. V междунар. науч.-техн. конф. Мн.: Акад. упр. при Президенте РБ, 2004. С.73-76.

35. *Lutsenko E. V., Voinilovich A.G., Danilchyk A.V., Andryieuski A. V. et al.* CdSe QD lasers and InGaN/GaN MQW LED array perspective for optical fiber sensor applications // IX Konferencja Naukowa COE: Mat. konf. Krakow-Zakopane: 2006. С.101-104.

36. *Mingaleev S., Kivshar Y.* Nonlinear Photonic Crystals // Opt. and photon. News, 2002, Vol. 13; P. 48-51.

37. *Ціхановіч В. У.* Спектральныя характарыстыкі аднамерных фатонных крышталяў // Сб. тез. докл. X Респ. науч. конф. студ. и асп. вузов Республики Беларусь “НИРС–2005”. В трех частях. Ч. 2. 2005. С. 228.

38. *Белявский В. С., Манак И. С., Тихонович В. В.* Моделирование фазового дальномера на лазерном диоде с учетом его пространственно-временной структуры излучения // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей Вып. 9. Мн.: ООО «Ковчег», 2005. С. 268–274.

39. *Кособукин В. А.* Фотонные кристаллы. // Окно в Микро Мир №4. 2002. С. 4–9.

40. *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах // Пер. с англ. – М.: Мир, 1987. 616 с.

41. *Ціхановіч В. У.* Фатонныя крышталі // Полупроводниковые лазеры. Мн.: БГУ. 2003. Вып. 2. С. 161-194.

42. *Brzozowski L., Sargent E. H.* Optical signal processing using nonlinear distributed feedback structures // IEEE J. of quant.electronics, vol. 36. 2000. P. 550-555.

43. *Smith P. W.* Bistable optical devices promise subpicosecond switching // IEEE Spectrum. 1981. P. 26–33.

44. *Rattier M., Benisty H., Smith C. J. M.* Performance of Waveguide-Based Two-Dimensional Photonic-Crystal Mirrors Studied with Fabry–Perot Resonators // IEEE J. Quant. Electr., 2001. Vol. 37, No. 2. P. 237 – 243.

45. *Bogaerts W., Bienstman P., Taillaert D.* Out-of-Plane Scattering in Photonic Crystal Slabs // IEEE Photon. Techn. Lett., 2001. Vol. 13, No. 6. P. .565-567.

46. *Schneide G. J., Watson G. H.* Nonlinear optical spectroscopy in one-dimensional photonic crystals // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83, № 26, P 5350–5352.

47. *Ціхановіч В. У.* Разлік спектра прапускання фатонных крышталяў // Сб. работ 61-й научн. конф. студ. и асп. Белгосуниверситета: 2004. В 3 ч. ч.1. Мн.: БГУ. С. 144-148.

48. *Ціхановіч В.* У. Разлік спектраў прапускання і адбіцця аднамернага фатоннага крышталю // Квантавая электроніка. Материалы V междунар. науч.-техн. конф. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь, 2004. С. 114-116.

49. *He J., Cada M.* Combined distributed feedback and Fabry-Perot structures with a phase-matching layer for optical bistable devices // Appl. Phys. Lett. 61. 1992. p. 2150.

50. *Van Vught F.A.* Optical waves in inhomogeneous kerr media beyond paraxial approximation // Twente University Press, 2003. P. 15-42.

51. *Kwan Kwan P., Ya Yan Lu.* Computing optical bistability in one-dimensional nonlinear structures // Optics Communications. 2004. Vol. 238, P. 169-175.

52. *Winful H. G., Marburger J. H., Garmire E.* Theory of bistability in non-linear distributed feedback structures // Appl Phys Lett, 35, 1979. P. 379-381.

53. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Электромагнитная теория полу–проводниковых лазеров // Мн.: БГУ, 1997. С. 59-61.

54. *Nemec H.* Defect modes caused by twinning in one-dimensional photonic crystals // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. Vol. 21, No. 3, P. 548-553.

55. *Ціхановіч В. У.* Разлік спектра прапускання аднамерных фатонных крышталяў // ФКС: Тез. докл. XIII Респ. науч. конф. асп., магистр. и студ. Гродно: ГрГУ, 2005. С. 103-105.

56. *He G. S., Liu S. H.* Physics of Nonlinear Optics. // World Scientific, River Edge, N.J., 1999. P. 552.

57. *Ціхановіч В. У. , Манак І. С. , Ушакоў Дз. У.* Нелінейныя эфекты ў аднамерных фатонных крышталях // Современная радиоэлектроника: научные исследования, подготовка кадров. Межд. науч.-практ. конф. 20-21 апреля 2006 г. Сб. мат. в 3-х ч. Ч. 1. Мн.: МГВРК, 2006. С. 153-157.

58. *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. // М.: Мир, 1965. 702 с.

59. *Ціхановіч В. У., Манак І. С., Ушакоў Дз. У.* Дэфектныя моды ў аднамерных фатонных крышталях // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей Вып. 9. Мн.: ООО «Ковчег», 2005. С. 204—216.

60. *Ціхановіч В. У.* Даследаванне дэфектнай моды ў аднамерным фатонным крыштале // ФКС: Тез. докл. XIV Респ. науч. конф. асп., магистр. и студ. / Гродно: ГрГУ, 2006. С. 298-301.

61. *Wang R., Dong J., Xing D.Y.* Dispersive optical bistability in one-dimensional doped photonic band gap structures // Physical Review E. 1997. Vol.55. No.5. P. 6301-6304.

62. *Banaee M. G., Cowan A. R., Young J. F.* Third-order nonlinear influence on the specular reflectivity of two-dimensional waveguide-based photonic crystals // J. Opt. Soc. Am. B 19. 2002. P. 2224-2231.

63. *Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Эффекты уширения энергетического спектра легированных полупроводниковых сверхрешеток // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С. 711–715.

64. *Ціхановіч В. У. , Манак І. С. , Ушакоў Дз. У.* Эфект бістабільнасці ў аднамерных фатонных крышталях // Квантовая электроника: Матер. VI Межд. науч.-техн. конф., Минск, 14-17 ноября 2006 г. Мн.: БГУ, 2006. С. 19-22.

65. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Полупроводниковые лазеры: Конспект лекций. Мн.: БГУ, 1999. 199с.

66. *Ламанов А.А., Попов Ю.В., Неверов Л.А., Жильцов А.И.* Частотная зависимость задержки фазы излучения светодиодов в СВЧ-диапазоне // ОМП, 1975. №6. С.23-24.

67. *Манак И.С., Белявский В.С.* Моделирование датчика расстояний на импульсном лазерном диоде с целью повышения его точностных характеристик // Збірник тез доповідей V науково-технічної конференції приладобудування: стан і перспективи, 25-26 квітня 2006 р., м. Київ.: ПБФ, НТУУ “КПІ”. 2006. С. 82—83.

68. *Белявский В.С., Манак И.С.* Пространственно-временная структура излучения полупроводниковых лазеров // Лазерная и оптикоэлектронная техника: сб. научн. статей. Вып. 10 / Мн.; 2006. С. 24-34
69. *Zehe A.* Absorptionsbedingte Phasenselektion der Strahhing modulieter *GaAs* // Lumineszenz dioden vom Fabry-Perot, 7 FOLGE, 29 bank, 1 heft., k.1-9.
70. *Grain A. Armiento, Clifton G. Fonstand.* An analysis of the effects of interface recommendation on the transient response of double heterojunction devices // Quantum electronics. Vol. 13 №9. P. 783-791.
71. *А.Цее.* Эффект фазовой неоднородности в ближнем поле излучения люминесцентных диодов // ФТП. 1979. Т.13, вып.1. С.3-7.
72. *Попов Ю.В., Трапезников М.В., Ярошенко Т.Ю.* О спектральной зависимости временных характеристик излучения *GaAlAs*-диодов // Письма в ЖТФ, 1982. Т.8., вып.4. С. 197-200.
73. *Карих Е.Д., Шилов А.Ф.* Явление переизлучения в прямозонных, полупроводниках.- ЖПС. 1984. Т.41. №.3. С.357-373.
74. *Воронин В.Ф., Грибковский В.П., Самойлюкович В.А.* Корреляция между внутренними дифференциальными квантовыми выходами генерации и картиной ближнего поля инжекционных лазеров. // ЖПС. Т. XIL. Вып.2. 1971. С. 531-533.
75. *Манак И.С., Шилов А.Ф.* Частотная зависимость фазовой неоднородности *GaAs* источников ИК-излучения. // Арсенид галлия. Вып 5, Томск, 1974. С.154-157.
76. *Белявский В.С., Манак И.С.* Пространственно-временная структура излучения полупроводниковых лазеров. // Квантовая электроника. Сб. мат. VI междунар. науч.-практ. конф.. Мн.: Академия упр. при Президенте Республики Беларусь. 2006. С. 96–99
77. *Misek J., Kucera L., Snobar F., Kortan J.* Origin of chromatic delay in electro luminescent diodes // Solid State Electronics. 1977. Vol.20. P. 333-334.
78. Лазерная дальнометрия / Под ред. В.П. Васильева. М.: Радио и связь, 1995. 257 с.
79. *Bialiauski U. S., Manak I. S.* Influence Laser Diode Radiation Phase Non-Uniformity Account for Improvement Phototachymeter Accuuracy Characteristics // Electronics and Electricsl Engineering. Kaunas 2006 – №3(67). С. 5-8.

80. *Манак И.С., Фираго В.А.* Системы квантовой полупроводниковой электроники. Мн.: БГУ, 2007. 199 с.

81. *Белявский В.С.* Влияние фазовой неоднородности излучения лазерного диода на точность измерения фазового дальномера. // Оптика-2005. Труды IV междунар. конф. молодых ученых и специалистов. СПб, 2005. С. 101-102.

82. *Белявский В.С., Манак И.С* Фазовый светодальномер на лазерном диоде: учет вариаций фазы модуляции. // Сб. тез. докл. X Респ. научн. конф. студ. и асп. Республики Беларусь «НИРС-2005». В 3-х ч. Ч. 2. Мн, 2005.

83. *Белявский В.С., Манак И.С.* Моделирование импульсного лазерного дальномера // Современная радиоэлектроника: научные исследования, подготовка кадров: сб. мат. (по итогам работы МНПК, Минск, 20-21 апреля 2006г.): в 3-х ч. Ч 1. Мн.: МГВРК, 2006. С. 23–27.

84. *Белявский В.С., Манак И.С.* Моделирование фазового дальномера на лазерном диоде с учетом его пространственно-временной структуры излучения. // Електромагнітний, ультразвуковий та оптичний неруйнівний контроль матеріалів. Збірник наукових праць. Львів - 2006 р. С. 191–194

85. *Manak I., Belavsky V. Wojcik W.* The precision gauge of distances on the laser diode // IX Konferencja naukova “Czujniki optoelectroniczne I electroniczne” COE 2006. Materiały konferencyjne. Kraków – Zacopane 2006. P. 155–159.

86. *Манак И.С., Белявский В.С.* Высокоточный дальномер на полупроводниковом источнике с модуляцией излучения на двух далеко разнесенных частотах. // Збірник тез доповідей V науково-технічної конференції приладобудування: стан і перспективи, 25-26 квітня 2006 р., м. Київ, ПБФ, НТУУ “КПІ”. 2006. С. 83—84.

87. *Манак И. С., Белявский В. С., Вуйцик В.* Влияние пространственно-временной структуры излучения лазерных диодов на точностные характеристики импульсных и фазовых светодальномеров // Квантовая электроника. Сб. мат. VI междунар. науч.-практ. конф. Мн., Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь, 2006. С. 100

88. *Белявский В.С., Манак И.С.* Некоторые особенности построения светодальномеров на лазерных диодах // Вісник НТУУ “КПІ”. Серія Пріладобудовання. 2006. Вип. 32. С. 26-33

89. *Приезжев А.В., Тучин В. В., Шубочкин Л. П.* Лазерная диагностика в биологии и медицине. – М.: Наука. 1989. – 240 с.

90. *Тучин В. В.* Исследование биотканей методами светорассеяния // УФН. 1997. Т. 167, №5. С. 517 – 539.

91. *Тучин В. В.* Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1998. 384 с.

92. *Головина Н. В., Манак И. С., Фираго В.А.* Сравнительные возможности лазерной томографии // Лазерная и оптико-электронная техники. 2005, вып. 9. С. 245 – 259.

93. *Kartazayeva S. A., Xiaohui Ni, and Alfano R. R.* Backscaterring target detection in a turbid medium by use of circularly and linearly polarized light // Optics letters. 2005. V. 30, №10, p. 1168 – 1170.

94. *Кирилин М. Ю., Приезжев А. В.* Моделирование распространения лазерного пучка в плоском слое суспензии эритроцитов методом Монте-Карло: сравнение вкладов рассеяния с различными кратностями в угловое распределение света // Квантовая электроника. 2002. Т.32, №10, С.883-887.

95. *Науменко Е. К.* Влияние агрегации эритроцитов на рассеивающие свойства крови // ЖПС. 2003. Т.70, №3, С.375-380.

96. *Буй Л. М., Хайруллина А. Я., Олейник Т. В.* Учет граничных условий при определении оптических характеристик агрегированной крови // Опт. и спектр..1999. Т. 87, С.1004-1009

97. *Науменко Е. К., Царюк О. В.* Применение поляризованного лазерного излучения для зондирования крови // Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. научн. ст. вып.7. Минск, 2002, С.162-166

98. Физиология человека. В 3-х томах. Т.2. Пер. с англ. / Под ред. Р. Шмидта и Г. Тевса. М.: Мир, 1996. 313 с.

99. *Окороков А. Н.* Диагностика болезней внутренних органов. Т. 4. Диагностики болезней системы крови. М.: Медицинская литература. 2001. 504 с.

100. *Воейков В.Л.* Физико-химические аспекты реакции оседания эритроцитов // УФН. 1998. Т.29, №4, С.55-73.

101. *Шафранова Е. И., Снегирева Н. С.* Кровь как структурированная среда. Реология крови и деформируемость эритроцитарных мембран // Механика композиционных материалов и конструкций. 1999. Т.4, №4, С.42-50.

102. *Абрамов М.Г.* Гематологический атлас. М.: Медицина, 1985. 344 с.

103. *Кассирский Г. А., Алексеев Г. А.* Болезни крови и кроветворной системы. М.: Медицина, 1948. 280 с.

104. *Длугунович В. А., Снопко В. Н., Царюк О. В.* Лазерный гониометрический стокс-поляриметр // ЖПС. 1999. Т. 66, № 6. С. 869-874.

105. *Кучура Д. В.* Оптимизация условий лазерного зондирования крови // XI Республ. научн. конф. студ. и асп. РБ “НИРС - 2004”. 26-27 мая 2004г. Гродно. Тез. докладов. В 8 ч. Ч. 6, С. 56

106. *Кучура Д. В., Науменко Е. К., Царюк О. В.* Повышение точности измерений поляризационных характеристик излучения, рассеянного слоем крови // Лазерно-оптические технологии в биологии и медицине. Мат. междунар. конф. Минск, 14-15 октября 2004 г. В 2-х томах. Т. II. С.269-273

107. *Кучура Д. В., Науменко Е. К., Царюк О. В.* Повышение точности измерений поляризационных характеристик излучения, рассеянного слоем крови // Лазерно-оптические технологии в биологии и медицине. Программа и тезисы докладов межд. конф. Минск, 14-15 октября 2004 г. С. 87

108. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Повышение чувствительности зондирования слоя крови поляризованным лазерным излучением // Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. науч. статей. Вып. 9 Мн, 2005г. С.121-124

109. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Повышение чувствительности зондирования слоя крови поляризованным лазерным излучением // Медэлектроника-2004. Средства медицинской электроники и новые медицинские технологии. Мат. III Междунар. науч.-техн. конф. Минск, 9-10 декабря 2004г. Мн.: БГУИР, 2004. С. 38-41.

110. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Уменьшение влияния кюветы при зондировании крови лазерным излучением // Квантовая электроника. Мат. IV Междунар. науч.-техн. конф. Минск, 22-25 ноября 2004г. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь, 2004. С. 211.

111. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Уменьшение влияния кюветы при зондировании крови лазерным излучением // ЖПС. 2006г. Т.73, №2. С. 270-272.

112. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Распространение линейно поляризованного лазерного излучения через ткань аорты // Лазерная

физика и оптические технологии. Мат. VI Междунар. конф. Гродно, 25-29 сентября 2006г. В 2-х ч. Ч. 2. Гродно: ГрГУ, 2006. С. 327-330.

113. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Зондирование ткани аорты линейно поляризованным лазерным излучением // Квантовая электроника. Мат. VI Междунар. науч.-техн. конф. Минск, 14-17 ноября 2006г. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь, 2006. С. 166.
114. *Гаевый М. Д.* Фармакология. М.: Медицина, 1983. 318 с.
115. *Сабитов В. Х.* Медицинские инструменты. М.: Медицина, 1985. 174 с.
116. *Гигаурн В.С.* Безыгольные инъекции: Безыгольный струйный способ введения веществ в организм и аппаратура для его осуществления. М.: Медицина. 1975. 43с.
117. *Улащик В. С.* Новые методы и методики физической терапии. Мн.: Беларусь, 1986. 176 с.
118. *Жаров В. П., Латышев А. С.* Лазерные методы транскутанного введения растворов лекарств // Лазерная медицина. 1998. Т.2, вып.1. С.7-17.
119. *Жаров В.П., Латышев А.С.* Лазерно-ультразвуковые технологии в медицине // Лазерная медицина. 1999. Т.3, вып.1. С.4-11.
120. *Корниловский И.М.* Современные аспекты применения лазерного излучения различного спектрального диапазона при заболеваниях роговицы // Лазерная биология и лазерная медицина. Практика. Тарту. 1992. С. 43–59
121. *Ю. А. Владимиров, Г. И. Клебанов, Г. Г. Борисенко, А. Н. Осипов.* Молекулярно-клеточные механизмы действия низкоинтенсивного лазерного излучения // Биофизика. 2004. Т.49, вып. 2. С. 339–350.
122. *Кару Т.Й.* Клеточные механизмы низкоинтенсивной лазерной терапии // Успехи современной биологии. 2001. Т. 121, №1. С.110–120
123. *Воронина О. Ю., Каплан М. А.* Нерезонансный механизм биостимулирующего действия низкоинтенсивного лазерного излучения. Обнинск, 1990. 26 с.
124. *Корепанов В.И., Федоров С.М., Шульга В.А.* Применение низкоинтенсивного лазерного излучения в дерматологии. Рос. мед. акад. последиплом. образования, Центр. кож.-вен. ин-т. М. 1996. 54 с.

125. Физиология человека / Под ред. Покровского В. М., Коротько Г. Ф. М.:Медицина. 2003. 656 с.

126. *Ремизов А. Н.* Медицинская и биологическая физика: учеб. для студентов мед. спец. вузов. М.: Высш. шк., 1999. 616 с.

127. *Н. Н. Каркищенко, В. В. Хоронько, С. А. Сергеева, В. Н. Каркищенко*. Фармакокинетика. Ростов н/Д.: Феникс, 2001. 384 с.

128. *Хазанчук М. В., Иванова Л. И. Ким В.* Пути и механизмы трансдермального транспорта биологически активных веществ: последние данные и новые перспективы // Экспериментальная и клиническая дерматокосметология. 2005. №2. С. 58-61.

129. *Машковский М. Д.* Лекарственные средства. Т.1. М.: «Новая волна», 2000. 540 с.

130. *Сетейкин А. Ю., Гершевич М. М., Ершов И. А.* Моделирование процессов взаимодействия низкоинтенсивных лазерных пучков с многослойными рассеивающими биоматериалами // ЖТФ. 2002. Т. 72, вып. 1, с. 100-104.

131. *Николаева А. А., Манак И. С., Лисенкова А. М.* Гипертермия онкологических новообразований // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. ст. Вып. 7. Мн.: БГУ, 2002. С. 173–219.

132. *Железнякова Т. А., Лисенкова А. М.* Моделирование воздействия низкоинтенсивного лазерного излучения на проницаемость мембранных структур биотканей для лекарственных средств // Мат. VI Междунар. конф. «Лазерная физика и оптические технологии»: в 2-х ч. Гродно, 2006. Ч.2, с. 274-276.

133. *В. В. Сенчук, В. М. Лаврова, А. М. Лисенкова, Т. А.. Железнякова.* Повышение биодоступности лекарственных препаратов под действием лазерного излучения // «Медэлектроника-2004. Средства медицинской электроники и новые медицинские технологии». Мн.: БГУИР, 2004. С. 98-101.

134. *Кугейко М. М., Лисенкова А. М., Сенчук В. В., Щербатюк В. А., Железнякова Т. А.* Лазерофорез – новая технология эффективного введения лекарственных средств в организм // Мат. VI Междунар. конф. «Лазерная физика и оптические технологии»: в 2 ч. Гродно, 2006. Ч.2, с. 291.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретически подтверждена немонотонная зависимость интенсивности ТГц излучения, генерируемого в InAs при воздействии фемтосекундными лазерными импульсами, от магнитного поля. Показано, что при примерно одинаковых концентрациях темновых и фотовозбужденных электронов плазменные колебания в слабых магнитных полях осуществляются на частоте верхнего гибридного резонанса темновых электронов.

Разработан улучшенный метод вариации длины возбуждающей полоски с отступом, который повышает точность измерений спектров усиления полупроводниковых гетероструктур и учитывает геометрию измерений и модовый состав излучения: На основе предложенных методик определены генерационные характеристики гетероструктур с квантовыми ямами и квантовыми точками и по результатам эксперимента сделан вывод о возможности создания на основе структур с CdSe точками в ZnSe матрице низкопороговых лазеров в зеленой области спектра.

При рассмотрении линейной структуры с фотонными запрещенными зонами установлено, что введение дефектного слоя приводит к появлению дефектных мод, форма которых зависит от толщины, положения и показателя преломления дефектного слоя, а также от количества периодов структуры. Предложено использовать явление оптической бистабильности в ФК для создания оптических переключателей.

Проанализирована трансформация ПВС излучения лазерных диодов в дальней зоне в зависимости от оптических параметров элементов светодальномера и его конструктивных особенностей. предложен фазовый светодальномер с двумя далеко разнесенными частотами модуляции излучения и алгоритм учета фазовой неоднородности излучения ЛД с целью улучшения точностных характеристик измерителя расстояний.

Определены условия оптимального зондирования крови в кювете и аорте линейно поляризованным лазерным излучением для медицинских диагностических систем.

Исследована эффективность лазерного метода регуляции транспорта лекарственных препаратов через гидрофильные мембраны в зависимости от длины волны и интенсивности облучения и установлены оптимальные условия лазерофореза.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *Манак И.С.* СНИЛ полупроводниковых лазеров: становление и достижения // Лазерная и оптико-электронная техника: сб. научн. статей. Вып. 6. Мн.: БГУ, 2006. С. 3-43.
2. *Zhang X.-C., Hu B.B., Darrow J.T., Auston D.H.* Generation of femtosecond electromagnetic pulses from semiconductor surfaces // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 56, №11. P.1011-1013.
3. *Zhang X.-C., Jin Y., Hewitt T.D. et. al.* Magnetic switching of THz beams. // Appl. Phys. Lett. 1993. Vol. 62, №17. P.2003-2005.
4. *Ohtake H., Murakami H., Yano T. et. al.* Anomalous power and spectrum dependence of terahertz radiation from femtosecond-laser-irradiated indium arsenide in high magnetic fields up to 14 T // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, №8. P. 1164-1166.
5. *Takahashi H., Suzuki Y., Sakai M. et. al.* Significant enhancement of terahertz radiation from InSb by use of a compact fiber laser and an external magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 82, №13. P. 2005-2007.
6. *Takahashi H., Quema A., Yoshioka R. et. al.* Excitation fluence dependence of terahertz radiation mechanism from femtosecond-laser-irradiated InAs under magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83, №6. P. 1068-1070.
7. *Hu B.B., Zhang X.-C., Auston D.H.* Terahertz Radiation Induced by Subband-Gap Femtosecond Optical Excitation of GaAs // Phys. Rev. Lett. 1991. Vol. 67, №19. P.2709-2712.
8. *Zhang X.-C., Auston D.H.* Optoelectronic measurement of semiconductor surfaces and interfaces // Journal of Appl. Phys. 1992. Vol. 71, №1. P. 326-338.
9. *Kuznetsov A.V., Stanton C. J.* Ultrafast optical generation of carriers in a dc electric field: Transient localization and photocurrent // Phys. Rev. B 2002. Vol. 48, №15. P. 10828-10845.
10. *Zhang X.-C., Jin Y., Ware K. et. al.* Difference-frequency generation and sum-frequency generation near the band gap of zincblende crystals. // Appl. Phys. Lett. 1994. Vol. 64, №5. P.622-624.
11. *Sarukura N., Ohtake H., Izumida Sh., Zhenlin L.* High average-power THz radiation from femtosecond laser-irradiated InAs in a magnetic field and its elliptical polarization characteristics // J. of Appl. Phys. 1998. Vol. 84, №1. P. 654-656.

12. *Izumida Sh., Ono Sh., Liu Zh. et. al.* Spectrum control of THz radiation from InAs in a magnetic field by duration and frequency chirp of the excitation pulses // Appl. Phys. Lett. 1999. Vol. 75, №4. P. 451-453.
13. *McLaughlin R., Corchia A., Johnston M.B.* Enhanced coherent terahertz emission from indium arsenide in the presence of a magnetic field // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76, №15. P. 2038-2040.
14. *Weiss C., Wallenstein R., Beigang R.* Magnetic-field-enhanced generation of terahertz radiation in semiconductor surfaces // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 77, №25. P.4160-4162.
15. *Shan J., Weiss C., Wallenstein R. et. al.* Origin of magnetic field enhancement in the generation of terahertz radiation from semiconductor surfaces // Optics Lett. Vol. 26, №11. P.849-851.
16. *Johnston M.B., Whittaker D.M., Corchia A. et. al.* Simulation of terahertz generation at semiconductor surfaces // Phys. Rev. B. 2002. Vol. 65. P. 165301-1-165301-8.
17. *Малевич В.Л.* Генерация дальнего инфракрасного излучения при фемтосекундном возбуждении поверхности полупроводника в магнитном поле // ПЖТФ. 2003. Т. 29, Вып. 6. С. 48-55.
18. *Малевич В.Л.* Монте-Карло моделирование эффекта Дембера в n-InAs при фемтосекундном лазерном возбуждении // ФТП. 2006. Т. 40, Вып. 2. С. 160-165.
19. *Белиничер В.И., Рывкин С.М.* Реактивная фотоэлектродвижущая сила в полупроводниках // ЖЭТФ. 1981. Т. 81, Вып. 1. С. 353-360.
20. *Зезюля П.А., Манак И.С.* Возбуждение однородного полупроводника фемтосекундными лазерными импульсами в магнитном поле // Сб. тез. докл. X Респ. научн. конф. студ. и асп. Республики Беларусь «НИРС-2005». В 3 ч. Ч 2. Мн.: БГУ, 2005. С. 231.
21. *Зезюля П.А., Манак И.С.* Эффект Дембера в n-InAs при фемтосекундном лазерном возбуждении // Современная радиоэлектроника: научные исследования, подготовка кадров: сб. мат. по итогам работы МНПК, Минск, 20-21 апреля 2006 г. В 3 ч. Ч. 1. Мн.: МГВРК. 2006. С. 129–134.
22. *Зезюля П.А., Малевич В.Л., Манак И.С.* Генерация терагерцовых импульсов в InAs фемтосекундным лазерным излучением в присутствии магнитного поля // Квантовая электроника. Сб. мат.в VI междунар. научн.-техн. Конф.. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь. 2006. С. 90—94

23. *Зезюля П.А., Малевич В.Л., Манак И.С.* Генерация терагерцового излучения в InAs при субпикосекундном лазерном возбуждении // Лазерная и оптико-электронная техника: сб. научн. статей. Вып. 10. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь. 2006. С. 12-23.
24. *Дыкман И.М., Томчук П.М.* Явления переноса и флуктуации в полупроводниках // К.: Навукова думка, 1981. С. 80
25. *Зезюля П.А., Малевич В.Л., Манак И.С.* Генерация терагерцового излучения при облучении полупроводников фемтосекундными лазерными импульсами (обзор) // Лазерная и оптико-электронная техника: сб. научн. статей. Вып. 10. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь. 2006. С. 3-11.
26. *Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Щукин В.А. и др*. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. Обзор // ФТП. 1998. Т.32, №1. С.385-410.
27. *Shaklee K.L., Nahory R.E., Leheny R.F*. Optical gain in semiconductors // J. of Luminescence. 1973. Vol. 7. P. 284-309.
28. *Данильчик А. В., Зубелевич В. З. , Андриевский А. В.* Определение коэффициента усиления в лазерной гетероструктуре InGaN/GaN со множественными квантовыми ямами, выращенной на кремниевой подложке // Школа-семинар мол. уч. и спец. "Современные проблемы физики - 2004": Мат. конф.– Минск: 2004. С.84-88.
29. *Андриевский А., Войнилович А., Данильчик А.* Измерение коэффициента усиления лазерной гетероструктуры GaN/InGaN методом варьирования длины возбуждающей полоски с учетом геометрии структуры // ФКС: тез. докл. XIII Респ. научн. конф. асп., маг. и студ.– Гродно: ГрГУ, 2005. С.118-121.
30. *Адамс М.* Введение в теорию оптических волноводов. М.: Мир, 1984. 512 с.
31. *Bergman M. J. and Casey Jr. H. C.* Optical field calculation for lossy multiple-layer $Al_xGa_{1-x}N/In_xGa_{1-x}N$ laser diodes // J. Appl. Phys. 1998. Vol. 84, No.3. P.1196-1203.
32. *Андриевский А. В., Тарасюк Н. П.,* Учет модового состава излучения при измерении коэффициента усиления полупроводниковых гетероструктур методом вариации длины возбуждающей полоски// Школа-семин. мол. уч. и спец. "Совр. пробл. физики - 2006": Мат. конф. Минск: ИФ НАНБ, 2006. С.28-32.

33. *Андриевский А. В., Манак И. С., Луценко Е. В.,* Исследование гетероструктур с квантовыми точками CdSe в матрице ZnSe, выращенных методами МЛЭ и УМЭ // НИРС-2005 Сборн. тез. докл. X Респ. конф. студ. и асп. высш. уч. зав. РБ, ч.2. Мн. 2006. С.217.

34. *Луценко Е. В., Данильчик А. В., Войнилович А. Г., Андриевский А. В. и др.,* Оптическое усиление в гетероструктурах с квантовыми ямами и дисками InGaN/GaN, CdSe/ZnMgSSe // Квантовая электроника Мат. V междунар. науч.-техн. конф. Мн.: Акад. упр. при Президенте РБ, 2004. С.73-76.

35. *Lutsenko E. V., Voinilovich A.G., Danilchyk A.V., Andryieuski A. V. et al.* CdSe QD lasers and InGaN/GaN MQW LED array perspective for optical fiber sensor applications // IX Konferencja Naukowa COE: Mat. konf. Krakow-Zakopane: 2006. С.101-104.

36. *Mingaleev S., Kivshar Y.* Nonlinear Photonic Crystals // Opt. and photon. News, 2002, Vol. 13; P. 48-51.

37. *Ціхановіч В. У.* Спектральныя характарыстыкі аднамерных фатонных крышталяў // Сб. тез. докл. X Респ. науч. конф. студ. и асп. вузов Республики Беларусь “НИРС–2005”. В трех частях. Ч. 2. 2005. С. 228.

38. *Белявский В. С., Манак И. С., Тихонович В. В.* Моделирование фазового дальномера на лазерном диоде с учетом его пространственно-временной структуры излучения // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей Вып. 9. Мн.: ООО «Ковчег», 2005. С. 268–274.

39. *Кособукин В. А.* Фотонные кристаллы. // Окно в Микро Мир №4. 2002. С. 4–9.

40. *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах // Пер. с англ. – М.: Мир, 1987. 616 с.

41. *Ціхановіч В. У.* Фатонныя крышталі // Полупроводниковые лазеры. Мн.: БГУ. 2003. Вып. 2. С. 161-194.

42. *Brzozowski L., Sargent E. H.* Optical signal processing using nonlinear distributed feedback structures // IEEE J. of quant.electronics, vol. 36. 2000. P. 550-555.

43. *Smith P. W.* Bistable optical devices promise subpicosecond switching // IEEE Spectrum. 1981. P. 26–33.

44. *Rattier M., Benisty H., Smith C. J. M.* Performance of Waveguide-Based Two-Dimensional Photonic-Crystal Mirrors Studied with Fabry–Perot Resonators // IEEE J. Quant. Electr., 2001. Vol. 37, No. 2. P. 237 – 243.

45. *Bogaerts W., Bienstman P., Taillaert D.* Out-of-Plane Scattering in Photonic Crystal Slabs // IEEE Photon. Techn. Lett., 2001. Vol. 13, No. 6. P. .565-567.

46. *Schneide G. J., Watson G. H.* Nonlinear optical spectroscopy in one-dimensional photonic crystals // Appl. Phys. Lett. 2003. Vol. 83, № 26, P 5350–5352.

47. *Ціхановіч В. У.* Разлік спектра прапускання фатонных крышталяў // Сб. работ 61-й научн. конф. студ. и асп. Белгосуниверситета: 2004. В 3 ч. ч.1. Мн.: БГУ. С. 144-148.

48. *Ціхановіч В.* У. Разлік спектраў прапускання і адбіцця аднамернага фатоннага крышталю // Квантавая электроніка. Материалы V междунар. науч.-техн. конф. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь, 2004. С. 114-116.

49. *He J., Cada M.* Combined distributed feedback and Fabry-Perot structures with a phase-matching layer for optical bistable devices // Appl. Phys. Lett. 61. 1992. p. 2150.

50. *Van Vught F.A.* Optical waves in inhomogeneous kerr media beyond paraxial approximation // Twente University Press, 2003. P. 15-42.

51. *Kwan Kwan P., Ya Yan Lu.* Computing optical bistability in one-dimensional nonlinear structures // Optics Communications. 2004. Vol. 238, P. 169-175.

52. *Winful H. G., Marburger J. H., Garmire E.* Theory of bistability in non-linear distributed feedback structures // Appl Phys Lett, 35, 1979. P. 379-381.

53. *Афоненко А. А., Манак И. С.* Электромагнитная теория полу–проводниковых лазеров // Мн.: БГУ, 1997. С. 59-61.

54. *Nemec H.* Defect modes caused by twinning in one-dimensional photonic crystals // J. Opt. Soc. Am. B. 2004. Vol. 21, No. 3, P. 548-553.

55. *Ціхановіч В. У.* Разлік спектра прапускання аднамерных фатонных крышталяў // ФКС: Тез. докл. XIII Респ. науч. конф. асп., магистр. и студ. Гродно: ГрГУ, 2005. С. 103-105.

56. *He G. S., Liu S. H.* Physics of Nonlinear Optics. // World Scientific, River Edge, N.J., 1999. P. 552.

57. *Ціхановіч В. У. , Манак І. С. , Ушакоў Дз. У.* Нелінейныя эфекты ў аднамерных фатонных крышталях // Современная радиоэлектроника: научные исследования, подготовка кадров. Межд. науч.-практ. конф. 20-21 апреля 2006 г. Сб. мат. в 3-х ч. Ч. 1. Мн.: МГВРК, 2006. С. 153-157.

58. *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. // М.: Мир, 1965. 702 с.

59. *Ціхановіч В. У., Манак І. С., Ушакоў Дз. У.* Дэфектныя моды ў аднамерных фатонных крышталях // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей Вып. 9. Мн.: ООО «Ковчег», 2005. С. 204—216.

60. *Ціхановіч В. У.* Даследаванне дэфектнай моды ў аднамерным фатонным крыштале // ФКС: Тез. докл. XIV Респ. науч. конф. асп., магистр. и студ. / Гродно: ГрГУ, 2006. С. 298-301.

61. *Wang R., Dong J., Xing D.Y.* Dispersive optical bistability in one-dimensional doped photonic band gap structures // Physical Review E. 1997. Vol.55. No.5. P. 6301-6304.

62. *Banaee M. G., Cowan A. R., Young J. F.* Third-order nonlinear influence on the specular reflectivity of two-dimensional waveguide-based photonic crystals // J. Opt. Soc. Am. B 19. 2002. P. 2224-2231.

63. *Ушаков Д. В., Кононенко В. К., Манак И. С.* Эффекты уширения энергетического спектра легированных полупроводниковых сверхрешеток // ЖПС. 1999. Т. 66, № 5. С. 711–715.

64. *Ціхановіч В. У. , Манак І. С. , Ушакоў Дз. У.* Эфект бістабільнасці ў аднамерных фатонных крышталях // Квантовая электроника: Матер. VI Межд. науч.-техн. конф., Минск, 14-17 ноября 2006 г. Мн.: БГУ, 2006. С. 19-22.

65. *Карих Е. Д., Манак И. С.* Полупроводниковые лазеры: Конспект лекций. Мн.: БГУ, 1999. 199с.

66. *Ламанов А.А., Попов Ю.В., Неверов Л.А., Жильцов А.И.* Частотная зависимость задержки фазы излучения светодиодов в СВЧ-диапазоне // ОМП, 1975. №6. С.23-24.

67. *Манак И.С., Белявский В.С.* Моделирование датчика расстояний на импульсном лазерном диоде с целью повышения его точностных характеристик // Збірник тез доповідей V науково-технічної конференції приладобудування: стан і перспективи, 25-26 квітня 2006 р., м. Київ.: ПБФ, НТУУ “КПІ”. 2006. С. 82—83.

68. *Белявский В.С., Манак И.С.* Пространственно-временная структура излучения полупроводниковых лазеров // Лазерная и оптикоэлектронная техника: сб. научн. статей. Вып. 10 / Мн.; 2006. С. 24-34
69. *Zehe A.* Absorptionsbedingte Phasenselektion der Strahhing modulieter *GaAs* // Lumineszenz dioden vom Fabry-Perot, 7 FOLGE, 29 bank, 1 heft., k.1-9.
70. *Grain A. Armiento, Clifton G. Fonstand.* An analysis of the effects of interface recommendation on the transient response of double heterojunction devices // Quantum electronics. Vol. 13 №9. P. 783-791.
71. *А.Цее.* Эффект фазовой неоднородности в ближнем поле излучения люминесцентных диодов // ФТП. 1979. Т.13, вып.1. С.3-7.
72. *Попов Ю.В., Трапезников М.В., Ярошенко Т.Ю.* О спектральной зависимости временных характеристик излучения *GaAlAs*-диодов // Письма в ЖТФ, 1982. Т.8., вып.4. С. 197-200.
73. *Карих Е.Д., Шилов А.Ф.* Явление переизлучения в прямозонных, полупроводниках.- ЖПС. 1984. Т.41. №.3. С.357-373.
74. *Воронин В.Ф., Грибковский В.П., Самойлюкович В.А.* Корреляция между внутренними дифференциальными квантовыми выходами генерации и картиной ближнего поля инжекционных лазеров. // ЖПС. Т. XIL. Вып.2. 1971. С. 531-533.
75. *Манак И.С., Шилов А.Ф.* Частотная зависимость фазовой неоднородности *GaAs* источников ИК-излучения. // Арсенид галлия. Вып 5, Томск, 1974. С.154-157.
76. *Белявский В.С., Манак И.С.* Пространственно-временная структура излучения полупроводниковых лазеров. // Квантовая электроника. Сб. мат. VI междунар. науч.-практ. конф.. Мн.: Академия упр. при Президенте Республики Беларусь. 2006. С. 96–99
77. *Misek J., Kucera L., Snobar F., Kortan J.* Origin of chromatic delay in electro luminescent diodes // Solid State Electronics. 1977. Vol.20. P. 333-334.
78. Лазерная дальнометрия / Под ред. В.П. Васильева. М.: Радио и связь, 1995. 257 с.
79. *Bialiauski U. S., Manak I. S.* Influence Laser Diode Radiation Phase Non-Uniformity Account for Improvement Phototachymeter Accuuracy Characteristics // Electronics and Electricsl Engineering. Kaunas 2006 – №3(67). С. 5-8.

80. *Манак И.С., Фираго В.А.* Системы квантовой полупроводниковой электроники. Мн.: БГУ, 2007. 199 с.

81. *Белявский В.С.* Влияние фазовой неоднородности излучения лазерного диода на точность измерения фазового дальномера. // Оптика-2005. Труды IV междунар. конф. молодых ученых и специалистов. СПб, 2005. С. 101-102.

82. *Белявский В.С., Манак И.С* Фазовый светодальномер на лазерном диоде: учет вариаций фазы модуляции. // Сб. тез. докл. X Респ. научн. конф. студ. и асп. Республики Беларусь «НИРС-2005». В 3-х ч. Ч. 2. Мн, 2005.

83. *Белявский В.С., Манак И.С.* Моделирование импульсного лазерного дальномера // Современная радиоэлектроника: научные исследования, подготовка кадров: сб. мат. (по итогам работы МНПК, Минск, 20-21 апреля 2006г.): в 3-х ч. Ч 1. Мн.: МГВРК, 2006. С. 23–27.

84. *Белявский В.С., Манак И.С.* Моделирование фазового дальномера на лазерном диоде с учетом его пространственно-временной структуры излучения. // Електромагнітний, ультразвуковий та оптичний неруйнівний контроль матеріалів. Збірник наукових праць. Львів - 2006 р. С. 191–194

85. *Manak I., Belavsky V. Wojcik W.* The precision gauge of distances on the laser diode // IX Konferencja naukova “Czujniki optoelectroniczne I electroniczne” COE 2006. Materiały konferencyjne. Kraków – Zacopane 2006. P. 155–159.

86. *Манак И.С., Белявский В.С.* Высокоточный дальномер на полупроводниковом источнике с модуляцией излучения на двух далеко разнесенных частотах. // Збірник тез доповідей V науково-технічної конференції приладобудування: стан і перспективи, 25-26 квітня 2006 р., м. Київ, ПБФ, НТУУ “КПІ”. 2006. С. 83—84.

87. *Манак И. С., Белявский В. С., Вуйцик В.* Влияние пространственно-временной структуры излучения лазерных диодов на точностные характеристики импульсных и фазовых светодальномеров // Квантовая электроника. Сб. мат. VI междунар. науч.-практ. конф. Мн., Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь, 2006. С. 100

88. *Белявский В.С., Манак И.С.* Некоторые особенности построения светодальномеров на лазерных диодах // Вісник НТУУ “КПІ”. Серія Пріладобудовання. 2006. Вип. 32. С. 26-33

89. *Приезжев А.В., Тучин В. В., Шубочкин Л. П.* Лазерная диагностика в биологии и медицине. – М.: Наука. 1989. – 240 с.

90. *Тучин В. В.* Исследование биотканей методами светорассеяния // УФН. 1997. Т. 167, №5. С. 517 – 539.

91. *Тучин В. В.* Лазеры и волоконная оптика в биомедицинских исследованиях. Саратов: Издательство Саратовского университета, 1998. 384 с.

92. *Головина Н. В., Манак И. С., Фираго В.А.* Сравнительные возможности лазерной томографии // Лазерная и оптико-электронная техники. 2005, вып. 9. С. 245 – 259.

93. *Kartazayeva S. A., Xiaohui Ni, and Alfano R. R.* Backscaterring target detection in a turbid medium by use of circularly and linearly polarized light // Optics letters. 2005. V. 30, №10, p. 1168 – 1170.

94. *Кирилин М. Ю., Приезжев А. В.* Моделирование распространения лазерного пучка в плоском слое суспензии эритроцитов методом Монте-Карло: сравнение вкладов рассеяния с различными кратностями в угловое распределение света // Квантовая электроника. 2002. Т.32, №10, С.883-887.

95. *Науменко Е. К.* Влияние агрегации эритроцитов на рассеивающие свойства крови // ЖПС. 2003. Т.70, №3, С.375-380.

96. *Буй Л. М., Хайруллина А. Я., Олейник Т. В.* Учет граничных условий при определении оптических характеристик агрегированной крови // Опт. и спектр..1999. Т. 87, С.1004-1009

97. *Науменко Е. К., Царюк О. В.* Применение поляризованного лазерного излучения для зондирования крови // Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. научн. ст. вып.7. Минск, 2002, С.162-166

98. Физиология человека. В 3-х томах. Т.2. Пер. с англ. / Под ред. Р. Шмидта и Г. Тевса. М.: Мир, 1996. 313 с.

99. *Окороков А. Н.* Диагностика болезней внутренних органов. Т. 4. Диагностики болезней системы крови. М.: Медицинская литература. 2001. 504 с.

100. *Воейков В.Л.* Физико-химические аспекты реакции оседания эритроцитов // УФН. 1998. Т.29, №4, С.55-73.

101. *Шафранова Е. И., Снегирева Н. С.* Кровь как структурированная среда. Реология крови и деформируемость эритроцитарных мембран // Механика композиционных материалов и конструкций. 1999. Т.4, №4, С.42-50.

102. *Абрамов М.Г.* Гематологический атлас. М.: Медицина, 1985. 344 с.

103. *Кассирский Г. А., Алексеев Г. А.* Болезни крови и кроветворной системы. М.: Медицина, 1948. 280 с.

104. *Длугунович В. А., Снопко В. Н., Царюк О. В.* Лазерный гониометрический стокс-поляриметр // ЖПС. 1999. Т. 66, № 6. С. 869-874.

105. *Кучура Д. В.* Оптимизация условий лазерного зондирования крови // XI Республ. научн. конф. студ. и асп. РБ “НИРС - 2004”. 26-27 мая 2004г. Гродно. Тез. докладов. В 8 ч. Ч. 6, С. 56

106. *Кучура Д. В., Науменко Е. К., Царюк О. В.* Повышение точности измерений поляризационных характеристик излучения, рассеянного слоем крови // Лазерно-оптические технологии в биологии и медицине. Мат. междунар. конф. Минск, 14-15 октября 2004 г. В 2-х томах. Т. II. С.269-273

107. *Кучура Д. В., Науменко Е. К., Царюк О. В.* Повышение точности измерений поляризационных характеристик излучения, рассеянного слоем крови // Лазерно-оптические технологии в биологии и медицине. Программа и тезисы докладов межд. конф. Минск, 14-15 октября 2004 г. С. 87

108. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Повышение чувствительности зондирования слоя крови поляризованным лазерным излучением // Лазерная и оптико-электронная техника. Сб. науч. статей. Вып. 9 Мн, 2005г. С.121-124

109. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Повышение чувствительности зондирования слоя крови поляризованным лазерным излучением // Медэлектроника-2004. Средства медицинской электроники и новые медицинские технологии. Мат. III Междунар. науч.-техн. конф. Минск, 9-10 декабря 2004г. Мн.: БГУИР, 2004. С. 38-41.

110. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Уменьшение влияния кюветы при зондировании крови лазерным излучением // Квантовая электроника. Мат. IV Междунар. науч.-техн. конф. Минск, 22-25 ноября 2004г. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь, 2004. С. 211.

111. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Уменьшение влияния кюветы при зондировании крови лазерным излучением // ЖПС. 2006г. Т.73, №2. С. 270-272.

112. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Распространение линейно поляризованного лазерного излучения через ткань аорты // Лазерная

физика и оптические технологии. Мат. VI Междунар. конф. Гродно, 25-29 сентября 2006г. В 2-х ч. Ч. 2. Гродно: ГрГУ, 2006. С. 327-330.

113. *Кучура Д. В., Царюк О. В.* Зондирование ткани аорты линейно поляризованным лазерным излучением // Квантовая электроника. Мат. VI Междунар. науч.-техн. конф. Минск, 14-17 ноября 2006г. Мн.: Акад. упр. при Президенте Республики Беларусь, 2006. С. 166.
114. *Гаевый М. Д.* Фармакология. М.: Медицина, 1983. 318 с.
115. *Сабитов В. Х.* Медицинские инструменты. М.: Медицина, 1985. 174 с.
116. *Гигаурн В.С.* Безыгольные инъекции: Безыгольный струйный способ введения веществ в организм и аппаратура для его осуществления. М.: Медицина. 1975. 43с.
117. *Улащик В. С.* Новые методы и методики физической терапии. Мн.: Беларусь, 1986. 176 с.
118. *Жаров В. П., Латышев А. С.* Лазерные методы транскутанного введения растворов лекарств // Лазерная медицина. 1998. Т.2, вып.1. С.7-17.
119. *Жаров В.П., Латышев А.С.* Лазерно-ультразвуковые технологии в медицине // Лазерная медицина. 1999. Т.3, вып.1. С.4-11.
120. *Корниловский И.М.* Современные аспекты применения лазерного излучения различного спектрального диапазона при заболеваниях роговицы // Лазерная биология и лазерная медицина. Практика. Тарту. 1992. С. 43–59
121. *Ю. А. Владимиров, Г. И. Клебанов, Г. Г. Борисенко, А. Н. Осипов.* Молекулярно-клеточные механизмы действия низкоинтенсивного лазерного излучения // Биофизика. 2004. Т.49, вып. 2. С. 339–350.
122. *Кару Т.Й.* Клеточные механизмы низкоинтенсивной лазерной терапии // Успехи современной биологии. 2001. Т. 121, №1. С.110–120
123. *Воронина О. Ю., Каплан М. А.* Нерезонансный механизм биостимулирующего действия низкоинтенсивного лазерного излучения. Обнинск, 1990. 26 с.
124. *Корепанов В.И., Федоров С.М., Шульга В.А.* Применение низкоинтенсивного лазерного излучения в дерматологии. Рос. мед. акад. последиплом. образования, Центр. кож.-вен. ин-т. М. 1996. 54 с.

125. Физиология человека / Под ред. Покровского В. М., Коротько Г. Ф. М.:Медицина. 2003. 656 с.

126. *Ремизов А. Н.* Медицинская и биологическая физика: учеб. для студентов мед. спец. вузов. М.: Высш. шк., 1999. 616 с.

127. *Н. Н. Каркищенко, В. В. Хоронько, С. А. Сергеева, В. Н. Каркищенко*. Фармакокинетика. Ростов н/Д.: Феникс, 2001. 384 с.

128. *Хазанчук М. В., Иванова Л. И. Ким В.* Пути и механизмы трансдермального транспорта биологически активных веществ: последние данные и новые перспективы // Экспериментальная и клиническая дерматокосметология. 2005. №2. С. 58-61.

129. *Машковский М. Д.* Лекарственные средства. Т.1. М.: «Новая волна», 2000. 540 с.

130. *Сетейкин А. Ю., Гершевич М. М., Ершов И. А.* Моделирование процессов взаимодействия низкоинтенсивных лазерных пучков с многослойными рассеивающими биоматериалами // ЖТФ. 2002. Т. 72, вып. 1, с. 100-104.

131. *Николаева А. А., Манак И. С., Лисенкова А. М.* Гипертермия онкологических новообразований // Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. ст. Вып. 7. Мн.: БГУ, 2002. С. 173–219.

132. *Железнякова Т. А., Лисенкова А. М.* Моделирование воздействия низкоинтенсивного лазерного излучения на проницаемость мембранных структур биотканей для лекарственных средств // Мат. VI Междунар. конф. «Лазерная физика и оптические технологии»: в 2-х ч. Гродно, 2006. Ч.2, с. 274-276.

133. *В. В. Сенчук, В. М. Лаврова, А. М. Лисенкова, Т. А.. Железнякова.* Повышение биодоступности лекарственных препаратов под действием лазерного излучения // «Медэлектроника-2004. Средства медицинской электроники и новые медицинские технологии». Мн.: БГУИР, 2004. С. 98-101.

134. *Кугейко М. М., Лисенкова А. М., Сенчук В. В., Щербатюк В. А., Железнякова Т. А.* Лазерофорез – новая технология эффективного введения лекарственных средств в организм // Мат. VI Междунар. конф. «Лазерная физика и оптические технологии»: в 2 ч. Гродно, 2006. Ч.2, с. 291.

Научное издание

Манак **Иван Степанович**
Андриевский **Андрей Вацлавович**
Белявский **Владислав Станиславович** и др.

ФОТОНИКА:
АНАЛИЗ И ПРИЛОЖЕНИЯ

Монография

В авторской редакции

Ответственный за выпуск И.С. Манак
Компьютерная верстка Т.А. Железнякова

Подписано в печать 13.11.2007. Формат 60x84/16. Бумага офсетная.
Печать трафаретная. Усл. печ. л. 10,9. Уч.-изд. л. 11,8
Тираж 100 экз. Зак. 313с.

Издатель и полиграфическое исполнение:
Академия управления при Президенте Республики Беларусь

ЛИ № 02330/0056905 от 01.04.2004 г.
ЛИ № 02330/0056905 от 11.05.2004 г.

Отпечатано с оригинал-макета заказчика
220007, г. Минск, ул. Московская, 17