

Министерство образования и науки Украины
Харьковский национальный университет радиоэлектроники

На правах рукописи

ГРИЩЕНКО СЕРГЕЙ ВЛАДИМИРОВИЧ



УДК 621.38:535.34

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ФОТОДЕТЕКТОРА НА
МНОГОСЛОЙНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ НА
ОСНОВЕ GaAs/InGaAs И GaN/AlGaN МАТЕРИАЛОВ С ВСТРОЕННЫМ
МИКРОРЕЗОНАТОРОМ

01.04.05 – Оптика, лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
Сухоиванов Игорь Александрович
доктор физико-математических наук,
профессор

Харьков - 2015

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ	5
ВВЕДЕНИЕ	8
РАЗДЕЛ 1 ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ФОТОДЕТЕКТОРОВ НА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ	15
1.1. Современное состояние и перспективные направления развития систем связи	15
1.2. Сверхкороткие оптические соединения	19
1.3. Элементы и характеристики СКОС	21
1.4. Резонансные фотодетекторы (РФД)	22
1.4.1. Р-і-n фотодетектор	25
1.4.2. РФД Р-і-n фотодетектор	26
1.4.3. Материалы для РФД	27
1.4.4. Интеграция РФД и Лазерных диодов (ЛД)	29
1.4.5. Интеграция РФД и лазеров с вертикальным резонатором (ЛВР)	30
1.5. Квантово-каскадные фотодетекторы	32
1.5.1. Материалы для квантово-каскадных фотодетекторов	35
1.6. Выводы к первому разделу и постановка задачи исследований	38
РАЗДЕЛ 2 МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ФОТОДЕТЕКТОРА	41
2.1. Методы моделирования многослойных периодических структур	41
2.1.1. Аналитический метод	43

2.1.2. Метод матриц переноса	47
2.1.3. Внутренняя и барьерные КЭ	52
2.2. Распределение температуры в структуре фотодетектора	53
2.3. Расчет поглощения в квантово-каскадных детекторах	55
2.4 Выводы ко второму разделу	62

РАЗДЕЛ 3 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РФД НА ОСНОВЕ InGaAs/AlAs	64
3.1. Исследуемая структура	64
3.2. Изменение геометрических параметров зеркал	69
3.3. Зависимость КЭ от поглощения	71
3.4. КЭ РФД с микрорезонаторным дефектом	73
3.5. Выводы к третьему разделу	81

РАЗДЕЛ 4 ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ, ПРОПУСКАНИЯ И КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РФД ОТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ	83
4.1. Влияние распределения температуры на свойства многослойных структур	83
4.2. Исследуемая структура	85
4.3. Температурная зависимость показателя преломления	87
4.4. Выводы к четвертому разделу	90

РАЗДЕЛ 5 ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В КВАНТОВО- КАС-КАДНЫХ ДЕТЕКТОРАХ	91
5.1. Исследуемая структура	92
5.2. Результаты вычисления форм-факторов электрон-фононного рассеяния	95
5.3. Температурная зависимость скорости рассеяния	97

5.4. Результаты вычисления относительной населенности подзон и динамического отклика квантово-каскадной структуры	99
5.5. Эффект заполнения подзон и спектральная характеристика поглощаемого излучения	102
5.6. Спектры отражения и пропускания полого резонатора	106
5.7. Спектральные характеристики квантово-каскадного резонансного фотодетектора	108
5.8. Выводы к пятому разделу	113
ВЫВОДЫ	115
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	118

ПЕРЕЧЕНЬ УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

РБО	распределенный Брегговский отражатель
РФД	резонансный фотодетектор
КЭ	квантовая эффективность
СКОС	сверхкороткое оптическое соединение
η_a	оптическая КЭ;
η_b	барьерная КЭ;
η_c	внутренняя КЭ.
d	толщина слоя
L_1 и L_2	расстояния между активным слоем и верхним и нижним зеркалами
E_i	тангенциальная составляющая электрического вектора, падающего на фотодетектор излучения
E_f	прямая электромагнитная волна
E_b	обратная электромагнитная волна
φ_1 и φ_2	сдвиги фаз,
r_1 , r_2	модули амплитудных коэффициентов отражения.
t_1	коэффициент пропускания входного РБО;
α_{ex}	коэффициент поглощения разделительных слоев;
α	коэффициент поглощения активной области;
β	постоянная распространения.
η_0	вакуумный импеданс;
n	показатель преломления материала детектора.
R_1	коэффициент отражения входного зеркала
R_2	коэффициент отражения глухого зеркала
α_c	нормированный коэффициент поглощения

K_{CB}	поправочный коэффициент стоячей волны
n_{eff}	эффективный показатель преломления
θ_j	угол отражения
k	коэффициент экстинкции
	отраженная R, поглощенная A, и прошедшая T часть излучения
L_z	длина свободного пробега электрона.
x	расстояние между максимумом барьера и границей раздела.
q	заряд электрона;
ε_0	диэлектрическая постоянная;
ε_a	диэлектрическая проницаемость активного слоя;
F	электрическое поле в активной области;
V_b	напряжение смещения;
V_0	энергия плоской зоны.
$k(z)$	теплопроводность;
$f(z)$	генератор температуры;
$T(z)$	температура.
W_{AC}, W_{BC}	теплопроводности для бинарных соединений
C_{AC}	параметр искривления.
ω	циклическая частота фотона
η	постоянная Планка
E_{k_a} и E_{k_b}	энергии начального и конечного состояний носителей заряда
τ_{ij}	время жизни электрона
γ	время дефазировки,
Ω_{ij}	коэффициент взаимодействия между i и j состояниями,
E_j	энергетический уровень.
K_z	волновой вектор фонона,

$G_{if}(K_z)$ форм-фактор,

$\varepsilon_\infty, \varepsilon_s$ диэлектрические проницаемости материала для высоких и низких частот,

ω_{phn} частота фонона,

A и G_j дисперсионные параметры,

E_j запрещенная зона в соответствующей долине

E_{TO} фононная запрещенная зона

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы диссертации. Необходимость последовательного повышения плотности интеграции полупроводниковых элементов в микроэлектронных приборах, таких как микропроцессоры, платы памяти и интегральные микросхемы стимулирует проведения исследований в области оптических соединений [1]. Внедрение оптических коммуникаций, невосприимчивых к электромагнитным помехам, имеющих малые энергозатраты и характеризующихся отсутствием скин-эффекта, является причиной замены медных проводников на оптоэлектронные соединения [2].

Благодаря быстрому развитию микроэлектронных технологий через несколько лет бытовая электроника сможет работать на тактовых частотах порядка 15 ГГц, что целиком достаточно для поддержания скорости передачи данных на уровне 100 Гбит/с [1]. Работа на таких частотах требует создания высокоскоростных активных компонентов и усовершенствования систем оптической связи. В настоящее время в области оптических коммуникаций решаются задачи повышения суммарной пропускной способности каналов обмена данных, уменьшения коммуникационных задержек между операционной памятью, кэш-памятью и другими функциональными компонентами, усовершенствование активных элементов коммуникационного тракта (излучателей, детекторов). Одним из способов решения этих задач является использование полупроводниковых резонансных фотодетекторов (РФД) в силу их потенциально высокой квантовой эффективности (КЭ), низких энергозатрат и удобства управления спектром [3-7].

РФД являются приборами, в которых активная среда расположена в оптическом резонаторе, зеркалами которого, как правило, является решетка Брегга [8]. Преимущества такого технического решения состоят в

усилении оптического поля на резонансной частоте внутри РФД. Это позволяет при малой толщине активной области (несколько нанометров) получить высокую КЭ. В то же время скоростные характеристики РФД остаются высокими за счет малого размера активной области. Усиление оптического поля и спектральные характеристики РФД зависят от резонатора, который также является инструментом управления оптическими свойствами.

Теоретическое описание РФД впервые было сделано С. Унлю и Р. Кишино [9]. Дальнейшему исследованию свойств и физических процессов РФД посвящено много работ, но изложенные в них научные результаты требуют уточнений, связанных с теоретическим описанием процессов оптического поглощения и электронного переноса, влияния на КЭ геометрических параметров и температурного режима работы, на основании данных о которых возможно провести дальнейшее усовершенствование прибора [10-17]. Необходимость такого усовершенствования связана с тем, что КЭ существующих устройств недостаточно высока, чтобы их можно было использовать в реальных системах. Сложность получения высокой КЭ проявляется в первую очередь в отсутствии теоретической модели, в которой связаны геометрические параметры, процессы поглощения, учет влияния температуры и электрических процессов. Математическое моделирование процессов поглощения с учетом рассеяния на фононах, неравномерного распределения температуры в структуре, аномальной дисперсии в слоистой структуре, а также эффекта заполнения подзон, необходимо для понимания, интерпретации и прогнозирования физических закономерностей, лежащих в основе зависимостей оптических спектральных характеристик РФД от геометрических параметров и температуры. Необходимость детального анализа процессов поглощения, объединенного с анализом оптических, температурных и электрических

свойств открывает новые возможности для улучшения существующих РФД и проектированию новых оптоэлектронных приборов с высокой КЭ. В связи с вышеизложенным тема диссертации, в которой теоритически описаны процессы детектирования излучения в РФД и исследованы их спектральные свойства, является актуальной.

Связь с научными программами, планами и темами. Диссертация выполнена в НДЛ "Фотоника/Photonics" Харьковского национального университета радиоэлектроники (ХНУРЭ). Полученные в работе результаты были использованы в ходе выполнения госбюджетных научно-исследовательских работ: № госрегистрации 0105U002992 "Взаимодействие когерентного оптического электромагнитного излучения с материалами активных и пассивных сред и элементная база полностью оптических систем", № госрегистрации 0108U002217 "Физические основы формирования частотных характеристик полупроводниковых и чип лазеров для нанотехнологий", № госрегистрации 0110U002594 "Теоретические основы микроэлектронных систем проектирования и технологии их производства для гибких интегральных систем". Ряд результатов получен в рамках международного сотрудничества ХНУРЭ с университетами Гуанахуато (Мексика), Гванчжу (Р. Корея), Чонбук (Р. Корея).

Цель и задачи исследования. Целью диссертационной работы является решение научной задачи, состоящей в установлении физических закономерностей процесса детектирования излучения в резонансных многослойных полупроводниковых структурах на основе GaAs/InGaAs и GaN/AlGaN квантоворазмерных активных слоев, теоретического описания их оптических характеристик и динамических характеристик носителей заряда и установления сути их влияния на спектральные свойства.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить такие задания:

- выявить основные закономерности и факторы, которые определяют КЭ РФД на основе квантоворазмерных слоев;
- исследовать влияние геометрических и физических параметров РФД с квантоворазмерными активными слоями на спектры отражения и пропускания, а также спектры КЭ;
- исследовать влияние температуры на коэффициенты преломления полупроводниковых слоев детектора и на его КЭ;
- исследовать спектральные характеристики квантово-каскадных РФД и определить вклад резонатора в ограничение эффекта переполнения подзон.

Объект исследования: Объектом исследования являются резонансные фотодетекторы с квантоворазмерной активной средой и квантово-каскадные резонансные фотодетекторы.

Предмет исследования: Процессы поглощения и отражения в многослойных средах.

Методы исследования. Теоретическое исследование спектров отражения и пропускания, а также спектров КЭ проводилось с использованием метода матриц переноса. Анализ коэффициентов поглощения в квантово-каскадных структурах был осуществлен с использованием численного решения уравнений Шредингера и Блоха в формализме вторичного квантования. Материальные параметры рассчитывались с использованием интерполяционных формул второго порядка.

Научная новизна полученных результатов. В диссертационной работе было проведено исследование процессов поглощения, отражения и прохождения излучения, влияния изменения температуры на показатель преломления полупроводниковых слоев и КЭ РФД и впервые получены такие новые научные результаты:

1. Впервые теоретически описана компенсация эффекта рассогласования спектральных характеристик лазерного излучателя и детектора на основе

GaAs/InGaAs и GaN/AlGaN материалов за счет формирования плато КЭ детектора.

2. Впервые определено необходимое условие возникновения плато спектральной характеристики КЭ в полупроводниковых многослойных РФД с брегговскими отражателями.

3. Впервые теоретически описаны процессы, приводящие к уменьшению эффекта переполнения подзон в квантово-каскадных GaN/AlGaN фотодетекторах за счет оптического резонатора.

4. Получило дальнейшее развитие теоретическое описание оптических свойств: впервые рассмотрены резонансные GaN/AlGaN фотодетекторы; установлены спектральные характеристики РФД со встроенным микрорезонатором.

5. Установлена зависимость КЭ от коэффициентов отражения зеркал резонатора. Показано, что положения максимума эффективности зависит от абсолютной величины коэффициента поглощения квантоворазмерного активного слоя детектора.

6. Показано, что увеличение температуры подложки приводит к уменьшению амплитуды КЭ и деформации плоской вершины спектра в области резонанса, что обусловлено изменением показателя преломления.

Практическое значение полученных результатов. Благодаря проведенному анализу геометрических параметров зеркал резонатора установлено, что величина и положение максимума КЭ РФД зависит от коэффициентов отражения зеркал. Это может быть использовано при создании РФД для увеличения КЭ.

В ходе выполнения диссертационной работы была разработана методика корректировки спектральных характеристик при различных температурах подложки, которая основана на расчете толщины слоев зеркал детектора для компенсации изменения показателя преломления. Эта методика дает возможность определить геометрические параметры слоев

структуры учитывая температуру подложки и распределение температуры в РФД.

Учет эффекта заполнения подзон в квантово-каскадных детекторах является важным для моделирования характеристики поглощения и КЭ детектора. Полученные в работе результаты доказывают целесообразность использования высокодобротного оптического резонатора в квантово-каскадных детекторах.

Полученные результаты могут быть использованы для дальнейшего развития теоретических и экспериментальных исследований процессов детектирования излучения, а также решения прикладных задач, связанных с производством фотонных и оптоэлектронных приборов.

Результаты диссертационной работы были использованы в учебном процессе при подготовке дипломных работ на факультете Электронной техники и в курсе лекций "Квантоворазмерные приборы", "Квантовые и оптические компьютеры", а также при выполнении ряда госбюджетных и инициативных научных тем научно-исследовательской лаборатории "Фотоника/Photonics" ХНУРЭ.

Личный вклад соискателя. Все научные результаты диссертации получены лично автором и проанализированы им вместе с научным руководителем. Остальные соавторы опубликованных работ принимали участие в проведении совместных исследований, результаты которых не использовались в диссертации. Соискателю принадлежит разработка методики вычисления спектральных характеристик; разработка математической модели, которая описывает влияние температурных эффектов на оптические характеристики РФД; анализ результатов вычисления спектров для РФД с эффектом аномальной дисперсии; разработка программного кода для реализации численной модели; систематизация обобщенных данных. Соискатель также принимал личное участие в написании статей и тезисов конференций по теме диссертации.

Апробация результатов диссертации. Результаты работы докладывались и обсуждались на таких конференциях и семинарах: Міжнародний форум молодих науковців "Радіoeлектроніка і молодь в ХХІ столітті"(Харків 2006, 2007); Optics and high technology material science (Київ 2006); 6-th Belorussian-Russian workshop "Semiconductor Lasers and systems (Минск, 2007, 2009); The International workshop on Optoelectronic Physics and Technology (Харків 2007); Kharkiv young Scientist conference on Radiophysics and Electronics (Харків 2007), 1-st All-Ukrainian young conference on "Low Temperature Physics (Харків 2008), 12-th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory(Одеса 2008); 8th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (Nottingham 2008); International CONFERENCE on ADVANCED OPTOELECTRONICS and LASERS (Алушта 2008, Севастополь 2010); NATO Advanced Research Workshop on Terahertz and Mid Infrared Radiation: Basic Research and Applications (Turunc-Marmaris 2009, Sevastopol 2010, Izmir 2012), SPIE Optics + Photonics 2011 (San Diego, CA, USA 2011), "Функциональная база нанoeлектроники", (Кацивели, Украина, 2011), семинарах лабораторії Фотоніка і Українського SPIE і IEEE PHO отделений.

Публикации. По результатам диссертационной работы опубликовано 25 научных работ. Из них 6 статей [18-23] в том числе 1 без соавторов, 19 тезисов докладов на международных и отечественных конференциях, симпозиумах, семинарах [23-42].

РАЗДЕЛ 1 ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ РЕЗОНАНСНЫХ ФОТОДЕТЕКТОРОВ НА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

1.1. Современное состояние и перспективные направления развития систем связи

С ежегодным увеличением требований к пропускной способности каналов передачи данных необходимо увеличивать частотный диапазон систем связи [1]. В таком случае, у оптических систем связи нет конкурентов из-за уникальной пропускной способности и большом частотном диапазоне оптоволокна. Устройства оптической связи использовались с 1980-х годов для массовой передачи данных в пределах глобальной, городской и локальной сетей [43,44]. Практическое применение этого эффекта стало возможно после двух принципиальных технологических “прорывов”. В 1967 г. Жорес Алферов создал первые полупроводниковые гетеролазеры, способные работать при комнатной температуре. Чуть позже, в 1970 г., на фирме "Корнинг" была получена первая миля сверхчистого кварцевого волокна, пригодного для оптической связи.

На основе этих технологий, в 1975 году было внедрено первое поколение передатчиков сигналов. Основу составлял светоизлучающий диод, работающий на длине волны 0,85 мкм в многомодовом режиме. Не прошло и трех лет, как появились одномодовые диодные лазеры на 1,3 мкм. А в 1982 году пошло в серию третье поколение, работающее на длине волны 1,55 мкм.

1988 год ознаменован вводом в действие первой трансатлантической ВОЛС ТАТ-8. Внедрение технологии WDM (мультиплексирование с

разделением по длинам волн), увеличило пропускную способность волокна во много раз, и этот скачок способствовал стремительному распространению всемирной сети Интернет[45].

Сегодняшняя доступная пропускная способность одножильного оптического кабеля составляет 2 Тб/с. Такая скорость позволяет пропустить все телефонные разговоры планеты через одно оптоволокно. В лабораторных условиях возможно достигнуть скорости передачи информации 10 Тб/с, а теоретический максимум оценен приблизительно 300 Тб/с. Кроме того, у оптоволокна есть следующие преимущества:

- 1) Низкое затухание в окнах прозрачности (0.15 к 0.2 дБ/км), что позволяет использовать меньше усилителей. Для сравнения, потери в витых парах достигают 200 дБ/км в 100 МГц и 500 дБ/км в 1 ГГц для дешевых коаксиальных кабелей;
- 2) Отсутствие перекрестных помех;
- 3) Высокая степень помехозащищенности без сложного шифрования сигнала.

Увеличение частотного диапазона привело к появлению оптоэлектронных сетей, работающих со скоростью нескольких десятков Гб в секунду. Параллельно с увеличением пропускной способности сетевых каналов возникает необходимость увеличения количества каналов внутри персональных компьютеров. В настоящее время технология межкомпонентных соединений основана на использовании медных проводников. Для коротких расстояний проводные соединения все еще являются основной технологией из-за ее простоты и дешевизны исполнения. Из-за использования компонентов на основе арсенида галлия и германия – более дорогостоящих, чем кремний, существенно возрастает стоимость технологии оптических соединений [46,47].

В первую очередь важной задачей являлось создание оптических процессоров, в которых операции выполняются путём манипуляции потоками оптического излучения, что позволит достичь большей производительности вычислений.

Единственный существующий сейчас коммерческий оптический процессор – EnLight 256, созданный фирмой Lenslet [48]. Этот процессор является первым оптическим DSP (Digital Signal Processor), который в три раза превосходит лучшие электронные DSP. Если говорить точнее, EnLight256 – это гибридный оптический процессор, содержащий преобразователи оптических сигналов в электрические (трансиверы). Простая замена ядра с сохранением всех остальных электронных компонент позволяет получить огромный прирост производительности. Ядро этого процессора – оптическое, а входная и выходная информация представляется в электронном виде. Ядро состоит из 256-ти VCSEL-лазеров, пространственного модулятора света, набора линз и приемников. Производительность процессора составляет 8 триллионов операций в секунду [48].

Следующим важным шагом является создание оптических соединений между компонентами материнской платы: графической платой, процессором, операционной памятью. Эволюция протоколов соединения графических плат ПК привела к появлению протокола 3-го поколения PCIE (PCI express – ускоренный PCI), являющегося на текущий момент промышленным стандартом [49]. PCIE, как ожидается, будет основным стандартом объединения периферийных устройств в настольных компьютерах, использующих структуру шины точка-точка. PCIE – шина последовательная, что в нынешних условиях предполагает более высокую производительность [45]. Каждый канал работает на частоте 250 МГц в каждую сторону, что почти вдвое больше пропускной способности

обычной PCI. Всего каналов может быть 32, а суммарная пропускная способность достигать 16 ГГц.

Однако выше 15 ГГц использование проводных соединений является проблематичным из-за частотно зависимых потерь, таких как скин эффект (skin effect) проводящих материалов соединений и диэлектрических материалов подложки [51]. При этом центральная часть токопроводящего слоя не участвует в переносе электрических зарядов, что вызывает повышенное реактивное сопротивление проводника электрическому току.

При частоте сигнала в 15 ГГц типовая дорожка печатной платы шириной 0.15 мм и толщиной 0.04 мм имела бы реактивное сопротивление 2.66 Ом/мм. Удвоение толщины дорожки уменьшит реактивное сопротивление всего на 17% [51], тогда как удвоение ширины дорожки уменьшит сопротивление на 44%. Таким образом, очевидно, что на высоких частотах общая площадь поверхности проводника важнее, чем площадь его поперечного сечения, что влечет за собой увеличение размеров платы.

Уменьшение потерь возможно за счет применения новых материалов проводников [52,53], использования технологий многоуровневого декодирования [54] или сильного охлаждения соединений и проводников с целью уменьшения сопротивления. Однако, подобные технологии существенно увеличивают стоимость конечного оборудования.

Таким образом, на данный момент возможности проводных соединений уже не удовлетворяют современным требованиям увеличения скорости передачи данных из-за влияния паразитных емкостей на частотах свыше 15 ГГц.

Единственно приемлемым решением проблемы увеличения полосы пропускания оборудования является использование оптических линий для соединения электронных устройств обработки данных. Первое предложение

об использовании оптических соединений было выдвинуто Леонбергером [55]. Однако, одним из решающих вопросов развития подобных систем является стоимость оптических элементов.

Исходя из вышесказанного, можно констатировать, что оптические межкомпонентные соединения смогут повсеместно заменить электрические проводники тогда, когда будет достигнут приемлемый показатель цена/производительность, а также более высокий уровень производственных возможностей. Вследствие этого, текущие исследования в данной области главным образом сосредоточены на повышении экономической эффективности технологии, особенно с точки зрения производства.

В силу изложенного можно заключить, что в первую очередь, технологии сверхкоротких оптических соединений (СКОС) будут актуальны для производителей суперкомпьютеров, в которых в цену конечного оборудования заложены значительные средства на внедрение новых разработок, но которые, впоследствии, подтолкнут развитие более дешевых систем серверного оборудования и персональных компьютеров.

Для того, чтобы определить потенциальные возможности, области применения и основные проблемы, препятствующие развитию СКОС, рассмотрим его структуру и основные характеристики.

1.2. Сверхкороткие оптические соединения

Под сверхкороткими оптическими соединениями обычно понимают схемы, в которых электронные и оптоэлектронные компоненты технологически интегрированы на единой подложке интегрально-оптоэлектронных схем. Такие схемы позволяют реализовать малый формат, повышенную механическую прочность, широкополосность и снижение шумов по сравнению с дискретным аналогом. По степени

интеграции интегрально-оптоэлектронные схемы разделяют на монокристаллические и гибридные [44,46]:

- монокристаллической называют схему, все элементы которой интегрированы на единой подложке и выполнены в одном технологическом цикле.

- гибридной называют схему, в которой хотя бы один элемент выполнен на индивидуальной подложке или неинтегрально присоединен к схеме.

Уровень развития интегральной оптики и оптоэлектроники и ее технологической базы позволяет вплотную приблизиться к реализации сложных многофункциональных устройств, интегрированных на единой подложке [46].

Элементная база интегрально-оптоэлектронных схем развивается главным образом на основе полупроводниковых материалов $A_{III}B_V$, – базовых для источников и приемников излучения.

Для обработки поверхности полупроводников с целью получения требуемой конфигурации элемента для интеграции в настоящее время используется жидкостное химическое травление, а также анодирование с последующим удалением полученного окисла. Однако, тенденции к уменьшению размеров элементов ограничили применение травления, поскольку оно не обеспечивает получения заданной топологии при размерах меньше 2 мкм. Кроме того, тяжело обеспечить требуемую глубину травления с высокой точностью (0.1-0.3 мкм), что весьма важно для структур с эпитаксиальными и легированными слоями. Техника анодирования несколько повышает точность изготовления структур. Вакуумно-плазменное травление позволяет формировать элементы с субмикронными размерами, но, применительно к полупроводникам $A_{III}B_V$, имеет свою специфику, связанную с различной летучестью продуктов химических реакций [21].

Основная задача всех разработок в области сверхкоротких оптических соединений – это создание малогабаритных компактных термостабильных оптических схем, обладающих низкими управляющими напряжениями и меньшей потребляемой мощностью.

Создание интегрированных на одну подложку схем источник-приемник дает возможность создавать фотонные переключатели и логические элементы. Оптические логические элементы обладают неоспоримыми преимуществами по сравнению с электрическими:

- быстрая передача сигнала вне платы (как правило >10 см);
- возможность использовать различные длины волн.

Возможность передавать параллельно по одному волноводу разные сигналы на различных длинах волн открывает новые возможности многозадачным операционным системам [46,47].

1.3. Элементы и характеристики СКОС

Приемно-передающую сеть на базе СКОС можно схематически представить в виде четырех функциональных групп [56]:

- Передатчик
- Линия передачи
- Переключатель/усилитель
- Приемник

Оптические входные и выходные соединения, как правило, используют оптические волокна, соединенные с фотодетекторами и лазерами. При этом решение проблем, связанных с медными линиями передачи на печатных платах, такие как высокая плотность входных/выходных сигналов, электромагнитные помехи, большое потребление энергии, рассеяние тепла, усилие, требуемое для сочленения

соединителей с высоким числом контактов, и т.п., очень активизировало применение оптических линий на интегральных платах. В зависимости от размеров платы и требуемой длины оптического пути используются оптоволоконно или полимерные волноводы. Благодаря более низким оптическим потерям оптоволоконно предпочтительнее для расстояний от 30 до 100 см. Полимерные волноводы используются от коротких миллиметровых расстояний вплоть до 50 см в зависимости от оптических потерь, составляющих 10 - 15дБ. И оптоволоконно, и полимерные волноводы могут прикрепляться или присоединяться к основаниям, встраиваться в платы или между платами или выполняться в виде отдельных гибких структур, которые прикрепляются в требуемых местах на концевых соединениях. Для соединения между платами, расположенными под прямым углом друг к другу требуются изогнутые под прямым углом соединители, обладающие низкой стоимостью и высокими рабочими характеристиками.

1.4. Резонансные фотодетекторы (РФД)

В качестве приемника излучения в СКОС используются полупроводниковые фотодиоды. Работа фотодиодов основана на использовании фотонных эффектов, преобразующих излучение в электрический ток.

Фотопроводимость – явление увеличения электропроводности полупроводника под действием электромагнитного излучения. Впервые фотопроводимость наблюдалась У. Смитом (США) в 1873. Фотопроводимость обусловлена увеличением концентрации носителей тока под действием света. Явление фотопроводимости используется в фоторезисторах, а также используется для определения электрических свойств полупроводниковых структур.

Концентрационная фотопроводимость может возникать только при возбуждении коротковолновым излучением, когда энергия фотонов превышает либо ширину запрещённой зоны, либо расстояние между одной из зон и примесным уровнем.

Зависимость фотопроводимости от частоты излучения определяется спектром поглощения полупроводника. По мере увеличения коэффициента поглощения, фотопроводимость сначала достигает максимума, а затем падает. Такой спад фотопроводимости объясняется тем, что при большом коэффициенте поглощения весь свет поглощается в поверхностном слое проводника, где очень велика скорость рекомбинации носителей [57].

Фотопроводимость, не связанная с изменением концентрации свободных носителей. При этом поглощении свободными носителями длинноволнового электромагнитного излучения, не вызывающего межзонных переходов и ионизации примесных центров происходит увеличение энергии носителей, что приводит к изменению их подвижности и, следовательно, к увеличению электропроводности. Такая подвижная фотопроводимость убывает при высоких частотах и перестает зависеть от частоты при низких частотах. Изменение подвижности под действием излучения может быть обусловлено не только увеличением энергии носителей, но и влиянием излучения на процессы рассеяния электронов решеткой.

Фотогальванический эффект заключается в возникновении фото ЭДС при генерации неравновесных носителей заряда светом в области р-п-перехода или выпрямляющего контакта металл - полупроводник. Фотодетектор на основе структуры с одним р-п-переходом называется фотодиодом.

Рассмотрим физические процессы, происходящие в фотодиоде при облучении его светом. В состоянии равновесия уровень Ферми имеет одно

и то же значение по всей структуре. В области пространственного заряда р-n-перехода имеется внутреннее электрическое поле.

При освещении структуры светом с энергией кванта $h\omega$ в области внутреннего поля и вне ее возникают пары свободных носителей заряда. При этом не основные носители проходят через р-n-переход, а основные остаются в той же области структуры, где они были созданы светом. Таким образом, освещение структуры приводит к накоплению электронов в n-области, а дырок – в р-области. Образующаяся разность потенциалов (фото ЭДС) смещает р-n-переход в прямом направлении и снижает высоту потенциального барьера для электронов и дырок. В результате баланса двух указанных процессов в полупроводнике устанавливается стационарное состояние, а величина фото ЭДС соответствует мощности падающего светового потока [58].

Фотогальванический эффект можно реализовать: на р-n переходе; в лавинном диоде; в р-і-n диоде; в диоде с барьером Шотки; и при объемном фотоэффекте.

По принципу действия можно выделить такие основные типы фотодиодов:

- Лавинный фотодиод [59];
- Фотодиод с барьером Шотки [47,57];
- р-і-n фотодиод [47,58].

Основные параметры ФД представлены в таблице 1.2.

Таблица 1.2. - Характеристики ФД, применяемых в ВОЛС [47,57,58]

Тип ФД	Материал	Чувствительность. R, А/Вт	Кв. Эфф. η , %	Быстродействие, с	Длина волны, λ , нм
Лавинный	Si	50-65	60-65	$10^{-4} \dots 10^{-5}$	900

	GaInAsP/ InP		45		1200
	Ge	≥ 0.55	38	$10^{-4} \dots 10^{-6}$	1060 1550
	GaInAsSb	1,1	60	$2,5 \cdot 10^{-7}$	2440 2550
p-i-n	AlGaAs/ GaAs	0.83	65	$\leq 10^{-7}$	820
	AlInAs/G aInAs	1-3	40-60	$\leq 10^{-7}$	1300
	GaInAs/I nP	1,5-3	40-60	$\leq 10^{-7}$	1350

1.4.1. P-i-n фотодетектор

В отличие от приборов с резким p-n переходом, в p-i-n фотодиодах между p- и n-областями находится область полупроводника с собственной проводимостью. Если изготовить одну из областей (например, p-область) тонкой по сравнению с длиной оптического поглощения, то падающее излучение, проникая в область собственной проводимости, будет генерировать электронно-дырочные пары. Сильное электрическое поле способствует быстрому дрейфу носителей к контактам. Частотная характеристика p-i-n фотодиода простирается в область более высоких частот по сравнению с характеристикой обычного фотодиода из тех же материалов [58,59].

Основное преимущество p-i-n фотодиода заключается в высоких скоростях переключения, так как поглощение излучения происходит в i-

слое, где за счет дрейфового переноса сохраняются высокие скорости для носителей заряда.

Другим преимуществом является высокая квантовая эффективность, поскольку фотоны поглощаются в i -слое благодаря высокому эффективному коэффициенту поглощения, в котором учтена толщина i -слоя. Использование гетеропереходов для p - i - n -фотодиодов позволяет избежать поглощения света в базе фотодиода [58,59].

Оптическое излучение поглощается в i -области, создавая фототок. Для увеличения быстродействия детектора необходимо, чтобы i -область была как можно меньше, что приводит к снижению квантовой эффективности.

1.4.2. РФД P - i - n фотодетектор

Отличие РФД от описанного выше P - i - n фотодетектора заключается в следующем: P - i - n структура помещена в оптический резонатор, зеркала которого, как правило, являются отражателями Брэгга.

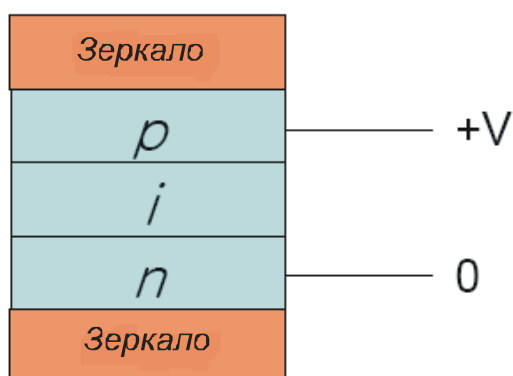


Рис. 1.1. Схематическая структура РФД p - i - n фотодетектора [17]

Преимущества такого технического решения состоят в усилении оптического поля на резонансной частоте внутри РФД. Это позволяет при малой i -области (порядка десятков нанометров) получить высокую квантовую эффективность (близко к 100%). Таким образом, быстродействие диода (которое прямо зависит от ширины i -области), остается высоким. Из-за высокого быстродействия и возможности выделения необходимого узкого спектра колебаний, РФД являются наиболее подходящими устройствами для систем передачи данных [8,9,35,60-63].

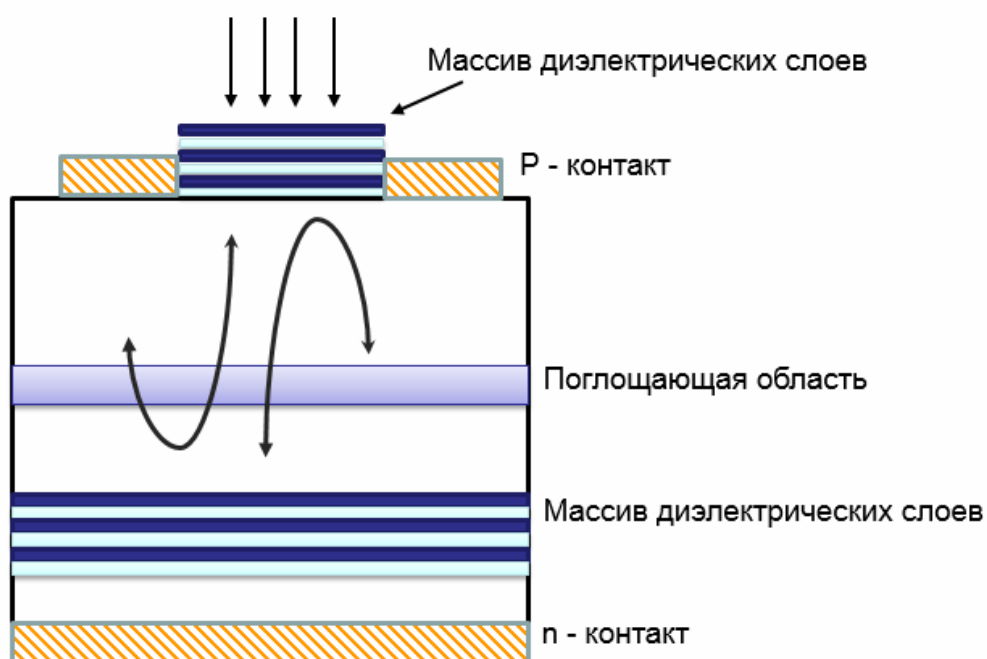


Рис. 1.2. Схематическое изображение резонансного фотодетектора [17]

1.4.3. Материалы для РФД

РФД могут работать в широком диапазоне длин волн, что достигается за счет выбора материалов активной среды и зеркал.

Значительное преимущество РФД критично зависит от качества реализации объемного резонатора. Зеркала и неактивная область внутри

резонатора должны быть выполнены из мало поглощающего на этой длине волны материала. Элементы зеркала, состоящего из комбинации четвертьволновых слоев, обладают толщиной порядка микрона. Поэтому, материалы, используемые в изготовлении зеркал, должны обладать схожими строениями кристаллической решетки, чтобы избежать деформации [8].

Многослойное зеркало тем сложнее и дороже изготовить, чем больше оно насчитывает слоев. Для того, чтобы уменьшить число слоев, стараются подобрать пару материалов с большой разницей показателя преломления.

Коэффициент поглощения материала активного слоя α обычно лежит в пределах $10^3 < \alpha < 5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. Если α мало, то, чтобы не потерять в эффективности, необходимо увеличивать толщину активного слоя, что в свою очередь приводит к увеличению времени пролета носителей и тем самым снижает быстродействие устройства [47].

Уменьшение толщины активного слоя имеет и другие минусы. Тонкий активный слой может ограничить напряжение пробоя фотодетектора, что также нежелательно.

Кристаллическая решетка материала активного слоя также должна быть совместима с соседствующими слоями, как и в случае зеркал. Необходимо учитывать и электрические свойства материалов. Для скоростных и мал шумящих ФД особое внимание обращают на скорость носителей заряда и скорость поверхностной генерации/рекомбинации. Высокая скорость пролета носителей понижает время задержки. Однако, такой ФД должен быть сконструирован с возможностью выдерживать необходимое напряжение, от которого зависит скорость носителей.

Паразитные сопротивления понижают полосу пропускания ФД. Поэтому очень важно выбрать материалы, на которых можно без проблем

сформировать омические контакты малого сопротивления – Au, Ag, Cu [8,9].

1.4.2. Интеграция РФД и Лазерных диодов (ЛД)

Для создания оптического логического элемента необходимо обратить внимание на три основных функции: детектирование сигнала, усиление и излучение. Простейшим способом создания подходящей нам структуры является РФД и ЛД, интегрированные в вертикальную n-p-n-p конфигурацию [7,6]. В таком устройстве фототок РФД управляет излучением ЛД. Получившаяся структура является фототиристором или светоусиливающим оптическим переключателем (СОП, Рисунок 1.3) [64].

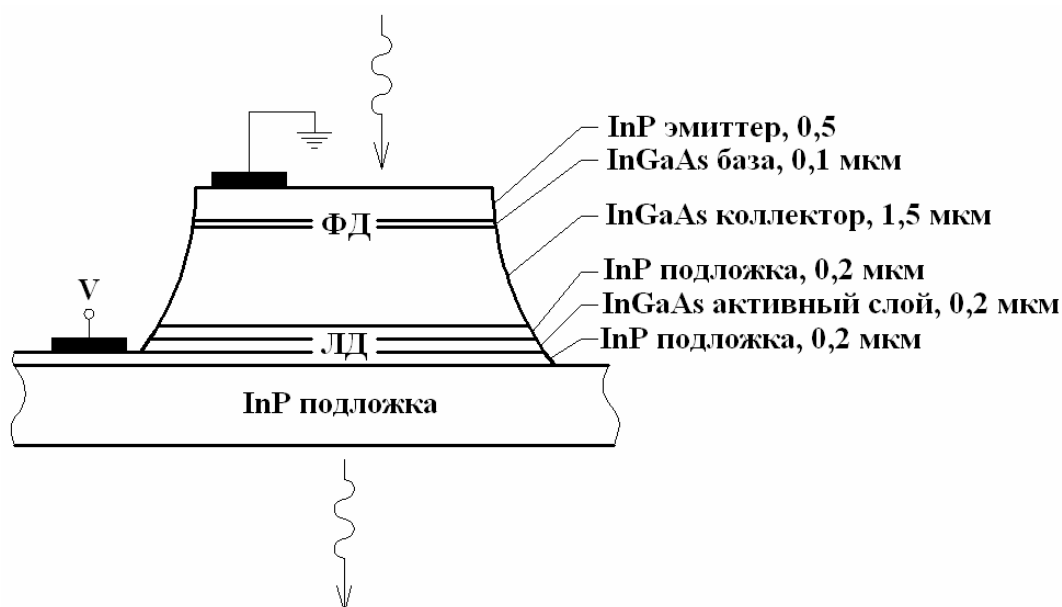


Рис. 1.3. Схематическая структура InP/InGaAs СОП [64].

СОП сконструирован таким образом, что часть излучения ЛД поглощается РФД. Образуется положительная обратная связь. По достижении системой определенного порога, ЛД генерирует излучение.

Оптический свич на двойной гетероструктуре (ОСДГ, рисунок 1.4) также является примером удачной интеграции ЛД и РФД [65].

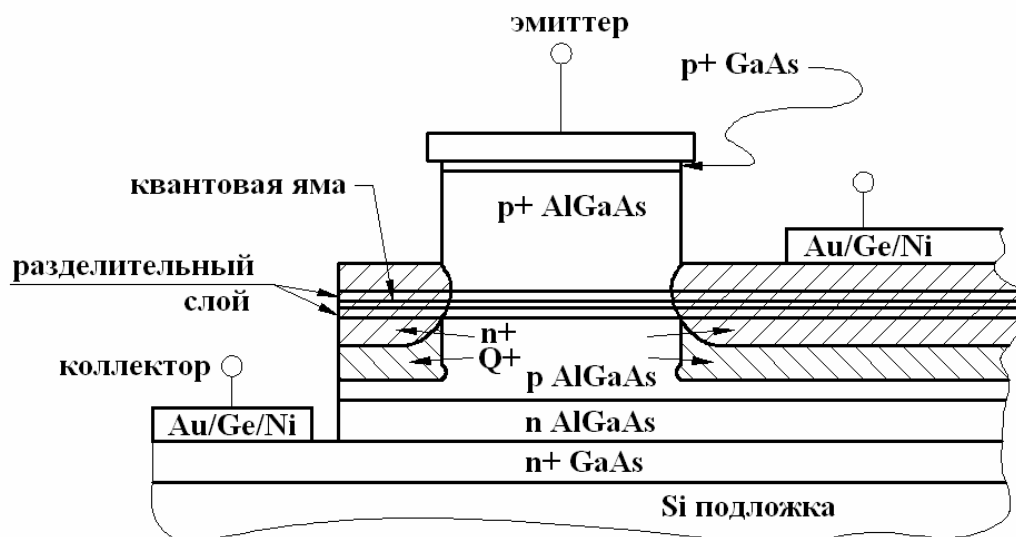


Рис. 1.4. Схематическая структура AlGaAs/GaAs ОСДГ [65]

Отличительной чертой ОСДГ является искривление зоны на границе зарядного слоя р-типа и AlGaAs/GaAs гетероструктурой n-типа.

Однако, ширина спектра излучения ЛД сильно ограничивает применимость таких устройств. Монохроматический лазер является более предпочтительным излучателем для формирования входного сигнала для следующего оптико-логического элемента.

1.4.5. Интеграция РФД и лазеров с вертикальным резонатором (ЛВР)

ЛВР имеют ряд преимуществ по сравнению с ЛД и лазерами торцевого типа, что делает их наиболее привлекательными для интеграции в оптические системы [6,7]. Большинство систем с мультиплексированием по длине волны, работающих с РФД могут работать с ЛВР. РФД и ЛВР имеют похожую структуру и поэтому могут быть выполнены на одной подложке, либо одно устройство может совмещать обе функции [65]. Такая комбинация дает узкий спектр

детектирования и эмиссии оптического излучения, что как нельзя лучше подходит для многоволновой фотоники.

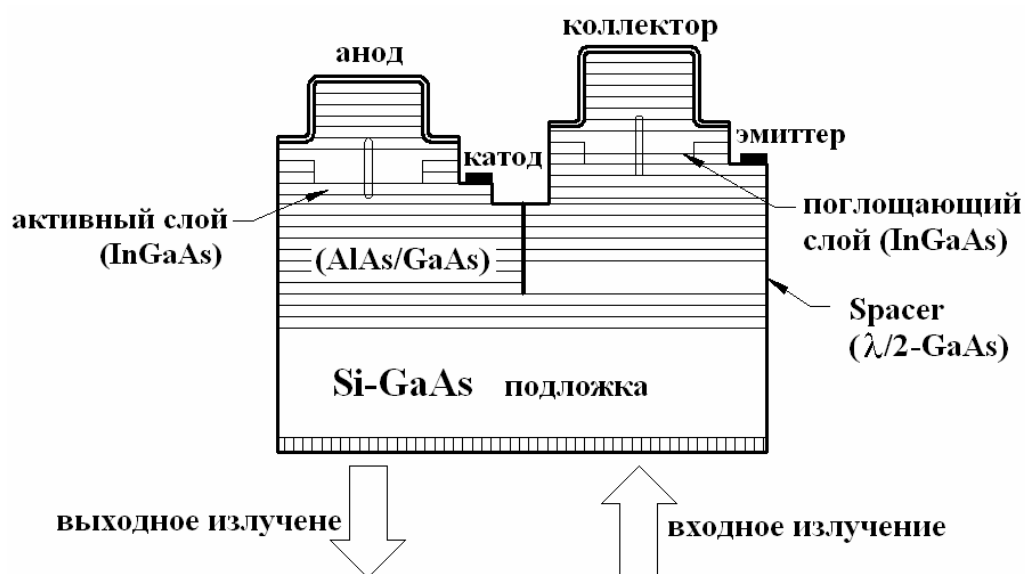


Рис. 1.5. Горизонтальная интеграция РФД и ЛВР [65]

Результаты проведенного аналитического обзора литературных источников показывают, что разработка новых детектирующих приборов, улучшение параметров уже существующих, создание новых видов интеграции приемников и передатчиков являются важнейшими условиями развития современных систем связи. Развитие техники сверхкоротких оптических соединений позволит совершить качественный скачок в компьютерных технологиях.

Наряду с преимуществами РФД, существует один значительный недостаток - более узкий спектр пропускания РФД (порядка 10^{-9} м) в сравнении с p-i-n ФД (порядка 10^{-7} м) и температурная зависимость частоты может привести к смещению спектров приемника и передатчика и ухудшению качества приема.

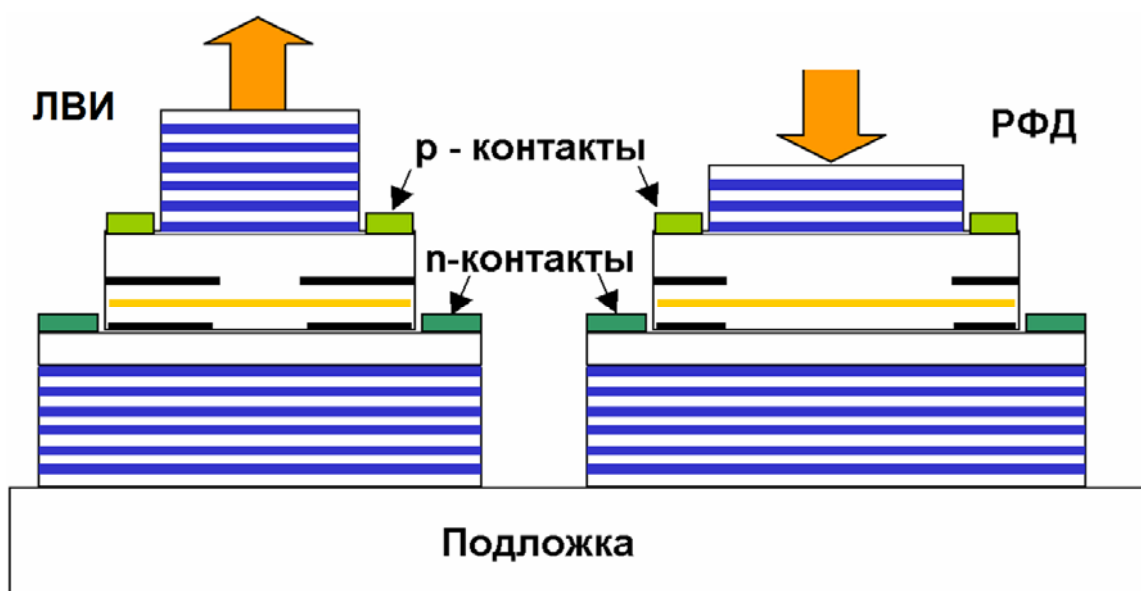


Рис.1.6 Схематическое представление интегрированного устройства ЛВИ (слева) и РФД (справа) [6]

Расхождение в значениях длин волн между передатчиком и приемником возможно за счет влияния следующих эффектов:

- 1) неравномерность распределения длины волны резонатора по плоскости подложки;
- 2) нагрев чипа с матрицей ЛВИ;
- 3) разница температур между терминалами (процессор-материнская плата (МП), плата памяти-МП, графический процессор-МП).

Следовательно, необходимо более детально рассмотреть значимость юстировки длин волн между ЛВИ и РФД, а также методы перестройки частоты вследствие неравномерности роста структуры по площади подложки и за счет управления фазой коэффициента отражения.

1.5. Квантово-каскадные фотодетекторы

Фотодетекторы с квантовыми ямами работающие в инфракрасном диапазоне (QWIPs) быстро развивались в течение последних десяти лет благодаря хорошо развитой технологии изготовления планарных массивов

[66,67-73]. В стандартных QWIP электрическое поле прикладывается к нескольким квантовым ямам гетероструктуры для фото-ионизации квантовых ям и возникновения фототока. В таком фотопроводящем режиме величина электрического поля составляет несколько десятков кВ/см. Это значение является результатом компромисса между высокой квантовой эффективностью (высокой вероятности для возбужденных электронов покинуть квантовую яму) и низким уровнем шума (т.е. низким темновым током). Это электрическое поле приводит к значительному росту темнового тока, что приводит к насыщению емкости в цепи [74,75]. Таким образом, представляется важным исследование структур с низким темновым током и высокой квантовой эффективностью.

Квантово-каскадные структуры обладают рядом преимуществ: они работают без напряжения смещения и поэтому темновые токи в таких структурах отсутствуют.

Квантово-каскадные фотодетекторы представляют собой новый тип фотодетекторов. Основное применение такие приемники нашли в терагерцовой области излучения, где энергия фотона сопоставима с энергией фононных возмущений в кристалле.

Квантово-каскадные фотодетекторы являются слоистыми гетероструктурами, состоящими из активных областей, в которых происходит поглощение фотонов, и областей каскада, через которые носители пролетают до следующей активной области (рисунок 1.7) [66].

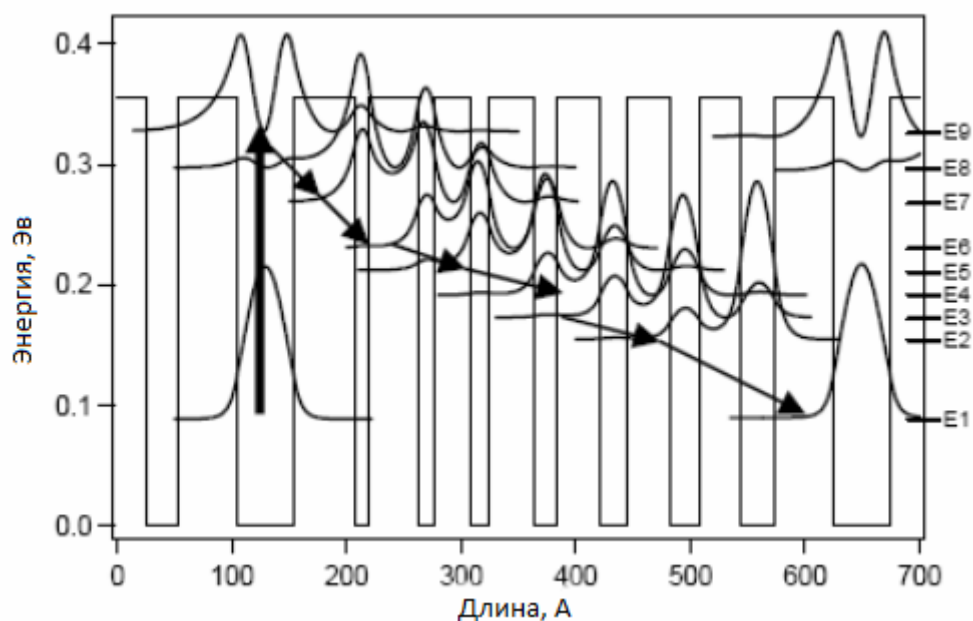


Рис. 1.7. Энергетическая зонная диаграмма (один период) квантово-каскадного детектора. Волнистыми линиями показана пространственная зависимость квадрата модуля волновой функции для различных уровней [66].

На этом рисунке волнистыми линиями показана пространственная зависимость квадрата модуля волновой функции для различных уровней электронов. Фотон, поглощаясь в активной области, возбуждает электронный переход E1-E9. С уровня E9 электрон вынужденно релаксирует с помощью фонона на менее заселенный уровень E8, таким образом перемещаясь по каскаду. Благодаря ассиметричному профилю зонной структуры каскада электроны будут перемещаться только в одном направлении, таким образом, формируя фототок.

Обычно для формирования каскада необходимо использовать набор квантовых ям и барьеров различной ширины, что усложняет процесс изготовления. В первую очередь необходимо обеспечить положение дискретных энергетических уровней в квантовых ямах, чтобы энергия перехода электрона совпадала с энергией фонона. Из этого следует, что толщина квантовых ям в конце каскада должна увеличиваться, а барьеры должны становиться тоньше.

1.5.1 Материалы для квантово-каскадных фотодетекторов

На рисунке 1.8 показана связь между шириной запрещенной зоны и постоянной решетки для различных объемных материалов.

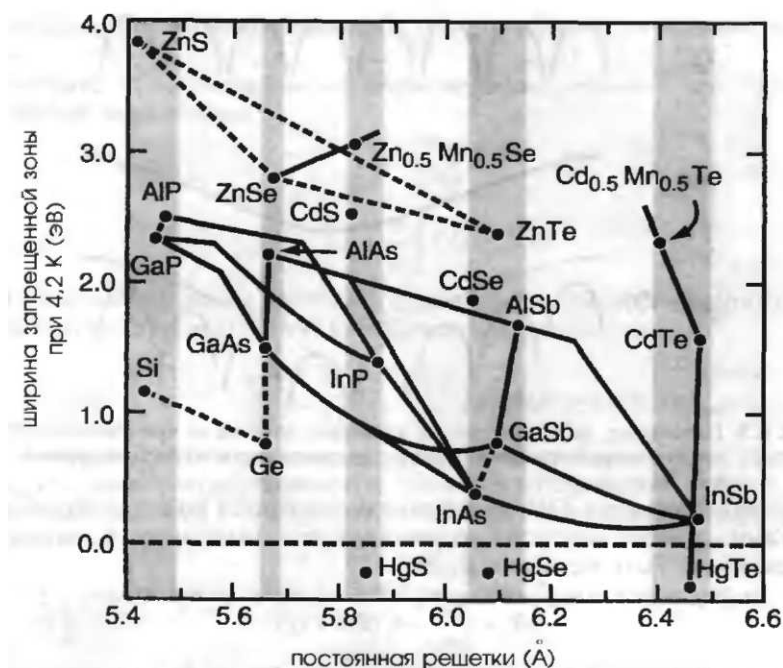


Рис. 1.8. Связь между шириной запрещенной зоны и постоянной решетки различных объемных полупроводников [75].

Требование точного соответствия постоянной решетки для различных объемных полупроводников делит эти полупроводники на пять отчетливо выраженных групп с точки зрения совместимости по постоянной решетки. Среди этих материалов наиболее контролируемые являются твердые растворы $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, при этом могут быть получены материалы с любым содержанием Al, поскольку постоянная решетки существенно не изменяется при различных молярных долях Al_x . Двумя другими важными системами являются $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ и $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$, которые могут быть получены осаждением на подложки InP, а также $\text{In}_x\text{As}_{1-x}\text{Sb}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ на подложках InP и $\text{In}_x\text{As}_{1-x}\text{Sb}$ и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{Sb}$ на

подложках GaSb. И, наконец, постоянные решетки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ хорошо соответствуют осаждению на подложки CdTe. Также они обеспечивают возможность получения материалов с шириной запрещенной зоны, изменяющейся от видимой области спектра вплоть до нуля и возможность получения материалов с отрицательной запрещенной зоной, что свидетельствует о поведении этого материала как полуметалла в этом диапазоне составов.

Межподзонные переходы, которые используются в квантово-каскадных структурах, позволяют создать сверхбыстрые оптоэлектронные приборы, работающие в инфракрасной области спектра. Детекторы с высоким быстродействием, высокой квантовой эффективностью и отсутствием темнового тока весьма востребованы в телекоммуникационных системах и различных приложениях в биологии и химии (детекторы загрязнения окружающей среды, системы мониторинга в промышленных процессах, медицинская диагностика [66,74]).

Структуры, содержащие материалы с достаточно большим смещением зоны проводимости для создания возможности межподзонных переходов на этих относительно коротких длинах волн включают InGaAs / AlAsSb [76,77], GaInNAs / AlAs [71,72], и GaN / Al (Ga, In) N [69,70], (CdS / ZnSe) / BeTe [68, 72]. В случае гетероструктур с нитридами смещение зоны проводимости составляет около 1,8 эВ для GaN / AlN системы, что достаточно, чтобы создать оптоэлектронные приборы на межподзонных переходах, работающих в волоконно-оптических линиях связи. То есть такого смещения достаточно для работы в окнах прозрачности оптоволокна - 1,3 и 1,55 мкм. Благодаря ярко выраженному эффекту рассеяния на продольных фононах у нитридных структур есть потенциал, чтобы превзойти существующие полупроводниковые телекоммуникационные устройства в плане скорости. То, что это заявление на самом деле больше, чем просто гипотеза, подтвердили несколько

экспериментов, которые показали времена межподзонного рассеяния порядка сотен фемтосекунд [78,79].

Использование материалов, таких как GaAs / AlGaAs, InGaAs / AlInAs или антимониды позволяют квантово-каскадным приборам, работающих на межподзонных переходах сместить рабочую длину волны из инфракрасного диапазона в область терагерцев. Операции на коротких волнах ограничены смещением зоны проводимости и прозрачностью самих материалов. Полупроводниковые нитриды (GaN, AlN, InN и их сплавы) привлекают большой интерес для устройств с межподзонными переходами, работающих в ближней ИК-области спектра и, в частности, в диапазоне 1,3-1,55 мкм, используемый для волоконно-оптических телекоммуникаций. Важным является то, что полупроводниковые нитриды прозрачны в широкой области спектра (360 нм до 13 мкм для GaN), а также смещение зоны проводимости в таких гетероструктурах достаточно большое, порядка 1,75 эВ для GaN / AlN [80,81]. Другая специфика нитридов связана с наличием огромного внутреннего поля, индуцированного спонтанной и пьезоэлектрической поляризацией, присущей структуре вюрцита. В связи с довольно тяжелой эффективной массой электрона ($0,22 \times m_0$ для GaN), типичные толщины квантовых ям в каскаде составляют, как правило, 1-1.5 нм, что является необходимым для создания условий для межподзонных переходов на длине волны в 1,3-1,55 мкм.

Тем не менее, по сравнению с успешными результатами исследований межподзонных переходов в области арсенидов материальная система, работа по GaN и его сплавов с AlN все еще находится на очень ранней стадии. Первые экспериментальные результаты в этой области были получены в 1999 году [82]. Тогда в серии работ, впервые были продемонстрированы поглощения на межподзонных переходах на «длинных» волнах от 1,75 до 4,2 мкм [82-84], с последующим

поглощением до 1,55 мкм, а позже, были получены первые оценки ультракороткой жизни возбужденных электронов в квантовых ямах AlN/GaN.

Хотя в целом, значительный прогресс был, достигнут во многих отношениях, есть еще неисследованные области, которые требуют дополнительных усилий ученых. Например, до сих пор представляет проблему оптимизация простого детектора с квантовыми ямами с точки зрения скорости работы или чувствительности[83-85]. Также важно найти решение проблемы последовательного транспорта носителей заряда по квантовому каскаду. Эффект заполнения подзон существенно понижает эффективный электронный транспорт в структуре, что приводит к уменьшению КПД в целом.

Таким образом нерешенной остается задача нахождения физических закономерностей процессов поглощения излучения в резонансных фотодетекторах, а также создания высокоэффективных резонансных фотодетекторов и описания их оптических и электрических характеристик.

1.6. Выводы к первому разделу и постановка задачи исследований

1. Современные волоконно-оптические линии связи доминируют в высокоскоростных системах длиной более 100 метров. Однако для более коротких расстояний проводные соединения все еще являются основной технологией из-за ее простоты и дешевизны исполнения. В ближайшее время, скорость передачи информации по одному каналу достигнет единиц терабит, при этом возможности проводных соединений уже не смогут удовлетворять современным требованиям увеличения скорости обработки данных из-за влияния паразитных емкостей и частотно зависимых потерь, таких как поверхностный эффект. Единственно приемлемым решением является использование оптических линий для соединения элементов

электронных устройств обработки данных со скоростью передачи данных выше 15 Гбит/с по одному каналу.

2. Существующие оптоэлектронные приборы, в настоящее время, не удовлетворяют требованиям сверхкороткого оптического соединения (СКОС) ввиду таких как недостатков, как сложность интегрирования элементов на малой площади платы, пока еще высокого энергопотребления и существенного влияния температуры на изменение длины волны и величины порогового тока. Это определяет наличие проблемы создания активных и пассивных элементов СКОС с требуемым быстродействием, шириной спектра, энергопотреблением а также адекватного теоретического описании физических процессов и наблюдаемых спектральных характеристик данных систем.

3. Резонансные полупроводниковые фотодетекторы обладают преимуществами по сравнению с р-і-п фотодиодами, применяемые в качестве приемников излучения в сетях связи в настоящее время: более высокая квантовая эффективность и быстродействие. Представляется перспективным использование РФД в СКОС в связи с простой интеграцией РФД и ЛВР на одной подложке. Недостаток теоретических данных по физическим свойствам РФД определяет необходимость более детального и глубокого исследования процессов оптического поглощения, спектральных характеристик, температурных свойств и электронного транспорта детектирующей структуры, помещенной в резонатор.

4. Для систем с РФД и ЛВР актуальной является задача совмещения их спектральных характеристик. Существующий в данный момент метод компенсации рассогласования за счет температурной перестройки является неэффективным.

5. Квантово-каскадные фотодетекторы на межподзонных переходах обладают высоким быстродействием и могут работать как в терагерцовом, так и в инфракрасном спектральном диапазоне. Детекторы с высоким

быстродействием, высокой квантовой эффективностью и отсутствием темнового тока весьма востребованы в телекоммуникационных системах и различных приложениях в биологии и химии.

6. Квантово-каскадные фотодетекторы на основе нитридных соединений благодаря ярко выраженному эффекту рассеяния на продольных фононах могут превзойти существующие полупроводниковые телекоммуникационные устройства в плане скорости. Однако теоретические исследования межподзонных переходов в таких структурах, электронного транспорта и оптических свойств находится на ранней стадии. Также для электронного транспорта в квантово-каскадных фотодетекторах актуальной является решение задачи уменьшения эффекта заполнения подзон.

РАЗДЕЛ 2. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ФОТОДЕТЕКТОРА

2.1. Методы моделирования многослойных периодических структур

В данном разделе рассматривается описание результатов, полученных в ходе исследования КЭ и поглощения РФД на основе квантово-размерных полупроводниковых слоев. В разделе кратко описаны основные существующие методы моделирования КЭ многослойных резонансных детекторов: аналитический метод и метод матриц переноса.

В разделе приводятся результаты исследования распределения температуры в РФД. Информация о распределении температуры необходима при конструировании приборов, чтобы избежать повреждения кристаллической структуры вследствие локального перегрева. Кроме того, температура активной области может отличаться от как от температуры подложки, так и от температуры облучаемой поверхности прибора. Информация о температуре активной области необходима для точного моделирования процессов электронного переноса и может быть получена в результате численного решения уравнения теплопроводности с определенным образом подобранными граничными условиями.

Распределение температуры в РФД было рассчитано используя одномерное стационарное уравнение теплопроводности, которое было решено методом конечных разностей. Значения теплопроводности были получены с использованием интерполяционных формул второго порядка.

Одним из ключевых параметров, определяющих квантовую эффективность фотодетектора, является коэффициент поглощения. Его расчет исходя из геометрических параметров и материалов активной области представляет собой чрезвычайно сложную задачу, которая состоит из: 1) нахождения спектра энергетических состояний электронов и дырок,

2) вычисления неравновесного распределения носителей заряда в структуре, учитывая, основываясь на тщательном изучении процессов электронного переноса и учитывая различные процессы рассеяния носителей заряда. В этой работе энергетический спектр электронов и дырок был получен с использованием кр-метода в приближении огибающей функции. Результатом применения этих методов является уравнение Бен-Даниеля-Дюка, которое решалось совместно с уравнением Пуассона с использованием метода конечных разностей. Уравнение Пуассона было решено в процессе самосогласованной процедуры для учета экранирования потенциального рельефа гетероструктуры электронно-дырочной плазмой. Моделирование переноса электронов и оптического отклика каскадного детектора основано на теории матрицы плотности.

Расчет времен жизни носителей произведен с использованием уравнения Лиувилля-фон-Нейманна. Скорость рассеяния электронов на фононах была получена с использованием формулы Харрисона, основанной на золотом правиле Ферми.

КЭ детектора определяется, как вероятность попавшего в детектор фотона возбудить электрон, который будет составлять фототок. Полная КЭ состоит из оптической КЭ (учитывается поглощение фотонов в веществе), внутренней КЭ (учитывается неупругое рассеяние электронов в квантовой яме) и барьерной КЭ (учитывается рассеяние электронов на приконтактном барьере)[8,9].

Исходя из вышесказанного, можно записать полную квантовую эффективность как:

$$\eta = \eta_a \eta_b \eta_c, \quad (2.1)$$

где η_a - оптическая КЭ;

η_b - барьерная КЭ;

η_c - внутренняя КЭ.

Далее в диссертационной работе рассматриваются методы расчета оптической КЭ.

2.1.1. Аналитический метод

Впервые данный метод был опубликован в статье С. Унлю и Р. Кишино [8].

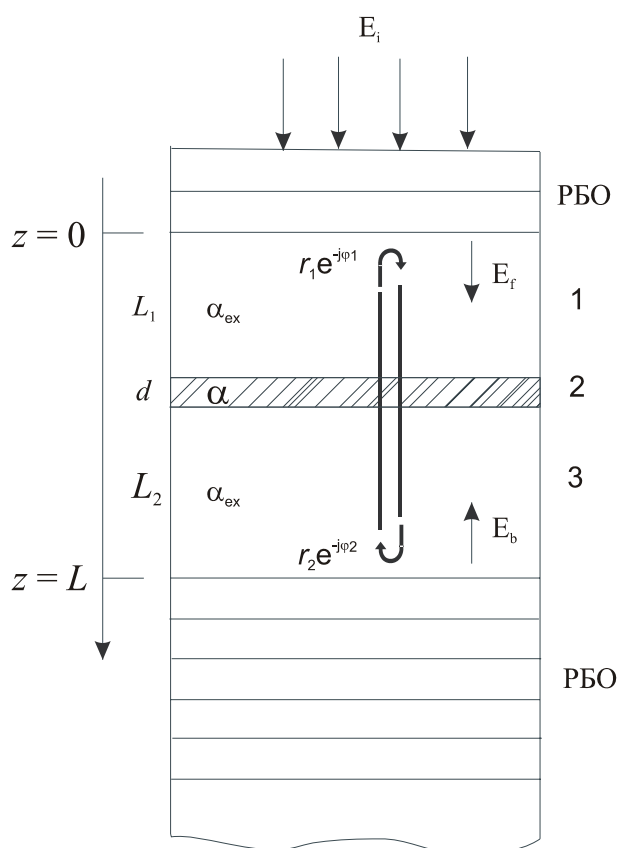


Рис.2.1. Схематическая структура резонансного детектора. 1,3-разделительные слои, 2- активный слой [8].

Схематическая структура РФД представлена на рис. 2.1. Активный слой, в котором происходит поглощение, расположен между двумя распределенными брэгговскими отражателями (РБО) и определяется толщиной d и коэффициентом поглощения α . Расстояния между

активным слоем и входным и глухим зеркалами обозначены, как L_1 и L_2 соответственно (длина разделительных слоев). В диссертационной работе рассматривается прямое попадание излучения на фотодетектор и поэтому ограничимся одномерным случаем. Примем, что тангенциальная составляющая электрического вектора, падающего на фотодетектор излучения, равна E_i . Используя приближение плоских волн, разложим электромагнитное поле в структуре РФД на прямую волну E_f и обратную E_b . Зеркала резонатора, входное и глухое, описываются амплитудными коэффициентами отражения $r_1 e^{-j\phi_1}$ и $r_2 e^{-j\phi_2}$ соответственно, где ϕ_1 и ϕ_2 - сдвиги фаз, обусловленные проникновением оптического поля внутрь зеркала, r_1 и r_2 - модули амплитудных коэффициентов отражения. Энергетические коэффициенты отражения входного и глухого зеркал выражаются как $R_1 = r_1^2$ и $R_2 = r_2^2$ соответственно.

Прямая волна E_f в точке $z = 0$ может быть получена из условия самосогласования, т.е. E_f - является суммой волны, прошедшей через входное зеркало, и волны, прошедшей через весь резонатор туда и обратно. Таким образом, выражение для E_f может быть представлено в виде самосогласованного уравнения [8, 60]

$$E_f = t_1 E_i + r_1 r_2 e^{-(\alpha_{ex}/2)(L_1+L_2)} \cdot e^{-j(2\beta L + \phi_1 + \phi_2)} \cdot E_f, \quad (2.2)$$

где t_1 - коэффициент пропускания входного РБО;

α - коэффициент поглощения активной области;

α_{ex} - коэффициент поглощения разделительных слоев;

β - постоянная распространения.

Исходя из уравнения (2.2), прямая волна E_f записывается в виде

$$E_f = \frac{t_1}{1 - r_1 r_2 e^{-\alpha d - \alpha_{ex}(L_1 + L_2)} e^{-j(2\beta L + \phi_1 + \phi_2)}} E_i \quad (2.3).$$

Обратная волна E_b

$$E_b = r_2 e^{-\alpha d / 2} e^{-(\alpha_{ex} / 2)(L_1 + L_2)} e^{-j(2\beta L + \phi_1 + \phi_2)} E_f \quad (2.4)$$

Оптическая мощность внутри резонатора [8]:

$$P_s = \frac{n}{2\eta_0} |E_s|^2, \text{ (где } s = f \text{ или } b), \quad (2.5)$$

где η_0 – вакуумный импеданс;

n – показатель преломления материала детектора.

В этом случае оптическая мощность, поглощенная в активном слое P_l может быть получена из входной мощности P_i в следующей форме [8]:

$$P_l = (P_f e^{-\alpha_{ex} L_1} + P_b e^{-\alpha_{ex} L_2}) (1 - e^{-\alpha d}) = \frac{(1 - r_1^2)(e^{-\alpha_{ex} L_1} + r_2^2 e^{-\alpha_{ex} L_2} e^{-\alpha_c L})(1 - e^{-\alpha d})}{1 - 2r_1 r_2 e^{-\alpha_c L} \cos(2\beta L + \phi_1 + \phi_2) + (r_1 r_2)^2 e^{-2\alpha_c L}} P_i. \quad (2.6)$$

где α_c – нормированный коэффициент поглощения, равный $\alpha_c = (\alpha_{ex} L_1 + \alpha_{ex} L_2 + \alpha d) / L$.

Учитывая, что оптическая КЭ

$$\eta_a = P_l / P_i, \quad (2.7)$$

получим

$$\eta_a = (1 - R_1)(1 - e^{-\alpha d}) \times \left(\frac{(e^{-\alpha_{ex} L_1} + e^{-\alpha_{ex} L_2} R_2 e^{\alpha_c L})}{[1 - 2\sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha_c L} \cos(2\beta L + \phi_1 + \phi_2) + R_1 R_2 e^{-2\alpha_c L}]} \right) \quad (2.8)$$

Из (2.8) легко видеть, что КЭ имеет периодический спектр. Максимальная КЭ будет наблюдаться на резонансной длине волны. В условии резонанса $(2\beta * L + \phi_1 + \phi_2 = 2m\pi (m = 1, 2, 3...))$ выражение (2.8) можно упростить

$$\eta_a = \left(\frac{(e^{-\alpha_{ex} L_1} + e^{-\alpha_{ex} L_2} R_2 e^{\alpha_c L})}{[1 - \sqrt{R_1 R_2} e^{-\alpha_c L}]} \right) (1 - R_1)(1 - e^{-\alpha d}). \quad (2.9)$$

Необходимо отметить, что в уравнении (2.9) игнорируются отражения на поверхностях раздела между активным слоем и разделительными слоями. Эта аппроксимация справедлива, когда рассматривается гетероструктура с малыми контрастами диэлектрической постоянной.

Влияние стоячей волны (СВ) (т.е. пространственного распределения оптического поля в резонаторе) в этом уравнении также не учтено. Если рассматривать детекторы с толстыми активными слоями, охватывающими несколько периодов СВ, то влиянием СВ можно пренебречь. Однако, для очень тонких активных слоев, вклад СВ значителен [8].

Влияние СВ может быть учтено, используя концепцию эффективного коэффициента поглощения:

$$\alpha_{eff} = K_{sw} \alpha, \quad (2.10)$$

где K_{sw} – поправочный коэффициент стоячей волны, α_{eff} – эффективный коэффициент поглощения в активной области, учитывающий влияние стоячей волны. Подставляя α_{eff} вместо α в выражение (2.9), получим КЭ, учитывающую стоячую волну.

Для случая, когда $\varphi_1 = 0$, $\varphi_2 = 0$ (т.е. длина волны излучения соответствует брэгговской длине волны зеркал $\lambda = \lambda_B$) и $L_1 = L_2$ (активный слой расположен точно в центре резонатора), можно использовать следующую формулу для K_{sw} [8]:

$$K_{sw} = 1 + \frac{2r_2 \sin(\beta \beta d)}{\beta d(1 + r_2^2)}, \quad (2.11)$$

где $\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$; $n_{eff} = \frac{L_1 n_1 + L_2 n_2 + d n_a}{L}$ – эффективный показатель преломления; n_1 , n_2 и n_a – показатели преломления разделительных и активного слоев.

2.1.2. Метод матриц переноса

Метод матриц переноса является широко распространенным методом расчета оптических свойств слоистых структур. В случае слоистой среды задачи о распространении света и нахождении частот собственных оптических и поляритонных мод слоистой структуры сводятся к перемножению матриц переноса через отдельные слои, из которых состоит структура. Конкретный вид матриц определяется выбором параметров(базиса), описывающих электромагнитное поле. Наиболее часто

в качестве базиса используются тангенциальные по отношению к границе раздела двух сред компоненты электрического и магнитного полей или амплитуды волн, распространяющихся в противоположных направлениях [86]. Базируясь на данном методе, были также решены задачи о распределении поля в ступенчатых планарных волноводах [44,87].

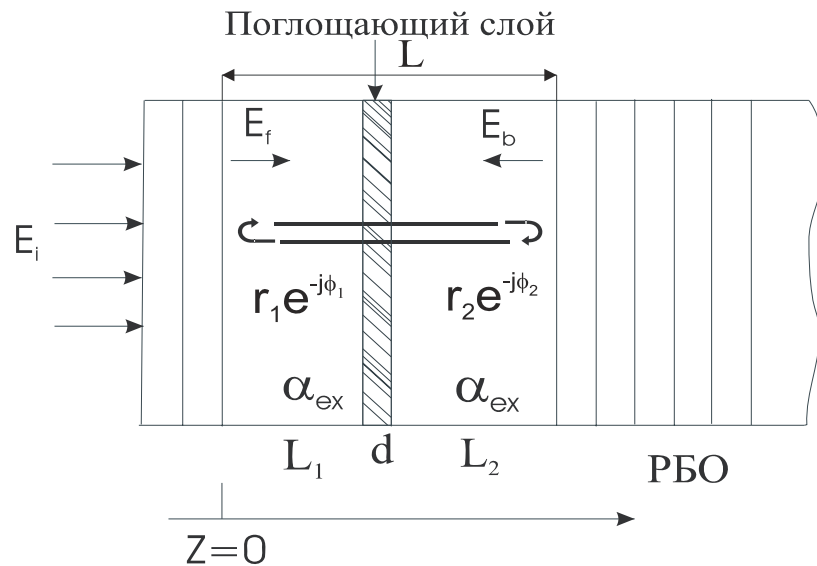


Рис. 2.2. Схематическая структура резонансного детектора [8]

На рис. 2.2 представлена схематическая структура резонансного детектора.

Активный слой, в котором происходит поглощение, расположен между двумя РБО и определяется толщиной d и коэффициентом поглощения α . Расстояние между активным слоем и верхним и нижним зеркалами обозначены, как L_1 и L_2 , соответственно (длина разделительных слоев). В диссертационной работе рассматривается прямое попадание излучения на фотодетектор и поэтому ограничимся одномерным случаем. Используя приближение плоских волн, разложим электромагнитное поле в структуре РФД на прямо распространяющуюся волну E_f и обратно распространяющуюся волну E_b . Прямо распространяющаяся волна E_f в точке $Z = 0$ может быть получена из

условия самосогласования, т.е. E_f - является суммой волны, прошедшей через входное зеркало и волны, прошедшей через весь резонатор туда и обратно. Зеркала резонатора, входное и глухое, описываются комплексными коэффициентами отражения $r_1 e^{-j\phi_1}$ и $r_2 e^{-j\phi_2}$, соответственно, где ϕ_1 и ϕ_2 — сдвиги фаз, обусловленные проникновением оптического поля внутрь зеркала.

Амплитудные коэффициенты отражения r и пропускания t в многослойной структуре, состоящей из L слоев могут быть записаны как:

$$r = \frac{\eta_m E_m - H_m}{\eta_m E_m + H_m}, \quad (2.12)$$

$$t = \frac{2\eta_m}{\eta_m E_m + H_m}, \quad (2.13)$$

где

$$\begin{pmatrix} E_m \\ H_m \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} 1 \\ \eta_s \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

η_{eff} — эффективный показатель преломления, который определяется:

$$\eta_{eff} = \left\{ \frac{n}{\cos(\theta)} \right\}. \quad (2.15)$$

E_m и H_m соответствуют векторам электрического и магнитного полей в слоях соответственно. Тогда:

$$M = M_L M_{L-1} \dots M_j \dots M_2 M_1, \quad (2.16)$$

где матрица размерности 2×2 , которая соответствует j -му слою в структуре на Рис. 2.6.

$$M = M^* \begin{bmatrix} \cos(\delta) & \frac{i}{n_{eff}} \sin(\delta) \\ i * n_{eff} * \sin(\delta) & \cos(\delta) \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

$$\delta_j = \frac{2 * \pi}{\lambda} (n_j d_j \cos(\theta_j)), \quad (2.18)$$

Параметр $n_j d_j \cos(\theta_j)$ показывает эффективную оптическую толщину j -го слоя при угле отражения θ_j .

КЭ может быть рассчитана из спектров отражения и пропускания. Поглощение задается с использованием комплексной части показателя преломления, $n_j = n - ik$, где k - коэффициент экстинкции. Коэффициент экстинкции показывает часть рассеянного и поглощенного электромагнитного излучения на единицу длины в среде и определяется как $k = \frac{\lambda \alpha}{4\pi}$, где α - коэффициент поглощения материала.

Так как для полупроводниковых фотодетекторов можно пренебречь поглощением вне активного слоя то оптическая КЭ η_a фактически равна величине поглощения.

Из закона сохранения энергии следует, что отраженная R , поглощенная A , и прошедшая T часть излучения в сумме удовлетворяют следующему выражению:

$$R + A + T = 1, \quad (2.19)$$

тогда

$$\eta_a = 1 - R - T. \quad (2.20)$$

Так как в методе матриц переноса рассчитывается распределение электромагнитного поля в структуре модель учитывает эффект стоячей волны и переотражения на границах разделов.

Оба описанных метода использовались в данной диссертационной работе. Аналитический метод дает хорошее понимание оптических процессов, проходящих в структуре РФД. В частности, формула 2.8 позволяет наглядно, используя малые вычислительные мощности, показать зависимость КЭ РФД от абсолютного коэффициента поглощения активного слоя. Аналитический метод позволяет получить простую зависимость квантовой эффективности от большинства определяющих геом. параметров активной области РФД, если известны коэффициент поглощения поглощающего слоя и коэффициенты отражения зеркал. Полученное приближенное выражение позволяет разделить решение задачи на две независимых части – оптическую (задача о нахождении оптических параметров резонатора без поглощающего слоя) и электронную (нахождение коэффициента поглощения изолированного поглощающего слоя).

Следует заметить, что в представленных моделях пренебрегается рассеянием и дифракцией света, а также рассматривается только нормальное падение волны на поверхность входного зеркала.

2.1.3. Внутренняя и барьерная КЭ

Параметр внутренней КЭ следует рассматривать только при наличии квантоворазмерных слоев в фотодетекторе. Оптически возбужденные электроны в активном слое будут претерпевать неупругое рассеяние, вследствие чего будут терять энергию, и вероятность выхода из потенциальной ямы будет понижаться. Параметр можно представить в виде:

$$\eta_a = \exp(-d / L_z), \quad (2.21)$$

где L_z - длина свободного пробега электрона.

Барьерная КЭ определяется как вероятность прохода электроном расстояния x вблизи барьера без рассеяния

$$\eta_b = \exp(-x / L_z), \quad (2.22)$$

где L_z - длина свободного пробега в потенциальной яме, созданной силой "электрического изображения"; x - расстояние между максимумом барьера и границей раздела. Сила "электрического изображения" характеризует взаимодействие электрических зарядов с границей раздела двух полупроводников [88].

Расположение и высота максимума барьера зависит от приложенного напряжения смещения, так как внешнее поле меняет силу "электрического изображения" [88]. Вследствие этого зависимость фототока от напряжения смещения обуславливается рассеянием электронов в потенциальной яме на границе раздела и изменением максимальной энергии барьера. Расстояние x может быть представлено как:

$$x = \left(\frac{q}{16\pi\epsilon_0\epsilon_a F} \right)^{1/2}, \quad (2.23)$$

где q - заряд электрона;

ϵ_0 - диэлектрическая постоянная;

ϵ_a - диэлектрическая проницаемость активного слоя;

$F = (V_b - V_0) / d$ - электрическое поле в активной области;

V_b - напряжение смещения;

V_0 - энергия плоской зоны.

2.2. Распределение температуры в структуре фотодетектора

Для получения зависимости показателя преломления от температуры, необходимо знать распределение температуры в самом детекторе.

Так как резонансный фотодетектор обладает цилиндрической симметрией, то двухмерное стационарное уравнение теплопроводности:

$$-\frac{\partial}{\partial r} \left(k(r, z) r \frac{\partial T(r, z)}{\partial r} \right) - \frac{\partial}{\partial z} \left(k(r, z) r \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \right) = -f(r, z), \quad (2.24)$$

для одномерного случая может быть расписано в следующем виде:

$$-\frac{\partial k(z)}{\partial z} \frac{\partial T(z)}{\partial z} - k(z) \frac{\partial^2 T(z)}{\partial z^2} = f(z). \quad (2.25)$$

где $k(z)$ – теплопроводность;

$f(z)$ – генератор температуры;

$T(z)$ – температура.

Координата z направлена вдоль распространения электромагнитного излучения.

Уравнение (2.25) вычислялось с использованием метода конечных разностей. Применяя конечно-разностную схему, была получена система линейных алгебраических уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} -c_1T(i+1)+c_2T(i)-c_3T(i-1)=f(i) \\ \dots\dots\dots \\ -c_1T(n+1)+c_2T(n)-c_3T(n-1)=f(n) \end{array} \right\} \quad (2.26)$$

$$c_3 = \frac{k(i+1) - k(i-1)}{4h^2} - \frac{k(z)}{h^2}. \quad (2.30)$$

Значения теплопроводности для каждого слоя были получены с использованием интерполяционных формул. Для тройных соединений использовалась интерполяция второго порядка. Например, для $Al_xGa_{(1-x)}As$, теплопроводность которого весьма чувствительна к содержанию алюминия:

$$\frac{1}{k(x)} = xW_{AC} + (1-x)W_{BC} + x(1-x)C_{AC}, \quad (2.31)$$

где W_{AC}, W_{BC} теплопроводности для бинарных соединений, C_{AC} параметр искривления.

2.3. Расчет поглощения в квантово-каскадных детекторах

Процессы поглощения и/или усиления оптического излучения в полупроводниковых оптоэлектронных приборах включают в себя множество физических аспектов и процессов, определяющих характеристики оптического отклика рассматриваемой структуры. Основными из них являются квантовые процессы рекомбинации и генерации носителей заряда, сопровождаемые поглощением или испусканием одного или нескольких фотонов (однофотонные и многофотонные процессы) [89], а также различными коллективными эффектами [90-94], такими как рассеяния на фононах, экситонные эффекты, экранирование электронно-дырочной плазмой [93], обменно-корреляционные эффекты и др [93]. Если не учитывать явления квантовой

оптики, взаимодействие излучения с веществом можно описать в квазиклассическом приближении, когда носители заряда в среде подчиняются законам квантовой механики, а оптическое излучение описывается законами классической физики [95, 96]. В этом простейшем случае вероятность излучательного межзонного перехода электрона может быть вычислена с использованием "Золотого правила Ферми" [97]:

$$T_{a \rightarrow b, k}(\eta\omega) = \frac{2\pi}{\eta} \left| \langle a, k | \hat{H}(t) | b, k \rangle \right|^2 \delta(E_{k_a} - E_{k_b} - \eta\omega) \quad (2.32)$$

где ω - циклическая частота фотона;

η - постоянная Планка, деленная на 2π ;

E_{k_a} и E_{k_b} - энергии начального и конечного состояний носителей заряда с волновым вектором k , принадлежащие энергетической зоне a и зоне b соответственно;

$\langle a, k | \hat{H}(t) | b, k \rangle$ - матричный элемент гамильтониана возмущения

Это правило было установлено, определено Дираком и Ферми [89], [95] во втором порядке теории возмущения, когда в роли возмущения выступает зависящее от времени слагаемое гамильтониана, содержащее амплитуду электромагнитного поля и описывающее взаимодействие излучения с веществом. "Золотое правило Ферми" показывает, что для вычисления вероятности излучательного перехода необходимо обладать информацией о матричном элементе перехода и спектре энергетических состояний, который в случае полупроводников характеризуется зонной структурой. Это правило широко используется не только при вычислении вероятностей энергетических переходов с участием фотона, но и для других типов процессов рассеяний, таких как электрон-фононные или электрон-электронные рассеяния. В выражении (2.32) состояния

описываются набором из двух квантовых чисел - номера зоны (а или b) и волнового вектора k . Спиновое квантовое число может быть включено в одно из двух оговоренных выше квантовых чисел.

Для кристаллических веществ, которыми являются рассматриваемые в диссертационной работе полупроводниковые нитриды, спектр энергетических состояний обладает зонной структурой. Таким образом, вычисление спектра энергетических состояний сводится к нахождению зонной структуры - дисперсионных зависимостей энергии от волнового вектора для всех энергетических зон. Волновые функции используются для вычисления дипольного матричного элемента, определяющего правила отбора для оптических межзонных переходов. Параметры уравнений, определяющие зонную структуру и волновые функции носителей заряда, связаны с параметрами материалов и геометрией гетероструктуры, являющиеся входными данными математической модели.

Для расчета поглощения квантово-каскадной структуры был использован метод моделирования на основе однозонного кр-метода [96].

В этом представлении гамильтониан представляет собой систему линейных алгебраических уравнений и является бесконечной матрицей. Матрица будет иметь диагональный вид, если $k = 0$; матрица будет недиагональной, если $k \neq 0$. Если пренебречь недиагональными элементами, то собственные значения матрицы будут зависеть от волнового вектора по квадратичному закону. Этот случай соответствует области k -пространства в окрестности центра зоны Бриллюэна, где $k \neq 0$. Таким образом, дисперсионный закон в окрестности зоны Бриллюэна близок к параболической зависимости. Учет недиагональных элементов приведет к непараболичности дисперсионного закона. Выбор числа элементов гамильтониана позволяет контролировать степень полинома, который получается при вычислении определителя матрицы. Однозонное приближение соответствует полиному второго порядка.

В этом случае, огибающие функции могут быть получены из уравнения Бен-Даниэля-Дюка [97]:

$$-\frac{\eta^2}{2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{m(z)} \frac{\partial}{\partial z} \varphi_{el}(z) + E_c(z) \varphi_{el}(z) + \frac{\eta^2 k^2}{2m_{II}(z)} \varphi_{el}(z) = E \varphi_{el}(z) \quad (2.32)$$

Это уравнение дополняется периодическими граничными условиями. Уравнения Пуассона и Бен-Даниэля-Дюка были численно решены с использованием метода конечных разностей. Моделирование переноса электронов и оптического отклика каскадного детектора основано на теории матрицы плотности [98]. Чтобы свести к минимуму требования к расчету, в диссертационной работе применялась так называемая упрощенная модель матрицы плотности [98-100]. Усреднение К-зависимых скоростей рассеяния приводит к избавлению от зависимости элементов матрицы плотности от волнового вектора. Это значительно уменьшает число кинетических уравнений. Это упрощение не приводит к неточности, если непараболичность зон относительно невелика, т. е. если энергия перехода между состояниями генерации не зависит от плоскости волнового вектора. Упрощенная модель матрицы плотности была разработана и успешно применяется для квантово-каскадных лазеров [98, 101]. В качестве базисных состояний для матрицы плотности был выбран базис Ванье-Штарка. Так как в работе рассматривается только семь состояний квантово-каскадного детектора, матрица плотности имеет размерность 7x7. Время эволюции элементов матрицы плотности является решением уравнения Лиувилля фон-Неймана:

$$\frac{dp_{ij}(t)}{dt} = R_{ij} \quad (2.33)$$

Правая часть уравнения 2 является элементом матрицы R , которая может быть записана как:

$$R = 1/(i\eta)(H_0\rho - \rho H_0) - S \quad (2.34)$$

$$H_0 = \begin{pmatrix} E_1 & \eta\Omega_{12} & \eta\Omega_{13} & \eta\Omega_{14} & 0 & 0 & 0 \\ \eta\Omega_{12} & E_2 & \eta\Omega_{23} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \eta\Omega_{13} & \eta\Omega_{23} & E_3 & \eta\Omega_{34} & 0 & 0 & 0 \\ \eta\Omega_{14} & 0 & \eta\Omega_{34} & E_4 & \eta\Omega_{45} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \eta\Omega_{45} & E_5 & \eta\Omega_{56} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \eta\Omega_{56} & E_6 & \eta\Omega_{67} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \eta\Omega_{67} & E_7 \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

$$S = \begin{pmatrix} \tau_1^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} \\ \gamma^{-1} & \tau_2^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} \\ \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \tau_3^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} \\ \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \tau_4^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} \\ \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \tau_5^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} \\ \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \tau_6^{-1} & \gamma^{-1} \\ \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \gamma^{-1} & \tau_7^{-1} \end{pmatrix} \quad (2.36)$$

$$\tau_{1^{-1}} = -\tau_{71^{-1}}\rho_{77}, \quad (2.37)$$

$$\tau_{2^{-1}} = \tau_{23^{-1}}\rho_{77}, \quad (2.38)$$

$$\tau_{3^{-1}} = \tau_{34^{-1}}\rho_{33} - \tau_{23^{-1}}\rho_{22} \quad (2.39)$$

$$\tau_{4^{-1}} = \tau_{45^{-1}}\rho_{44} - \tau_{34^{-1}}\rho_{33} \quad (2.40)$$

$$\tau_{5^{-1}} = \tau_{56^{-1}}\rho_{55} - \tau_{45^{-1}}\rho_{44} \quad (2.41)$$

$$\tau_{6^{-1}} = \tau_{67^{-1}}\rho_{66} - \tau_{56^{-1}}\rho_{55} \quad (2.42)$$

$$\tau_{7^{-1}} = \tau_{71^{-1}}\rho_{77} - \tau_{67^{-1}}\rho_{66} \quad (2.43)$$

, где τ_{ij} - время жизни электрона,

γ - время дефазировки,

Ω_{ij} - коэффициент взаимодействия между i и j состояниями,

E_j - энергетический уровень.

Время дефазировки $\gamma = 5 \text{ мэВ}$ одинаковое для всех переходов.

Гамильтониан H_0 (2.35) действителен для базиса Ванье-Штарка и базиса не связанных квантовых ям. Для базиса Ванье-Штарка не нулевыми коэффициентами взаимодействия являются только Ω_{12} , Ω_{13} и Ω_{14} . Также, некогерентный перенос электронов определяется преимущественно скоростью рассеяния электронов на фононах. Электронные переходы в поглощающей квантовой яме происходят за счет поглощения излучения. Скорость рассеяния электронов на фононах можно рассчитать с использованием формулы Харрисона, основанной на золотом правиле Ферми[102]:

$$\frac{1}{\tau_i} = \frac{Y''}{2} \Theta(k_{i^2} - \frac{2m\Delta}{\eta^2}) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\pi |G_{if}(K_z)|^2}{\sqrt{K_z^4 + 2K_z^2(2k_{i^2} - \frac{2m\Delta}{\eta^2}) + (\frac{2m\Delta}{\eta^2})^2}} dK_z, \quad (2.44)$$

где

$$Y'' = \frac{2me^2\omega_{phn}P'}{(2\pi)^2\eta^2} \quad (2.45)$$

$$P' = (\frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_s})(N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}),$$

где k_i - волновой вектор электрона,

K_z - волновой вектор фонона,

$G_{ij}(K_z)$ - форм-фактор,

$\varepsilon_\infty, \varepsilon_s$ - диэлектрические проницаемости материала для высоких и низких частот,

ω_{phn} - частота фонона,

$$\Delta = E_f - E_i \text{ и } \eta \omega_{phn},$$

E_f, E_i - начальное и конечное состояния.

$\Theta(k_{i^2} - \frac{2m\Delta}{\eta^2})$ - функция Хевисайда, которая нужна для того, чтобы отсекал электронные переходы, которые не удовлетворяют закону сохранения энергии. Выражение $N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}$ описывает фотонную плотность в кристалле. Знак $\pm$ в этом выражении показывает процесс поглощения или излучения фотона. Форм фактор $G_{ij}(K_z)$ может быть представлен как:

$$G_{ij}(K_z) = \int \psi_f(z) e^{-iK_z z} \psi_i(z) dz \quad (2.46)$$

2.4. Выводы

1. В Диссертационной работе были проанализированы 2 метода расчета спектральных характеристик полупроводниковых слоистых структур. Аналитический метод является менее точным по сравнению с методом матриц переноса так как в первом не учитывается переотражение излучения между слоями. Также аналитический метод предъявляет особые требования к имеющимся вычислительным ресурсам.

2. Для расчета распределения температуры в РФД было использовано одномерное стационарное уравнение теплопроводности, которое было решено методом конечных разностей. Значения теплопроводности были получены с использованием интерполяционных формул второго порядка.

3. Для расчета поглощения в квантово-каскадной структуре РФД использовался метод моделирования на основе однозонного кр-метода. Уравнения Пуассона и Бен-Даниэля-Дюка были численно решены с использованием метода конечных разностей, а моделирование переноса электронов и оптического отклика каскадного детектора основано на теории матрицы плотности.

4. Расчет времен жизни носителей произведен с использованием уравнения Лиувилля-фон-Нейманна. Скорость рассеяния электронов на фононах была получена с использованием формулы Харрисона, основанной на золотом правиле Ферми. Подход, основанный на временах жизни, которые получены с использованием Золотого правила Ферми, является простым по сравнению с методом неравновесных функций Грина или использованием уравнения Больцмана. Однако, поскольку в рассматриваемой структуре время термализации является достаточно малым и, следовательно, распределение носителей заряда в каждой подзоне может быть описано с использованием функции Ферми-Дирака

содержащих квази-уровень Ферми, этот метод является достаточно точным.

РАЗДЕЛ 3 ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РФД НА ОСНОВЕ InGaAs/AlAs

В разделе приводятся результаты исследования спектральных характеристик резонансного фотодетектора на основе InGaAs/GaAs соединений и результаты моделирования барьерной, внутренней и оптической КЭ и спектров пропускания и отражения. Полученные в разделе данные отображают результаты исследования влияния резонатора на КЭ фотодетектора при известном коэффициенте поглощения активной области.

Чтобы оценить влияние зеркал на оптическую квантовую эффективность, в работе был использован аналитический метод (пункт 2.1.1. в разделе 2).

3.1. Исследуемая структура

Детектирующая структура представляет собой гетероструктуру, состоящую из трех квантовых ям, изготовленных из полупроводниковых материалов $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}/\text{GaAs}$. Оптическая длина поглощающих полупроводниковых слоев составляет половину длины волны падающего излучения ($\lambda = 0,98$ мкм). Структура и материалы выбирались на основании данных, полученных при практических исследованиях различными научными группами и с учетом информации о реальных приборах [3-5,6,7,10,103-111]. Схематическое изображение исследуемой структуры представлено на Рис. 3.1.

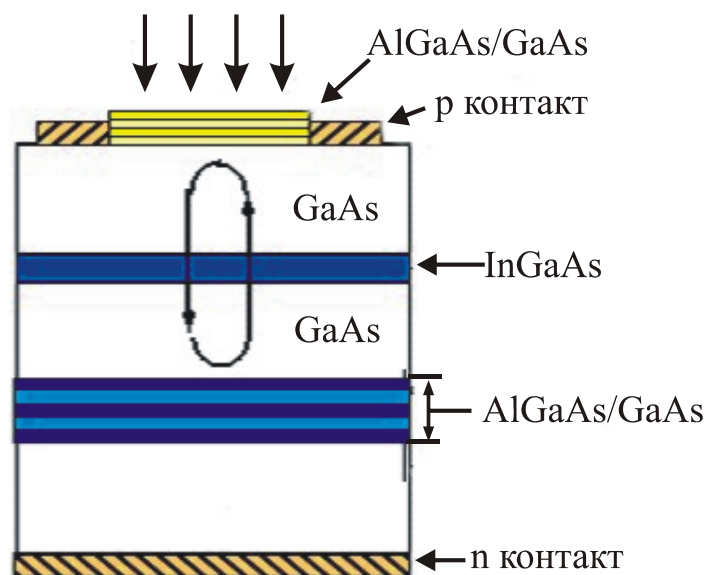


Рис 3.1. Исследуемая структура

Выбор $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ в качестве активного вещества был обусловлен подходящим значением ширины запрещенной зоны, которое позволяет получить пик спектральной характеристики поглощения в области 1 мкм спектральной шкалы электромагнитного излучения. Эта длина волны представляет интерес, поскольку значительная часть излучателей, применяемых в системах передачи данных, работают в этой спектральной области. В качестве материала барьерных слоев детектора был выбран полупроводник GaAs. Такой выбор, в первую очередь, связан с малым поглощением на рабочей длине волны [112,113] и хорошим согласованием по постоянной решетки с материалом квантовых ям, что позволяет уменьшить число дефектов кристаллической структуры, вызванных деформационными эффектами.

В качестве распределенного Брегговского отражателя (РБО) было выбрано многослойное зеркало $\text{Al}_{0,65}\text{Ga}_{0,35}\text{As}/\text{GaAs}$. Эта структура обладает низкими барьерными напряжениями, высокой теплопроводностью, высокой электропроводностью, необходимым контрастом показателей

преломления, малыми потерями поглощения излучения на свободных носителях и возможностью использования существующих методов поперечного ограничения тока и оптического поля. Толщины слоев брэгговских зеркал выбирались таким образом, чтобы брэгговская длина волны зеркал λ_B составляла 0,98 мкм.

В таблице 3.1 приведены параметры, используемые в этой работе для математического моделирования КЭ и отражательных свойств РБО.

Таблица 3.1. - Параметры структуры РФД на основе InGaAs

Параметр	Значение
Толщина активного слоя, d ($\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$)	от 4 до 15 нм
Толщина разделительного слоя, h (GaAs)	от 61 до 67 нм
Толщина слоя зеркала ($\text{Al}_{0,65}\text{Ga}_{0,35}\text{As}$)	77,44 нм
Толщина слоя зеркала (GaAs)	69,5 нм
Показатель преломления $\text{Al}_{0,65}\text{Ga}_{0,35}\text{As}$	3,1637
Показатель преломления GaAs, n_1, n_2	3,5256
Показатель преломления $\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$, n_a	3,5691
Коэффициент поглощения активной области, α ($\text{In}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$)	от $1,5 \cdot 10^4$ до $24 \cdot 10^4$ см ⁻¹
Коэффициент поглощения разделительных слоев, α_{ex} (GaAs)	$1,5 \cdot 10^2$ см ⁻¹
Энергия плоской зоны, V_0	2,1 В
Длина свободного пробега носителей, L_z	250 А

На рисунках 3.2 и 3.3 представлены результаты расчета КЭ как функции коэффициента отражения входного зеркала R_1 для определенной величины коэффициента отражения глухого зеркала R_2 . Графики на Рис.

3.2 и 3.3 построены для разных коэффициентов поглощения активной среды, которые равны $\alpha = 24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $\alpha = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ соответственно.

Полученные характеристики были вычислены с использованием теоретической модели, приведенной в п. 2.1.1.

Ввод излучения в структуру осуществляется через входное зеркало, что проиллюстрировано на Рис. 3.1. Как показали расчеты, зависимость КЭ от коэффициента отражения R_1 этого зеркала имеет экстремум. Для глухого зеркала, КЭ растет монотонно с увеличением коэффициента отражения до единицы.

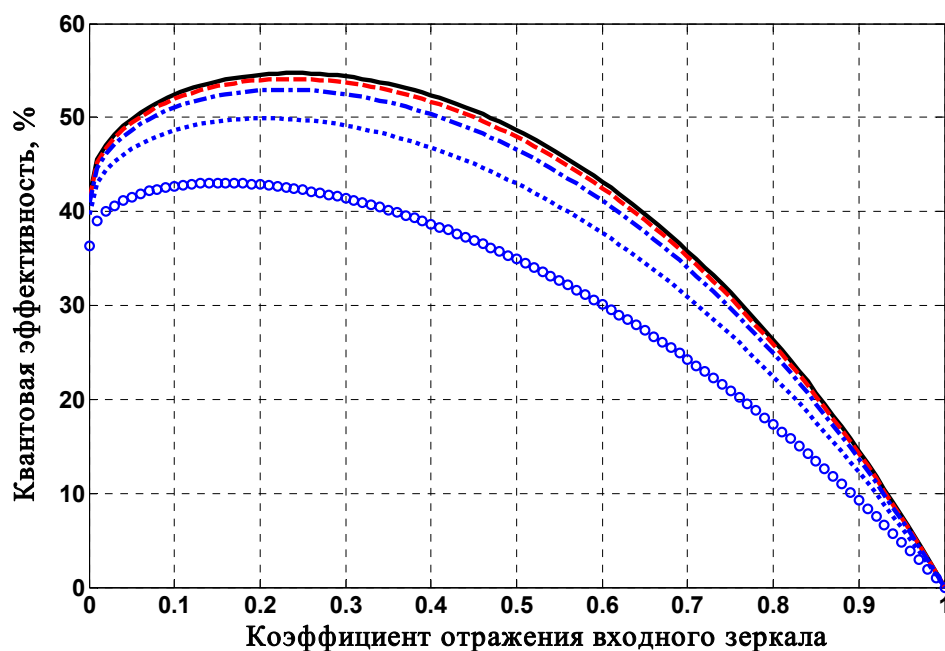


Рис. 3.2. Зависимость КЭ от коэффициентов отражения входного и глухого зеркал для $\alpha = 24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. В скобках указано число слоев РБО для глухого зеркала. Сплошная кривая соответствует $R_2=1$ при $N=\infty$. Остальные кривые сверху вниз $R_2=0,98(N=50)$; $R_2=0,95(N=40)$; $R_2=0,86(N=30)$; $R_2=0,63(N=20)$.

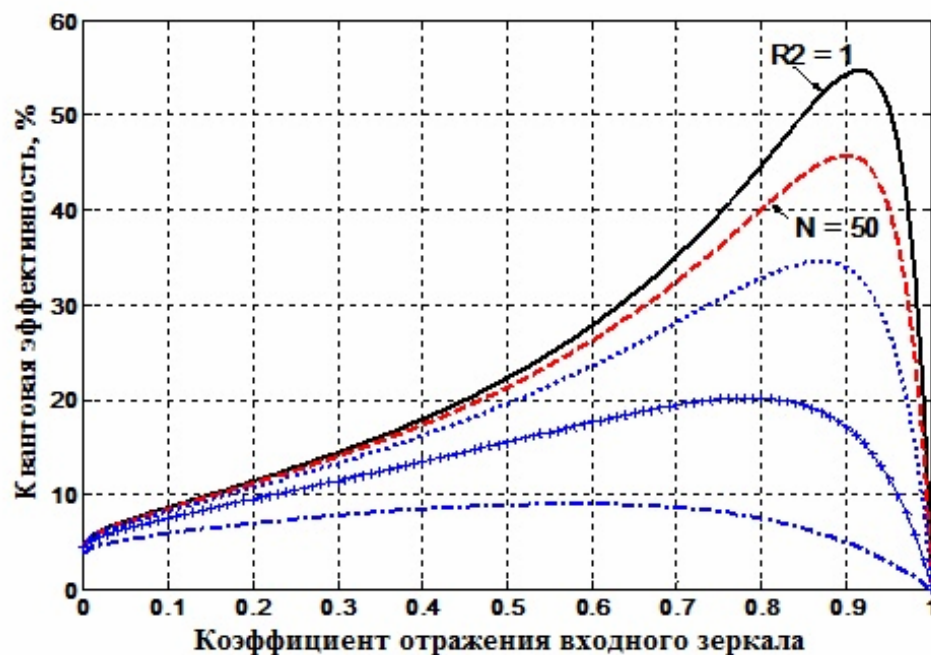


Рис. 3.3. Зависимость КЭ от коэффициентов отражения входного и глухого зеркал для $\alpha = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. В скобках указано число слоев РБО для глухого зеркала. Сплошная кривая соответствует $R_2=1$ при $N=\infty$. Остальные кривые сверху вниз $R_2=0,98(N=50)$; $R_2=0,95(N=40)$; $R_2=0,86(N=30)$; $R_2=0,63(N=20)$.

На обоих рисунках видно, что значение R_1 , соответствующее максимуму КЭ, зависит от значения R_2 . При уменьшении R_2 происходит сдвиг пика в область малых значений коэффициента R_1 . Поэтому для достижения максимальной КЭ при уменьшении R_2 необходимо уменьшать и R_1 . Это связано с распределением электромагнитного поля в пространстве резонатора. Для получения максимальной КЭ необходимо локализовать максимум поля электромагнитного излучения в центральной области резонатора, где расположены поглощающие квантовые ямы. Изменение коэффициента отражения одного из зеркал приводит к сдвигу максимума поля в пространстве резонатора.

На графиках видно, что η снижается при уменьшении R_2 при любых значениях R_1 . Это связано с тем, что уменьшая R_2 , потери системы значительно увеличиваются (излучение после каждого прохода внутри

резонатора частично выходит из него через глухое зеркало). Поскольку толщина активного слоя составляет несколько нанометров, то поглощение излучения за один проход резонатора весьма мало. Таким образом, коэффициент отражения глухого зеркала должен быть как можно больше. Причем влияние величины R_2 на КЭ тем больше, чем меньше коэффициент поглощения в активном слое (сравните величину сдвига кривых на Рис. 3.2 и 3.3), так как за один проход отношение поглощения в активном слое к потерям на нижнем зеркале будет уменьшаться.

3.2. Изменение геометрических параметров зеркал

Влияние геометрических параметров зеркал на КЭ исследовалось с использованием метода матриц переноса (см. п. 2.1.2). Как известно, при росте числа слоев РБО возрастает коэффициент отражения [114,115], что показано на Рис. 3.4., где представлена зависимость коэффициента отражения глухого зеркала от числа слоев.

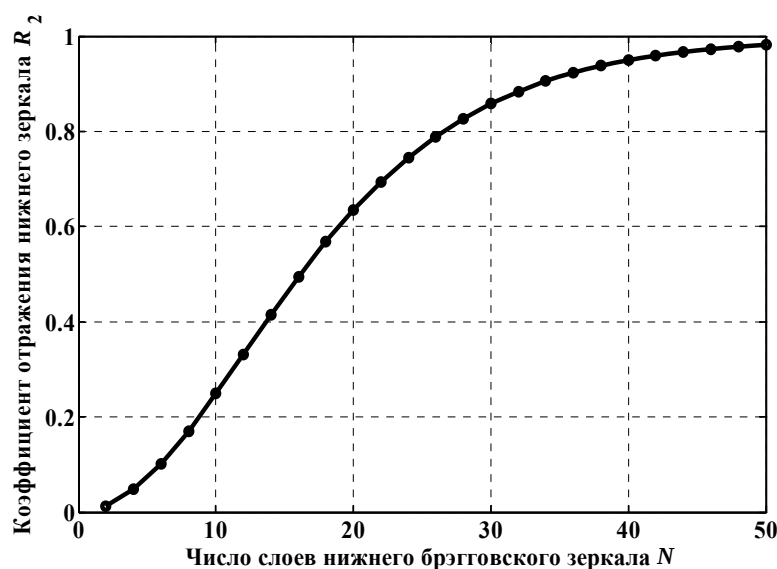


Рис. 3.4. Зависимость коэффициента отражения глухого зеркала от числа слоев РБО

Видно, что при малом числе слоев зависимость имеет почти линейный нарастающий характер. Это позволяет получить сравнительно высокий коэффициент отражения, просто добавляя слои глухого РБО. Однако, при увеличении слоев больше 30, появляется насыщение зависимости, т. е. увеличение числа слоев не приводит к значительному изменению коэффициента отражения. Данное насыщение является следствием уменьшения доли отражения отдельного слоя из-за увеличения их общего числа. Этот факт делает затруднительным получить коэффициент отражения зеркала равным единице, просто добавляя новые слои. Безмерное увеличение слоев РБО повлечет за собой увеличение затрат на изготовление и рост оптических потерь в РБО. Таким образом, для глухого зеркала РФД значение коэффициента отражения $R_2 = 0.98$ представляется достаточным. Такое значение достигается при числе слоев $N = 50$. Еще более эффективным способом, позволяющим достичь больших значений коэффициента отражения зеркал, является использование материалов с большим контрастом показателя преломления [114,116].

Расчет коэффициента отражения для входного зеркала показан на рисунке 3.5.

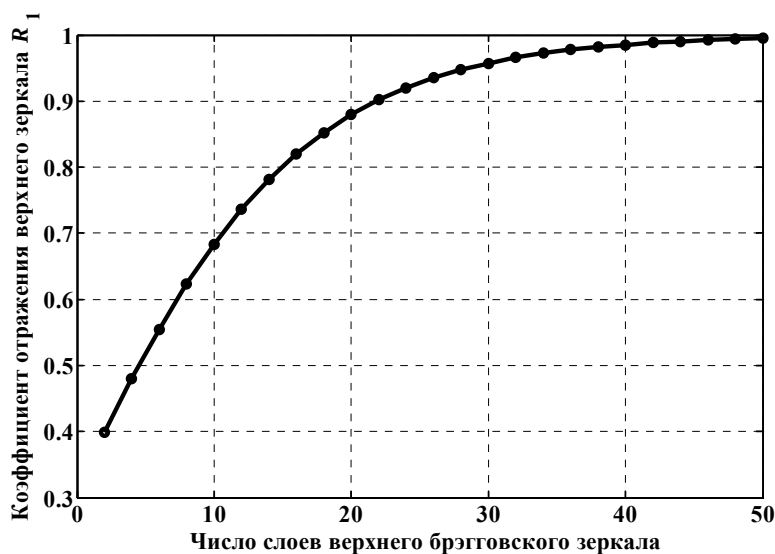


Рис. 3.5. Зависимость коэффициента отражения входного зеркала от числа слоев РБО

При расчете коэффициента отражения в числе слоев РБО учитывались также внешние слои: подложка и разделительные слои. В отличие от глухого зеркала, входное зеркало в качестве одного из внешних слоев имеет воздух, вследствие чего имеется большой контраст показателя преломления воздух-AlGaAs

Это приводит к значительному увеличению коэффициента отражения зеркала при том же числе слоев, делая возможным уменьшение их количества. Другими словами, наличие границы раздела сред полупроводник-воздух делает отражение на входном зеркале большим даже при малом числе диэлектрических слоев.

3.3. Зависимость КЭ от поглощения

Рассмотрим теперь, как влияют на КЭ параметры поглощающей области фотодетектора.

Результаты, приведенные на Рис. 3.6, показывают, что КЭ растет с уменьшением толщины активного слоя детектора.

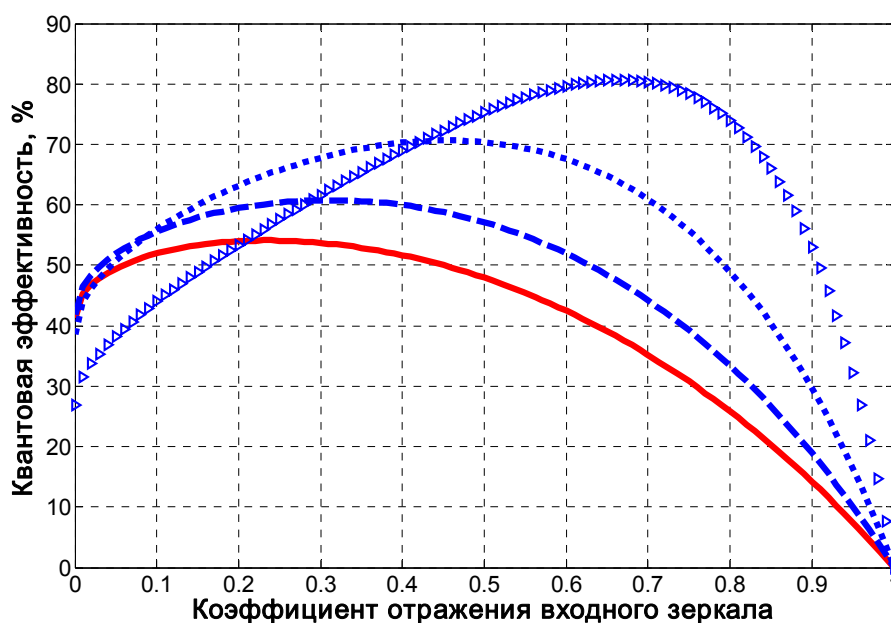


Рисунок 3.6. Зависимость КЭ от коэффициента отражения входного зеркала при различных толщинах активного слоя. Сплошная кривая соответствует $d=15$ нм, пунктирная $d=12$ нм, точечная $d=8$ нм, маркированная крестом $d=4$ нм

Этот результат справедлив только для детекторов с квантово-размерными активными слоями. Это связано с тем, что полная КЭ включает оптическую и внутреннюю КЭ.

Согласно теории, для фотодетекторов, изготовленных из массивных полупроводников, оптическая КЭ растет при увеличении толщины активного слоя [47]. Однако, в случае при квантоворазмерных активных слоев необходимо учитывать вклад внутренней КЭ (2.21), которая растет с уменьшением толщины активного слоя детектора и оказывает более сильное влияние на полную КЭ при малых изменениях толщины активного слоя. При этом прослеживается смещение пика КЭ в область высокого коэффициента отражения R_1 . Это объясняется уменьшением поглощения в активной области за один проход излучения через активный слой и, таким образом, возможностью увеличить число проходов за счет увеличения коэффициента отражения входного зеркала.

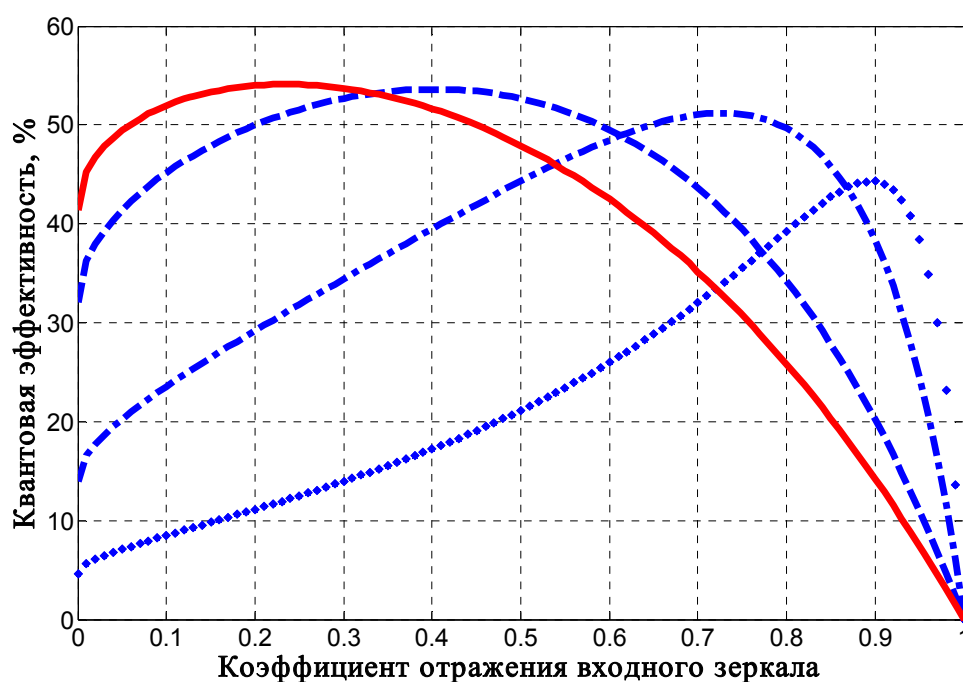


Рис. 3.7. Зависимость КЭ от коэффициента отражения входного зеркала при различных коэффициентах поглощения активного слоя. Сплошная кривая соответствует $\alpha=1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, точечная $\alpha=5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, пунктирная $\alpha=15 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, маркированная кружком $\alpha=24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$

На Рис. 3.7 показана зависимость КЭ от коэффициента отражения входного зеркала при различных коэффициентах оптического поглощения активного слоя. При увеличении поглощения КЭ прогнозируемо растёт. Однако, в то же время имеет место сдвиг пика КЭ в область низкого коэффициента отражения входного зеркала. Это происходит по следующим причинам. Одним из условий низкого обратного отражения излучения от детектора на резонансной длине волны является многолучевая интерференция внутри резонатора. При этом важно многократное прохождение излучения от зеркала к зеркалу. При сильном увеличении коэффициента поглощения в активной области количество проходов резко уменьшается, поэтому достаточной интерференции не будет наблюдаться. Как результат - высокий коэффициент отражения от детектора и соответственно низкая добротность резонатора. При уменьшении коэффициента отражения входного зеркала необходимое количество проходов излучения через резонатор уменьшается и в результате растёт добротность и КЭ. Если же оптическое поглощение невелико, то для полной абсорбции в активном слое излучению требуется большое число проходов резонатора. Поэтому для обеспечения высокой добротности коэффициенты отражения должны быть велики.

Проведенные расчеты показали, что влияние коэффициентов поглощения разделительных слоев на КЭ РФД пренебрежимо мало. Также было выяснено, что барьерная КЭ при правильно подобранном напряжении смещения равна практически 100% .

3.4. КЭ РФД с микрорезонаторным дефектом

Форма спектра КЭ и ширина полосы пропускания в РФД зависят от качества резонатора. Как правило, полоса пропускания таких приборов

вертикального типа составляет менее 0.002 от длины волны. Для некоторых практических приложений (высокоскоростные телекоммуникации, оптические соединения на интегральных платах) узкая полоса пропускания приемного устройства создает дополнительные проблемы при согласовании со спектральной характеристикой излучателя. В интегральных системах с вертикальным резонатором и РФД рассогласование спектральных характеристик является серьезной проблемой. Существует метод температурной подстройки [17] с использованием которого можно компенсировать эффект рассогласования, однако его применение увеличивает стоимость прибора и значительно усложняет производство. Поэтому важной задачей является создание РФД с широкой спектральной полосой и высокой КЭ.

Эту задачу предлагается решить, создав плоскую вершину спектра КЭ РФД. Как будет показано далее, этого можно добиться с использованием микрорезонаторного дефекта в входном зеркале РФД. На Рис 3.8 представлены две исследуемые структуры.

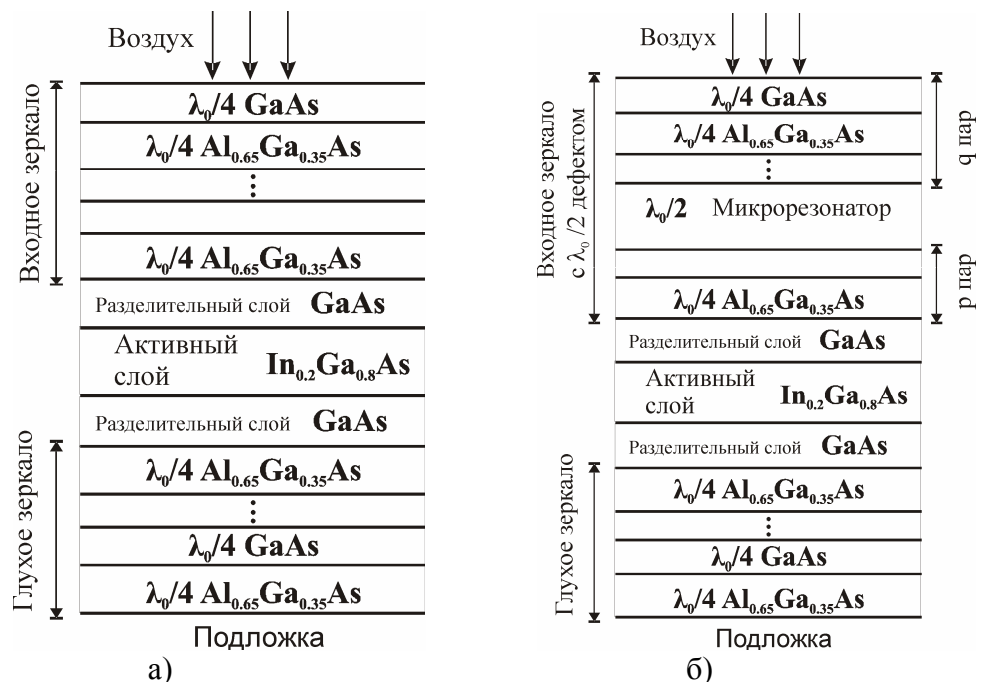


Рис. 3.8. Исследуемая структура:

а) без микрорезонатора ; б) с микрорезонатором

Активный слой $In_{0.2}Ga_{0.8}As$ помещен между разделительными слоями $GaAs$. В качестве зеркал резонатора был выбран отражатель Брега на базе $Al_{0.65}Ga_{0.35}As / GaAs$ с брегговской длиной волны 980 нм. На Рис. 3.8.б изображена структура с микрорезонаторным дефектом входного зеркала, который приводит к возникновению эффекта аномальной дисперсии [117].

Физическая природа этого эффекта состоит в следующем: фаза излучения в такой структуре не будет изменяться в окрестности резонансной частоты. Что означает, что распределение электромагнитного поля в структуре в окрестности резонанса также останется неизменным. На Рис. 3.9 представлен полученный методом матриц переноса спектр фазы отраженного излучения от структуры детектора.

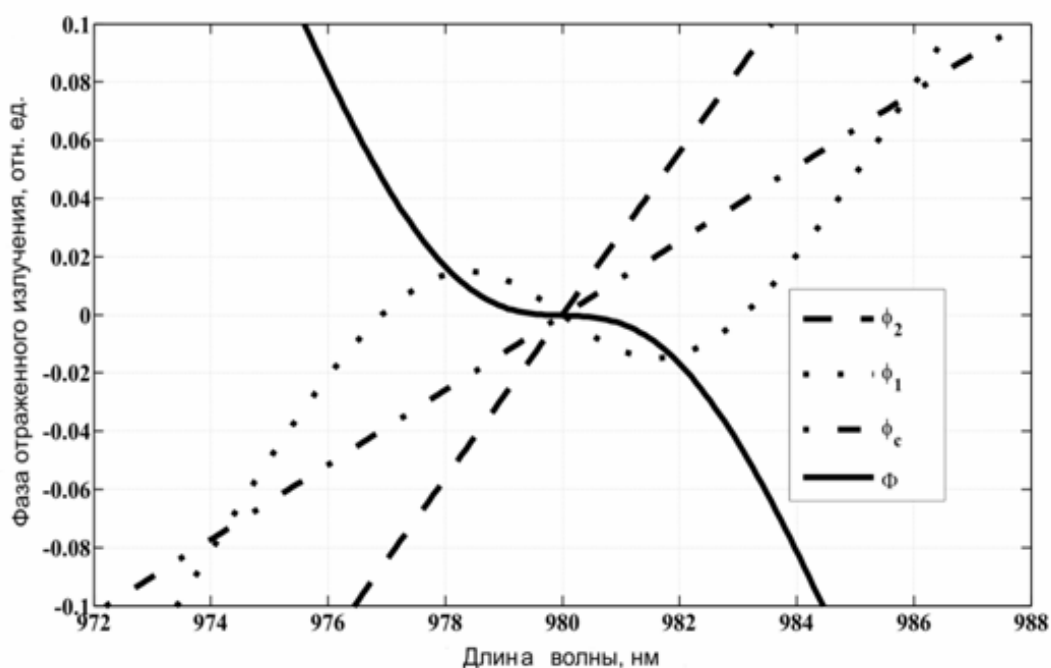


Рис. 3.9. Спектральная характеристика фазы отраженного излучения РФД с микрорезонатором

Фаза отраженного излучения ϕ_1 от входного зеркала ведет себя нелинейно. Остальные кривые на графике соответствуют: ϕ_2 — фаза

отраженного излучения от глухого зеркала, φ_c — фаза прошедшего внутрирезонаторную полость излучения, Φ - полная фаза. Микрорезонаторный дефект меняет спектральную характеристику пропускания РФД, вследствие чего появляется 2 пика пропускания, равноудалено отстоящих от резонансной длины волны. Они соответствуют пропусканию основного резонатора и микрорезонатора.

Таким образом, перемещая положения дефекта по входному зеркалу (изменяются числа p и q), можно добиться полной компенсации изменения общей фазы в окрестности резонанса.

Моделирование КЭ РФД здесь основано на методе матриц переноса, с использованием которого были получены спектры отражения и пропускания и учете спектральной зависимости коэффициента поглощения активной среды. Поглощение квантовой ямы *InGaAs* было аппроксимировано лоренцевой кривой, что согласуется с экспериментальными данными в окрестности 980 нм [113].

На рис 3.10 представлен результат расчета спектров отражения резонансного фотодетектора со встроенным микрорезонатором. Коэффициент отражения минимален в области Брегговской частоты резонатора. При удалении от резонанса наблюдается типичная картина спектра коэффициента отражения для многослойных структур, обусловленная многолучевой интерференцией электромагнитных волн, отраженных от различных слоев.

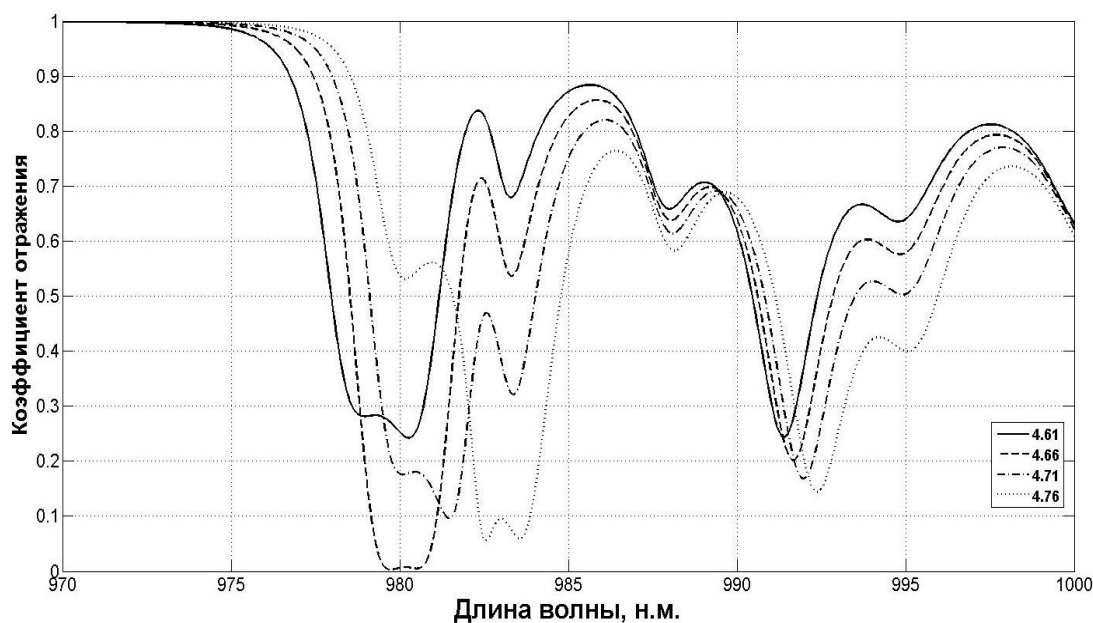


Рис. 3.10. Результат расчета спектров отражения резонансного фотодетектора при разной толщине дефектного слоя

На рисунке 3.11 представлен результат расчета спектральной характеристики КЭ РФД с микрорезонаторным дефектом и без него. Максимум характеристики КЭ расположен на резонансной длине волны 980 нм, что связано с усилением электромагнитного поля в резонаторе.

Плато КЭ в области резонанса составило 6 нм при максимуме КЭ 92.5%. Сравнивая кривые для случаев с микрорезонатором и без него видно, что в первом случае пик характеристики имеет большую полуширину, что объясняется совмещением пиков пропускания структуры.

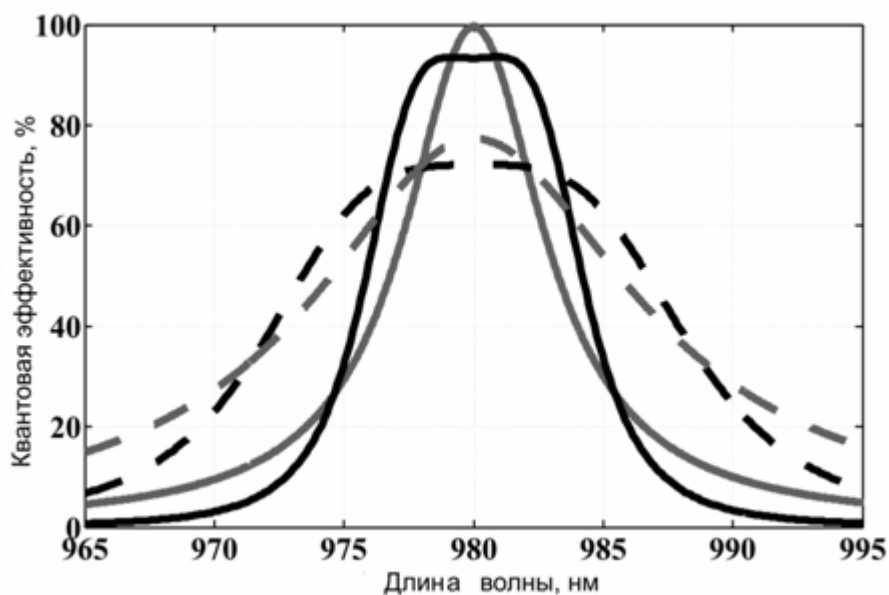


Рис. 3.11. Спектральная характеристика КЭ:

Серая кривая - $N_1 = 8$ (сплошная кривая); $N_1 = 3$ (пунктирная кривая). черная кривая $p = 21$, $q = 4.5$, $N_1 = 26$ (сплошная кривая); $p = 15$, $q = 1.5$, $N_1 = 17$ (пунктирная кривая)

Характеристика, представленная на Рис. 3.11 была рассчитана для активной среды с максимумом коэффициента поглощения $\alpha = 24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$.

Рис. 3.12 представляет расчет КЭ резонансного фотодетектора. Различные кривые соответствуют различным толщинам дефектного слоя входного зеркала.

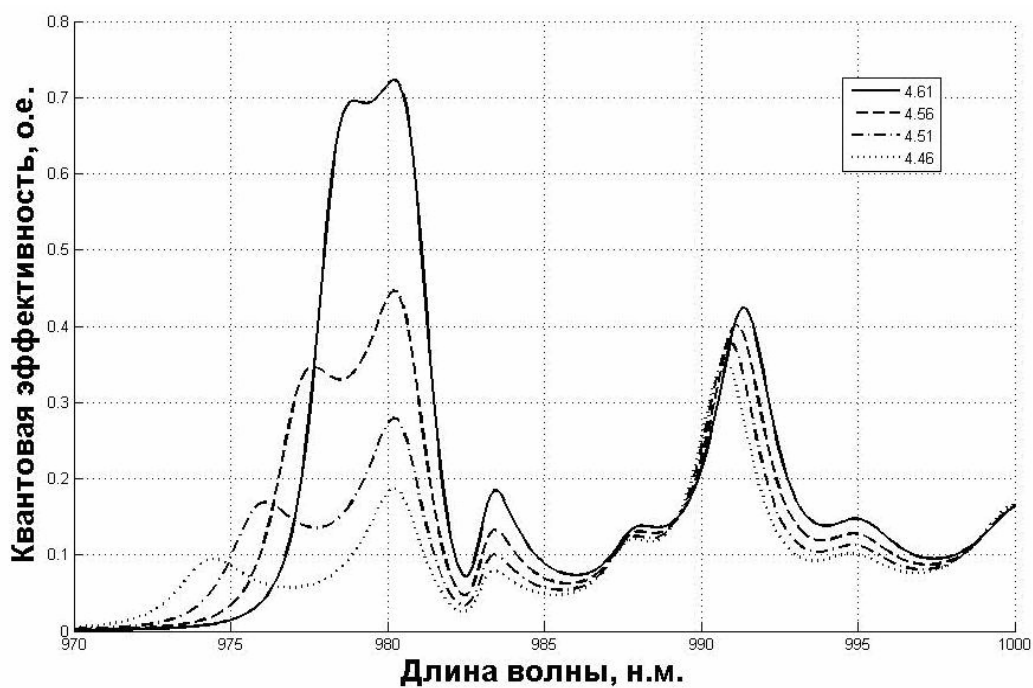


Рис. 3.12 Спектральная характеристика КЭ РФД для различных толщин микрорезонаторного дефекта

Как видно на рис. 3.12, с уменьшением толщины дефектного слоя происходит уменьшение амплитуды КЭ, а также сдвиг спектрального максимума в коротковолновую область.

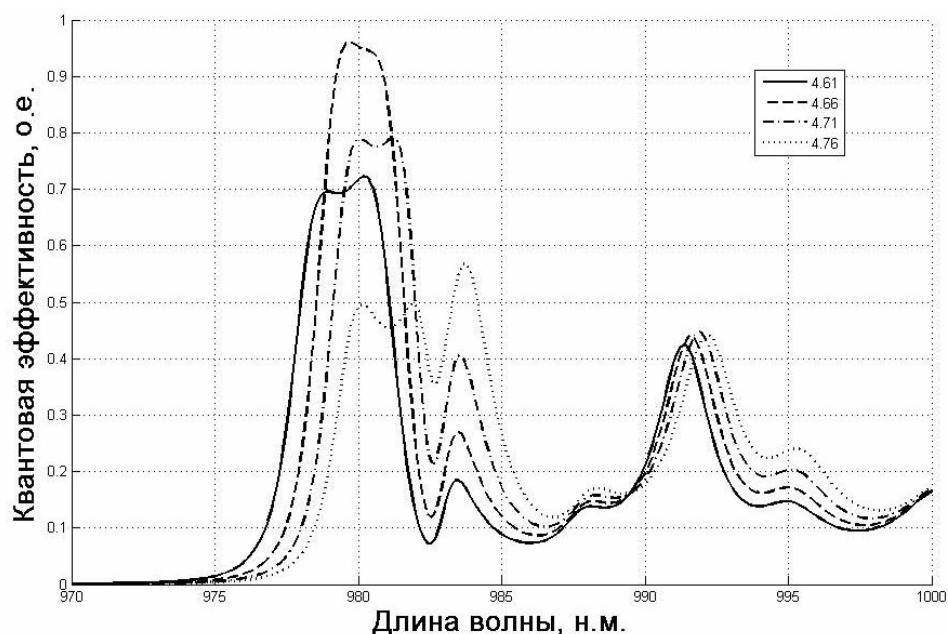


Рис. 3.13. Спектральная характеристика КЭ РФД для различных толщин микрорезонаторного дефекта

Из рис. 3.13 видно, что амплитуда квантовой эффективности сначала растет с ростом толщины дефекта, а затем начинает спадать. При этом наблюдается сдвиг спектральной характеристики в длинноволновую область. Причина спектрального смещения заключается в следующем: изменение толщины дефектного слоя можно представить, как изменения объема микрорезонатора, встроенного в входное зеркало. Увеличение этого объема приводит к увеличению резонансной длины волны микрорезонатора и, соответственно, расширению спектральной полосы в длинноволновую область. Аналогичный процесс происходит при уменьшении дефектного слоя.

3.5. Выводы

Таким образом была решена поставленная задача и исследовано влияние физических параметров резонансного детектора на его КЭ. Выполненные расчеты показали, что:

1. Для получения максимальной КЭ необходимо локализовать максимум поля электромагнитного излучения в центральной области резонатора, где расположены поглощающие квантовые ямы. Изменение коэффициента отражения одного из зеркал приводит к сдвигу максимума поля в пространстве резонатора.

2. Зависимость КЭ от коэффициента отражения входного зеркала резонатора имеет экстремум. При достаточно высоком значении коэффициента поглощения пик характеристики наблюдается при низком коэффициенте отражения входного зеркала ($KЭ = 54,1\%$ при $\alpha = 24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $d = 15 \text{ нм}$, $R_2 = 0,98$ и $R_1 = 0,24$), (в качестве входного зеркала достаточно отражение границы раздела воздух-полупроводник [114]).

3. Дальнейшее увеличение полной КЭ затрудняется низкой внутренней КЭ в связи с квантовыми эффектами в активном слое. Для получения высокой КЭ необходимо уменьшить толщину активного слоя ($KЭ = 80,7\%$ при $\alpha = 24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$, $d = 4 \text{ нм}$, $R_2 = 0,98$ и $R_1 = 0,67$, т.е. достаточно 10 слоев входного зеркала).

4. Глухое зеркало должно иметь как можно больший коэффициент отражения. При уменьшении числа слоев глухого зеркала для сохранения требуемой КЭ необходимо уменьшить число слоев входного зеркала; Влияние коэффициентов поглощения разделительных слоев на КЭ РФД пренебрежимо мало. Также было выяснено, что барьерная КЭ при правильно подобранном напряжении смещения равна практически 100%.

5. КЭ падает при уменьшении коэффициента поглощения в активном слое. Однако, заметное влияние на КЭ проявляется только при

уменьшении коэффициента поглощения на порядок. При этом сильно меняются требования к отражающей способности входного зеркала ($KЭ = 54,1\%$ при $\alpha = 24 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $R_1 = 0,24$ против $KЭ = 44,3\%$ при $\alpha = 1,5 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ и $R_1 = 0,9$).

6. Микрорезонаторный дефект меняет спектральную характеристику пропускания РФД, вследствие чего появляется 2 пика пропускания, равноудалено отстоящих от резонансной длины волны. Они соответствуют пропусканию основного резонатора и микрорезонатора. Таким образом, перемещая положения дефекта по входному зеркалу (изменяются числа p и q), можно добиться полной компенсации изменения общей фазы в окрестности резонанса.

РАЗДЕЛ 4. ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ ОТРАЖЕНИЯ, ПРОПУСКАНИЯ И КВАНТОВОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ РФД ОТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ

В этом разделе приводятся результаты исследования влияния нагрева подложки на спектральные характеристики фотодетектора. Результаты, полученные в этом разделе представляют интерес для проектирования интегрированных систем, в которых фотодетектор выращивается на единой подложке с интегральной схемой, температура которой не равна температуре окружающей среды. Основываясь на результатах, полученных в этом разделе, возможно осуществить выращивание фотодетектирующей структуры, квантовая эффективность которой будет достигать максимума при рабочей температуре подложки.

4.1. Влияние распределения температуры на свойства многослойных структур

Температурный сдвиг резонансной частоты фотодетектора обусловлен изменением показателя преломления полупроводниковых слоев гетероструктуры. Смещение рабочей частоты приводит к рассогласованию спектральных характеристик передатчика и приемника, и может в итоге привести к сильному ухудшению характеристик оптического соединения [17]. Проблема становится особенно важной в оптических межкомпонентных соединениях на интегральных схемах, где в качестве устройств приема-передачи выгодно использовать лазеры с вертикальным резонатором и РФД [6,7]. Данные устройства обладают низким электропотреблением, высокой направленностью излучения и малыми размерами. С другой стороны, многослойная структура таких

устройств и высокая плотность упаковки приводят к значительному влиянию температурных эффектов [17].

В информационных системах нагревом приемника излучения при подаче входного сигнала можно пренебречь, поскольку излучение является маломощным, кроме того поглощение кристаллической решеткой является малым, по сравнению с поглощением на межзонных или межподзонных энергетических переходах в активной области. Однако в микросхемах приемники излучения располагаются на поверхностях управляющих чипов [2,3]. Рабочая температура чипов в современных интегральных микросхемах колеблется от 70° до 90° Цельсия. Это приводит к неизбежному нагреву структуры и появлению в ней градиента температуры, что, в свою очередь, влияет на характеристики детектора.

Целью этого раздела является получить и проанализировать спектральные характеристики КЭ резонансного фотодетектора, учитывая влияние температурного градиента в структуре.

Рассмотрим, как изменение температуры влияет на работу фотодетектора. Известно, что изменение рабочей длины волны детектора возможно с использованием изменения температурного режима работы устройства. В излучающих приборах увеличение температуры приводит к изменению величины запрещенной зоны активного тела, что ведет к смещению лазерной частоты.

Увеличение температуры также ведет к увеличению безизлучательной рекомбинации, что приводит к деградации лазерного устройства и уменьшению времени его работы.

Небольшие изменения температуры также оказывает влияние и на оптические параметры резонатора. Изменение показателя преломления приведет к изменению оптической толщины полупроводниковых слоев структуры, что, в свою очередь, приведет к смещению резонансной частоты резонатора и потере добротности. Этот эффект главным образом

становится заметным в многослойных структурах типа лазеров с вертикальным резонатором и резонансных фотодетекторов.

Таким образом можно использовать вышеописанный эффект для перестройки резонансной частоты детектора. Так как у детектора нет факторов, которые приводят к изменению температуры, то для управления положением резонансной частоты тепло предлагается вносить извне – в данном случае, через подложку. Такой метод легко осуществим технологически, так как очень часто структура детектора помещается сверху на управляющий микрочип, температуру которого достаточно просто регулировать, используя Джоулево тепло или эффект Пельтье. Однако, для создания таких приборов, необходимо обладать информацией о зависимости характеристик фотодетектора от температуры.

4.2. Исследуемая структура

Выбор InGaAs в качестве активного вещества был обусловлен наличием пика поглощения в области 1 мкм, так как значительная часть излучателей, применяемых в системах передачи данных, работают в этой спектральной области. В качестве материала разделительного слоя фотодетектора был выбран GaAs. Такой выбор, в первую очередь, связан с малым поглощением на рабочей длине волны [112,113]. Для распределенного Берегговского отражателя (РБО) был выбран многослойный стек $Al_{0.87}Ga_{0.13}As$. Эта структура обладает низкими барьерными напряжениями, высокой теплопроводностью, высокой электропроводностью, необходимым контрастом показателей преломления, малыми потерями поглощения излучения на свободных носителях.

Схематическое изображение исследуемой структуры представлено на рис.4.1.

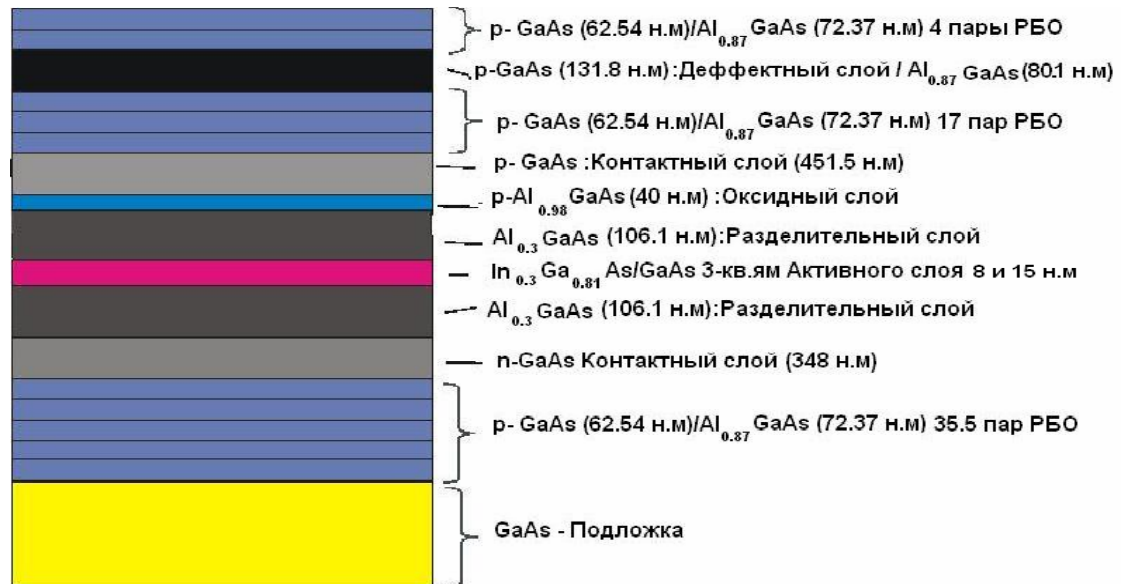


Рис. 4.1. Схематическое изображение исследуемой структуры

Стационарное уравнение теплопроводности (2.25) позволяет получить распределение температуры в исследуемом резонансном детекторе (рис. 4.2).

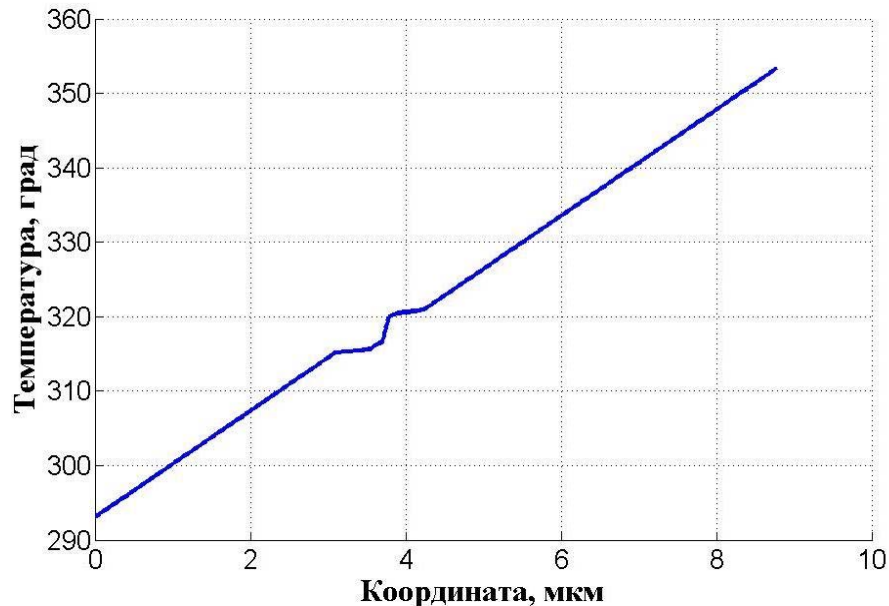


Рис. 4.2. Распределение температуры в резонансном фотодетекторе

При моделировании считалось, что температура воздуха со стороны входного зеркала $T_1=20^{\circ}\text{C}$, а температура подложки $T_2=70^{\circ}\text{C}$. Такая температура подложки характерна для рабочих режимов процессоров в

современной компьютерной технике, например, в видеокартах. Область нелинейного распределения температуры (на графике от 3-х до 4-х мкм) соответствует внутрирезонаторной области. Линейные участки соответствуют распределению температуры в Бреговских зеркалах.

Линейное распределение температуры в зеркалах может быть объяснено тем, что разность значений коэффициентов теплопроводности слоев, образующих зеркала, довольно малая.

При решении уравнения теплопроводности на поверхностях структуры были заданы граничные условия Дирихле.

4.3 Температурная зависимость показателя преломления

Температурная зависимость показателя преломления может быть рассчитана из изменения запрещенных зон полупроводника [118-120]. В этом случае $n(T)$ зависит от смещения края собственного поглощения материала.

$$n^2 - 1 = \frac{A}{\pi} \ln \frac{(E_{g\Lambda})^2}{(E_{g\Gamma})^2} \frac{Q_\Lambda}{Q_\Gamma} + \sum_{j=\Lambda, X} G_j (E_{g^j})^2 Q_{j-1} + G_{\Gamma O} E_{\Gamma O-2} Q_{\Gamma O}, \quad (4.1)$$

где $Q_j = 1 - (\eta \omega E_{g^j})^2$,

A и G_j – дисперсионные параметры,

E_j и $E_{\Gamma O}$ – запрещенные зоны в соответствующей долине и фононная запрещенная зона соответственно.

Первое слагаемое в формуле (4.1) описывает соотношение между энергией запрещенных зон в G и Λ точках симметрии зоны Бриллюэна, второе слагаемое есть сумма вкладов запрещенных зон в Λ и X точках

симметрии зоны Бриллюэна. Третье слагаемое соответствует вкладу фоонов в изменение показателя преломления.

Можно утверждать, что данное уравнение позволяет рассчитать показатель преломления и для непрямозонных материалов. В исследуемой структуре используется оксидное окно на основе $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$, который является непрямозонным материалом.

Для расчета спектральных характеристик был использован методом матриц переноса, описанный во второй главе. КЭ может быть рассчитана из спектров отражения и пропускания. Поглощение задается комплексной частью показателя преломления, где k - коэффициент экстинкции. Коэффициент экстинкции показывает часть рассеянного и поглощенного электромагнитного излучения на единицу длины в среде и определяется как, где α – коэффициент поглощения материала.

На рис. 4.3 сплошная кривая соответствует расчету квантовой эффективности без учета температурных эффектов. Это аналогично тому, как если бы температура каждого слоя структуры была равна 300 °K.

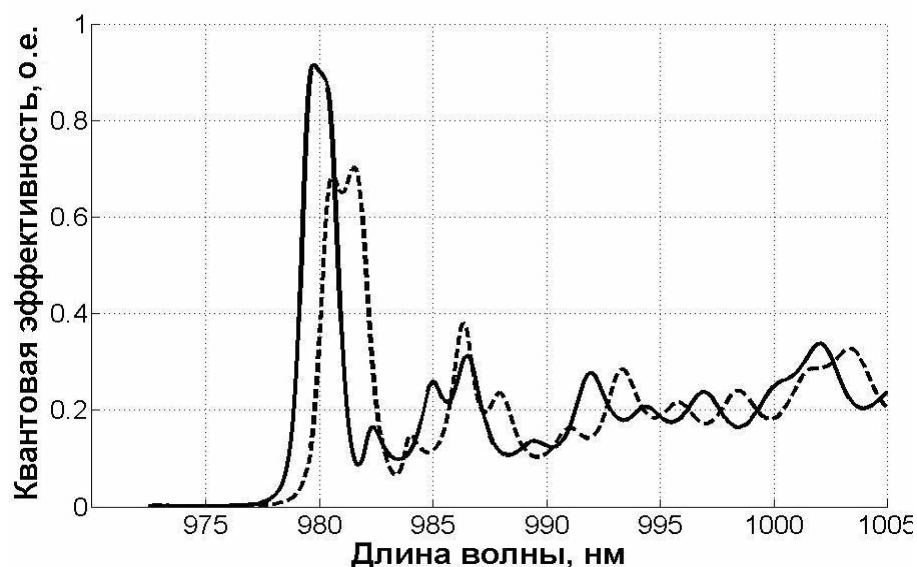


Рис. 4.3. Квантовая эффективность резонансного фотодетектора с учетом градиента температуры (пунктир) и без учета (сплошная кривая, все слои имеют $T=300$ °K)

Изменение показателя преломления при повышении температуры оказывает сильное воздействие на спектр квантовой эффективности. Наблюдается уменьшение амплитуды спектрального максимума и “красный” сдвиг. Разница в показателе преломления для *GaAs* составила $\Delta n(200-700) = 0.02$. Также стоит отметить, что величина показателя преломления материалов уменьшается от подложки к входному зеркалу. Это является результатом монотонного уменьшения температуры в том же направлении.

На рис. 4.4 представлен результат расчета спектра квантовой эффективности резонансного детектора при различных температурах подложки.

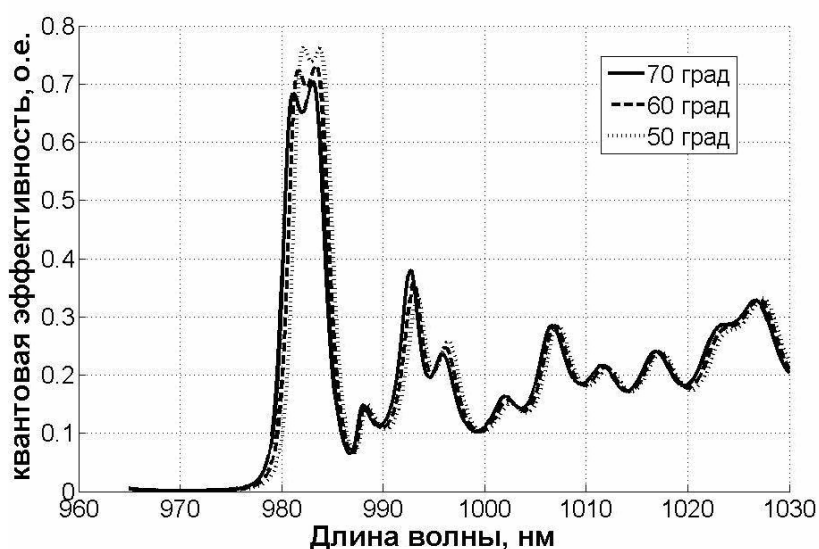


Рис. 4.4. Квантовая эффективность резонансного фотодетектора при различных температурах подложки

Кривые соответствуют температурам подложки $T_1=70$, $T_2=60$ и $T_3=50$ градусов Цельсия. Деформация плоской вершины спектра и понижение максимума квантовой эффективности является следствием изменения спектральных характеристик. Неравномерное увеличение оптической толщины полупроводниковых слоев Брегговского зеркала

приводит к увеличению отражения на резонансной длине волны и смещению спектра квантовой эффективности.

4.4. Выводы

При изменении температуры на 100^0 С спектральный максимум квантовой эффективности сдвигается в длинноволновую область на 1 нм. В ходе анализа были выявлены следующие закономерности:

1. Чем больше увеличивается температурный контраст между подложкой и верхней границей входного зеркала, тем больше разница в показателе преломления Δn . Другими словами, показатель преломления слоя *GaAs* в глухом зеркале будет больше показателя преломления слоя *GaAs* в входном зеркале;

2. Увеличение температуры подложки приводит к уменьшению амплитуды квантовой эффективности и деформации плоской вершины спектра в области резонанса;

3. Смещение пика квантовой эффективности обусловлено изменением показателя преломления, следовательно, при увеличении температуры подложки величина смещения также будет расти.

4. Величина показателя преломления материалов уменьшается от подложки к входному зеркалу. Это является результатом монотонного уменьшения температуры в том же направлении

5. Неравномерное увеличение оптической толщины полупроводниковых слоев Брегговского зеркала приводит к увеличению отражения на резонансной длине волны и смещению спектра квантовой эффективности.

РАЗДЕЛ 5 ИССЛЕДОВАНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ В КВАНТОВО-КАСКАДНЫХ ДЕТЕКТОРАХ

В этом разделе приведены результаты исследования процессов электронного переноса в РФД с активной областью, изготовленной на основе полупроводниковой квантово-каскадной структуры [121]. Квантово-каскадные структуры, выступающие в роли поглощающей среды РФД, являются новыми и еще недостаточно хорошо исследованными средами, которые, однако, обладают рядом преимуществ по сравнению с широко используемыми полупроводниковыми гетероструктурами. К таким преимуществам относятся высокая квантовая эффективность и возможность работать при сверхнизких напряжениях смещения, что обусловлено ассиметричной ступенчатой конфигурацией квазилокализованных электронных состояний структуры, в результате чего обеспечивается возможность направленного переноса электронов без приложения внешнего электростатического поля за счет межподзонных релаксаций с участием фонона.

Поглощение оптического излучения в квантово-каскадных структурах происходит на межподзонных переходах зоны проводимости, а основанные на них фотодетекторы являются униполярными приборами [121, 122]. Активная область, выполненная в виде квантово-каскадной структуры, может состоять из нескольких десятков каскадов и, в результате чего, быть достаточно широкой и полностью заполнять оптический резонатор.

На Рис. 5.1 схематически представлен потенциальный рельеф и структура подзон зоны проводимости рассматриваемой структуры, которая представляет собой апериодическую сверхрешетку. Сверхрешетка состоит из полупроводниковых слоев, часть которых выступает в роли

квантовых ям, а другая часть — в роли потенциальных барьеров.

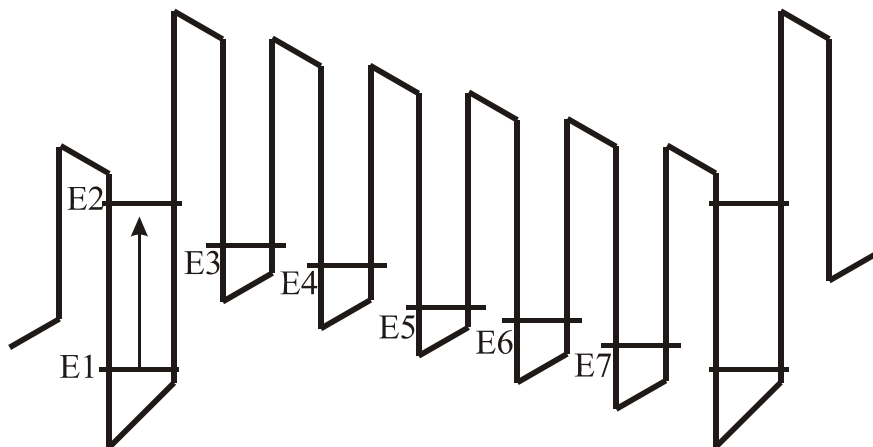


Рис. 5.1. Схематическое изображение 1-го каскада активной среды, представляющей собой квантово-каскадную структуру, выполненной на основе полупроводниковых нитридов GaN/(AlGaN/AlN)

Из всего набора квантовых ям поглощение электромагнитного излучения происходит в одной или двух квантовых ямах, называемыми активными квантовыми ямами. Их ширина подобрана таким образом, чтобы энергетический зазор между двумя энергетическими подзонами, локализованных в этих ямах, соответствовал частоте максимума спектральной характеристики поглощаемого излучения. Остальные квантовые ямы каскада играют роль экстрактора, основная задача которого обеспечить перенос электронов из одного каскада активной области РФД в другой. Перенос электронов в экстракторе осуществляется за счет механизма фононной релаксации.

5.1. Исследуемая структура

Для исследования в диссертационной работе была выбрана структура с активной средой на основе нитридных соединений GaN / (AlGaN/AlN). Выбор в первую очередь связан с увеличивающимся

интересом к устройствам с межподзонами переходами, работающих в ближней ИК-области спектра и, в частности, в диапазоне 1,3-1,55 мкм, используемых для волоконно-оптических телекоммуникаций. В гетероструктурах на полупроводниковых нитридах возможно получить значения энергетической щели между подзонами квантования в очень широком диапазоне в зависимости от молярной доли входящих в соединение компонентов и ширины полупроводниковых слоев. Широкий диапазон энергии межзонных переходов обусловлен большими значениями энергии разрывов зоны проводимости, в результате чего можно получить глубину квантовой ямы до 1,75 эВ для GaN/AlN гетероструктуры [120,123,124]. Кроме того, полупроводниковые нитриды прозрачны в широкой области спектра (360 нм до 13 мкм для GaN).

Важной особенностью, определяющей многие свойства GaN кристалла с гексагональной ячейкой, является сильная ионная химическая связь и отсутствие симметрии инверсии вдоль направления [123]. В результате, при наличии деформаций, дефектов или неоднородностей, между двумя моноатомными слоями GaN может возникать дипольный момент, обусловленный некомпенсированным электрическим зарядом ионов в кристаллической ячейке. Наличие такого заряда является проявлением спонтанной и пьезоэлектрической поляризации, которые возникают вследствие дефектов, деформационных эффектов или рассогласованием постоянных решетки многослойной полупроводниковой структуры. Обычно материалом поглощающей ямы был является полупроводниковый нитрид GaN. Рассогласование постоянных решетки между GaN и AlN материалами составляет 2,5%, что приводит к возникновению механического напряжения в структуре. Поскольку данные материалы являются сегнетоэлектриками, в гетероструктуре возникает внутреннее электрическое поле высокой напряженности. Наличие внутренних электростатических полей приводит к наклону

потенциального рельефа квантовых ям, что проиллюстрировано на рис. 5.1. Наклон потенциального рельефа в пределах каждого слоя и его асимметричность при преобразовании инверсии приводит к формированию ступенчатой структуры энергетических подзон при одинаковой ширине квантовых ям экстрактора без приложения внешнего электростатического поля и относительно малой ширине одиночного каскада [117,125,126]. Для формирования такой ступенчатой структуры без наличия внутренних электростатических полей необходимо использовать набор квантовых ям и барьеров различной ширины, что усложняет процесс изготовления структуры и увеличивает ширину каскада.

Схематическое изображение исследуемой структуры, включая оптический резонатор, представлено на Рис. 5.2

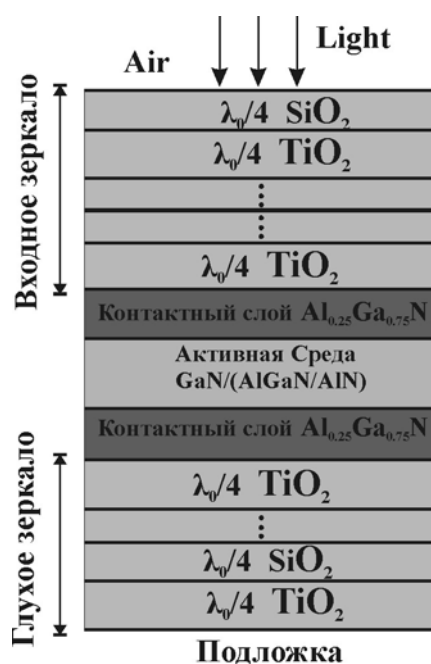


Рис. 5.2. Схематическое изображение исследуемой структуры

В качестве зеркал был выбран РБО на основе диэлектрических материалов TiO_2 / SiO_2 . Эти материалы хорошо согласованы с AlGaIn по постоянной решетки, а также имеют большой контраст показателей

преломления, что позволяет получить высокую добротность резонатора при малом числе слоев РБО. Контакты в таких структурах располагают внутри области резонатора, между зеркалами. В Таблице 5.1 представлены данные об основных геометрических параметрах исследуемого фотодетектора.

Таблица 5.1 - Параметры исследуемого РФД

Параметр	Значение
Толщина поглощающей квантовой ямы (GaN)	1,5 нм
Толщина слоев каскада ($\text{Al}_{0,15}\text{Ga}_{0,85}\text{N}$)	1 нм
Толщина слоев каскада (AlN)	1 нм
Коэффициент поглощения активной области (GaAs)	$6,3 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$
Толщина контактных слоев ($\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{N}$)	100/110 нм
Толщина слоя зеркала (SiO_2)	272,4 нм
Толщина слоя зеркала (TiO_2)	141,6 нм
Показатель преломления TiO_2	3
Показатель преломления SiO_2	1.56
Число слоев входного зеркала	14
Число слоев глухого зеркала	28

5.2. Результаты вычисления форм-факторов электрон-фононного рассеяния

Основным параметром, характеризующим процессы электронного переноса в экстракторе исследуемой квантово-каскадной структуры, является скорость рассеяния на фононах или соответствующее время жизни электронов, заселяющих различные энергетические подзоны

квантовых ям экстрактора. Эти величины определяют скорость оптического отклика фотодетектора и зависят как от температуры, так и от концентрации электронов в гетероструктуре, которая, в свою очередь, определяется легированием.

Согласно теории, изложенной в разделе 2, время жизни электронов при межподзонных рассеяниях зависит от соотношения энергии межподзонных переходов и энергии продольных оптических фононных мод, которые в совокупности должны удовлетворять закону сохранения энергии. Кроме того, на времена жизни влияет пространственное распределение электронной плотности. Это влияние определяется форм-фактором, в который, согласно выражению (2.46), входят волновые функции электронов.

На рисунке 5.3 показаны зависимости форм-факторов от волнового вектора фотона для всех возможных межподзонных переходов в экстракторе.

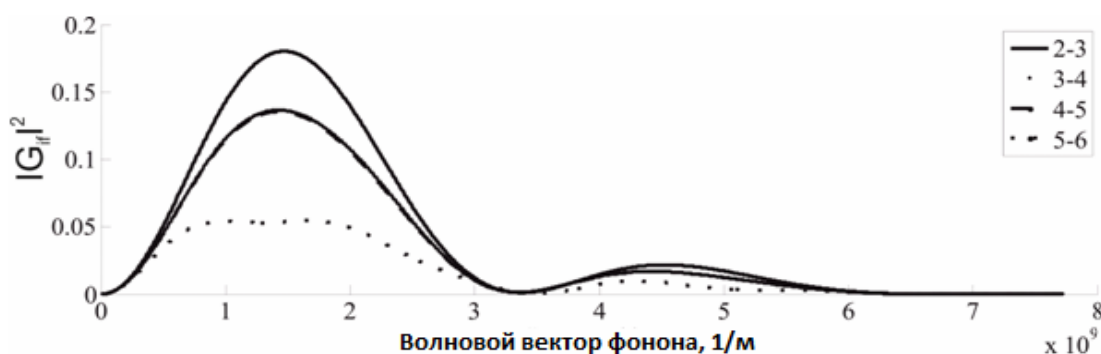


Рис. 5.3. Форм-факторы для различных переходов

Так как форм-фактор является интегралом перекрытия волновых функций, этот параметр показывает влияние геометрии структуры на скорость межподзонных переходов с участием фононов. Изменяя

материальный состав или ширину квантовых ям и барьеров можно добиться увеличения или уменьшения значения форм-фактора и, следовательно, скорости рассеяния между заданной парой энергетических подзон. На основе данных, приведенных на графике, можно сделать вывод, что наиболее интенсивно переходы осуществляются между подзонами 2 и 3.

При межподзонных переходах, электроны могут изменять свой волновой вектор на величину волнового вектора фонона, согласно закону сохранения импульса. Важной особенностью приведенных на Рис. 5.3 данных является то, что при нулевом волновом векторе фонона форм-фактор практически равен нулю, что является существенным отличием от случая внутриволноводных рассеяний [127,128]. Это означает, что в процессе межподзонного рассеяния волновые вектора начального и конечного электронных состояний также не могут быть одновременно равными нулю. Таким образом, для увеличения скорости рассеяния электронов необходимо заселить ими достаточно большую область в окрестности центра первой зоны Бриллюэна, чтобы в структуре присутствовали электроны с большими волновыми векторами. Это можно достичь увеличением концентрации электронов за счет легирования или повышением рабочей температуры гетероструктуры.

5.3. Температурная зависимость скорости рассеяния

Температурная зависимость скорости рассеяния электронов на фононах была получена с использованием формулы Харрисона (2.44), основанной на золотом правиле Ферми, которое описывает вероятности рассеяния электронов на фононах.

В разработанной в этой работе теоретической модели влияние температуры учитывается, как взаимное влияние двух эффектов: 1)

зависимости функции распределения электронов от температуры (функция распределения входит в выражение (2.44) для скорости рассеяния на фотонах, полученное Харрисоном) и 2) зависимости высоты потенциальных барьеров квантово-каскадной структуры от температуры, обусловленное разной температурной зависимостью постоянной решетки в GaN и AlN полупроводниковых материалов.

Потенциальные барьеры в зоне проводимости зависят от разности запрещенных зон E_g двух контактирующих материалов. В свою очередь, запрещенные зоны этих материалов характеризуются разной зависимостью от температуры, которая обычно аппроксимируется формулой Варшни:

$$E_g(T) = E_0 - \alpha_v T^2 / (T + \beta_v), \quad (5.1)$$

где $E_g(T)$ - энергия запрещенной зоны,

E_0 - ширина запрещенной зоны при 300 K0

α_v, β_v - параметры материала.

Формула Харрисона (2.44) позволяет учесть в нашем случае влияние температуры как эффект рассеивания электрона на продольных фононах. Волновая природа колебаний кристаллической решетки дает возможным представить фонон как частицу с угловой частотой $\omega_{p,h}$ и волновым вектором K . Энергия фонона, так же как и фотона будет $\eta\omega$. Также, по аналогии с электроном, момент импульс фонона квантован ηK .

Температурная зависимость скорости рассеяния электронов на фононах показана на рис. 5.4 для различных пар подзон квантово-каскадной структуры. На выбранном температурном отрезке кривые ведут себя почти линейно.

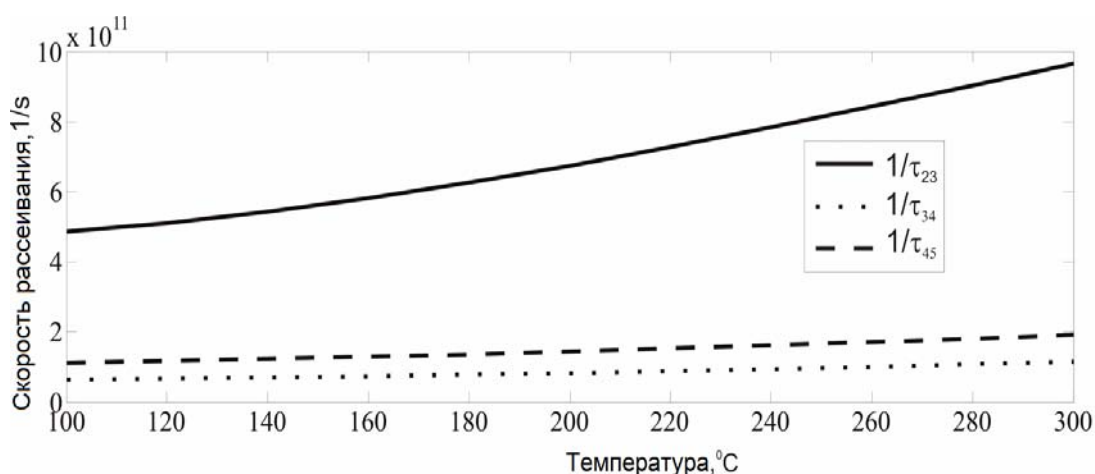


Рис. 5.4. – Скорость рассеяния для межподзонных переходов как функция температуры

Ширина запрещенной зоны большинства полупроводников уменьшается с ростом температуры, что обусловлено взаимным отталкиванием уровней в зонах при увеличении электрон-фононного взаимодействия и тепловым расширением решетки [129]

5.4 Результаты вычисления относительной населенности подзон и динамического отклика квантово-каскадной структуры

В представленной работе использовано приближение квазиравновесного распределение электронов в подзонах. Это означает, что в каждой подзоне электроны распределены согласно распределению Ферми-Дирака, и характеризуются своим квази-уровнем Ферми и температурой. Хорошим приближением является предположение о том, что температуры всех подзон одинаковы и равны температуре решетки. Эти приближения не приводят к большим погрешностям, если скорость внутриводзонной релаксации (термализации) намного выше скорости межподзонных переходов. Чтобы определить квази-уровень Ферми каждой подзоны необходимо знать относительную населенность подзон, т.е.

отношение концентрации электронов каждой подзоны к общей концентрации в гетероструктуре. В рассматриваемом случае общая концентрация электронов составляет $N_0 = 10^{14} \text{ м}^{-2}$ и определяется легированием гетероструктуры.

Чтобы получить относительное распределение электронов по подзонам, необходимо решить систему скоростных уравнений, основанную на уравнении Лиувилля-фон-Неймана (2.33). При этом в расчётной модели устанавливается произвольное значение начального распределения электронов и решается кинетическое уравнение для большого временного интервала пока не будет достигнут стационарный режим работы детектора. Система скоростных уравнений решалась численно методом Рунге-Кутты 4-го порядка.

В результате решения скоростных уравнений получены зависимости населенности каждой подзоны от времени, представленные на Рис. 5.5. Как следует из полученных результатов, стационарное состояние (состояние в котором населенность подзон не изменяется со временем) достигается после 70 пс. В этот момент времени большинство электронов релаксируют в основное состояние E1 в активном слое, и экстрактор с подзонами E3-E7 практически полностью освобождается от электронов. Электроны в основном состоянии даже при температуре $T = 300 \text{ }^{\circ}\text{C}$ не могут перейти в состояние E2, поскольку энергия фонона намного меньше энергии этого перехода.

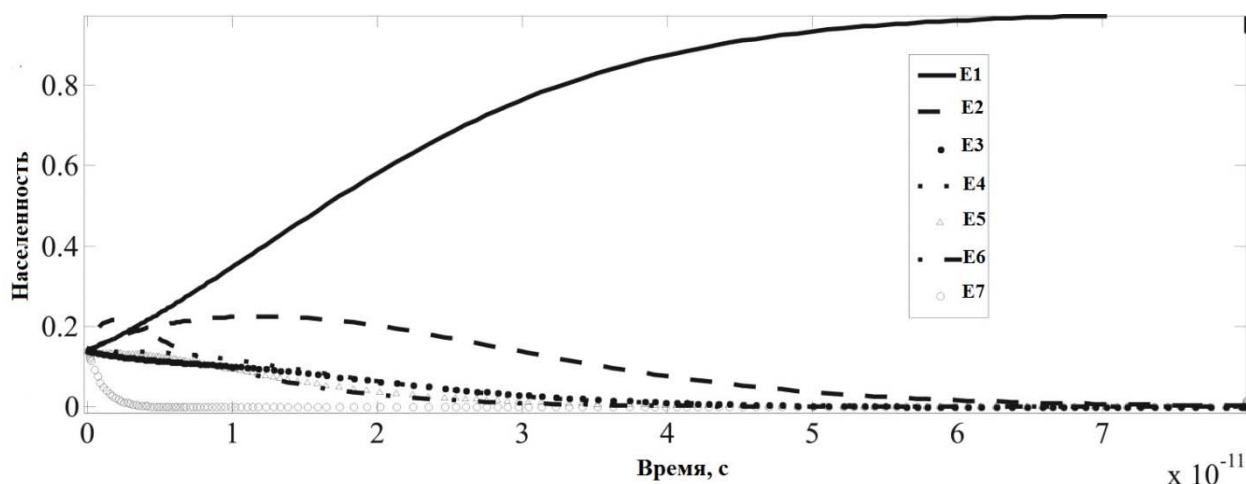


Рис. 5.5. Зависимость населенностей энергетических подзон квантово-каскадной структуры от времени при температуре $T=300\text{ }^{\circ}\text{C}$. На рисунке основное состояние активной ямы обозначено E1, возбужденное состояние – E2. Экстрактор характеризуется набором подзон E3-E7.

Для оценки скорости оптического отклика квантово-каскадного детектора, рассмотрим динамику поведения населенностей после возбуждения фемтосекундным оптическим импульсом.

Временные зависимости относительных населенностей подзон, обусловленные возбуждением структуры фемтосекундным импульсом, представлены на рис. 5.6. Энергия фотона импульса накачки соответствует энергии перехода электронов с основного уровня E1 поглощающей активной квантовой ямы на уровень E2. На графике это иллюстрируется резким снижением населенности кривой E1 и увеличением кривой E2. Спустя некоторое время задержки, в системе начинает увеличиваться населенность подзон E3 и E4. Это время задержки определяется скоростью электрон-фононного рассеяния между соответствующими подзонами, вычисленным в предыдущем подразделе.

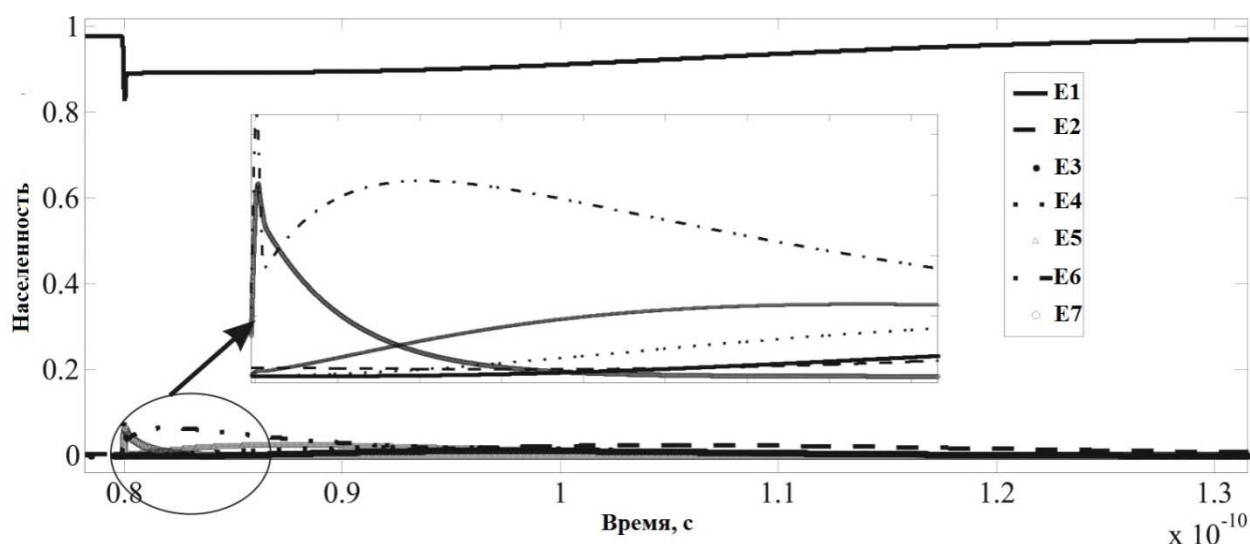


Рис. 5.6. Динамика населенностей после возбуждения фемтосекундным импульсом

После возбуждения квантовая система релаксирует в основное состояние. Под релаксацией понимается перенос возбужденных электронов из подзоны E2 активной квантовой ямы по экстрактору в основное состояние квантовой ямы следующего каскада. В данной работе скорость релаксации квантово-каскадной структуры определялась по скорости восстановления населенности основного состояния E1 активной квантовой ямы. При этом соответствующая временная зависимость аппроксимировалась убывающей экспоненциальной функцией. На основе аппроксимации определялся временной параметр. Время релаксации, в свою очередь, определяет скорость отклика фотодетектора. В данном случае для структуры GaN/AlGaIn время релаксации составило 30 пс при 300 °С.

5.5. Эффект заполнения подзон и спектральная характеристика поглощаемого излучения

В квантово-каскадных структурах существует паразитный эффект, получивший название эффект заполнения подзон (subband filling effect).

Этот эффект необходимо учитывать при рассмотрении конечной ширины спектральной характеристики поглощаемого излучения. Предположим, что на детектор падает излучение со спектральной характеристикой $E(\lambda)$. На рис. 5.7 представлена энергетическая диаграмма каскада активной среды.

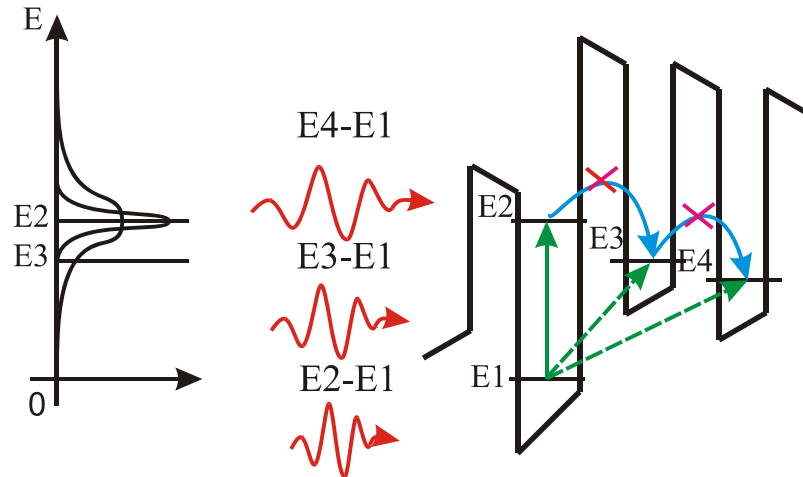


Рис. 5.7. Схема блокирования электронных переходов в каскаде

Если ширина спектральной характеристики излучения достаточно велика, чтобы индуцировать мезподзонные переходы $E_1 \rightarrow E_2 = \eta\nu_1$, $E_1 \rightarrow E_3 = \eta\nu_2$ и $E_1 \rightarrow E_4 = \eta\nu_3$, то квантовая эффективность и скорость отклика фотодетектора могут существенно снизиться. Это происходит за счет того, что электроны, совершающие переходы $E_1 \rightarrow E_3 = \eta\nu_2$ и $E_1 \rightarrow E_4 = \eta\nu_3$ будут заполнять уровни E_3 и E_4 . Вследствие принципа запрета Паули, согласно которому два и более тождественных фермиона не могут одновременно находиться в одном квантовом состоянии, при заполнении подзон E_3 и E_4 электронами, переходящими с уровня E_1 , скорость переходов $E_2 \rightarrow E_3$ и $E_3 \rightarrow E_4$ будет уменьшаться. В этом случае, спектральная характеристика квантовой эффективности квантово-каскадного фотодетектора будет иметь несколько пиков, соответствующих резонансному поглощению с частотами ν_1, ν_2, ν_3 . Стоит отметить, что паразитные переходы имеют меньшую вероятность, чем $E_1 \rightarrow E_2 = \eta\nu_1$ из-

за меньшего перекрытия волновых функций начального и конечного состояний. Тем не менее, эти переходы оказывают существенное влияние на скорость релаксаций в экстракторе.

Моделирование характеристики поглощения в квантово-каскадных фотодетекторах основано на теории матрицы плотности для чего необходимо решить уравнения Блоха для полупроводников. В диссертационной работе используется приближение квази-равновесных состояний в подзонах, что означает, что распределение электронов не зависит от времени и может быть описано функцией Ферми-Дирака. В этом случае оптические свойства фото детектора описываются уравнением Блоха для микроскопической поляризации [128].

$$i\hbar \frac{\partial p_k}{\partial t} = (\varepsilon'_{c,k} - \varepsilon'_{v,k}) p_k + (n_{c,k} - n_{v,k}) \left[d_{cv} E(t) + \sum_{q \neq k} V_{|k-q|} p_q \right] + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (5.2)$$

Переходя к макроскопической поляризации $P(t)$ можно выразить коэффициенты поглощения через оптическую восприимчивость:

$$P(t) = \frac{1}{V} \sum_k \left[d_{cv}^{ij} p_k(t) + (d_{cv}^{ij} p_k(t))^* \right], \quad (5.3)$$

$$\text{откуда } \chi(\omega) = \frac{P(\omega)}{E(\omega)}.$$

Оптическое поглощение тогда выражается через мнимую часть диэлектрической восприимчивости:

$$\alpha(\omega) = \frac{\omega}{n_b c} \text{Im}[\chi(\omega)] \quad (5.4)$$

На рисунке 5.8 представлена рассчитанная характеристика поглощения для квантово-каскадной структуры описанной в подразделе 5.1.

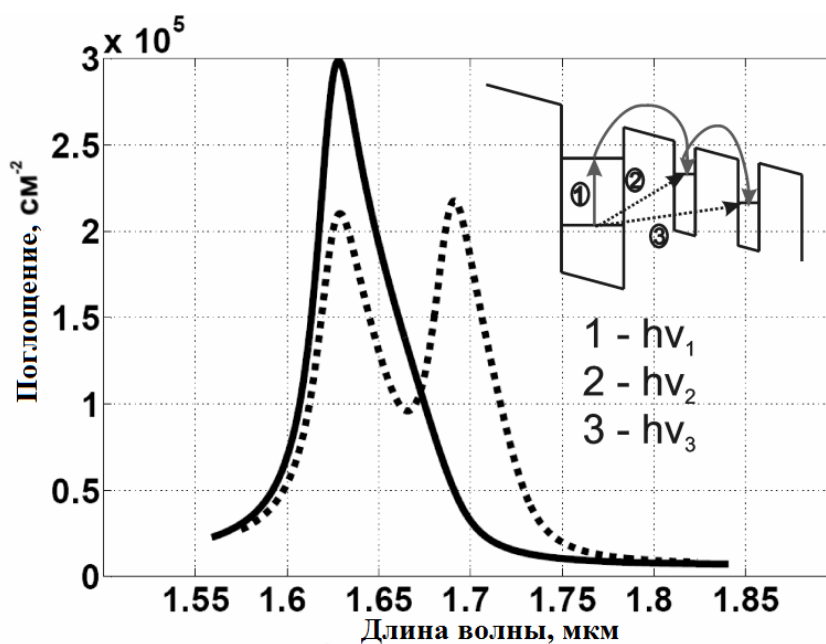


Рис. 5.8. Поглощение в квантово-каскадном фотодетекторе. Сплошная кривая учитывает только переходы $h\nu_1$. Пунктирная кривая учитывает все переходы.

Если вероятность перехода электрона на более высокий энергетический уровень в квантовой яме может быть сравнима с вероятностью перехода в ближайшую квантовую яму, возникает эффект заполнения подзон, что приводит к деградации характеристики поглощения и КЭ в случае нитридного квантово-каскадного детектора. Этот эффект приводит к уменьшению поглощения, которое происходит благодаря заполнению уровня энергии в следующей квантовой яме, блокирует таким образом перемещения возбужденных электронов через каскад согласно утверждению принципа Паули.

Уменьшить влияние эффекта заполнения подзон можно с использованием оптического резонатора в виде Брегговского отражателя, который позволяет отсечь фурье-гармоники излучения с частотами ν_2 и ν_3 . Влияние оптического резонатора на квантовую эффективность более подробно исследуется в следующем разделе.

5.6. Спектры отражения и пропускания полого резонатора

Чтобы оценить эффективность применения предложенной структуры резонансного фотодетектора необходимо изучить характеристики резонатора, в котором отсутствует слой полупроводника, который будем называть ‘полый’ резонатор. Спектральные характеристики были получены с использованием метода матриц переноса.

На рис. 5.9 представлено распределение показателя преломления в такой структуре. Зеркала представляют собой Брегговский отражатель на основе $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$.

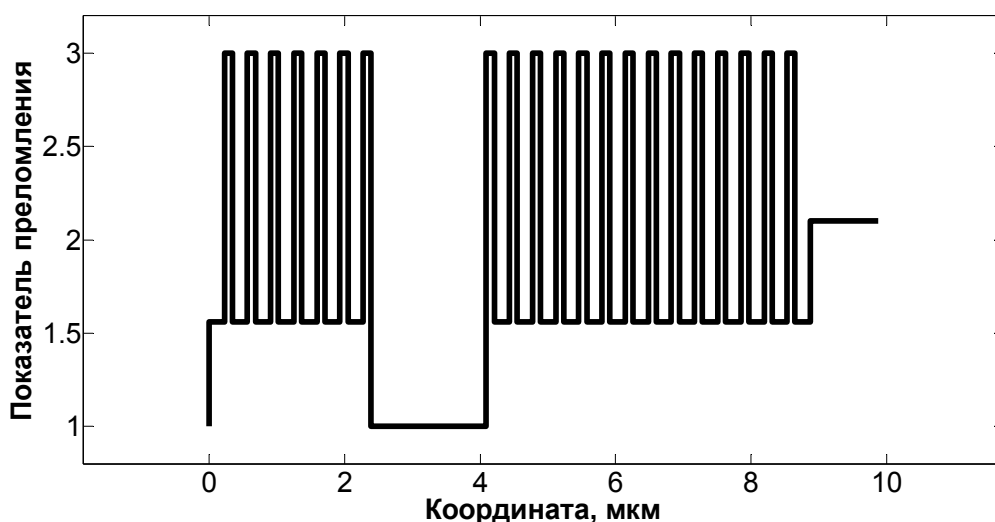


Рис. 5.9. Распределение показателя преломления в резонаторе, заполненном воздухом.

Эти материалы являются диэлектриками и часто используются для формирования Брегговских отражателей в лазерах и резонансных детекторах [116]. За счет большого контраста показателей преломления отражательная способность таких зеркал больше, чем у полупроводниковых. Контакты в таких структурах располагают внутри области резонатора, между зеркалами.

На рис. 5.10 представлены характеристики отражения и пропускания

полого резонатора.

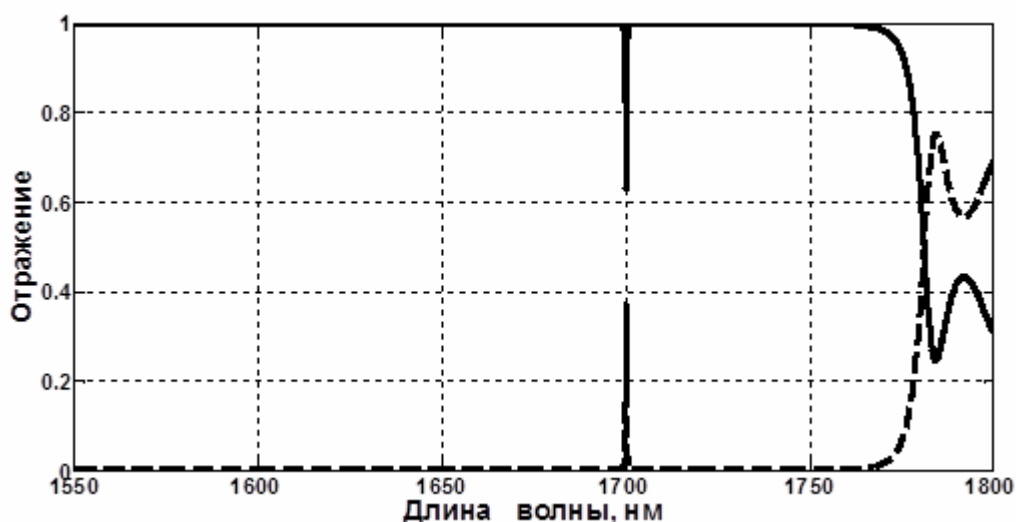


Рис. 5.10. Расчет спектра отражения (сплошная) и пропускания (пунктир) оптического резонатора, заполненного воздухом

Пик в области 1,7 мкм соответствует пропусканию собственного состояния дефекта Брегговской решетки, а именно, внутрирезонаторной полости. Толщина дефекта равна рабочей длине волны фотодетектора. Фаза отраженного излучения представлена на рис. 5.11.

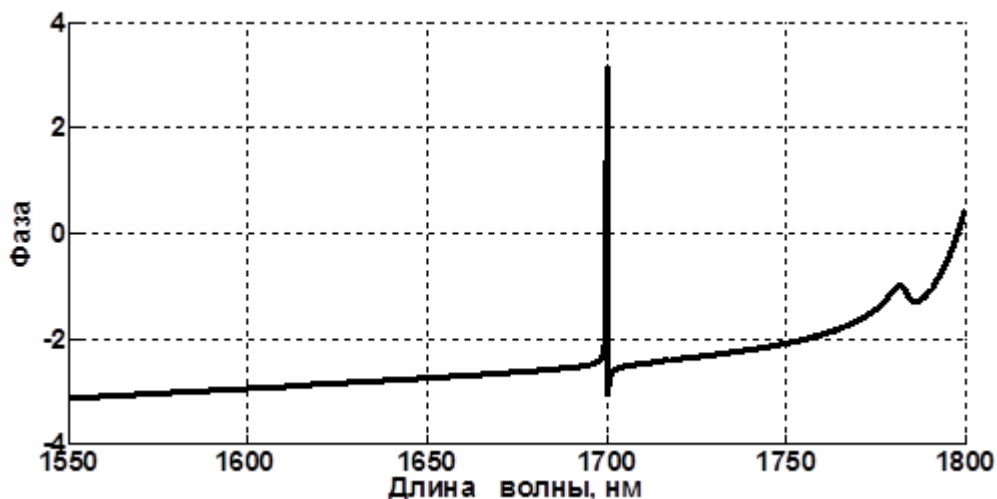


Рис. 5.11. Расчет фазы отраженного электромагнитного излучения

Величина фазы растет монотонно вплоть до резонансной частоты, на которой происходит скачок. Скачок фазы обусловлен резонансом и

будет проявляться на каждом последующем резонансном пике.

5.7. Спектральные характеристики квантово-каскадного резонансного фотодетектора

В этом подразделе предлагается поместить структуру квантово-каскадного фотодетектора в резонатор с высокой добротностью. Использование вышеописанных Брегговских зеркал на основе $\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$ позволяет получить узкую полосу пропускания, что позволит ограничить спектр входящего излучения.

На рисунке 5.12 показано распределение показателя преломления в резонансном квантово-каскадном фотодетекторе.

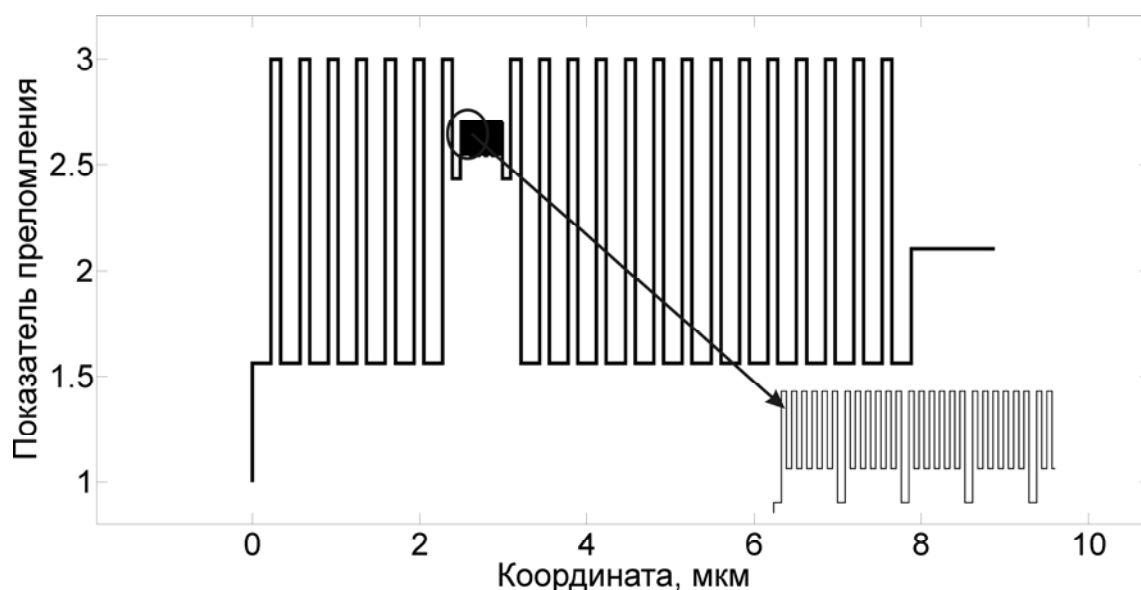


Рис. 5.12. Распределение показателя преломления в резонансном квантово-каскадном фотодетекторе

Многослойную структуру Брегговской решетки можно описать в виде $\text{воздух}(LH)^n G(HL)^m \text{подложка}$, где H - слой с высоким показателем преломления n_h , L - слой с низким показателем преломления n_l , G -

внутрирезонаторная область. n и m соответствуют числу пар слоев входного и глухого зеркал. На рисунке 5.13 показан расчет спектра отражения (сплошная) и пропускания (пунктир) резонансного фотодетектора.

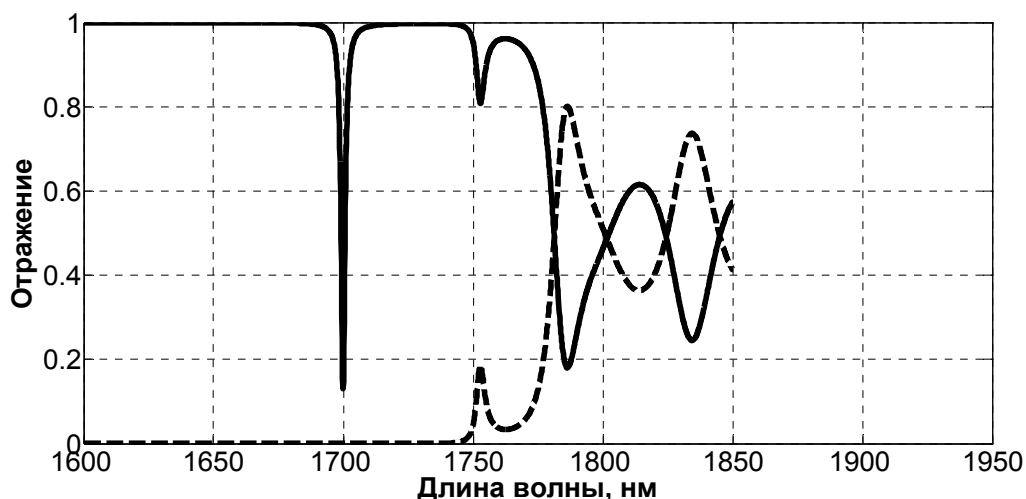


Рис. 5.13. Расчет спектра отражения (сплошная линия) и пропускания (пунктирная линия) резонансного фотодетектора

В предложенном дизайне спектральная ширина резонансной моды меньше энергии подзонного перехода $E_2 \rightarrow E_3$. Энергия переходов $E_2 \rightarrow E_3$ и $E_3 \rightarrow E_4$ составляет 0.03 эВ.

Таким образом, $E_1 \rightarrow E_3 = 0.701 \text{ эВ} (1770 \text{ нм})$, $E_1 \rightarrow E_4 = 0.671 \text{ эВ} (1885 \text{ нм})$. Из полученных спектров можно заключить, что пропускание на длине волны 1770 нм составляет 10%. Из этого следует, что резонатор отражает 90% излучения с энергией $\eta\nu_2$. Следовательно, в результате использования предлагаемой структуры с резонатором число возможных переходов $E_1 \rightarrow E_3$ уменьшается на 90%, а $E_1 \rightarrow E_4$ на 30%.

В результате был получен пик квантовой эффективности 92% с полушириной 0.002 эВ на резонансной длине волны. Спектр квантовой

эффективности представлен на рис. 5.14.

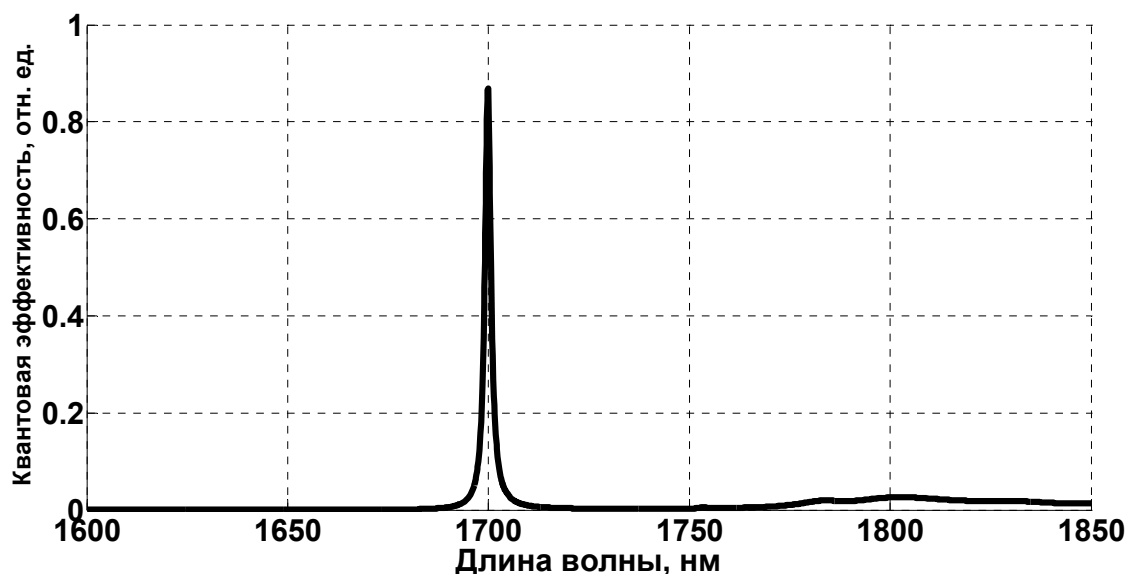


Рис. 5.14. Расчет спектра квантовой эффективности резонансного фотодетектора

На нерезонансных длинах волн квантовая эффективность практически равна нулю. Известно, что поглощение в квантовой яме имеет сплошной спектр. Однако форма линии поглощения в GaN хорошо описывается Лоренцевой кривой. Поэтому при совмещении спектра поглощения активной среды и спектра пропускания резонатора на нерезонансных длинах волн квантовая эффективность практически равна нулю. На рисунке 5.15 представлен расчет фазы отраженного электромагнитного излучения.

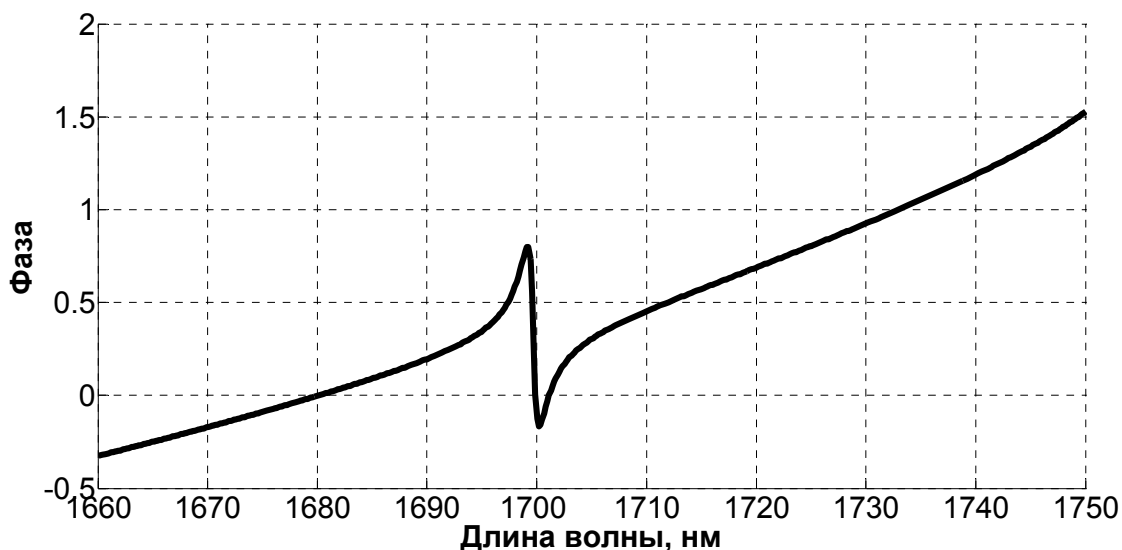


Рис. 5.15. Расчет фазы отраженного электромагнитного излучения

Скачок фазы на резонансной частоте имеет более плавный характер в сравнении с рис. 5.11. Это можно объяснить тем, что разность показателей преломления воздуха и материалов, заполняющих резонатор близка к разности $n_h - n_m$.

Узкая спектральная линия пропускания резонатора позволяет уменьшить влияние эффекта заполнения подзон. В ходе работы была поставлена задача исследовать влияние количества слоев Брегговской решетки на спектр квантовой эффективности и определить оптимальный дизайн структуры.

Коэффициент отражения глухого зеркала РФД должен быть как можно выше, чтобы все прошедшее излучение переотражалось обратно в резонатор. Уменьшение его слоев приведет к понижению квантовой эффективности, так как излучение будет поглощаться подложкой. С другой стороны, фаза отраженного излучения от глухого зеркала будет всегда монотонно расти при любом значении слоев зеркала и поэтому ширина спектрального пика изменяться не будет.

На рисунке 5.16 представлен результат расчета квантовой

эффективности при 7-и и 5-и парах слоев входного зеркала.

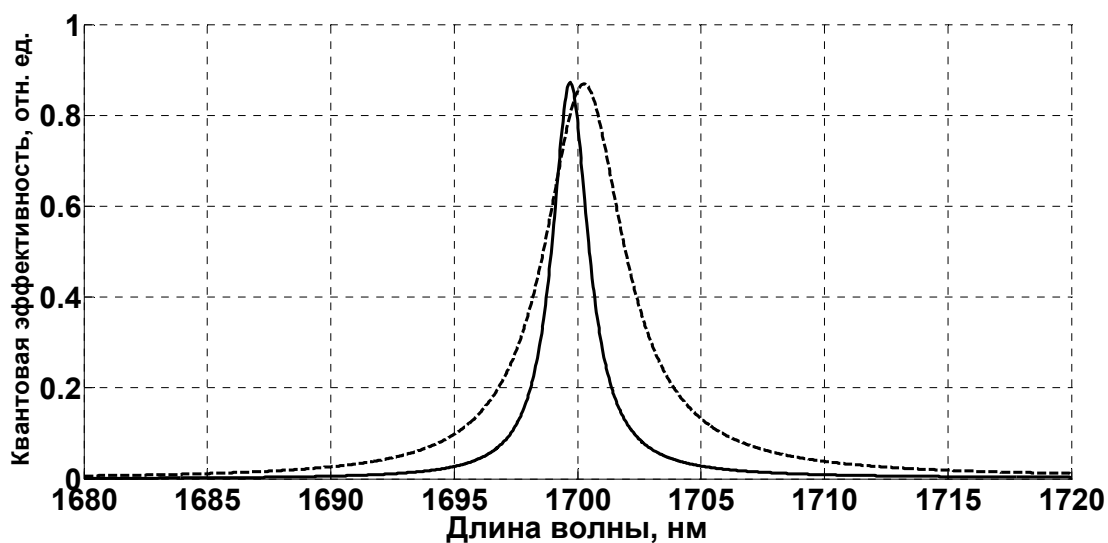


Рис. 5.16. Расчет квантовой эффективности:

сплошная кривая – 7 пар, пунктирная кривая 5 пар

Как видно из графика при уменьшении числа пар слоев происходит уширение и смещение пика. При уменьшении числа слоев Брегговского зеркала уменьшается, и эффективная глубина проникновения излучения в зеркало. Это объясняет малое смещение положения пика пропускания резонатора и квантовой эффективности. Уменьшение коэффициента отражения от входного зеркала является причиной уширения полосы пропускания. В приведенном на графике результате величина ширины на половине максимума увеличилась в 2 раза и составила 4.5 нм. Также при этом происходит смещение полос пропускания и отражения. В случае с 5-ю парами слоев это привело к увеличению пропускания на $E_1 \rightarrow E_3 = 0.701 \text{ эВ} (1770 \text{ нм})$ до 40%.

Таким образом предложенный дизайн структуры с 7-ю слоями входного Брегговского зеркала является оптимальным для уменьшения эффекта заполнения подзон.

Моделирование поглощения в квантово-каскадном фотодетекторе основано на теории матрицы плотности.

5.8. Выводы

1. Разработана математическая модель квантово-каскадного детектора, основанная на теории матрицы плотности, которая позволяет рассмотреть взаимодействие между оптическими переходами, электронный транспорт и температурные эффекты. Повышение температуры приводит к увеличению скорости рассеяния электронов в экстрактор. Это приводит к уменьшению времени отклика детектора. В то же время, увеличение температуры сопровождается уменьшением поглощения света, что приводит к спаду квантовой эффективности. Отклик исследуемого GaN/AlGaN квантово-каскадного детектора составляет 30 пс при 300 °С.

2. Выполнена поставленная задача расчета и анализа спектров отражения и пропускания резонансного квантово-каскадного фотодетектора. Проведена численная оценка возможности уменьшить один из основных паразитных эффектов в квантово-каскадных лазерах – эффект заполнения подзон.

3. Полученные результаты позволяют рекомендовать использовать рассмотренный резонансный детектор на основе GaN/(AlGaN/AlN) активной среды на длине волны 1,7 мкм. При этом многослойная структура детектора должна иметь вид *воздух* $(LH)^n G(HL)^m$ *подложка* а оптимальные значения числа слоев зеркал резонатора, выполненных из TiO₂/SiO₂ $n = 7, m = 14$.

4. Проанализирован эффект заполнения подзон в квантово-каскадных детекторах. Установлена зависимость поглощения излучения в квантово-каскадных структурах при сильном влиянии эффекта заполнения подзон. Показано, что благодаря перекрытию волновых функций электроны совершают переходы в экстрактор. Дальнейший анализ показал, что спектральная характеристика поглощения детектора за счет этого

эффекта имеет дополнительный максимум, а абсолютная величина поглощения уменьшается.

5. Предложен способ понижения эффекта заполнения подзон. Показано, что благодаря узкой полосе пропускания резонатора число электронных переходов в ближайшую квантовую яму может быть уменьшена до 20%

ВЫВОДЫ

В диссертационной работе была решена поставленная задача, которая состоит в установлении физических закономерностей процесса детектирования излучения в многослойных полупроводниковых структурах на основе GaAs/InGaAs и GaN/AlGaN квантоворазмерных активных слоев, теоретического описания их оптических характеристик и динамических характеристик носителей заряда и установления сущности их влияния на спектральные свойства.

Основные научные и практические результаты такие:

1. На основании построенного теоретического описания оптических свойств РФД проведено исследование спектров отражения, поглощения и КЭ. Была установлена закономерность поведения спектров отражения и КЭ от геометрических параметров полупроводниковой структуры РФД. Показано, что в зависимости КЭ от коэффициента отражения входного зеркала присутствует экстремум, положение которого зависит от абсолютного значения коэффициента поглощения. Установлено, что увеличение толщины активной квантовой ямы приводит к уменьшению внутренней квантовой эффективности вследствие увеличения неупругого рассеяния возбужденных электронов.

2. Использование входного зеркала с встроенным микрорезонатором дает возможность получить плато спектра КЭ за счет эффекта аномальной дисперсии. Доказано, что необходимым условием для образования плато спектра КЭ является $\partial\varphi(\omega)/\partial\omega = 0$. Дальнейший анализ показал, что выполнение этого условия может быть достигнуто путем подбора положения и толщины микрорезонатора в входном зеркале. Микрорезонатор должен находиться ближе к внешнему краю зеркала, которое представляет собой отражатель Брегга со структурой $((HL)^qN(LH)^p)$. Т.е., условие $p > q$ также должно быть выполнено.

3. Впервые теоретически описана компенсация эффекта рассогласования спектральных характеристик лазерного излучателя и детектора за счет формирования плато КЭ РФД. Наличие плато КЭ РФД позволяет уменьшить необходимую точность согласования частоты излучения со спектральной характеристикой детектора. Ширина плато КЭ предложенной структуры составляет 6 нм, поэтому такой детектор может

быть использован в системах передачи данных с лазерами с вертикальным резонатором.

4. Путем решения уравнения теплопроводности методом конечных разностей получено распределение температуры в многослойной структуре РФД. Решена задача о нахождении зависимости показателя преломления полупроводниковых материалов от температуры.

Показано, что изменение показателя преломления для прямозонных и непрямозонных полупроводников имеет одинаковый характер. В температурной области 50-70⁰С изменение показателя преломления для *GaAs* составляет 0,02.

5. Установлена закономерность изменения формы спектра и его смещения от распределения электромагнитного поля в структуре. Впервые показано, что повышение температуры подложки приводит к неравномерному изменению показателей преломления полупроводниковых слоев зеркал резонатора. Доказано, что увеличение температуры подложки приводит к уменьшению квантовой эффективности и деформации спектрального плато. Для зеркал *AlGaAs/GaAs* при изменении температуры на 10⁰ спектральный максимум КЭ смещается на 1 нм в длинноволновую область.

6. Впервые детально проанализирован эффект заполнения подзон в квантово-каскадных детекторах. Установлена зависимость поглощения излучения в квантово-каскадных структурах при сильном влиянии эффекта заполнения подзон. Показано, что благодаря перекрытию волновых функций электроны совершают переходы в экстрактор. Дальнейший анализ показал, что спектральная характеристика поглощения детектора за счет этого эффекта имеет дополнительный максимум, а абсолютная величина поглощения уменьшается.

7. Впервые теоритически описаны процессы, приводящие к понижению эффекта заполнения подзон. Показано, что благодаря узкой полосе пропускания резонатора число электронных переходов в ближайшую квантовую яму может быть уменьшена до 20%.

8. Уменьшение числа пар слоев входного зеркала приводит к уширению и смещению пика максимума КЭ. При уменьшении числа слоев уменьшается, и эффективная глубина проникновения излучения в зеркало. Это поясняет малое смещение положения пика пропускания резонатора и квантовой эффективности. Показано, что уменьшение коэффициента

отражения входного зеркала является причиной уширения полосы пропускания. Уменьшение числа слоев входного зеркала на 1-ну пару (с 7-ми пар до 5-ти) приводит к увеличению полуширины спектрального максимума вдвое а прохождение излучения на $h\nu_2 = 0.7351(1.691\text{мкм})$ увеличивается до 40%.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Bautista J. The potential benefits of photonics in the computing platform / J. Bautista // Proceedings of SPIE. – 2005. – Vol. 5729. – P. 1–8.
2. Optical Interconnect System Integration for Ultra-Short-Reach Applications / E. Mohammed, A. Alduino, T. Thomas et al // Intel Technology Journal. – 2004. – № 8. – P. 115–128.
3. Q. Han. 1.55 μ m GaInNAs resonant-cavity-enhanced photodetector grown on GaAs / Q. Han, X. H. Yang, Z. C. Niu, H. Q. Ni, Y. Q. Xu, S. Y. Zhang, Y. Du, L. H. Peng, H. Zhao, C. Z. Tong, R. H. Wu and Q. M. Wang // Appl. Phys. Lett. 87. –2015. – №. 11. – P.105–111.
4. W. W. Wang. Modeling and Simulation of a Resonant-Cavity-Enhanced InGaAs/GaAs Quantum Dot Photodetector / W. W. Wang, F. M. Guo, and Y. Q. Li // Advances in Condensed Matter Physics. – Volume 2015. – P.1-6.
5. Chen J. Ultranarrow band and high-quantum-efficiency photoresponse of Ge-on-Si photodetectors using cascaded-cavity structure / J. Chen, Z. Zhou // Applied Physics Letters. – 2006. – Vol. 89, № 4. – P. 3126-1–3126-3.
6. Lee Yong-Tak. Integrated vertical-cavity surface emitting lasers and resonant cavity enhanced photodetectors for high performance bi-directional optical interconnect (**invited**) / Yong-Tak Lee, Il-Sug Chung, Ki Soo Chang // Korea-USA workshop on micro/nano integrated, hybrid, and complex systems, 2005.
7. Integrated verticalcavity surface-emitting lasers and resonant cavity enhanced photodetectors for bidirectional chip-to-chip optical interconnects (**invited**) / Yong-Tak Lee, Il-Sug Chung, Ki Soo Chang, V. V. Lysak // International conferences on advanced optoelectronics and lasers (CAOL), 2005.

8. Unlu M. S. Resonant Cavity enhanced photonic devices / M. S. Unlu, S. Strite // *Journal of Applied Physics*. – 1995. – Vol. 78, № 2. – P. 230–234.
9. Wavelength discriminating optical switch / M. S. Unlu, S. Strite, A. Salvador et al // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 1991. – Vol. 3, No. 12. – P. 1126–1129.
10. Xiao Y. G. Frequency response and modeling of resonant-cavity separate absorption, charge, and multiplication avalanche photodiode / Y. G. Xiao, G. M. J. Deen // *Journal Lightwave Technology*. – 2001. – Vol. 19, № 7. – P. 1010–1022.
11. El-Batawy Y. M. Modeling and optimization of resonant cavity enhanced-separated absorption graded charge multiplication-avalanche photodetector (RCE-SAGCM-APD) / Y. M. El-Batawy, M. J. Deen // *IEEE Transactions on Electron Devices*. – 2003. – Vol. 50, № 3. – P. 790–801.
12. El-Batawy Y. M. Analysis, optimization, and SPICE modeling of resonant cavity enhanced p-i-n photodetector / Y. M. El-Batawy, M. J. Deen, N. R. Das // *Journal of Lightwave Technology*. – 2003. – Vol. 21, № 9. – P. 2031–2043.
13. Kim J. P. Simulation of resonant cavity enhanced (RCE) photodetectors using the finite difference time domain (FDTD) method / J. P. Kim, A. M. Sarangan // *Optics Express*. – 2004. – Vol. 12, № 20. – P. 4829–4834.
14. Ramam A. An approach to the design of highly selective resonant-cavity-enhanced photodetectors / A. Ramam, G. K. Chowdhury, S. J. Chua // *Applied Physics Letters*. – 2005. – Vol. 86, № 17. – P. 171104.
15. Time response characteristics of an oxide-confined GaAs/AlGaAs resonant cavity-enhanced photodetector / E. Estacio, C. Alonzo, A. Samson et al // *Applied Physics Letters*. – 2004. – Vol. 85, № 15. – P. 3011–3013.
16. Characterization and optimization of a resonant cavity enhanced P-i-n photodiode response / Dusan S. Golubovic, Petar S. Matavulj, Jovan B.

- Radunovic // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1999. – Vol. 20, № 1. – P. 109–123.
17. Chung Il-Sug. A method to tune the cavity-mode wavelength of resonant cavity enhanced photodetectors for bi-directional optical interconnects / Il-Sug Chung, Yong Tak Lee // IEEE Photonics Technology Letter. – 2006. – Vol. 18, № 1. – P. 46–48.
 18. Quantum efficiency of the resonant photodetector for ultrashort optical connections / S. V. Gryshchenko, A. A. Dyomin, V. V. Lysak, S. I. Petrov // Telecommunications and Radio Engineering. – 2008. – Vol. 67, № 19. – P. 1749–1763.
 19. Gryshchenko S. V. Spectral characteristics of quantum efficiency of resonance cavity photodetector with temperature gradient / S. V. Gryshchenko // Vestnik of Kharkov National University im. V. N. Karasina. – 2009. – Vol. 15, № 883. – P. 8–11.
 20. Influence of anomalous dispersion mirror properties on the quantum efficiency of InGaAs/GaAs resonant cavity photodetector / S. V. Gryshchenko, A. A. Dyomin, V. V. Lysak, I. A. Sukhoivanov // Opto-Electronics Review. – 2011. – Vol. 19, № 3. – P. 296–300.
 21. Modeling of Optical Spectral Characteristics of Nitrides-Based Quantum- Cascade Detectors / S. V. Gryshchenko, M. V. Klymenko, V. V. Lysak, I. A. et al // Terahertz and Mid Infrared Radiation. Detection and Applications / ed. M. F. Pereira, O. Shulica. – Berlin : Springer, 2011. – P. 59–64. – (NATO Science for Peace and Security. Series B: Physics and Biophysics).
 22. Temperature dependence of electron transport in GaN/AlGaIn quantum cascade detectors / S. V. Gryshchenko, M. V. Klymenko, O. V. Shulika et al // Superlattices and Microstructures. – 2012. – Vol. 52, № 4. – P. 894–900.
 23. Gryshchenko S. V. Population dynamic in quantum cascade GaN/AlGaIn photodetector structure / S.V. Gryshchenko, V.V. Lysak, I.A.

- Sukhoivanov // Terahertz and Mid Infrared Radiation. Detection and Applications / ed. M. F. Pereira, O. Shulica. – Berlin : Springer, 2013 – P. 33–38. – (NATO Science for Peace and Security. Series B: Physics and Biophysics).
24. Грищенко С. В. Исследование влияния спин-орбитального взаимодействия на спектры усиления инжекционных полупроводниковых лазеров / С. В. Грищенко, М. В. Клименко // Материалы 9-го междунар. молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке», 19–21 апр. 2005 г. – Харьков : ХНУРЭ, 2005. – С. 137.
 25. Грищенко С. В. Исследование квантовой эффективности резонансного GaAs фотодетектора / С. В. Грищенко, М. В. Клименко // Материалы 10-го юбилейного междунар. молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке», 10–12 апр. 2006 г. – Харьков : ХНУРЭ, 2006. – С. 161.
 26. Quantum efficiency of the GaAs/InGaAs resonant cavity enhanced photodetector for the ultrashort optical connection / S. V. Gryshchenko, A. A. Dyomin, V. V. Lysak, I. A. Sukhoivanov // Proceeding of the 7th International Young Scientists Conference «Scientific Problems of Optics and High Technology Material Science», SPO 2006, October 26-29, 2006, Kiev, Ukraine. – Kiev, 2006. – P. 125.
 27. Грищенко С. В. Влияние сил изображения на движение электронов в гетероструктуре InGaAs/GaAs / С. В. Грищенко, А. А. Демин // Материалы 11-го междунар. молодежного форума «Радиоэлектроника и молодежь в XXI веке», 10–12 апр. 2007 г. – Харьков : ХНУРЭ, 2007. – Ч. 1. – С. 239.
 28. Influence of mirrors reflectivity properties on the quantum efficiency of InGaAs/GaAs resonant cavity enhanced photodetector / S. V. Gryshchenko, A. A. Dyomin, V. V. Lysak, I. A. Sukhoivanov // Proceeding of the 6th

- Belorussian-Russian workshop «Semiconductor Lasers and systems», June 4–8, 2007, Belorussia. – Minsk, 2007. – P. 179–182.
29. Gryshchenko S. V. Theoretical study of the quantum efficiency of InGaAs/GaAs resonant cavity enhanced photodetectors / S.V. Gryshchenko, A. A. Dyomin, V. V. Lysak // The International Workshop on Optoelectronic Physics and Technology, June 20–22, 2007, Ukraine. – Kharkov. – P. 20–22.
 30. Gryshchenko S. V. Calculation the quantum efficiency spectrum of resonant cavity enhanced photodetector with top mirror defect / S. V. Gryshchenko, A. A. Dyomin, V. V. Lysak // Kharkiv young Scientist conference on Radiophysics and Electronics(YSC), Dec. 12–14, 2007.– Kharkiv, 2007. – P. 93.
 31. Effect of anomalous dispersion layer thickness on optical absorption in resonant-cavity detector / S. V. Gryshchenko , A. A. Dyomin, V. V. Lysak , I. A. Sukhoivanov // 1st All-Ukrainian young conference on «Low Temperature Physics», May 20–23, 2008 / B. Verkin Institute for Low Temperature Physics and Engineering of the National Academy of Science of Ukraine. – Kharkov. – P. 114.
 32. Influence of anomalous dispersion layer thickness and position on optical absorption and quantum efficiency in the resonant-cavity detector / S. V. Gryshchenko , A. A. Dyomin , V. V. Lysak , I. A. Sukhoivanov // Proceeding of the 12th International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, June 29 – July 2, 2008, Ukraine. – Odesa, 2008. – P. 133–135.
 33. Optical absorption and quantum efficiency in the resonant-cavity detector with anomalous dispersion layer / S. V. Gryshchenko, A. A. Dyomin, V. V. Lysak, I. A. Sukhoivanov // Proceeding of the 8th International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices, Sept. 1–4, 2008, University of Nottingham, United Kingdom. – IEEE, 2008. – P. 77–78.

34. Gryshchenko S. V. Quantum efficiency and reflection in resonant cavity photodetector with anomalous dispersion mirror / S. V. Gryshchenko, A. A. Demin, V. V. Lysak // Proceeding of the 4th International CONFERENCE on ADVANCED OPTOELECTRONICS and LASERS, Sept. 29–Oct. 4, 2008. – Alushta, Crimea, Ukraine, 2008. – P. 229–232.
35. The thermal shift effect of absorption spectra in RCE detectors / S. V. Gryshchenko, M. V. Klimenko, V. V. Lysak, I. A. Sukhoivanov // Proceeding of the 7th Belarusian-Russian Workshop «Semiconductor Lasers and systems», 1–5 June, 2009, Belarus. – Minsk, 2009. – P. 250.
36. Absorbtion and Quantum Efficiency Calculation for Quantum Cascade Photodetector / S. Gryshchenko, M. Klimenko, O. Shulika, V. Lysak // NATO Advanced Research Workshop on Terahertz and Mid Infrared Radiation: Basic Research and Applications, "TERA - MIR 2010", 12–14 Sept., 2010. – Sevastopol, Ukraine, 2010. – P. 278–279.
37. Temperature dependence of electron transport in GaN/AlGaIn quantum cascade detectors / S. V. Gryshchenko, M. V. Klymenko, V. V. Lysak et al. // Proceedings of the SPIE. – 2011. – Vol. 8155 : Infrared Sensors, Devices, and Applications; and Single Photon Imaging II, August 22–25, 2011, San Diego, California, USA. – P. 81550O-1–81550O-6.
38. Coherent electron transport in single-molecular junction / O. Shelomienko, S. V. Gryshchenko, M. V. Klymenko // Proceeding of the 11th International Conference on Laser & FiberOptical Networks Modeling, Sep. 4–8, 2011, Ukraine. – Kharkov, 2011. – P. 1–2.
39. Electron transport in quantum cascade photodetectors / I. A. Sukhoivanov, S. V. Gryshchenko, M. V. Klymenko et al // Функціональна база наноелектроніки : сб. науч. тр. IV Междунар. науч. конф. 30 сент. – 3 окт. 2011 г. – Харьков ; Кацивели, 2011. – С. 56–59.
40. Optical spectroscopic characterization of the indium surface segregation in InGaIn/GaN quantum well structures / I. A. Sukhoivanov, S. V.

- Gryshchenko, M. V. Klymenko et al // Функциональная база наноэлектроники : сб. науч. тр. V Междунар. науч. конф. сен.–окт. 2012 г. – Харьков ; Кацивели, 2012. – С. 433–437.
41. Population dynamic in quantum cascade GaN/AlGaIn photodetector structure / S. V. Gryshchenko, M. V. Klymenko, V. V. Lysak, I. A. Sukhoivanov // Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz), 3–6 Nov. 2012. – Cesme, Izmir, Turkey, 2012.
 42. Klymenko M. V. Optical gain modulation of quantum-cascade lasers via interband optical pumping / M.V. Klymenko, S. I. Petrov, S. V. Gryshchenko // Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz), 3–6 Nov. 2012. – Cesme, Izmir, Turkey, 2012.
 43. Zhu K. A review of traffic grooming in WDM optical networks: Architectures and challenges / K. Zhu, B. Mukherjee // Optical Networks Magazine. – 2003. – Vol. 4, № 2. – P. 55–64.
 44. Справочник по волоконно-оптическим линиям связи / под ред. С. В. Свечникова, Л. М. Андрушко. – Киев : Техника, 1988. – 239 с.
 45. Keiser G. E. A Review of WDM Technology and Applications / G. E. Keiser // Optical Fiber Technology. – 1999. – Vol. 5, № 1. – P. 3–39.
 46. Хансперджер Р. Интегральная оптика: Теория и технология : пер. с англ. / Р. Хансперджер. – Москва : Мир, 1985. – 384 с.
 47. Фотоприемники видимого и ИК диапазона : пер. с англ. / под ред. Р. Дж. Киеса. – Москва : Радио и связь, 1985. – 328 с.
 48. Domain lenslet.com [Electronic resource]. – Access mode : <http://www.lenslet.com>
 49. Berry S. Advanced bus and interface market and trends / S. Berry // Electronic trend publication Inc., Sept., 2003.

50. Anderson D. PCI Express system architecture / D. Anderson, R. Burduk, T. Shanley. – Boston : Addison-Wesley, 2003. – 1056 p.
51. Johnson H. High-Speed Digital Design: A Handbook of Black Magic / H. Johnson, M. Graham. – New York : Prentis Hall PTR, 1993. – 446 p.
52. Huang D. W. Optical interconnects: out of the box forever? / D. W. Huang, T. Sze, A. Landin // IEEE JSTQE. – 2003. – Vol. 9, № 2. – P. 614–623.
53. Верещагин И. К. Введение в оптоэлектронику / И. К. Верещагин, Л. А. Косяченко, С. М. Кокин. – Москва : Высш. шк., 1991. – 191 с.
54. Low-Power State Assignment Techniques for Finite State Machines / P. Bacchetta, L. Daldoss, D. Sciuto, C. Silvano // Circuits and Systems, 2000. Proceedings. ISCAS 2000 Geneva. The 2000 IEEE International Symposium. – 2000. – Vol. 2. – P. 641–644.
55. Leonberger F. J. Optical interconnection for VLSI systems / F. J. Leonberger, S.-Y. Kung, R. A. Athale // Proceedings of the IEEE. – 1984. – Vol. 72, № 7. – P. 850–866.
56. Танненбаум Э. Компьютерные сети / Э. Танненбаум. – 3-е изд., перераб. и доп. – Санкт-Петербург : Питер, 2002. – 848 с.
57. Соболева Н. А. Фотоэлектронные приборы / Н. А. Соболева, А. Е. Меламид. – Москва : Высш. шк., 1974. – 376 с.
58. Амброзьяк А. Конструкция и технология полупроводниковых фотоэлектрических приборов : пер. с польского / А. Амброзьяк ; под ред. Б. Т. Коломийца. – Москва : Сов. Радио, 1970. – 392 с.
59. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и размерно-квантованных структурах : моногр. / Л. Е. Воробьев, С. Н. Данилов, Г. Г. Зегря и др. ; под общ. ред. В. И. Ильина, А. Я. Шика. – Санкт-Петербург : Наука, 2001. – 250 с.
60. Lai K. Design of a Tunable GaAs/AlGaAs Multiple-Quantum-Well Resonant-Cavity Photodetector / K. Lai, Joe C. Campbell // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1994, – Vol. 30, № 1. – P. 108–114.

61. Resonant Cavity Enhanced GaInAsSb-AlAsSb Photodetector Grown by MBE for Mid-IR Applications / K. Xie, J. H. Zhao, Y. Shi et al // IEEE Photonics Technology Letters. – 1996. – Vol. 8, № 5, May. – P. 1230–1234.
62. De Corby R. G. Resonant-Cavity MSM Photodetector Employing a Burstein Shifted InGaP-GaAs Reflector / R. G. De Corby, A. J. P. Hnatiw, G. Hillier // IEEE Photonics Technology Letters. – 1999. – Vol. 11, № 9. – P. 1165–1167.
63. Design of a silicon resonant cavity enhanced photodetector based on the internal photoemission effect at 1.55 μm / M. Casalino, L. Sirleto, L. Moretti et al // Journal of Optics A: Pure Applied Optics. – 2006. – Vol. 8, № 10. – P. 909–913.
64. A new double-heterostructure optoelectronic switching device using molecular-beam epitaxy / G. W. Taylor, J. G. Simmons, A. Y. Cho, R. S. Mand // Journal of Applied Physics. – 1989. – Vol. 59. – P. 596–600.
65. Detector Characteristics of a Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser / H. Kosaka, K. Kurihara, M. Sugimoto, K. Kasahara // Japanese Journal of Applied Physics. – 1991. – Vol. 30, part 2. – P. 1172–1174.
66. Quantum Cascade Detectors / F. Giorgetta, E. Baumann, M. Graf et al // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 2009. – Vol. 45, № 8. – P. 1039–1052.
67. A 10.7 μm InGaAs/InAlAs Quantum Cascade Detector / Ning Kong, Jun-Qi Liu, Lu Li et al // Chinese Physics Letters. – 2010. – Vol. 27, № 12. – P. 128503.
68. Fiorentini V. Evidence for nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloy heterostructures / V. Fiorentini, F. Bernardini, O. Ambacher // Applied Physics Letters. – 2002. – Vol. 80, № 7. – P. 1204–1206.
69. Klymenko M. Theoretical Study of Optical Transition Matrix Elements in InGaN/GaN SQW Subject to Indium Surface Segregation / M. Klymenko,

- A. Shulika, I. Sukhoivanov // Journal of Selected Topics in Quantum Electronics. – 2011. – Vol. 7, № 5. – P. 1374–1380.
70. GaN/AlGaIn nanostructures for intersubband optoelectronics / M. Tchernycheva, H. Macchadani, L. Nevou et al // Physica Status Solidi. – 2010. – Vol. 207, № 6. – P. 1421–1424.
 71. Ultrafast intersubband relaxation (150 fs) in AlGaIn/GaN multiple quantum wells / N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki et al // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 77, № 5. – P. 648–650.
 72. Bimberg D. Semiconductor nanostructures / D. Bimberg – Berlin : Springer, 2008. – 358 p.
 73. GaN/AlGaIn intersubband optoelectronic devices / H. Machhadani, P. Kandaswamy, S. Sakr et al // New Journal of Physics. – 2009. – Vol. 11, № 12. – P. 5023–5039.
 74. Photodetectors based on intersubband transitions using III-nitride superlattice structures / D. Hofstetter, E. Baumann, F. R. Giorgetta et al // Journal of Physics : Condensed Matter. – 2009. – Vol. 21, № 17. – P. 4208.
 75. Structure and electronic properties of InN and In-rich group III-nitride alloys / W. Walukiewicz, J. W. Ager, K. M. Yu et al // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2006. – Vol. 39, № 5. – P. 83–99.
 76. Intersubband absorption at λ -1.55 μ m in well- and modulation-doped GaN/AlGaIn multiple quantum wells with superlattice barriers / C. Gmachl, H. M. Ng, S.-N. G. Chu, A. Y. Cho // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 77, № 23. – P. 3722–3725.
 77. Intersubband absorption saturation in InGaAs–AlAsSb quantum wells / A. V. Gopal, H. Yoshida, A. Neogi et al // IEEE J. Quantum Electron. – 2002. – Vol. 38. – P. 1515–1520.
 78. Gmachl C. Intersubband absorption in degenerately doped GaN/Al_xGa_{1-x}N coupled double quantum wells / C. Gmachl, H. M. Ng, A. Y. Cho // Applied Physics Letters. – Vol. 79, № 11. – P. 1590–1593.

79. Intersubband transition in (GaN)(m)/(AlN)(n) superlattices in the wavelength range from 1.08 to 1.61 μm / K. Kishino, A. Kikuchi, H. Kanazava, T. Tachibana // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 81, № 7. – P. 1234–1237.
80. Optical gain spectra for near UV to aquamarine (Al, In)GaN laser diodes / K. Kojima, U. T. Schwarz, M. Funato et al // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15, № 12. – P. 7730–7736.
81. Kioupakis E., Determination of internal loss in nitride lasers from first principles / E. Kioupakis, P. Rinke, C. G. Van de Walle // *Applied Physics Express*. – 2010. – Vol. 3. – P. 082101.
82. Free carrier screening of polarization elds in wurzite GaNInGaN laser structures / F. D. Sala, A. Di Carlo, P. Lugli et al // *Applied Physics Letters*. – 1999. – Vol. 74, № 14. – P. 2002–2004.
83. STR Group Ltd., Simulator of Light Emitters based on Nitride Semiconductors (SiLENSe) [Electronic resource]. – Access mode : <http://www.semitech.us/products/SiLENSe>.
84. Piprek J. Efficiency droop in nitride-based light-emitting diodes / J. Piprek // *Physica Status Solidi A*. – 2010. – Vol. 207. – P. 2217–2225.
85. Effect of efficiency “droop” in violet and blue InGaN laser diodes / S. Grzanka, P. Perlin, R. Czernecki et al // *Applied Physics Letters*. – 2009. – Vol. 95, № 7. – P. 1108–1111.
86. Bass M. Handbook of Optics [Text]. Vol. II / M. Bass. – 3rd Edition. – New York : McGraw-Hill Professional Publishing. – 2010.
87. Ghatak A. K. Numerical analysis of planar optical waveguides using matrix approach / A. K. Ghatak, K. Thyagarajan, M. R. Shenoy // *Journal Lightwave Technol.* – 1987. – Vol. 5. – P. 660–667.
88. Стриха В. И. Контактные явления в полупроводниках : учеб. пособие / В. И. Стриха. – Київ : Вища шк., 1982. – 224 с.

89. Dirac P. The quantum theory of emission and absorption of radiation / P. Dirac // Proceedings of the Royal Society A. – 1927. – Vol. 114. – P. 243–265.
90. Boyd R.W. Nonlinear optics / R.W. Boyd – Amsterdam : Academic Press, 2003. – 578 p.
91. Mahan J. Many-particle physics / J. Mahan. – New York : Plenum, 1990. – 1032 p.
92. Sala F.D. Free carrier screening of polarization fields in wurzite GaInGaN laser structures / F. D. Sala, A. Di Carlo, P. Lugli et al // Applied Physics Letters. – 1999. – Vol. 74, № 14. – P. 2002–2004.
93. Chow W. W. Semiconductor-Laser Fundamentals: physics of the gain materials / W. W. Chow, S. W. Koch. – Berlin : Springer-Verlag, 1999. – 245 p.
94. Chuang S. L. Physics of optoelectronic devices / S. L. Chuang. – New York : Wiley, John & Sons, 1995. – 716 p.
95. Fermi E. Nuclear physics / E. Fermi. – Chicago : University of Chicago Press, 1950. – 258 p.
96. Chuang S. L. K-p method for strained wurtzite semiconductors / S. L. Chuang, C. S. Chang // Physical Review B. – 1996. – Vol. 54. – P. 2491–2504.
97. Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures / G. Bastard. – Paris : Les Éditions de Physique, 1988. – 357 p.
98. Dupont E. Simplified density matrix model applied to three well terahertz quantum cascade lasers / E. Dupont, S. Fatholouloumi, H. C. Liu // Physical Review B. – 2010. – Vol. 81. – P. 205311–205329.
99. Ultrafast intersubband relaxation (≤ 150 fs) in AlGaIn/GaN multiple quantum wells / N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki et al // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 77, № 5, P. 648–650.

100. Kumar S. Coherence of resonant-tunneling transport in terahertz quantum-cascade lasers / S. Kumar, Q. Hu // *Physical Review B*. – 2009. – Vol. 80. – P. 245316–245330.
101. Nonequilibrium many-body theory of intersubband lasers / I. Waldmueller, W. W. Chow, E. W. Young, M. C. Wanke // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 2006. – Vol. 42, № 3. – P. 292–301.
102. Harrison P. Quantum wells, wires and dots / P. Harrison. – 2nd Edition. – New York : Wiley, John & Sons, 2005. – 564 p.
103. De Corby R. G. Resonant-Cavity MSM Photodetector Employing a Burstein-Shifted InGaP-GaAs Reflector / R. G. De Corby, A. J. P. Hnatiw, G. Hillier // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 1999. – Vol. 11, № 9. – P. 1165–1167.
104. Resonant cavity enhanced InAs/ In_{0.15}Ga_{0.85}As dots-in-a-well quantum dot infrared photodetector / R. S. Attaluri, J. Shao, K. T. Posani et al // *Journal of Vacuum Science Technology B*. – 2007. – Vol. 25, № 4. – P. 1186–1190.
105. New 10μm infrared detector using intersubband absorption in resonant tunneling GaAlAs superlattices / B. F. Levine, K. K. Choi, C. G. Bethea et al // *Applied Physics Letters*. – 1987. – Vol. 50, № 16. – P. 1092–1094.
106. Multiple quantum well 10μm GaAs/Al_xGa_{1-x}As infrared detector with improved responsivity / K.-K. Choi, B. F. Levine, C. G. Bethea et al // *Applied Physics Letters*. – 1987. – Vol. 50, № 25. – P. 1814–1817.
107. GaAsSb: a novel material for near infrared photodetectors on GaAs substrates / X. Sun, S. Wang, J. S. Hsu et al // *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*. – 2002. – Vol. 8, № 4. – P. 817–822.
108. Molecular beam epitaxy-grown AlGaInAs/InP distributed Bragg reflectors for 1.55 μm VCSELs / M. H. M. Reddy, T. Asano, R. Koda et al // *Electronics letters*. – 2002. – Vol. 38, № 20. – P. 1181–1182.

109. Technique for integration of vertical cavity lasers and resonant photodetectors / O. Sjölund, D. A. Loudierback, E. R. Hegblom et al // *Applied Physics Letters*. – 1998. – Vol. 73, № 1. – P. 1–3.
110. Monolithic wavelength-graded VCSEL and resonance-enhanced photodetector arrays for paralel optical interconnect / S. Q. Luong, G. G. Ortiz, Y. Zhou et al // *IEEE Photonics Technology Letters*. – 1998. – Vol. 10, № 5. – P. 642–644.
111. Ando T. Electronic properties of two-diemnsional electronic systems / T Ando, A. B. Fowler, F. Stern // *Reviews of Modern Physics*. – 1982. – Vol. 54. – P. 437–672.
112. Adachi S. Lattice thermal resistivity of III-V compound alloys / S. Adachi // *Journal of Applied Phyics*. – 1983. – Vol. 54, № 4. – P. 1844–1848.
113. Band parameters for III-V Compound Semiconductors and their alloys / I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. Ram, R. Mohan // *Journal of Applied Physics*. – 2001. – Vol. 89, № 11. – P. 5815–5875.
114. Babic D. I. Analytic Expressions for the Reflection Delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors / D. I. Babic, S. W. Corzine // *IEEE Journal of Quantum Electronics*. – 1992. – Vol. 28, № 2. – P. 514–524.
115. Расчет электромагнитного поля в лазерах с вертикальным резонатором, используя векторный метод с весовыми коэффициентами / В. В. Лысак, А. А. Ковбаса, И. А. Сухоиванов, А. В. Кублик // *Вестн. ХНУ им. В. Н. Каразина*. – 2002. – Вып. № 570. – С. 240–243.
116. Отражательные свойства распределенных Брегговских отражателей в комплексе с оксидным окном / А. А. Ковбаса, И. О. Зиньковская, В. В. Лысак и др. // *Радиоэлектроника и информатика*. – 2005. – № 3. – С. 55–61.
117. Chen C.- H. Resonant-cavity-enhanced p-i-n photodiode with a broad quantum-efficiency spectrum by use of an anomalous-dispersion mirror / C.- H.

- Chen, K. Tetz, Y. Fainman // *Applied Optics*. – 2005. – Vol. 44, № 29. – P. 6131–6140.
118. Temperature dependence of the refractive index in Semiconductors / M. Bertolotti, V. Bogdanov, A. Ferrari et al // *Journal of the Optical Society of America B*. – 1990. – Vol. 7, No. 6. – P. 918–922.
 119. Incropera F. P. D. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer* / F. P. D. Incropera, P. DeWitt. – 6th Edition. – New York ; Chichester : Wiley, John & Sons, 2006. – 999 p.
 120. Varshni Y. P. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors / Y. P. Varshni // *Physica*. – 1967. – № 34. – P. 149–154.
 121. Quantum well intersubband heterodyne infrared detection up to 82 GHz / H. C. Liu, Li Jianmeng, E. R. Brown et al // *Applied Physics Letters*. – 1995. – Vol. 67, № 11. – P. 1594–1597.
 122. Quantum cascade laser / J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco et al // *Science*. – 1994. – Vol. 264. – P. 553–556.
 123. Fiorentini V. Evidence for nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloy heterostructures / V. Fiorentini, F. Bernardini, O. Ambacher // *Applied Physics Letters*. – 2002. – Vol. 80, № 7. – P. 1204–1206.
 124. Piprek J. *Nitride Semiconductor Devices* / J. Piprek. – Berlin : Wiley-VCH, 2007. – 522 p.
 125. GaN/AlGaN nanostructures for intersubband optoelectronics / M. Tchernycheva, H. Macchadani, L. Nevou et al // *Physica Status Solidi*. – 2010. – Vol. 207, № 6. – P. 1421–1424.
 126. Ultrafast intersubband relaxation (150 fs) in AlGaIn/GaN multiple quantum wells / N. Iizuka, K. Kaneko, N. Suzuki et al // *Applied Physics Letters*. – 2000. – Vol. 77, № 5. – P. 648–650.
 127. Electronic structure calculations on nitride semiconductors / S. K. Pugh, D. J. Dugdale, S. Brand, R. A. Abram // *Semiconductor Science Technology*. – 1999. – Vol. 14, № 1. – P. 23–31.

128. Haug H. Quantum theory of the optical and electronic properties of semiconductors / H. Haug, S. W. Koch. – New Jersey : World Scientific, 2004. – 453 p.
129. III-nitrides: Growth, characterization, and properties / S. C. Jain, M. Willander, J. Narayan, R. Van Overstraeten // Applied Physics Letters. – 2000. – Vol. 87, № 3. – P. 965–1006.
130. Klymenko M. V. Optical gain modulation of quantum-cascade lasers via interband optical pumping / M. V. Klymenko, S. V. Gryshchenko, S. I. Petrov // Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz), TERA-MIR 2012, Nov. 3–6, 2012. – Cesme, Izmir, Turkey, 2012. – Berlin : Springer, 2013. – P. 17–18.
131. Optical spectroscopic characterization of the indium surface segregation in InGaN/GaN quantum-well structures / I. A. Sukhoivanov, S. V. Gryshchenko, M. V. Klymenko et al // Proceedings of the NATO Advanced Research Workshop on Detection of Explosives and CBRN (Using Terahertz), TERA-MIR 2012, Nov. 3–6, 2012. – Cesme, Izmir, Turkey, 2012. – Berlin : Springer, 2013. – P. 433–437.