

Российская академия наук
Институт физики микроструктур

На правах рукописи

АЛЕШКИН Владимир Яковлевич

**ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ, ТУННЕЛЬНЫЕ И БАЛЛИСТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ
НАНОСТРУКТУРАХ**

01.04.07 - Физика конденсированного состояния

Диссертация
в виде научного доклада
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Нижний Новгород –2002

Работа выполнена в Институте физики микроструктур РАН

г. Нижний Новгород

Официальные оппоненты: член-корреспондент РАН, доктор физико-математических наук, Р.А. Сурис

доктор физико-математических наук
В.А.Волков,

доктор физико-математических наук
В.В.Кочаровский

Ведущая организация: Физический институт РАН

Защита диссертации состоится 25 апреля 2002 г. в 10 часов на заседании диссертационного совета Д002.098.01 в Институте физики микроструктур РАН (603950, г. Нижний Новгород, ГСП-105)

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики микроструктур РАН.

Диссертация в форме научного доклада разослана 22 марта 2002 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета

доктор физико-математических наук

К.П.Гайкович

Содержание

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ	4
ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ	11
1. ТУННЕЛЬНЫЕ И ДИПОЛЬНЫЕ МЕЖПОДЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ ДЫРОК	11
1.1. Межподзонное туннелирование дырок в электрическом поле	11
1.2. Туннелирование дырок через гетеробарьер	14
1.3. Межподзонные дипольные переходы дырок в квантовых ямах	17
2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КВАНТОВЫХ ЯМ И МАССИВОВ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ВОЛЬТ-ФАРАДНЫМ МЕТОДОМ	20
2.1. Вольт-фарадные характеристики контакта Шоттки к структуре с квантовой ямой	21
2.2. Исследование многослойных структур с квантовыми ямами	23
2.3. Структуры с флуктуациями	25
2.4. Исследование глубоких состояний в δ -слое методом адмиттанс – спектроскопии	27
3. ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ, ДРОБОВОЙ ШУМ И ИНВЕРСИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ТРАНСПОРТЕ В НАНОМЕТРОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ТУННЕЛЬНО-ПРОЗРАЧНЫМИ БАРЬЕРАМИ	29
3.1. Токовые неустойчивости и дробовой шум в структуре с одиночным барьером	30
3.2. Отрицательная дифференциальная проводимость N-типа при квазибаллистическом транспорте в структуре с одиночным барьером	32
3.3. Электронный транспорт и дробовой шум в резонансно-туннельном диоде: роль принципа Паули и кулоновских корреляций	34
3.4. Инверсия межподзонной населенности в резонансно-туннельном диоде	36
4. РАЗОГРЕВ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА, ИНВЕРСНЫЕ НАСЕЛЕННОСТИ ПОДЗОН И ВОЗМОЖНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ СРЕДНЕГО ИК ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ТРАНСПОРТЕ	38
4.1. Исследование функции распределения горячих дырок	38

4.2. Инверсия электронной населенности подзон при латеральном транспорте в туннельно-связанных квантовых ямах	41
4.3. Инверсия при междолинном переносе, Г-Х лазер	44
4.4. Генерация разностной частоты в полупроводниковом лазере с квантовыми ямами	47
5. ЗОННАЯ СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GeSi/Ge И GeSi/Si	50
5.1. Спектры электронов и дырок	50
5.2. Правила отбора для оптических переходов	54
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	56
Список основных работ, опубликованных по теме диссертации	58

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Введение, актуальность темы диссертации

С развитием технологии роста гетероструктур нанометровых размеров, появилась необходимость в исследовании их свойств и осмыслении возможностей практического (приборного) применения. Сравнимость характерных размеров таких систем с длиной волны де-Бройля электронов ведет к важной роли квантовых эффектов во внутризонной динамике электронов. Наиболее ярко эти эффекты проявляются в размерном квантовании спектра электрона и туннельном прохождении его через потенциальные барьеры. Кроме того, в таких структурах часто длина свободного пробега оказывается порядка или больше характерных длин структуры, так что появляется возможность баллистического (т.е. без рассеяния) движения электронов. Фактически это означает, что характер электронного движения в такого рода гетероструктурах может существенно отличаться от того, который имеет место в объемных материалах. Яркими доказательствами тому служит квантовый эффект Холла и квантование проводимости одномерных каналов.

Благодаря квантовым эффектам открываются возможности конструирования систем с необходимыми электронными свойствами и создания на их основе новых твердотельных приборов. К настоящему времени уже созданы резонансно-туннельный диод, каскадный и фонтанный лазеры, фотоприемники на квантовых ямах и квантовых точках и другие приборы на нанометровых гетерострук-

турах. Особенно привлекательны эти системы для создания источников и приемников дальнего и среднего ИК диапазонов, поскольку характерные энергии размерного квантования соответствуют этим диапазонам длин волн. Следует также отметить, что с уменьшением размера прибора уменьшается и время электронного пролета через него и, как правило, возрастает быстродействие. Поэтому на основе гетероструктур можно создавать приборы для работы в терагерцовом диапазоне. Представляется, что к настоящему времени возможности обнаружения новых физических эффектов в низкоразмерных гетероструктурах, и построения на них приборов далеко не исчерпаны и поэтому необходимо дальнейшее исследование физических явлений в них. В частности, представляется перспективным исследование возможности создания инвертированных распределений электронов по уровням размерного квантования в квантовых ямах при продольном транспорте в сильных электрических полях и создания на их основе лазера. Одним из направлений настоящей работы является теоретический анализ возможных реализаций этой идеи.

Существенной особенностью нанометровых объектов является зависимость энергетического спектра от характерных размеров. Благодаря этому спектр в каждой структуре в значительной степени индивидуален, чего нет в объемных материалах. В связи с этим важно уметь эффективно определять энергетические и другие электронные характеристики структуры. В настоящее время отсутствует универсальный метод определения электронного спектра в низкоразмерных объектах. Часто используемые методы по наблюдению межзонных переходов, такие как наблюдение фотолюминесценции или фотопроводимости дают информацию о разностях энергий электронных состояний в валентной зоне и зоне проводимости. Методы наблюдения поглощения между электронными состояниями, такие как наблюдение межподзонного поглощения, дают информацию о разностях энергий электронных уровней внутри одной зоны. Однако с помощью этих методов невозможно определить глубину залегания электронных и дырочных уровней относительно краев зон широкозонного материала, в котором располагается квантоворазмерный объект или разрыв энергий зон на гетерогранице. Указанные характеристики являются важными, поскольку, например, глубина залегания уровней в квантовой яме часто определяет величину поверхностной электронной концентрации в нелегированной квантовой яме и потенциальный рельеф в ближайшей ее окрестности. В настоящей работе развивается метод оп-

ределения этого параметра из измерений малосигнального импеданса барьера Шоттки к гетероструктуре.

Цель диссертационной работы

Основная цель диссертационной работы исследование квантовых и баллистических эффектов в движении носителей заряда в гетероструктурах с нанометровыми размерами. Вторая цель – разработка методов определения электронного спектра и других физических характеристик этих структур.

Научная новизна результатов

- Вычислены вероятности туннельных переходов между зонами легких и тяжелых дырок в однородном электрическом поле и при туннелировании через гетеробарьер. Найдено, что область импульсного пространства, где вероятность межподзонного туннелирования порядка единицы в электрическом поле, имеет форму гофрированного тора. Показано, что благодаря многоканальности процесса туннелирования дырок через гетеробарьер зависимости коэффициентов туннелирования от энергии и квазиимпульса обладают особенностями в области параметров, соответствующих открытию (закрытию) канала туннелирования, присутствующим сечениям рассеяния вблизи порога реакций;
- найдены правила отбора для дипольных переходов дырок между дырочными подзонами в квантовой яме и исследован эффект деполяризации для поглощения;
- разработан оригинальный метод определения параметров квантовых ям и массивов квантовых точек из измерений малосигнального импеданса контакта Шоттки к структуре. В основу этого метода положено представление о малости размеров волновых функций электронов в квантовых ямах и квантовых точках по сравнению с характерными размерами областей пространственного заряда;
- предложен новый механизм отрицательной дифференциальной проводимости N-типа в тонких гетероструктурах с одним туннельно-прозрачным потенциальным барьером, когда важны баллистические эффекты (заметная часть электронов пролетает от эмиттера до барьера без рассеяния). Причиной появления отрицательной проводимости является уменьшение вероятности испускания оптического фонона при движении электрона от эмиттера до барьера с ростом приложенного напряжения;
- разработан метод исследования функции распределения горячих носителей заряда в квантовых ямах с помощью измерения модуляции пропускания света;

- предложены и исследованы механизмы достижения инверсной электронной населенности подзон размерного квантования в гетероструктурах с квантовыми ямами при продольном транспорте электронов в сильных латеральных электрических полях, когда существенно рассеяние на шероховатостях гетерограницы или междолинное рассеяние электронов;
- теоретически показано, что в гетероструктурах с квантовыми ямами в присутствии сильного взаимодействия между Γ - и X-долинами, латеральное электрическое поле изменяет спектральную характеристику коэффициента поглощения света, обусловленного дипольными переходами электронов между подзонами размерного квантования (аналог эффекта Франца-Келдыша для внутризонного поглощения света);
- определена структура и параметры зоны проводимости и валентной в напряженных гетероструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}(111)$ и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}(001)$ и правила отбора для оптических переходов в квантовых ямах этих гетероструктур.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Вероятность туннельных переходов между зонами легких и тяжелых дырок имеет следующие особенности: а) в случае туннелирования в однородном поле она велика (порядка единицы) в области импульсного пространства, имеющего форму гофрированного тора, с размерами пропорциональными кубическому корню от величины поля; б) в случае туннелирования через гетеробарьер ее зависимости от энергии и импульса имеют характерные пороговые особенности.
2. В тонких гетероструктурах с одним туннельно-прозрачным потенциальным барьером благодаря баллистическим и туннельным эффектам возможны отрицательные проводимости как S-типа, когда коэффициент прозрачности барьера быстро увеличивается с ростом энергии электрона, так и N-типа, когда коэффициент прозрачности постоянен в определенных интервалах энергии.
3. В квазидвумерных структурах с несколькими группами носителей заряда, подвижности которых сильно отличаются, возможно достижение инверсной заселенности подзон в сильном латеральном электрическом поле, если вероятность обмена между группами носителей растет с ростом энергии носителя.
4. В структурах с квантовыми ямами существует аналог эффекта Франца-Келдыша для межподзонных междолинных Γ -X переходов.
5. В лазерах с квантовыми ямами на гетероструктуре $\text{InGaP}/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$ специальной конструкции, генерирующих одновременно две волноводные моды, воз-

можно эффективная генерация разностной частоты на решеточной нелинейности диэлектрической проницаемости GaAs.

6. Исследование поляризационных характеристик фотолюминесценции или фундаментального поглощения позволяет определить тип нижней долины зоны проводимости в гетероструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}(111)$ и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}(001)$.

Научная и практическая ценность

1. Полученные автором диссертации результаты при исследовании туннелирования дырок развили представления о динамике дырок во внешних электрических полях в полупроводниках со сложной валентной зоной. Кроме того, развитая в диссертации теория межподзонного туннелирования дырок в электрическом поле позволяет сделать оценки заселенности возбужденных уровней Ландау для лазера на переходах между состояниями в легкой подзоне в p-Ge в скрещенных электрическом и магнитном полях.

2. Предложенный метод исследования параметров квантовых ям и массивов квантовых точек с помощью измерения малосигнального импеданса барьера Шоттки позволяет определять такие параметры квантовых ям как глубину залегания уровня размерного квантования, концентрацию носителей в КЯ, исследовать хвосты плотности состояний и другие параметры, а также оценивать плотность квантовых точек. Кроме того, метод позволяет исследовать параметры глубоких состояний в дельта-легированных слоях. Этот метод может использоваться для диагностики параметров структур полупроводниковых приборов, содержащих квантовые ямы, квантовые точки, дельта-легированные слои.

3. Показано, что дробовой шум может играть роль своеобразного предвестника токовой неустойчивости. Это обстоятельство важно для практической реализации быстродействующих переключателей на отрицательной дифференциальной проводимости S-типа, поскольку позволяет определять насколько далеки параметры прибора и режим его работы от области неустойчивости.

4. Разработанный метод диагностики функции распределения горячих носителей заряда в квантовых ямах в сильных электрических полях с помощью измерения модуляции пропускания света вблизи края фундаментального поглощения является удобным инструментом для исследования горячих носителей в квантовых ямах, который может найти применение для определения их эффективных температур.

5. Предложенные механизмы реализации инверсных электронных населенностей в подзонах размерного квантования в гетероструктурах с квантовыми ямами

можно использовать в качестве теоретической основы при создании новых типов лазеров для генерации излучения в дальнем и среднем ИК диапазоне.

6. Предложена конструкция лазера на квантовых ямах для генерации разностной частоты, соответствующей среднему ИК диапазону, за счет решеточной нелинейности диэлектрической проницаемости GaAs.

7. Проведенные исследования правил отбора для межзонных излучательных переходов и спектров электронов и дырок показали, что с помощью исследования поляризационных характеристик фотолюминесценции или фундаментального поглощения можно определять тип нижней долины зоны проводимости в гетероструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}(111)$ и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}(001)$. Определение устройства зоны проводимости в таких структурах важно при их использовании для изготовления полупроводниковых приборов и устройств.

Вклад автора

Личный вклад В.Я.Алешкина в проведенные исследования заключается:

в постановке и решении задачи о межподзональном туннелировании дырок в однородном электрическом поле [A1,A2];

в постановке задачи о туннелировании дырок через гетеробарьер, нахождении интегралов движения, интерпретации полученных результатов [A3] .

в нахождении правил отбора для дипольных переходов в квантовых ямах и исследовании эффекта деполяризации для дырок [A4];

в создании численной модели для извлечения параметров планарных состояний из измерений малосигнального импеданса контакта Шоттки к гетероструктуре и численном анализе экспериментальных данных [A5-A10].

в создании аналитической модели для электронного транспорта в гетероструктуре с одиночным барьером и резонансно-туннельном диоде и проведении численных расчетов на ее основе и интерпретации полученных результатов [A11-A15];

в постановке задачи об инверсной заселенности подзон в резонансно-туннельном диоде, нахождении необходимых условий для этого путем решения уравнений баланса [A16];

в постановке задачи об исследовании функции распределения горячих носителей с помощью измерения модуляции фундаментального поглощения, в написании уравнений и их решении для извлечения функции распределения из экспериментальных данных [A17-A20];

в расчете спектра, волновых функций, вероятностей рассеяния и туннелирования электронов в квантовых ямах, где имеется рассеяние на шероховатости и Г-Х

взаимодействие, расчет вероятности дипольных переходов между подзонами размерного квантования и вычислении соответствующего коэффициента поглощения [A21-A27];

в постановке задачи о возможности нелинейной генерации разностной частоты в полупроводниковом лазере, в нахождении способа обеспечения фазового синхронизма и решении соответствующих уравнений для расчета мощности разностной моды [A28];

в вычислении энергий переходов наблюдаемой фотолюминесценции из квантовых ям гетероструктуры $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ [A29];

в нахождении правил отбора для переходов в гетероструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}$, выращенных на плоскостях (111) и (001) соответственно, в расчете спектра дырок в квантовых ямах гетероструктур $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ [A30-33];

в формулировке уравнений и нахождении метода их решения для вычисления волновых функций и энергий дырок в сильных магнитных полях [A34].

Реализация результатов работы

Полученные результаты применяются при теоретических и экспериментальных исследованиях квантоворазмерных структур в ИФМ РАН, Санкт-Петербургском техническом университете, НИФТИ при ННГУ (Нижний Новгород), ИФМ УрО РАН, Университете г. Лечче (Италия), Институте физики полупроводников (Вильнюс, Литва), Белорусском государственном университете (Минск).

Апробация работы и публикации

Основные результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях симпозиумах, совещаниях: 13 Всесоюзное совещание по теории полупроводников, Ереван 10-12 ноября 1987, 12 Всесоюзная конференция по физике полупроводников, 1 Российской конференция по физике полупроводников, Н.Новгород 1993; 2 Российская конференция по физике полупроводников, Зеленогорск 26 февраля-1 марта 1996, Nanostructures: physics and technology, St Petersburg 1996-2001 гг; 3 Всероссийской конференции по физике полупроводников, Москва 1-5 декабря 1997, 10th International symposium on Ultrafast phenomena in Semiconductors 31 августа-2 сентября, Вильнюс, Литва; 4 Российская конференция по физике полупроводников, 25-29 октября 1999г, Новосибирск; совещание Нанофотоника 1999-2001 гг, 5 Российская конференция по физике полупроводников 10-14 сентября 2001, Н.Новгород; International conference Advanced optical materials and devices, Vilnius, Lithuania, 16-19 August, 2001; International workshop "Middle Infrared Coherent Sources MICS'2001" St Petersburg, June 25-29,

2001; 28th International Symposium on Compound Semiconductors ISCS2001, October 1-4, 2001 University of Tokyo, Japan.

Основные результаты диссертации опубликованы в 34 статьях в ведущих физических российских и зарубежных журналах. По материалам диссертации сделано более 20 докладов на российских и международных конференциях, симпозиумах, совещаниях.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Диссертация состоит из пяти разделов. В первом рассмотрены туннельные и дипольные переходы дырок между легкой и тяжелой подзонами в объемных кристаллах и гетероструктурах. Второй раздел посвящен определению параметров квантоворазмерных гетероструктур и дельта-слоев из исследований малосигнального импеданса контакта Шоттки к структуре. В третьем разделе рассматриваются особенности поперечного электронного транспорта в гетероструктурах с туннельно-прозрачными барьерами в том случае, когда важны баллистические эффекты. Четвертый раздел посвящен рассмотрению латерального (продольного) транспорта носителей заряда в квантовых ямах в сильных электрических полях и возможности использования его для создания лазеров дальнего и среднего ИК диапазонов. Там же рассматривается возможность генерации излучения среднего ИК диапазона в полупроводниковом лазере, генерирующим две частоты в ближнем ИК диапазоне, за счет нелинейных эффектов. Пятая глава посвящена рассмотрению спектров электронов и дырок, а также правилам отбора для межзонных оптических переходов электронов в гетероструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}$, выращенных на плоскостях (111) и (001).

1. ТУННЕЛЬНЫЕ И ДИПОЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДЫ ДЫРОК

1.1. Межподзонное туннелирование дырок в электрическом поле [A1,A2]

На возможность туннелирования дырок между различными подзонами сложной валентной зоны было обращено внимание в середине 80-х гг Горбовицким и Перелем^[1] в связи с созданием инверсии населенностей уровней Ландау легких дырок в скрещенных электрическом и магнитном полях^[2,3] [2,3] в германии. Однако, последовательная теория межподзонного туннелирования дырок в одно-

^[1] Б.М.Горбовицкий, В.И.Перель ЖЭТФ, т. 85, в.11, с. 1812 (1983)

^[2,3] Ю.Л.Иванов, Ю.Б.Васильев Письма в ЖТФ, т.9, в.10 сс.613-616 (1983).

Ю.Л.Иванов Сборник «Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках». ИПФ АН, Горький 1983, с. 172-177.

родном электрическом поле в полупроводниках со структурой алмаза была развита в работах [A1,A2].

Гамильтониан, описывающий движение дырок в электрическом поле имеет вид:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \left\{ \left(\gamma_1 + \frac{5}{2}\gamma_2 \right) \hat{k}^2 I - 2\gamma_3 (\hat{\mathbf{k}}\mathbf{J})^2 + (\gamma_3 - \gamma_2)(\hat{k}_x^2 J_x^2 + \hat{k}_y^2 J_y^2 + \hat{k}_z^2 J_z^2) \right\} - eEzI + IE_v \quad (1.1)$$

где $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ - параметры Латтинджера, m_0 - масса свободного электрона, $\hat{\mathbf{k}}$ - оператор волнового вектора, I - единичная матрица 4x4, J_i - i компонента оператора момента импульса $3/2$ ^[4], e - заряд дырки, E величина электрического поля, E_v - энергия потолка валентной зоны. Гамильтониан (1.1) коммутирует с операторами $\hat{k}_x$, $\hat{k}_y$ и $\hat{T}_n$ [A2] (явный вид $\hat{T}_n$ приведен в [A2]), где единичный вектор $\mathbf{n}$ определен следующим образом: $\mathbf{n} = \mathbf{E} \times \mathbf{k} / |\mathbf{E} \times \mathbf{k}|$. Нетрудно проверить, что $T_n^2 = I$. В том случае, когда вектор $\mathbf{n}$ совпадает с нормалью к какой-либо из кристаллографических плоскостей, оператор T_n совпадает с оператором отражения в этой плоскости. Для изотропной модели Латтинджера, когда $\gamma_3 = \gamma_2$ оператор T_n совпадает с оператором отражения в плоскости с нормалью $\mathbf{n}$ $T_n = i \exp(i\pi \mathbf{Jn})$ [A1]. С учетом сохранения интегралов движения: $\mathbf{k}_\perp = (k_x, k_y)$ и собственного значения T_n решение нестационарного уравнения Шредингера будем искать в виде:

$$\Psi^\pm(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{r}, t) = \sum_{k_z} \{ C_L^\pm(\mathbf{k}, t) \Psi_L^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{r}) + C_H^\pm(\mathbf{k}, t) \Psi_H^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{r}) \} \quad (1.2)$$

где $\Psi_{L,H}^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ волновые функции дырки в легкой (L) и тяжелой (H) подзонах в отсутствие поля, верхний знак соответствует собственному значению T_n (± 1). Явный вид $\Psi_{L,H}^\pm(\mathbf{k}, \mathbf{r})$ приведен в [A2].

Пусть в начальный момент времени $t=t_0$ дырка находилась легкой подзоне с волновым вектором $\mathbf{k}_0$ и собственное значение оператора T_n равнялось +1. Тогда $C_L^+(\mathbf{k}, t_0) = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)$, $C_H^+(\mathbf{k}, t_0) = 0$. Поскольку волновой вектор дырки изменяется во времени по закону $\mathbf{k} = \mathbf{k}_0 + e\mathbf{E}(t - t_0)/\hbar$, функции $C_{L,H}^+(\mathbf{k}, t)$ можно искать в виде:

$$C_J^+(\mathbf{k}, t) = \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_0 - e\mathbf{E}(t - t_0)/\hbar) \exp \left(-\frac{i}{eE} \int_0^{k_z} \epsilon_J(\mathbf{k}') + f z_{LL}^+(\mathbf{k}') dk'_z \right) a_J(\mathbf{k}), \quad J=L,H \quad (1.3)$$

$\epsilon_J(\mathbf{k})$ - энергия в подзоне J. Функции $a_J(\mathbf{k})$ удовлетворяют системе уравнений :

^[4] Г.А.Бир, Г.И.Пикус Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках

$$\frac{da_L}{d\xi} - iz_{L,H} k_{\perp} \exp\left(\frac{ik_{\perp}}{eE} \int_0^{\xi} (\varepsilon_L - \varepsilon_H) d\xi\right) a_H = 0 \quad (1.4)$$

$$\frac{da_H}{d\xi} - iz_{L,H}^* k_{\perp} \exp\left(\frac{-ik_{\perp}}{eE} \int_0^{\xi} (\varepsilon_L - \varepsilon_H) d\xi\right) a_L = 0 \quad (1.5)$$

с граничными условиями $a_L(\xi_0)=1$, $a_H(\xi_0)=0$, здесь $\xi = k_z/k_{\perp}$, z_{LH} –матричный элемент оператора $\hat{z}$. Используя явный вид z_{LH} , можно показать [A1], что электрическое поле и $k_{\perp}$ входят в уравнения только через безразмерный параметр $\gamma = 2k_{\perp}^3 \gamma_2 \hbar^2 / (m_0 e E)$.

На рис.1.1 приведены результаты расчетов зависимости вероятности туннелирования из легкой зоны в тяжелую при движении электрона от $k_z=-\infty$ до $k_z=+\infty$ для Ge и Si от γ для двух направлений $k_{\perp}$ $D=|a_H(+\infty)|^2$. Пунктирные линии соответствуют $k_{\perp}$ вдоль [100], сплошные - $k_{\perp}$ вдоль [110]. Верхний индекс «+» у D соответствует состояниям с собственным значением T_n равным 1, а индекс «-» - состояниям с собственным значением T_n равным -1.

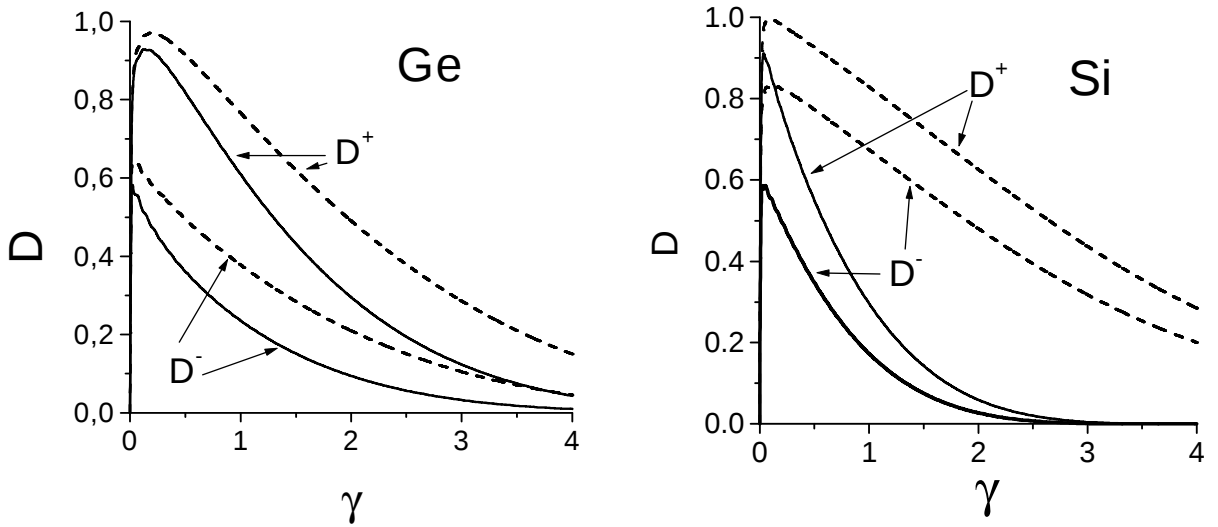


Рис. 1.1.

На рис.1.2. приведены вероятности межподзонного туннелирования в Ge и Si при движении электрона от $-\infty$ до k_z (напомним что $\xi = k_z/k_{\perp}$) для $\gamma=\pm 1$.

Из рис.1.1. и 1.2. видно, что в областях, где совершаются межподзонные туннельные переходы дырок с с вероятностью порядка единицы $k_{\perp} \sim k^* = \{m_0 e E / (2\gamma_2 \hbar^2)\}^{1/3}$. Кроме того, эффективно туннелирование происходит в области где $|k_z| \sim k_{\perp}$. Таким образом, область в k-пространстве, где происходят

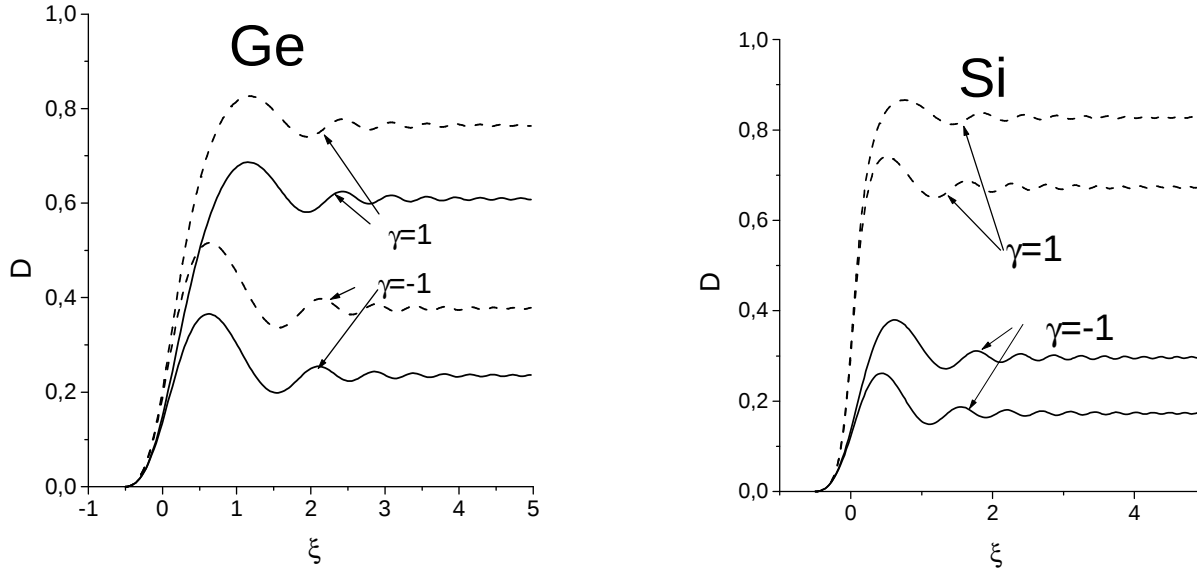


Рис. 1.2.

межподзональные туннельные переходы с вероятностью порядка единицы можно представлять себе в виде гофрированного тора около начала координат с характерными размерами порядка k^* .

Используя теорию возмущений, можно найти выражение для коэффициента туннелирования в спин-отщепленную подзону:

$$D \approx \exp \left\{ -2\sqrt{2} \left(\frac{3}{\sqrt{2}} \frac{1}{\gamma_1 + 4\gamma_2} \right)^{3/2} \frac{\sqrt{m_0} \Delta^{3/2}}{\hbar e E} \right\} \quad (1.6)$$

Из (1.6) следует, что в Si, где спин-орбитальное расщепления $\Delta=43$ мэВ, вероятность туннелирования в спин-отщепленную зону много меньше единицы при $E < 10^5$ В/см.

1.2. Туннелирование дырок через гетеробарьер [A3]

В этом параграфе рассматриваются закономерности туннелирования дырок через одиночные гетеробарьеры. Интерес к этой проблеме связан с успехами в использовании туннельных структур в полупроводниковых приборах, прежде всего в резонансно-туннельном диоде и каскадном лазере.

В отличие от электронов, туннелирование дырок – многоканальный процесс, т.е. в процессе туннелирования дырки могут совершать переходы между легкой и тяжелой подзонами. Туннелирование описывается гамильтонианом (1.1) с $E=0$ и зависящими от координат параметрами Латтинджера и $E_v(z)$. Гамильтониан, записанный в виде (1.1) неэрмитов, поэтому необходимо его доопределить [A3]. При туннелировании через гетеробарьер имеется четыре сохра-

няющихся величины: энергия, две компоненты волнового вектора $k_{x,y}$, перпендикулярные гетерограницам, и собственное значение оператора T_n , о котором упоминалось в 1.1 (полагаем $k_y=0$ или $k_x=k_y$).

Рассмотрим ограничения, налагаемые на процессы туннелирования законами сохранения энергии и двух компонент импульса. Рассмотрим сначала случай, когда в областях справа и слева барьера E_v и параметры Латтинджера одинаковы. Тогда z -компоненты волновых векторов начального и конечного состояний находятся на пересечении прямой $k_{||} = \text{const}$ ($k_{||}$ - проекция $\mathbf{k}$ на плоскость xy) с изоэнергетическими поверхностями. На рис.1.3. приведены сечения изоэнергетических поверхностей легких и тяжелых подзон плоскостью $k_y=0$. Стрелками изображены векторы скоростей.

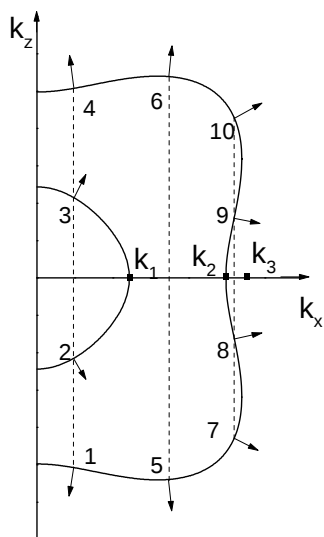


Рис. 1.3.

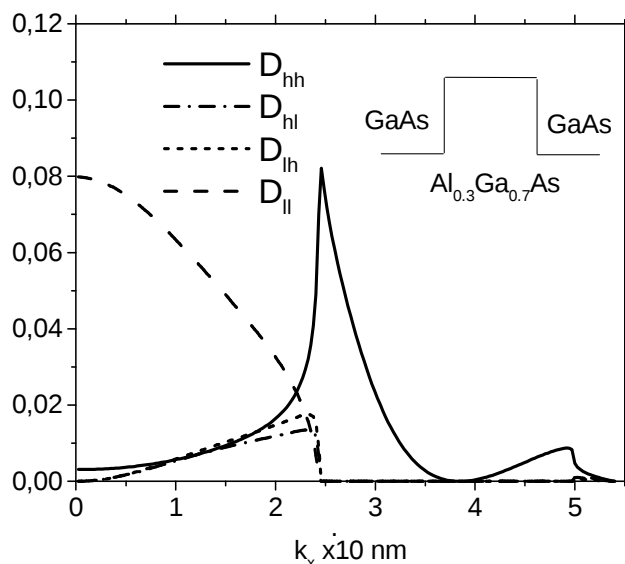


Рис.1.4.

Из рис. 1.3. видно, что при $k_x < k_1$ прямая $k_x = \text{const}$ двукратно пересекает изоэнергетические поверхности легкой и тяжелой подзон. В двух точках (3,4) скорость вдоль z положительна. Поэтому возможны туннельные переходы $3 \Rightarrow 3$, $4 \Rightarrow 4$, $3 \Rightarrow 4$, $4 \Rightarrow 3$. Будем обозначать состояния 2,3 буквой l ; 1,4,5,6,7,10 – буквой h , и 8,9 – H . В области $k_{||} < k_1$ отличны от нуля коэффициенты туннелирования: $D_{ll}, D_{hh}, D_{lh}, D_{hl}$. Для $k_1 < k_x < k_2$ отличен от нуля только D_{hh} , а при $k_2 < k_x < k_3$ – $D_{HH}, D_{hh}, D_{Hh}, D_{hH}$. В общем случае $k_{1,2,3}$ различны справа и слева от барьера и теперь первый индекс у отличных от нуля D определяется соотношением $k_{||}$ и $k_{1,2,3}$ слева от барьера, а второй индекс – соотношением $k_{||}$ и $k_{1,2,3}$ справа от барьера. На рис. 1.4 приведены рассчитанная зависимость коэффициентов туннелирования дырок от k_x ($k_y=0$) для структуры, изображенной на вставке для дырок с энергией 25 мэВ. Из рисунка видны три особенности туннелирования дырок.

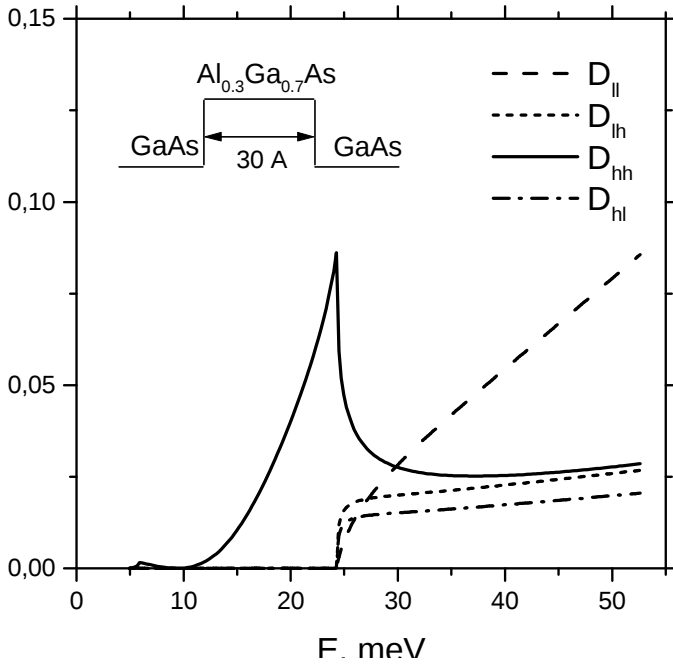


Рис. 1.5.

нала $D_{hh} \approx |\sqrt{D_{hh}(k_{1,2})} + P_{1,2}\sqrt{k_{||} - k_{1,2}}|$ [A3] и поэтому имеется корневая особенность производной в этих точках. Отметим, что коэффициенты туннелирования через симметричные барьеры не зависят от собственного значения оператора T_n . Аналогичные всплески можно видеть при $k_{||}=k_2$ (область малых энергий) и $k_{||}=k_1$ (область больших энергий) на зависимости D_{hh} от энергии, приведенной на рис. 1.5 ($k_y=0$, $k_x=2.4 \times 10^6 \text{ см}^{-1}$).

Во-первых, D_{hh} принимает максимальное значение при $k_x=k_1$ а не при $k_x=0$, как для электронов. Во вторых, производная от D_{hh} по k_x ($k_{||}$) при $k_x=k_{1,2}$ обращается в $\pm\infty$. В-третьих, в области $k_x > k_1$ зависимость D_{hh} немонотонна и при некоторых k_x может обращаться в ноль.

Все эти особенности объясняются многоканальностью туннелирования дырок [A3]. Можно показать, что вблизи открытия ка-

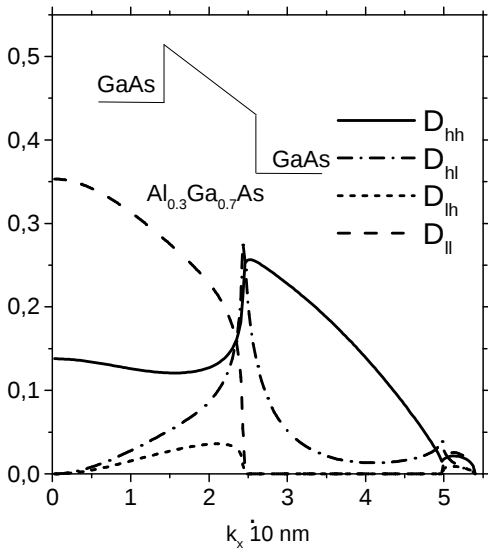


Рис. 1.6.

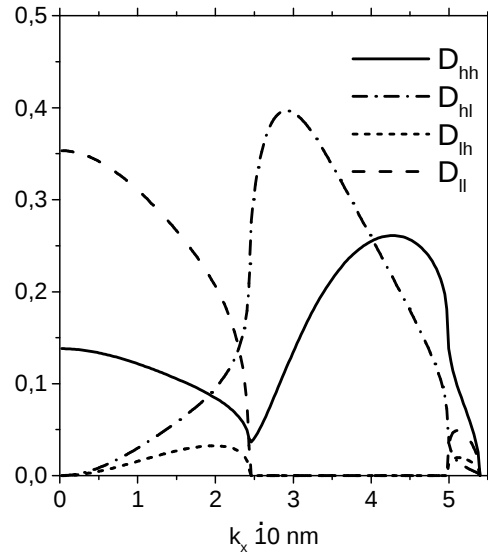


Рис. 1.7.

На рис. 1.6 и 1.7 приведены зависимости коэффициентов туннелирования от k_x ($k_y=0$) (энергия налетающих дырок 25 мэВ) через барьер, к которому приложено напряжение 0.24 В для дырок с собственными значениями T_n равными 1

и -1 соответственно. Из рисунков видно, что дырки с собственным значением T_n равным -1 туннелируют лучше. Кроме того, в отличие от случая симметричного барьера недиагональные коэффициенты D_{lh} и D_{hl} обращаются в нуль при разных $k_{||}$, что связано с различием $k_{1,2,3}$ справа и слева от гетеробарьера. С этим же обстоятельством связано увеличение числа особенностей производных коэффициентов прозрачности.

Прилагая к гетеробарьеру напряжение, можно создать инверсную населенность между подзонами легких и тяжелых дырок в определенном интервале импульсов. Происходит это не только потому, что за барьером в результате туннелирования оказываются в основном легкие дырки, но и потому, что протуннелировавшие тяжелые дырки имеют другой волновой вектор, нежели легкие. Кроме того, при больших приложенных напряжениях возможна ситуация, когда импульс протуннелировавших дырок много больше характерного импульса равновесных дырок в контакте справа (коллекторе). Поэтому излучение, которое будет генерироваться в результате этой инверсии, не будет поглощаться за счет межподзонных переходов равновесных дырок.

Таким образом, в этом пункте показано, что в результате многоканальности туннелирования дырок через гетеробарьер возникают особенности в зависимостях коэффициентов туннелирования от энергии и импульса: немонотонности и обращение в бесконечность производных. При приложении к гетероструктуре с барьером достаточно большого напряжения в области за ним возникает инверсная заселенность легкой и тяжелой подзон, обусловленная различным заселением импульсного пространства протуннелировавшими дырками.

1.3. Межподзонные дипольные переходы дырок в квантовых ямах [A4]

В этом параграфе найдены правила отбора для дипольных переходов дырок между подзонами размерного квантования, положение и интенсивность и форма линии поглощения ИК излучения s - и p -поляризаций в тонких квантовых ямах (КЯ). Правила отбора и дипольные матричные элементы находились только для центра зоны Бриллюэна, поскольку в узких КЯ поглощение излучения определяется именно этими матричными элементами.

Правила отбора для дипольных переходов в квантовых ямах, выращенных на плоскости (001) были рассмотрены в^[5]. Мы обобщим результаты^[5] для ям,

^[5] S.Jorda, U.Rossler Superlatt. Microstructures v.8, 481 (1990)

выращенных на плоскостях (111) и (110). Группами симметрии волновых функций в симметричных (несимметричных) ямах, выращенных на плоскостях (111) и (110) являются D_{3d} (C_{3v}) и D_{2h} (C_{2v}) соответственно. Находя неприводимые представления, по которым преобразуются, волновые функции электронов, легких, тяжелых и спин отщепленных дырок, а также x, y, z , [A4] находим правила отбора для дипольных переходов. Правила отбора для дипольных переходов в симметричных КЯ, выращенных на плоскостях (001) и (111) приведены в таблице 1.1., а выращенных на (110) – в таблице 1.2.

Для квантовых ям, выращенных на плоскостях (001), (111), (110) оси координат направлены вдоль $[100]$, $[010]$, $[001]$; $[\bar{1}10]$, $[11\bar{2}]$, $[111]$ и $[001]$, $[\bar{1}10]$, $[110]$ соответственно. Символ h соответствует тяжелым дыркам, l – легким и спин-отщепленным дыркам, s – электронам. Индексы e, a обозначают четные и нечетные номера подзон размерного квантования.

Таблица 1.1.

	h_a	l_a, c_e	h_e	l_e, c_a
h_a	-	-	z	x, y
l_a, c_e	-	-	x, y	x, y, z
h_e	z	x, y	-	-
l_e, c_a	x, y	x, y, z	-	-

Таблица 1.2.

	h_a	l_a, c_e	h_e	l_e, c_a
h_a	-	-		x, y, z
l_a, c_e	-	-	x, y, z	x, y, z
h_e	x, y, z	x, y, z	x, y, z	-
l_e, c_a	x, y, z	x, y, z	-	-

В несимметричных КЯ, выращенных на плоскостях (001) и (111) разрешены следующие переходы: между h – состояниями – с z -поляризацией, между l, c - состояниями – с x, y, z – поляризациями, между h и l, c -состояниями – с x, y – поляризациями. В несимметричных КЯ, выращенных на плоскости (110) запретов на дипольные переходы с любой поляризацией нет. Отметим, что рассмотренные правила отбора нарушаются когда волновой вектор дырки вдоль КЯ становится порядка обратной ширины КЯ^[6].

Рассмотрим теперь поглощение ИК излучения, обусловленное дипольными переходами дырок между валентными подзонами n, j в симметричных КЯ, выращенных на плоскостях (001) или (111). Будем полагать дырочный газ полностью вырожденным. Коэффициент поглощения (отношение поглощенной мощности в КЯ к падающей) для излучения s - и p -поляризаций можно записать в виде:

^[6] Ya-Chung Chang, R.B.James Phys. Rev. B. v.389, 12672 (1989)

$$\alpha^{(s)} = \frac{4\pi}{c\sqrt{\chi} \cos(\varphi)} \text{Re}(\sigma_{yy}), \quad \alpha^{(p)} = \frac{4\pi}{c\sqrt{\chi} \cos(\varphi)} \text{Re} \left[\cos^2(\varphi) \sigma_{xx} + \sin^2(\varphi) \frac{\sigma_{zz}}{|\varepsilon|^2} \right] \quad (1.7)$$

где c – скорость света, σ_{ij} – тензор проводимости КЯ, $\varepsilon = 1 + i4\pi\sigma_{zz}/(\omega\chi d_{\text{ef}})$ отношение полной диэлектрической проницаемости КЯ к решеточной диэлектрической проницаемости χ , d_{ef} – эффективная толщина КЯ, φ – угол падения волны. В резонансном приближении проводимость может быть записана в виде [A4]:

$$\sigma_{ss}(\omega) = -i \frac{e^2 |r_{n,j}^s|^2}{\pi\hbar^2} m^* \omega \ln \left[1 + \frac{\omega_1}{\omega_0 - \omega - i\nu} \right] \quad (1.8)$$

где $r_{n,j}^s$ – матричный элемент s - компоненты радиус-вектора, ω_0 частота межподзонального перехода для дырок с нулевым импульсом, $m^* = m_j m_n / (m_n - m_j)$, m_n – масса дырки в n -ой подзоне, $\omega_1 = \pi\hbar N / m^*$, N – поверхностная концентрация дырок в КЯ, ν – частота релаксации фазы.

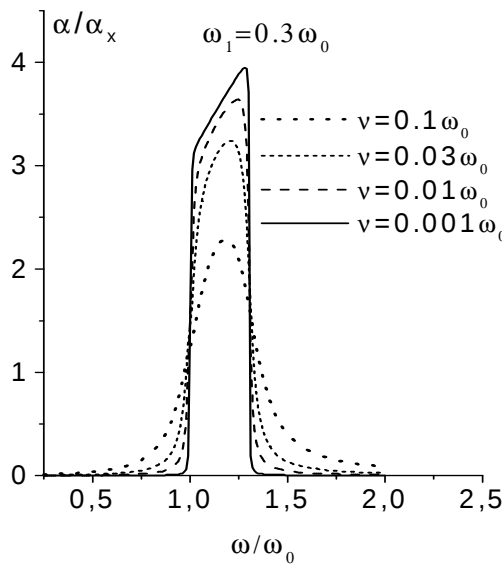


Рис. 1.8. Зависимость $\alpha(\omega)$ для x -

поляризации. $\alpha_x = \frac{4e^2 |x_{n,j}|^2 m^* \omega_0 \cos \varphi}{c\hbar^2 \sqrt{\chi}}$

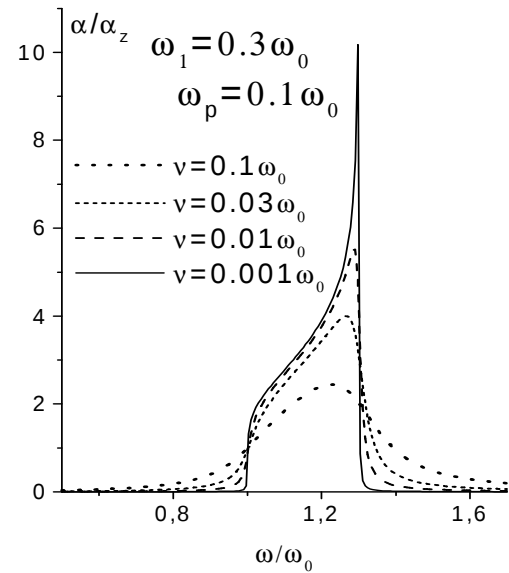


Рис. 1.9. Зависимость $\alpha(\omega)$ для z -

поляризации. $\alpha_z = \frac{4e^2 |z_{n,j}|^2 m^* \omega_0 \sin^2 \varphi}{c\hbar^2 \sqrt{\chi} \cos \varphi}$

Обсудим форму линии поглощения. Её ширина определяется двумя факторами: рассеянием и неравенством масс в дырочных подзонах. Если рассеяние превалирует ($\nu \gg |\omega_1|$), тогда линия поглощения имеет лоренцевый вид [A4]. Если преобладает второй фактор, то при $\nu \Rightarrow 0$ линия поглощения – трапеция шириной $|\omega_1|$. Рассеяние приводит к размытию резких стенок трапеции на масштабе ν (см. рис. 1.8.).

При переходах под действием поля E_z заметное влияние на положение и форму линии поглощения оказывает эффект деполяризации (частотная зависимость отношения E_z внутри и вне КЯ). Если $v \gg |\omega_1|$, то этот эффект сдвигает линию поглощения

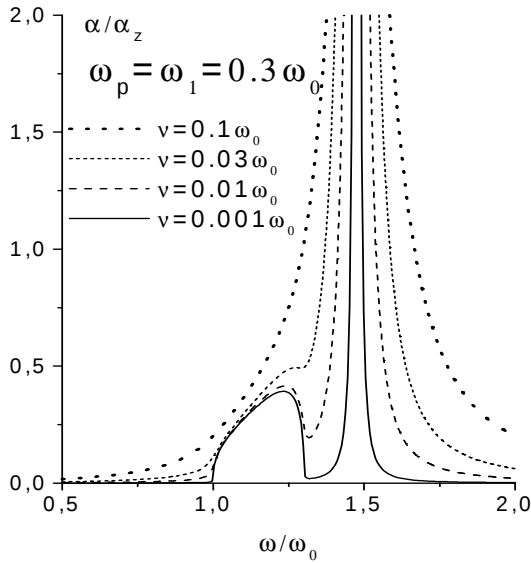


Рис. 1.10. Зависимость $\alpha(\omega)$ для z-поляризации. Приблизительные величины α/α_z в максимуме следующие: для $v = 0.1\omega_0$ - 4, для $v = 0.03\omega_0$ - 15, для $v = 0.01\omega_0$ - 40, для $v = 0.001\omega_0$ - 140.

не изменяя ее формы (как для электронов в зоне проводимости КЯ) в коротковолновую область на $\omega_p = 4\pi e^2 N |z_{n,j}|^2 / \hbar \chi d_{\text{ef}}$.

Если же $v \ll |\omega_1|$ тогда следует различать два предельных случая: 1) $\omega_p \ll |\omega_1|$, 2) $\omega_p \gg |\omega_1|$. В первом из них эффект деполяризации приводит к искажению трапецеобразной формы линии поглощения. В частности, при $\omega_1 > 0$ вблизи частоты $\omega_0 + \omega_1$ появляется ярко выраженный максимум (см. рис. 1.9). Во втором случае имеются две линии поглощения на частоте $\omega_- = \omega_0 + \omega_1/2$ и $\omega_+ = \omega_0 + \omega_p + \omega_1$. Линия на частоте ω_- имеет меньшую интенсивность и большую ширину по сравнению с линией на частоте ω_+ (см. рис.1.10). Поэтому проявление эффекта деполяризации для КЯ р-типа значительно более сложное, чем для п-типа.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ КВАНТОВЫХ ЯМ И МАССИВОВ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК ВОЛЬТ-ФАРАДНЫМ МЕТОДОМ

В этом разделе рассмотрены методы определения параметров планарных состояний из измерений малосигнального импеданса контакта Шоттки к структуре. Термин «планарные состояния» используется для обозначения состояний локализованных в узком слое, характерная толщина которого много меньше характерных размеров областей пространственного заряда (ОПЗ). Примерами планарных состояний являются состояния в КЯ, массиве квантовых точек, глубокие состояния в δ -слое. Эти методы основаны на измерении тока, обусловленного перезарядкой планарных состояний слабым переменным напряжением. Эффективно перезаряжаются состояния около уровня Ферми (на масштабе $k_B T$). Изме-

ряемый ток зависит от плотности состояний, соотношения частоты внешнего сигнала ω и характерного времени перезарядки τ , которое определяется сечением захвата и температурой. Поэтому измеряемый ток (импеданс) несет информацию о плотности планарных состояний и сечениях захвата на них. Отметим, что внешним постоянным напряжением можно «двигать» энергии планарных состояний относительно уровня Ферми.

2.1. C-V характеристики контакта Шоттки к структуре с квантовой ямой [A5]

Рассмотрим однородно легированный полупроводник, на расстоянии x_1 от поверхности которого располагается середина КЯ. Будем полагать, что размеры волновой функции электронов в КЯ много меньше размеров ОПЗ, $\omega\tau \ll 1$, и что примесь ионизована при всех температурах (что характерно для n-GaAs с $n > 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Проникновение электрического поля в полупроводник описывается уравнением Пуассона:

$$\frac{d^2\phi}{dx^2} = -\frac{4\pi e}{\chi} \left\{ N_D - N_c \Phi_{1/2} \left(\frac{\mu + e\phi}{k_B T} \right) + \left[N_{DW} - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(\epsilon)}{1 + \exp((\epsilon - \mu)/k_B T)} d\epsilon \right] \delta(x - x_1) \right\} \quad (2.1)$$

где N_D – концентрация доноров в объеме полупроводника, N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости, $\Phi_{1/2}$ – интеграл Ферми- Дирака, μ – уровень Ферми, k_B – постоянная Больцмана, T – температура, N_{DW} – поверхностная концентрация доноров в КЯ, $G(\epsilon)$ – плотность электронных состояний в КЯ, χ – низкочастотная диэлектрическая проницаемость полупроводника. За начало отсчета энергии ϵ и потенциала ϕ выбрано дно зоны проводимости в глубине полупроводника, где отсутствует поле. Будем рассматривать случай, когда N_{WD} не слишком велико [A5], так что в отсутствие внешнего напряжения КЯ заряжена отрицательно и ее окрестности обеднены электронами. Положение дна зоны проводимости в гетероструктуре показано на рис. 2.1.

До тех пор пока ОПЗ контакта Шоттки не смыкается с ОПЗ около КЯ зависимость емкости от напряжения та же, что и в однородно легированном полупроводнике. Поскольку емкость C обратно пропорциональна глубине проникновения внешнего поля, при смыкании ОПЗ контакта Шоттки (при напряжении V_1) и КЯ емкость скачком уменьшается (а длина проникновения увеличивается до x_1). Из величины этого скачка может быть определена плотность заряда КЯ [A5]. Дальнейшему проникновению поля препятствует его экранировка электронами

КЯ. Поэтому до напряжения V_2 , при котором все электроны уходят из ямы, емкость изменяется слабо, т.е. имеется «плато» емкости для $V_1 < V < V_2$. При $V = V_2$ глубина проникновения опять увеличивается от x_1 до границы ОПЗ за КЯ. Эта картина соответствует наблюдаемым зависимостям $C(V)$ (см. рис.2.2.). Точное решение уравнения (2.1) [A5] позволяет полную емкость для $V > V_1$ представить в виде эквивалентной схемы, изображенной на вставке к рис. 2.1. $C_1 = \chi / (4\pi x_1)$ – емкость слоя полупроводника между КЯ и поверхностью, C_2 – емкость квантовой ямы, C_3 – емкость слоя ОПЗ за КЯ. Для нулевой температуры $C_2 = e^2 G(\mu)$.

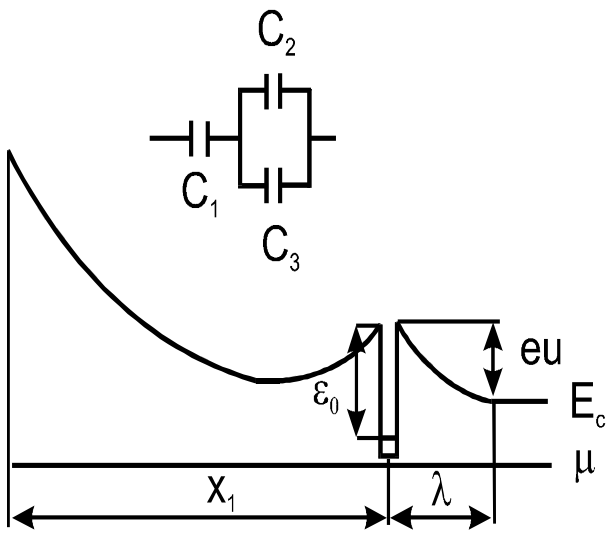


Рис. 2.1.

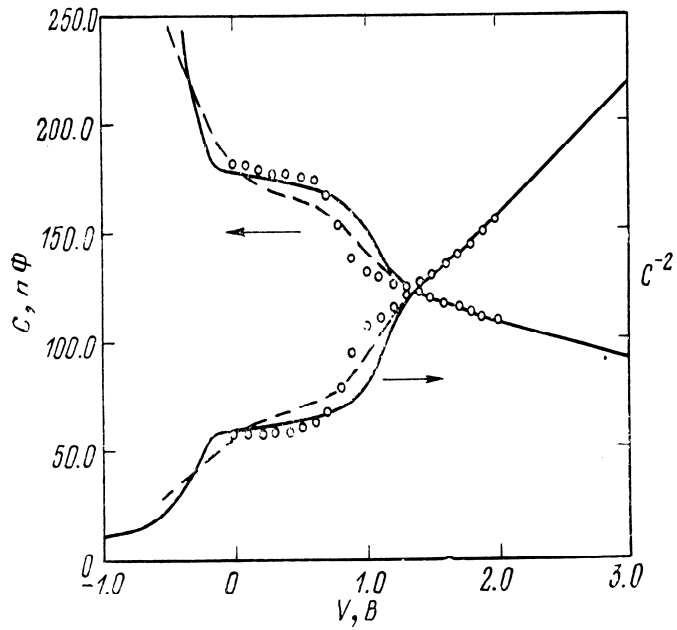


Рис. 2.2.

Если уровень Ферми находится в нижней подзоне КЯ, тогда $C_2 \gg C_1, C_3$ [A5] благодаря высокой плотности состояний в КЯ. Благодаря этому обстоятельству можно находить x_1 из величины емкости на плато. Если $G(\epsilon) = \Theta(\epsilon - \epsilon_0 - eu)m / (\pi\hbar^2)$ – плотность состояний «идеальной» КЯ (ϵ_0 – глубина залегания двумерной подзоны в КЯ, m – масса электрона в КЯ) можно найти связь ϵ_0 с величиной скачка емкости при $V = V_2$ [A5] при $T = 0$:

$$\epsilon_0 = -\frac{3}{5}\mu + \frac{e^2 \chi N_D \Delta^2}{32\pi} \left[1 + \left(1 + \frac{4\pi\hbar^2}{me^2 \Delta} \right)^{1/2} \right]^2 \quad (2.2)$$

где $\Delta = 1/C(V = V_2 + 0) - 1/C(V = V_2 - 0)$. Таким образом можно находить глубину залегания двумерной подзоны для «идеальной» квантовой ямы.

С помощью описанного метода была найдена величина $\epsilon_0 = 116$ мэВ для КЯ $\text{In}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{As}$ выращенной на GaAs [A5], зависимости $C(V)$ и $C^{-2}(V)$ для которой

приведены на рис. 2.2 для трех температур (штриховая линия - $T=300$ К, сплошная - $T=77$ К, кружки - $T=4.2$ К).

Отметим, что наблюдаемая ширина скачка емкости по напряжению всегда конечна. Это обусловлено «неидеальностью» КЯ и температурным размытием функции распределения электронов. Корректный учет этих факторов проведен в пункте 2.3.

2.2. Исследование многослойных структур с квантовыми ямами [А6]

Этот пункт посвящен рассмотрению вольт-фарадных характеристик периодических структур с КЯ. Барьеры, разделяющие КЯ, будем считать туннельно-непрозрачными и достаточно тонкими, так что все электроны из них переходят в квантовые ямы. Концентрацию электронов будем считать не очень высокой, так что электроны населяют лишь первую подзону размерного квантования. Будем полагать также, что прикладываемое напряжение не изменяет волновых функций электронов в КЯ, а меняет лишь их энергию. Систему координат выберем так, чтобы середины КЯ были расположены при $x = kd$, $k=0,1,\dots$, d – период структуры (нулевая КЯ – ближайшая к поверхности). В этом случае уравнение Пуассона в интервале $d(k+1/2) \geq x \geq d(k-1/2)$ имеет вид ($T=0$) [А6]:

$$\frac{d}{dx} \chi \frac{d\phi}{dx} = -4\pi e N_0 \left\{ \zeta(x) - \left[1 + \frac{eW(k)}{\mu} \right] \eta(x - kd) \theta(x - x_1) \right\} \quad (2.3)$$

$eN_0\zeta(x)$ – плотность заряда доноров, $W(k) = \int \eta(x - kd) [\phi(x) - \phi_0] dx$, N_0 – поверхностная концентрация электронов в КЯ, $\eta(x - kd)$ – квадрат волновой функции электрона в k -ой КЯ, $x_1 = (n - 1/2)d$, nd – середина ближайшей к поверхности КЯ, в которой есть электроны, μ – электрохимический потенциал, отсчитанный от дна нижней подзоны размерного квантования в глубине полупроводника, где внешнее поле отсутствует, ϕ_0 – потенциал в глубине структуры.

Если представить падение напряжения в структуре в виде суммы $v+u$ (см. рис. 2.3), где v – падение напряжения между поверхностью ($x=x_s$) и x_1 , тогда, пользуясь определением емкости $C = dQ/dV$ (Q – заряд в полупроводнике), емкость C можно представить в виде двух последовательно соединенных емкостей $C_1(n)$ и C' [А6]:

$$C_1(n) = [4\pi \{ n\sigma(d) - \sigma(d/2) - \sigma(x_s) \}]^{-1}, \quad \sigma(x) = \int_0^x \chi^{-1}(y) dy, \quad C' = dQ/du \quad (2.4)$$

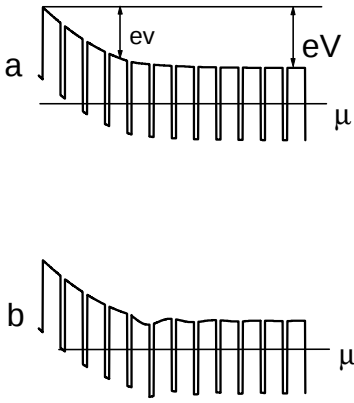


Рис. 2.3.

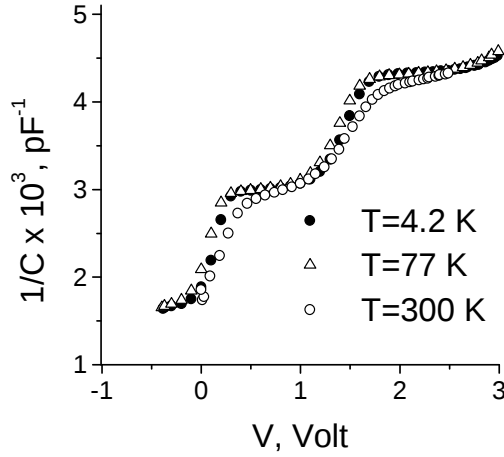


Рис. 2.4.

В области $x > x_1$ уравнение (2.3) инвариантно относительно трансляции на период и поэтому его решение можно искать в виде $\phi(x) = \exp(\lambda x) u_\lambda(x)$, где $u_\lambda(x)$ - периодическая функция. Непосредственное интегрирование (2.3), приводит к соотношению [A6]:

$$\exp(\lambda_{1,2}d) = (1 + \beta) \pm \sqrt{(1 + \beta)^2 - 1}, \quad \beta = \alpha(1 - 2\alpha I)^{-1}, \quad \alpha = 4me^2\hbar^{-2}\sigma(d/2) \quad (2.5)$$

где $I = -2 \int_{-d/2}^{d/2} dx \int_x^{d/2} dy \eta(x)\eta(y)\sigma(x)/\sigma(d/2) > 0$. Из (2.5) видно, что в зависимости от величины β возможны три типа экранирование внешнего поля в системе: 1) $\beta > 0$,

2) $\beta < -2$, 3) $-2 < \beta < 0$. В первом случае внешнее поле монотонно убывает вглубь полупроводника, во втором – убывает осциллируя (см рис. 2.3 b) и в третьем – осциллирует не убывая. В симметричных КЯ третий случай не реализуется [A6]. Используя найденное решение (2.3) можно найти выражение для емкости C' : $C' = \beta[4\pi\sigma(d/2)[1 + \beta - \epsilon]]^{-1}$, здесь ϵ равна $\exp(\lambda d)$ с минимальным значением модуля. Отметим, что C' не зависит от u , и поэтому в интервалах напряжений, при которых не происходит опустошения какой-либо КЯ, полная емкость структуры не изменяется. При напряжениях, которые соответствуют опустошению какой-либо КЯ, x_1 скачком увеличивается на d , а $1/C$ – на $4\pi\sigma(d)$.

Если $V(n)$ напряжение, при котором происходит опустошение n КЯ, то при изменении напряжения от $V(n-1)$ до $V(n)$ заряд полупроводника изменится на eN_0 . Поэтому согласно определению емкости:

$$eN_0 = \int_{V(n-1)}^{V(n)} C dV = [V(n) - V(n-1)] \frac{C_1(n)C'}{C_1(n) + C'} \quad (2.6)$$

Равенством (2.6) позволяет найти N_0 из измеренной зависимости $C(V)$.

На рис. 2.4. приведены измеренные зависимости $C(V)$ при разных температурах гетероструктуры $\text{GaAs}/\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$, с шестью 50 Å КЯ, разделенными 250 Å GaAs барьерами. Видно, что эти зависимости соответствуют предсказываемым теорией. Однако, области скачков емкости имеют конечную ширину по напряжению. Как и для одиночной КЯ это обусловлено «хвостами» в плотности состояний КЯ и температурным размытием электронного распределения.

Таким образом, вольт-фарадные характеристики могут использоваться для нахождения поверхностной концентрации носителей в периодических гетероструктурах с КЯ. Кроме того, если диэлектрические проницаемости КЯ и барьера близки, можно находить также и период.

2.3. Структуры с флуктуациями [A7,A8]

В этом пункте анализируется возможность восстановления плотности планарных состояний из измеренной зависимости $C(V)$ без каких-либо априорных предположений о ее виде (как это было в 2.1. и 2.2.). Такая проблема возникает при исследовании плотности состояний в массивах квантовых точек (КТ) или «хвостов» плотности состояний в КЯ. Ниже будет показано, что из измеренной зависимости $C(V)$ невозможно восстановить точную плотность планарных состояний $G(\epsilon)$. Однако может быть определена «приведенная» плотность состояний $\tilde{G}(\epsilon)$, которая близка к настоящей, если масштаб энергии, на котором она изменяется много больше $k_B T$. Отметим, что аналогичная задача решалась при исследовании плотности поверхностных состояний в МДП структуре^[7], однако там считается что плотность поверхностных состояний слабо изменяется на масштабе $k_B T$. Для структур с КЯ и КТ это условие может быть нарушено в широком интервале температур.

Рассмотрим емкость контакта Шоттки к однородно легированному полупроводнику n-типа, в котором имеются планарные состояния (см. рис. 2.1) в плоскости $x=x_1$ ($x=0$ соответствует поверхности). Будем полагать частоту изменения внешнего переменного напряжения либо много больше (высокая частота) либо много меньше (низкая частота) частоты перезарядки планарных состояний. Пусть к контакту приложено большое отрицательное напряжение такое, что из области $0 < x < x_1$ все электроны вытеснены электрическим полем. При изменении приложенного напряжения на dV изменится и потенциал в плоскости $x=x_1$:

^[7] Е.Н. Nicollan, J.R. Brews. *MOS (Metal Oxide Semiconductor) Physics and Technology* (John Wiley & sons, NY 1982) ch.8.

$dV=du+x_1dE$, где dE – изменение электрического поля при $x<x_1$. Для dE справедливы следующие соотношения:

$$dE_0 = -4\pi(dQ_w + dQ_s)/\chi, \quad dE_\infty = -4\pi dQ_s/\chi \quad (2.7)$$

где индексы 0 и ∞ соответствуют низкой и высокой частотам dQ_w , dQ_s – изменение заряда планарных состояний и полупроводника. Из (2.7) получаем выражения для удельной емкости на низкой и высокой частотах:

$$C_0^{-1} = C_1^{-1} + (C_2 + C_3)^{-1}, \quad C_\infty^{-1} = C_1^{-1} + C_3^{-1}, \quad C_2 = -dQ_w/du, \quad C_3 = -dQ_s/du \quad (2.8)$$

Если выбрать начало отсчета энергии на дне зоны проводимости в $x=x_1$ тогда [A8]:

$$C_w(u) = -e \int G(\epsilon) g^{-1} \exp[(\epsilon - eu - \mu)/k_B T] \{1 + g^{-1} \exp[(\epsilon - eu - \mu)/k_B T]\}^{-2} d\epsilon \quad (2.9)$$

где g – фактор спинового вырождения (если кулоновские эффекты не важны $g=1$, для КТ $g \approx 2$ [A8]). Зависимость $C_w(u)$ может быть получена из экспериментально измеряемых $C_0(V)$, $C_\infty(V)$ [A8]. Можно ли по известной $C_w(u)$ найти $G(\epsilon)$, решая уравнение (2.9)? Ответ на этот вопрос отрицателен, за исключением того случая, когда $T=0$ и амплитуда переменного напряжения бесконечно мала. С математической точки зрения не существует обратного оператора к интегральному оператору в (2.9), поскольку собственные значения последнего включают ноль. Для нахождения приближенного решения (2.9) $\tilde{G}(\epsilon)$ можно найти приближенный обратный оператор F , так что:

$$\tilde{G}(\epsilon) = (ek_B T)^{-1} \int C_w(u) F((\epsilon - \mu - eu)/k_B T - \ln(g)) du, \quad F(\alpha) = \pi^{-2} \int_0^\infty x^{-1} \text{sh}(\pi x) \cos(\alpha x) \sigma(\beta x) dx$$

где функция $\sigma(\beta x) = \exp(-\pi\beta x^2)$ введена для регуляризации. Она «сглаживает» плотность состояний на масштабе $\sim k_B T \beta^2$. Однако, величину β нельзя брать слишком маленькой, поскольку это ведет к ошибкам при вычислении F (при $\beta = 0$ F расходится).

На рис. 2.5 представлены результаты восстановления плотности состояний с помощью приближенной функции Грина. Из рисунка хорошо видно, что восстановленная плотность состояний близка к настоящей плотности состояний, если характерный масштаб изменения последней много больше $k_B T$.

Рассмотренный способ определения плотности состояний был использован для исследования «хвоста» плотности состояний в КЯ гетероструктуры $\text{In}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}/\text{GaAs}$ [A8]. Отметим, что определение заряда в массиве квантовых точек C - V методом позволяет оценить поверхностную концентрацию точек [A7].

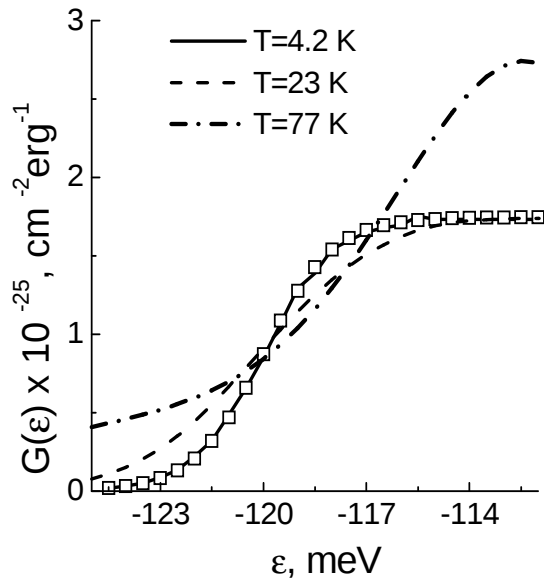


Рис. 2.5. Настоящая плотность состояний

(квадраты) $G(\epsilon) = \frac{m}{2\pi\hbar^2} \left[1 + \text{th} \left(\frac{\epsilon + \epsilon_0}{\gamma} \right) \right]$ и восстановленные при трех температурах $T=4.2 \text{ K}$, $\gamma \gg k_B T = 0.36 \text{ мэВ}$; $T=23 \text{ K}$, $\gamma \approx k_B T$; $T=77 \text{ K}$, $\gamma \ll k_B T = 6.6 \text{ мэВ}$. Были использованы значения $\epsilon_0 = 120 \text{ мэВ}$, $\gamma = 2 \text{ мэВ}$, $\beta = 0.2$.

2.4. Исследование глубоких состояний в δ -легированном слое методом адмиттанс-спектроскопии [A9,A10]

В этом пункте разработан метод исследования плотности глубоких состояний и сечений захвата на них в δ -легированных слоях с помощью измерения импеданса контакта Шоттки к структуре. Поскольку концентрация примеси в δ -слоях обычно велика, в них должны существовать глубокие состояния в запрещенной зоне, обусловленные случайным характером расположения примеси.

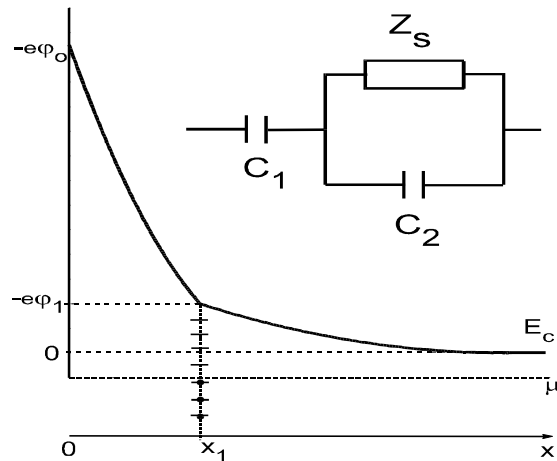


Рис. 2.6. Зонная диаграмма контакта Шоттки к структуре с δ -слоем при больших обратных напряжениях. На вставке изображена эквивалентная схема.

Рассмотрим удельный (на единицу площади) малосигнальный импеданс контакта Шоттки к структуре с δ -слоем (см. рис. 2.6.). Будем считать полупроводник однородно легированным донорами с концентрацией n , которые полностью ионизованы. В плоскости δ -слоя имеются глубокие уровни с плотностью состояний $g(\epsilon)$. Обозначим через ϕ_0 постоянную составляющую электрического потенциала на поверхности, а через $\tilde{\phi}_0$ амплитуду переменной, изменяющейся во времени

как $\exp(i\omega t)$. Амплитуды всех переменных величин будем обозначать буквами с тильдой. Импеданс z можно представить в виде:

$$z = \frac{4\pi i \tilde{\phi}_0}{\chi \omega \tilde{\phi}_0'} = (G - i\omega C)^{-1}, \quad C = \frac{\chi}{4\pi} \operatorname{Re} \left(\frac{\tilde{\phi}_0'}{\tilde{\phi}_0} \right), \quad G = -\frac{\chi \omega}{4\pi} \operatorname{Im} \left(\frac{\tilde{\phi}_0'}{\tilde{\phi}_0} \right) \quad (2.10)$$

где C и G емкость и параллельная проводимость. Для нахождения z необходимо решить уравнение Пуассона. Будем полагать характерные размеры волновых функций глубоких состояний много меньше характерных масштабов изменения потенциала, так что плотность заряда, связанную с ними можно полагать пропорциональной δ -функции Дирака. Величину приложенного напряжения будем считать достаточно большой, так что эффектами размерного квантования для электронов в зоне проводимости около δ -слоя можно пренебречь. Плотность поверхностного заряда можно записать в виде:

$$\sigma = eN_\delta + e \int_{-\infty}^0 g(\epsilon) [1 + \exp((\mu - \epsilon + e\phi_1)/k_B T)] d\epsilon \quad (2.11)$$

где N_δ - поверхностная концентрация мелких доноров в δ -слое, энергия ϵ отсчитывается от дна зоны проводимости в $x=x_1$. При выводе (2.11) полагалось, что глубокие состояния имеют донорный тип. Для состояний акцепторного типа из подинтегральной функции в (2.11) следует вычесть $g(\epsilon)$. Для нахождения $\tilde{\sigma}$ рассмотрим изменение заселенности глубоких уровней в интервале от ϵ до $\epsilon+d\epsilon$ под действием переменного напряжения. Изменение во времени этих состояний описывается уравнением:

$$\dot{\rho}(\epsilon, t) = \{ \rho_e(\epsilon, \phi(x_1, t)) - \rho(\epsilon, t) \} \tau^{-1}(\epsilon), \quad \rho_e(\epsilon, \phi_1) = eg(\epsilon) [1 + \exp((\mu - \epsilon + e\phi_1)/k_B T)] \quad (2.12)$$

$\rho_e(\epsilon, \phi_1)$ – равновесное значение $\rho_e(\epsilon)$ при данном ϕ_1 , $\tau(\epsilon)$ – время жизни электронов на глубоких состояниях. Если приложенное напряжение достаточно велико, так что область $x < x_1$ полностью обеднена, то решая уравнение Пуассона [A10] можно представить импеданс системы в виде эквивалентной схемы приведенной на рис. 2.6, где C_1 , C_2 – емкости слоев полупроводника до и после δ -слоя, z_s – импеданс глубоких состояний:

$$z_s^{-1} = \frac{i\omega e^2}{k_B T} \int_{-\infty}^0 \frac{g(\epsilon) \exp((\mu - \epsilon + e\phi_1)/k_B T)}{[1 + i\omega \tau(\epsilon)] [1 + \exp((\mu - \epsilon + e\phi_1)/k_B T)]^2} d\epsilon \quad (2.13)$$

Отметим, что z_s можно представить в виде бесконечного числа параллельно соединенных RC-цепочек [A9]. Действительная часть z_s^{-1} может быть выражена через наблюдаемые величины [A10]: $\operatorname{Re}(1/(\omega z_s)) = C_1^2 (G/\omega) / [(G/\omega)^2 + (C - C_1)^2]$. Если плотность глубоких состояний и сечения захвата на них изменяются слабо на

масштабе $k_B T$, тогда для максимума этой величины справедливо следующее выражение [A10]:

$$\operatorname{Re}(1/(\omega z_s))_{\max} \cong 0.285 e^2 g(\mu + e\phi_1) \quad (2.14)$$

где ϕ_1 удовлетворяет условию $v_t N_c (\mu + e\phi_1) \sigma_c \omega^{-1} = \exp(-(\mu + e\phi_1)/k_B T)$, которое означает равенство обратного времени ухода для состояний на уровне Ферми частоте ω [A10]. Символы σ_c и v_t обозначают сечение захвата на состояния на уровне Ферми и тепловую скорость электрона.

Используя (2.14) можно определять $g(\epsilon)$ из измерений z_s на разных частотах, поскольку изменение частоты на $\Delta\omega$ при неизменной температуре приводит к изменению энергии ϵ , соответствующей максимуму $\operatorname{Re}(1/\omega z_s)$ на величину $\Delta\epsilon = k_B T \ln[(\omega + \Delta\omega)/\omega]$. Поэтому, измеряя величину максимума $\operatorname{Re}(1/\omega z_s)$ при разных частотах, можно найти $g(\epsilon)$. Однако пока неизвестна величина времени жизни электронов на глубоких состояниях, остается неопределенным начало отсчета ϵ . Это время (и сечение захвата) можно найти из измерений зависимости температуры, соответствующей максимуму $\operatorname{Re}(1/\omega z_s)$ от частоты при фиксированном постоянном напряжении [A10].

На основании этих результатов была построена численная модель для описания измеренных импедансов в серии δ -легированных кремнием образцов GaAs [A10]. Было установлено, что плотность состояний глубоких уровней имеет вид «хвостов» без резких максимумов. Были найдены характерные энергии изменения плотности в этих «хвостах» и оценены сечения захвата электронов на глубокие состояния.

3. ОТРИЦАТЕЛЬНАЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ, ДРОБОВОЙ ШУМ И ИНВЕРСИЯ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ТРАНСПОРТЕ В НАНОМЕТРОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С ТУННЕЛЬНО-ПРОЗРАЧНЫМИ БАРЬЕРАМИ

В настоящем разделе рассматривается электронный транспорт через тонкие структуры, содержащие туннельно-прозрачные потенциальные барьеры. Характерная толщина структур полагается порядка длины свободного пробега, так что в электронном транспорте существенную роль играют туннельные и баллистические эффекты.

3.1. Токовые неустойчивости и дробовой шум в ультратонкой структуре с одиночным барьером [A11,A12,A13]

В этом пункте рассматривается модель электронного транспорта в гетероструктуре с одиночным туннельно-прозрачным барьером, в которой расстояние от эмиттера до барьера порядка длины свободного пробега. Модель позволяет качественно объяснить возникновение токовой неустойчивости S-типа, не связанной с разогревом электронов (разогревная неустойчивость исследовалась в [8]), и характер дробового шума в таких структурах.

Рассмотрим протекание тока через однобарьерную гетероструктуру, изображенную на рис. 3.1. Приложенное напряжение будем считать достаточно большим, так что потоком электронов из коллектора в эмиттер можно пренебречь. Предположим, что функция распределения инжектированных электронов имеет вид: $f(\mathbf{p}, x=0) = \exp(-p^2 / 2mk_B T) n_b / N_c$ ($p_x > 0$), n_b – концентрация электронов, N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости. Будем полагать, что в области между эмиттером и барьером существуют две группы электронов. Первая содержит «баллистические» электроны не испытавшие рассеяния, а вторая – «термализованные» электроны, которые испытали хотя бы одно рассеяние. Функцию распределения «термализованных» электронов считаем бoльцмановской: $f_{th}(\mathbf{p}, x) = n_t \exp[(e\phi(x) - \epsilon_k) / k_B T] / N_c$, где n_t – постоянная, которая определяется из условия баланса, ϵ_k – кинетическая энергия, T – температура решетки. Функцию распределения баллистических электронов можно записать в виде:

$$\begin{aligned} f_b(\mathbf{p}, x) &= n_b \beta_1(x) N_c^{-1} \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T} + \frac{e\phi(x)}{k_B T}\right), & p_x > \sqrt{2me\phi(x)} \\ f_b(\mathbf{p}, x) &= 0, & -\sqrt{2me\phi(x)} < p_x < \sqrt{2me\phi(x)} \\ f_b(\mathbf{p}, x) &= n_b \beta_2(x) [1 - D(\epsilon + eu, E)] N_c^{-1} \exp\left(-\frac{p^2}{2mk_B T} + \frac{e\phi(x)}{k_B T}\right), & p_x < -\sqrt{2me\phi(x)} \end{aligned} \quad (3.1)$$

$\beta_1(x)$ – вероятность движения электрона из эмиттера без рассеяния до точки x , $\beta_2(x)$ – аналогичная вероятность, когда электрон двигаясь от эмиттера отразился от барьера, $D(\epsilon_k, E)$ – прозрачность барьера для электронов с кинетической энергией ϵ_k , u – падение потенциала между эмиттером и барьером, E – электрическое поле в барьере. Прозрачность барьера вычисляем в квазиклассическом приближении для треугольного барьера высоты U [A13]. Поток частиц из «баллистической» группы в «термализованную» можно представить в виде $(1 - \beta)(J_{b1} + J_{b3})$, где

[8] K.Hess, T.K.Higman, M.A.Emanuel, and J.J.Coleman J.Apl.Phys. v. 60 p.3775 (1986)

β - вероятность пролета между эмиттером и барьером без рассеяния, $J_{b1} = A v_t n_b$ - поток электронов из эмиттера, A - площадь эмиттера, $J_{b3} = A n_b v_t \beta (k_B T)^{-1} \int_0^\infty \exp(-\varepsilon / k_B T) [1 - D(\varepsilon + eu, E)] d\varepsilon$ - поток электронов от барьера к эмиттеру, $v_t = (k_B T / 2m\pi)^{1/2}$ - тепловая скорость электрона. Поток частиц из «термализованной» группы состоит из двух слагаемых $r_{t1} + r_{t2}$. Первое есть поток в эмиттер: $r_{t1} = A n_t v_t$, а второе - поток через барьер в коллектор $r_{t2} = A n_t v_t (k_B T)^{-1} \int_0^\infty \exp((eu - \varepsilon) / k_B T) D(\varepsilon, T) d\varepsilon$. Приравняв темпы ухода и прихода частиц в «термализованную» группу находим связь n_t и n_b [A13]. Полный ток I есть сумма «термализованного» тока $-er_{t2}$ и «баллистического» $I_b = -e A n_b v_t \beta (k_B T)^{-1} \int_0^\infty \exp(-\varepsilon / k_B T) D(\varepsilon, T) d\varepsilon$. Пренебрегая зарядом за барьером полное напряжение можно представить в виде: $V = u + EL$ (см. рис. 3.1).

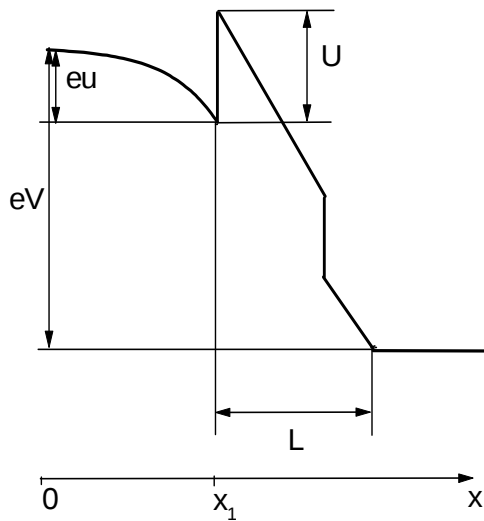


Рис. 3.1.

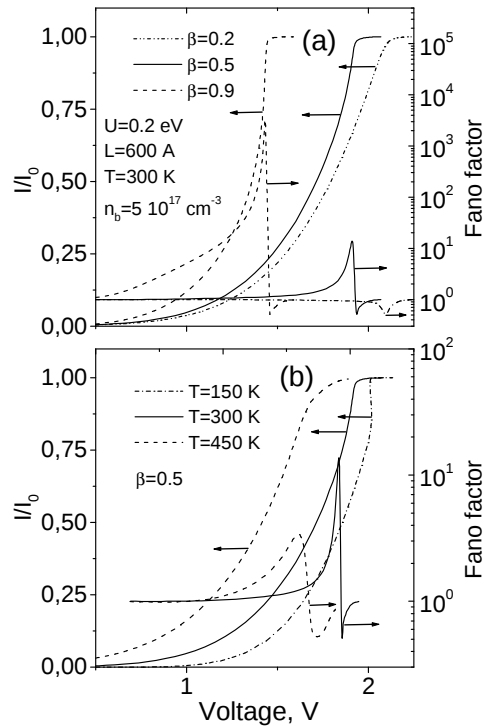


Рис. 3.2.

Решая приближенное уравнение Пуассона можно найти связь между E и u [A13], и, следовательно, параметрическую зависимость тока от напряжения $I(u)$, $V(u)$. На рис. 3.2. представлены результаты расчета зависимостей тока и фактора Фано от напряжения для разных β и T для барьера высотой 0.2эВ. Фактор Фано

равен $\gamma = S_1 / 2eI$, где S_1 – спектральная плотность шума тока на нулевой частоте. Для вычисления γ использовался подход, развитый в [9].

Из рис. 3.2 видно, что появлению токовой неустойчивости способствует увеличение β и понижение температуры, кроме того, ее появлению также способствуют увеличение концентрации инжектированных электронов n_b , увеличение U и L [A13]. Причина появления неустойчивости состоит в присутствии специфической обратной связи, которая является результатом своеобразного взаимодействия процессов туннелирования, баллистического пролета и накопления заряда в области перед барьером. Для того чтобы проиллюстрировать это рассмотрим флуктуацию числа электронов между эмиттером и барьером $\delta N > 0$ при фиксированном полном напряжении V . В результате этой флуктуации поле E возрастет, а u уменьшится ($\delta u < 0$). Поэтому прозрачность барьера для «баллистических» электронов уменьшится, что способствует росту флуктуации [A13].

Если эта обратная связь слабая, тогда дробовой шум подавлен кулоновскими корреляциями ($\gamma < 1$). С ростом величины этой обратной связи растет дробовой шум и появляется токовая неустойчивость S-типа. Причем, что как видно из рис. 3.2 дробовой шум играет роль своеобразного предвестника токовой неустойчивости. Отметим, что результаты этой простой модели находятся в качественном согласии с результатами расчетов электронного транспорта методом Монте-Карло [10].

3.2. Отрицательная дифференциальная проводимость N-типа при квазibalлистическом транспорте в структуре с одиночным барьером. [A14]

В этом пункте рассматривается новый механизм отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) N-типа в гетероструктуре с одиночным потенциальным барьером.

Рассмотрим гетероструктуру с одиночным узким и высоким потенциальным барьером (см. рис.3.3.). Будем полагать, что прозрачность этого барьера D не зависит от энергии электрона. Практически это можно реализовать в некоторых интервалах энергии (что достаточно для ОДП), если перед (или после) барьером поместить квантовую яму (см. рис. 3.4.). При достаточно большом напря-

[9] G.Iannaccone, M.Macucci and B.Pelligrini Phys.Rev.B v. 55, 4539 (1997).

[10] L.Reggiani and A.Reklaitis Physica B v.272 p.279 (1999)

жении, потоком электронов из коллектора в эмиттер можно пренебречь и выражение для плотности тока можно записать в виде:

$$j = j_0 [1 - \beta^2 (1 - D)] \quad (3.2)$$

где j_0 – плотность тока, инжектируемая из эмиттера; β – вероятность пролета электрона от эмиттера до барьера без рассеяния. При выводе (3.2) предполагалось, что в рассеянии основную роль играют процессы испускания оптических фононов, так что после рассеяния энергии электрона недостаточно, чтобы вернуться в эмиттер. Предположим, для простоты, что частота испускания оптических фононов постоянна и равна ν , тогда $\beta = \exp(-\nu\tau)$, где τ – время пролета электрона от эмиттера до барьера. Очевидно, что с увеличением приложенного напряжения уменьшается τ и растет β , а, следовательно, плотность тока через прибор падает с ростом напряжения. Причина этого состоит в том, что при увеличении напряжения все большая часть электронов, двигаясь без рассеяния, возвращается в эмиттер после отражения от барьера. Эти качественные соображения объясняют результаты моделирования методом Монте-Карло электронного транспорта в структуре GaAs с одним барьером, показанные на рис. 3.5. [A14]. При моделировании учитывалось рассеяние на оптических и акустических фононах (поглощение и испускание), междолинное рассеяние и рассеяние на заряженных примесях. Концентрация электронов в контакте полагалась равной $n_c = 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

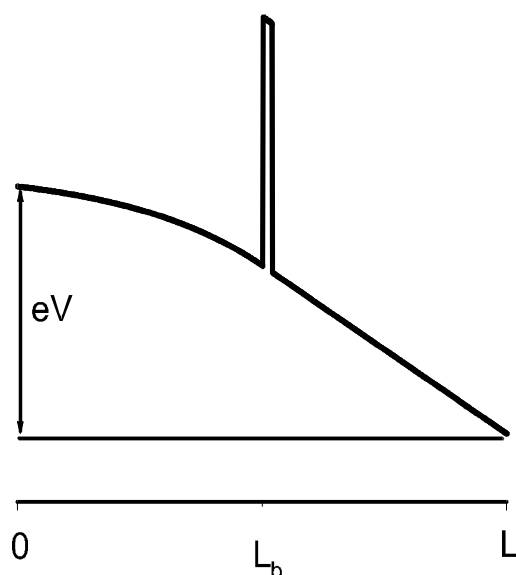


Рис. 3.3.

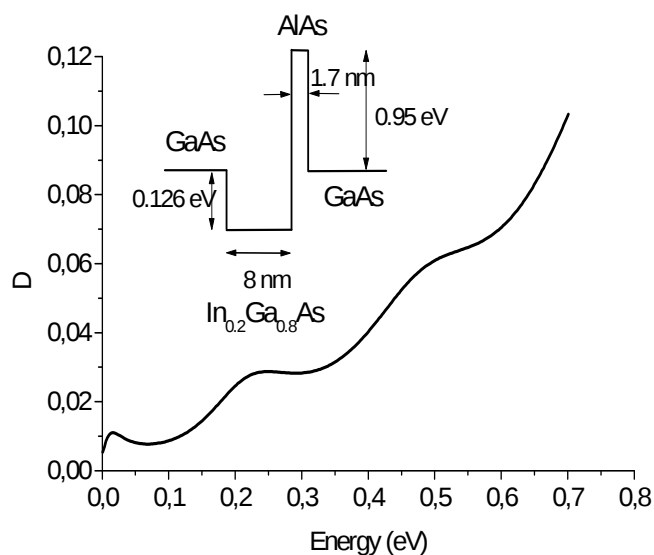


Рис. 3.4.

Из рис. 3.5 хорошо видно, что при 77 К имеется падающий участок на зависимости тока от напряжения при напряжениях около 0.5 В. Отметим, что область ОДП сохраняется при увеличении D от 0.01 до 0.2, но пропадает при увеличении

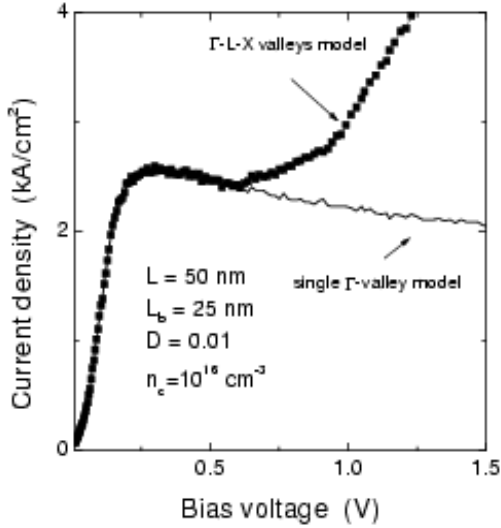


Рис. 3.5.

3.3. Электронный транспорт и дробовой шум в резонансно-туннельном диоде: роль принципа Паули и кулоновских корреляций [A15]

В этом пункте рассматривается электронный транспорт в резонансно-туннельном диоде в приближении последовательного туннелирования. Исследована роль, которую играют принцип Паули и кулоновское взаимодействие в дробовом шуме и вольт-амперной характеристике структуры.

Зонная диаграмма рассматриваемой структуры изображена на рис. 3.6. Будем полагать толщины барьеров равными $d_{L,R}=100$ Å, $\epsilon_r=50$ мэВ, ширину уровня $\Gamma=\Gamma_L+\Gamma_R=5$ мэВ ($\Gamma_L=\Gamma_R$). Предположим, что функции распределения электронов и дырок в контактах и на резонансной подзоне Ферми-Дираковские $f(\epsilon, F_i) = (1 + \exp((\epsilon - F_i)/k_B T))^{-1}$, где $i=e, QW, c$ для эмиттера, резонансных состояний и коллектора. Введем $G_{QW}(\epsilon_z) = \Gamma \{ 2\pi [(\epsilon_z - \epsilon_r + eu)^2 + \Gamma^2/4] \}^{-1}$ - эффективная плотность резонансных состояний [A15]. Тогда электронный поток из резонансных состояний в эмиттер можно записать в виде:

$$r_1 = m\Gamma_L (\pi\hbar^3)^{-1} \int_{E_L}^{\infty} d\epsilon_z G_{QW}(\epsilon_z) \int_0^{\infty} d\epsilon_{\perp} f(\epsilon, F_{QW}) [1 - f(\epsilon, F_e)] \quad (3.3)$$

где $\epsilon_{\perp}$ - энергия движения вдоль барьеров ($\epsilon = \epsilon_{\perp} + \epsilon_z$), E_L - энергия дна зоны проводимости в эмиттере. Выражение для потока электронов из резонансного состояния в коллектор можно получить из (3.3) заменами $\Gamma_L \rightarrow \Gamma_R$, $F_e \rightarrow F_c$, $E_L \rightarrow -eu$. Выражения для потоков в резонансное состояние из эмиттера g_1 и коллектора g_2 могут быть получены из выражений для r_1 и r_2 заменами $F_{e,c} \leftrightarrow F_{QW}$.

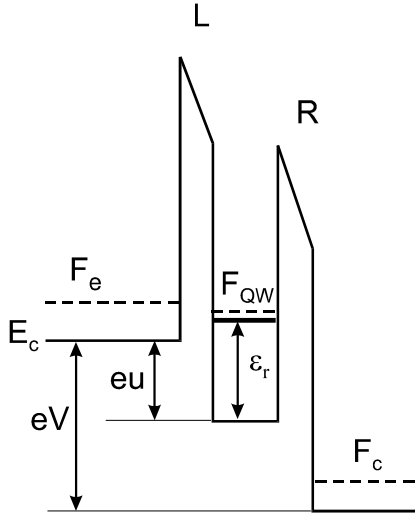


Рис. 3.6.

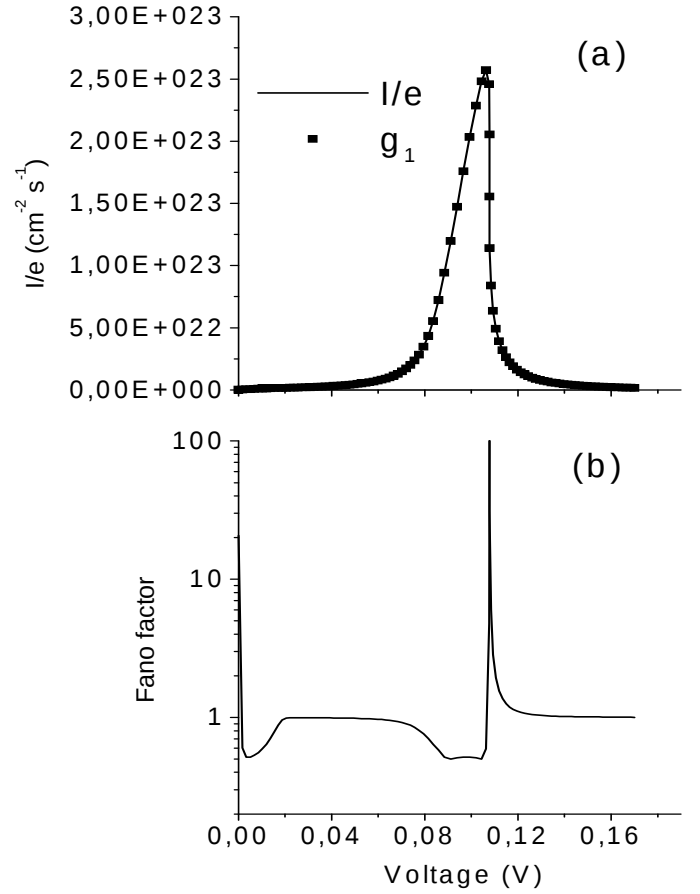


Рис. 3.7.

Отметим, что $F_c = F_e - eV$, а $F_{c,v}$ определяются концентрациями электронов в контактах. Связь между u и V можно найти следующим образом. Используя условие зарядовой нейтральности структуры в целом и выражения $u = -Q_e / C_L$, $V - u = Q_c / C_R$, где $C_{L,R} = \chi / (4\pi d_{L,R})$ емкости левого и правого барьеров, $Q_{e,c}$ – заряды эмиттера и коллектора, находим $V = \{u(C_R + C_L) - Q_{QW}\} / C_R$, где Q_{QW} – заряд квантовой ямы, который определяется F_{QW} . Для нахождения F_{QW} можно использовать условие стационарности: $g_1 + g_2 = r_1 + r_2$.

Выражения для плотности тока и спектральной плотности флуктуаций тока имеют вид ^[9]

$$I = e(r_1 - g_1), \quad S_I = 2e^2 [v_2^2(g_1 + r_1) + v_1^2(g_2 + r_2)] / (v_1 + v_2)^2, \quad v_{1,2} = v_{(1,2)r} + v_{(1,2)g} \quad (3.4)$$

где $v_{(1,2)r} = \delta r_{(1,2)} / \delta N_{QW}$, $v_{(1,2)g} = -\delta g_{(1,2)} / \delta N_{QW}$, N_{QW} – число электронов в КЯ. Отметим, что $g_{1,2}$ и $r_{1,2}$ зависят только от u и от F_{QW} . Поэтому

$$-v_{(1,2)g} = \frac{\partial g_{1,2}}{\partial u} \frac{\delta u}{\delta N_{QW}} + \frac{\partial g_{1,2}}{\partial F_{QW}} \frac{\delta F_{QW}}{\delta N_{QW}}, \quad v_{(1,2)r} = \frac{\partial r_{1,2}}{\partial u} \frac{\delta u}{\delta N_{QW}} + \frac{\partial r_{1,2}}{\partial F_{QW}} \frac{\delta F_{QW}}{\delta N_{QW}} \quad (3.5)$$

явные выражения для каждого из слагаемых в (3.5) приведены в [A15]. Обсудим физический смысл слагаемых в (3.5). Первые слагаемые в (3.5) обусловлены ку-

лоновскими эффектами, поскольку они описывают изменение потоков обусловленных δn при фиксированном F_{QW} . δn возникает в результате кулоновских эффектов при возникновении флуктуации δN_{QW} и, сдвигая резонансное состояние по энергии изменяет потоки. Так как F_{QW} фиксировано, то фиксировано и заполнение состояний в КЯ и поэтому принцип Паули не дает вклад в эти слагаемые. Напротив, второе слагаемое в первой формуле (3.5) обусловлено принципом Паули, поскольку это слагаемое описывает изменение потока в резонансные состояния связанное с изменением их заполнения.

На рис. 3.7 представлены результаты расчетов плотности тока и фактора Фано для структуры с концентрацией электронов в контакте $n=5 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ при $T=4.2\text{K}$. На зависимости тока от напряжения имеется узкий участок неустойчивости (Z-типа) при напряжении 0.11 В. Этот участок увеличивается с ростом концентрации электронов в контактах, благодаря кулоновским эффектам [A15]. Повышение температуры, наоборот подавляет неустойчивость. На рис. 3.7. хорошо видны две области подавления дробового шума, где фактор Фано меньше единицы. В области малых напряжений, подавление шума обусловлено принципом Паули [A15], а в другой области – кулоновскими эффектами. С ростом n первая область быстро расширяется и сливается со второй. При повышении температуры до 77 К область подавления шума, обусловленная принципом Паули исчезает, тогда как вторая область остается.

3.4. Инверсия межподзонной населенности в резонансно-туннельном диоде [A16]

В этом пункте рассматривается возможность реализации инверсной населенности между подзонами размерного квантования при пропускании тока через резонансно-туннельный диод. Отметим, что эта возможность была рассмотрена в [A16] за четыре года до создания каскадного лазера.

Рассмотрим двухбарьерную структуру, энергетическая диаграмма которой изображена на рис. 3.8 а. Как видно из рисунка, при достаточно большом приложенном напряжении приход электронов из эмиттера на нижнюю подзону в КЯ затруднен. Основным каналом прихода электронов на эту подзону является приход из верхней подзоны за счет рассеяния.

Распределение электронов между подзонами определяется процессами рассеяния и туннельного ухода. Возможны два предельных случая. В первом

случае переходы электронов между подзонами происходят в результате упругих столкновений с частотой ν . Уравнение баланса для населенности нижней подзоны имеет вид:

$$dN_1 / dt = \nu(N_2 - N_1) - \nu_T N_1 \quad (3.6)$$

где $N_{1,2}$ – поверхностные концентрации электронов на первой и второй подзонах соответственно, ν_T – частота ухода электрона из первой подзоны в коллектор. В стационарном состоянии $N_1 = N_2 \nu(\nu + \nu_T)^{-1} < N_2$ и инверсия возникает при любом $\nu_T > 0$.

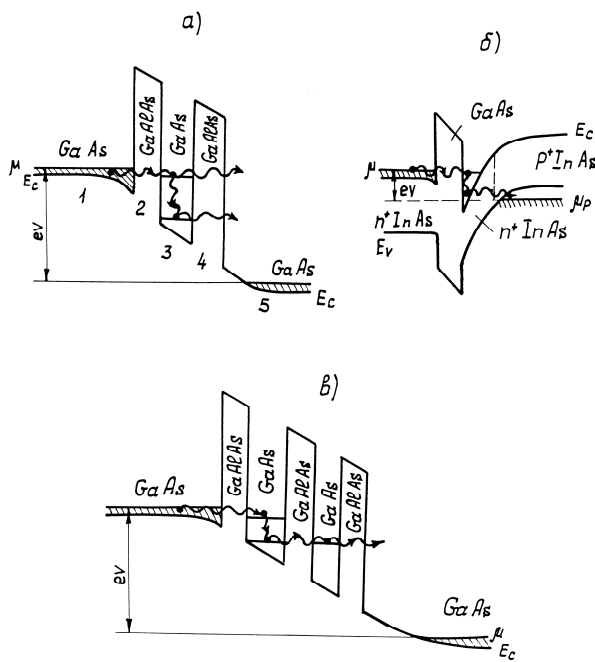


Рис. 3.8.

Во втором случае столкновения электрона существенно неупругие (например, испускание оптического фонона), так что он не может возвратиться из нижней подзоны в верхнюю. В этом случае: $dN_1 / dt = \nu_n(N_2 - N_1) - \nu_T N_1$, и в стационарной ситуации $N_1 = N_2(\nu_n / \nu_T)$, где ν_n – частота неупругих столкновений. Теперь инверсия возникает, если $\nu_n < \nu_T$. Отметим, что в обоих случаях условие возникновения инверсии сводится к требованию превышения частоты ухода с первого уровня над частотой прихода на него.

При упругом рассеянии это требование автоматически удовлетворяется. Таким образом, только неупругие столкновения препятствуют инверсной населенности подзон. Возможны ситуации когда вклады в межподзонное рассеяние дают как упругие так и неупругие столкновения (такая ситуация может иметь место если расстояние между подзонами меньше энергии оптического фонона). Если в качестве неупругого рассеяния выступает электрон-электронное рассеяние, тогда условие инверсии имеет вид $\nu_T > \nu_{ee}$ при $\nu_{el} \ll \nu_{ee}$ и $\nu_T > (2\nu_{ee}\nu_{el})^{1/2}$ при $\nu_{el} \gg \nu_{ee}$ [A16] (ν_{ee} – частота е-е рассеяния, ν_{el} – частота упругого рассеяния). Отметим, что в КЯ электрон-электронное рассеяние не является квазиупругим. Если в качестве неупругого рассеяния выступает рассеяние на акустических фононах, тогда условие инверсии имеет вид [A16]: $\nu_T > (\nu_{el} + \nu_a) \left(11 \Xi^2 m \pi^2 / (\rho \hbar L^3 k_B T (\nu_{el} + \nu_a)) \right)^{1/3}$, где $\nu_a = \Xi^2 k_B T m (\rho \hbar^3 s^2 L)$ Ξ константа де-

формационного потенциала, L - ширина КЯ, ρ - плотность кристалла, s – скорость звука. Отметим, что для грубой оценки величины v_T можно использовать выражение $v_T \approx \epsilon_2 D / (2\pi\hbar)$, (D – прозрачность барьера между КЯ и коллектором) из которого видно, что, увеличивая D и энергию второго уровня в КЯ ϵ_2 можно увеличивать v_T .

Высокочастотную проводимость, соответствующую межподзонам переходам, можно записать в виде [A16]:

$$\sigma = e^2 \omega |Z_{1,2}|^2 (N_1 - N_2) (\hbar L^2 \Delta v)^{-1} \quad (3.7)$$

где Δv - сумма ширин первого и второго уровней. В общее сопротивление структуры дает вклад контактное сопротивление ($\geq 10^{-6}$ Ом см) и емкость $C \sim \chi / 4\pi L$. Грубая оценка для величины усиливаемой частоты дает $f \leq 750$ ГГц.

В описанной структуре значительная часть электронов уходит в коллектор с верхнего уровня не испустив фотон. Это приводит к малому КПД системы. Для увеличения мощности излучения и КПД можно увеличить число ям в системе, а также ввести «стоп-слой» запрещающий прямое туннелирование с верхнего уровня в коллектор. Два варианта таких структур приведены на рис. 3.8 б, в.

4. РАЗОГРЕВ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА, ИНВЕРСНЫЕ НАСЕЛЕННОСТИ ПОДЗОН И ВОЗМОЖНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ СРЕДНЕГО ИК ИЗЛУЧЕНИЯ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ПРИ ПРОДОЛЬНОМ ТРАНСПОРТЕ

Первые три пункта этого раздела посвящены рассмотрению разогрева носителей тока в квантовых ямах в сильных электрических полях, лежащих в плоскости КЯ. В первом пункте обсуждается метод диагностики функции распределения, во втором и третьем пунктах - механизмы создания инверсной населенности и возможные схемы лазеров для генерации излучения среднего и дальнего ИК диапазонов. В последнем пункте рассматривается возможность генерации излучения среднего ИК диапазона в лазерных диодах с квантовыми ямами благодаря нелинейности диэлектрической проницаемости GaAs.

4.1. Исследование функции распределения горячих дырок [A17,A18,A19]

Изменение функции распределения носителей тока электрическим полем влечет за собой изменение межзонального поглощения света. Благодаря этому можно исследовать изменение функции распределения, измеряя модуляцию фундаментального поглощения электрическим полем. Однако, в объемном полупро-

воднике поглощение света для частот, соответствующих конечному состоянию электрона над уровнем Ферми очень велико. Поэтому, этим методом удалось наблюдать модуляцию поглощения света только для частот, когда конечное состояние электрона находится под уровнем Ферми^[11]. В отличие от объемного материала, в квантовых ямах межзонный коэффициент поглощения света мал (порядка процента в одной КЯ), и поэтому его модуляция сравнительно легко регистрируется для оптических переходов как под уровень Ферми так и над ним. Следовательно, изменение функции распределения носителей электрическим полем может быть определено и для энергий носителей превышающих энергию Ферми.

Безразмерный коэффициент межзонного поглощения света (отношение поглощенной мощности к падающей) квантовой ямой р-типа можно представить в виде [A18]:

$$\alpha(\omega) = A \{1 - \bar{f}(\epsilon_h = (\hbar\omega - \epsilon_{11})m^* / m_h)\}, \quad A = \frac{2\pi e^2 |\chi_{cv}|^2}{\hbar c n} \frac{3(E_g + \Delta)}{(3E_g + 2\Delta)} \left(\frac{m_0}{m} - 1\right) \frac{m^*}{m_0} \quad (4.1)$$

где $\bar{f}(\epsilon_h)$ - усредненная по углу функция распределения дырок, ϵ_h - кинетическая энергия дырки, χ_{cv} - интеграл перекрытия огибающих волновых функций электрона и дырки в КЯ, n - показатель преломления, E_g - ширина запрещенной зоны, Δ - величина спин орбитального расщепления, ϵ_{11} - энергия края перехода между электронной и дырочной подзонами, m_h - масса дырки, m_0 - масса свободного электрона, $m^* = mm_h / (m + m_h)$. Поскольку изменение коэффициента отражения от КЯ значительно меньше изменения коэффициента поглощения при изменении функции распределения дырок, то выражение для модуляции интенсивности прошедшего света можно записать в виде:

$$\Delta T(\hbar\omega) = \frac{\Delta I(\hbar\omega)}{I} = (1 - R)A\Delta\bar{f}\left(\frac{m^*}{m_h}(\hbar\omega - \epsilon_{11})\right), \quad \Delta\bar{f}(\epsilon_h) = \bar{f}(\epsilon_h) - f_0(\epsilon_h) \quad (4.2)$$

где R - коэффициент отражения от всей структуры, Δf - модуляция функции распределения дырок, f_0 - равновесная функция распределения дырок. Поэтому, измеряя зависимость $\Delta T(\hbar\omega)$ можно находить $\bar{f}(\epsilon_h)$, I - интенсивность падающего света. Однако, в реальных структурах важным фактором, существенно усложняющим задачу, является присутствие флуктуаций.

^[11] W.Jantsch, H.Brucker Phys.Rev.B, v. 15, 4014(1977)

В гетероструктурах $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ наиболее важны флуктуации состава. Если их полагать гауссовыми, тогда:

$$\Delta T(\hbar\omega) \approx \frac{(1-R)AN}{\sqrt{2\pi}\sigma_x} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{[x-\bar{x}]^2}{2\sigma_x^2}\right) \Delta \bar{f}_h\left(\frac{m^*}{m_h}\{\hbar\omega - \varepsilon_{11}(\bar{x}) - B(x - \bar{x})\}\right) dx \quad (4.3)$$

где $B = d\varepsilon_{11}/dx$ при $x = \bar{x}$, N – число ям, σ_x – дисперсия распределения, $\bar{x}$ – среднее значение доли In в КЯ. Интегральное уравнение (4.3) также как и (2.9) не может быть решено точно, поскольку не существует обратного оператора к интегральному оператору (4.3), так как собственные значения последнего включают ноль. Однако можно найти приближенное решение (4.3) с помощью приближенной функции Грина:

$$G_a(y) = \frac{1}{2\pi(1-R)A} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(iky)dk}{\exp\left(-\frac{(k\sigma_x B m)^2}{2m_h^2}\right) + ak^2}, \quad \Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h) = \int_{-\infty}^{\infty} dy G_a(y - \varepsilon_h) \Delta T\left(\frac{ym_h}{m} + \varepsilon_{11}(\bar{x})\right)$$

где a – параметр регуляризации. На рис. 4.1 приведены вычисленная из распределения Ферми-Дирака зависимость $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$ при изменении электронной температуры от 4.2 К до 150 К и восстановленные по рассчитанному $\Delta T(\hbar\omega)$ для двух структур $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}/\text{GaAs}$ с квантовыми ямами толщиной 105 Å, и концентрацией дырок $p_s = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, отличающимися величиной дисперсии x : $\sigma_x = 0.003$ и $\sigma_x = 0.006$. Из рисунка хорошо видно, что восстановленная зависимость $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$ хорошо согласуется с полученной из распределения Ферми-Дирака для структуры с $\sigma_x = 0.003$ и значительно хуже для структуры с $\sigma_x = 0.006$.

На рис. 4.2 изображены зависимости $\Delta \bar{f}(\varepsilon_h)$, рассчитанные из экспериментальных данных для гетероструктуры $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}/\text{GaAs}$ с 20 КЯ, шириной 105 Å ($p = 1.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на одну КЯ). Величина a была выбрана равной 0.03. Поскольку абсолютная величина поглощения не измерялась, то, строго говоря, изменение $\Delta \bar{f}(\varepsilon_h)$ было определено с точностью до некоторого постоянного множителя. Для его нахождения мы использовали следующие рассуждения. Очевидно, что величина минимума $\Delta \bar{f}_h(\varepsilon_h)$ стремится к насыщению в сильных электрических полях. Ясно, что предел, к которому стремится этот минимум, равен минус единице, и он имеет место при полном уходе дырок из состояний с соответствующей энергией. Поэтому мы выбрали величину константы таким образом, чтобы изменение функции распределения дырок при малых энергиях в электрическом поле 1900 В/см было равно единице.

Из измеренных функций распределения удалось оценить эффективную температуру дырок в КЯ в различных электрических полях [A18] и обнаружить уход дырок из КЯ в достаточно сильных электрических полях.

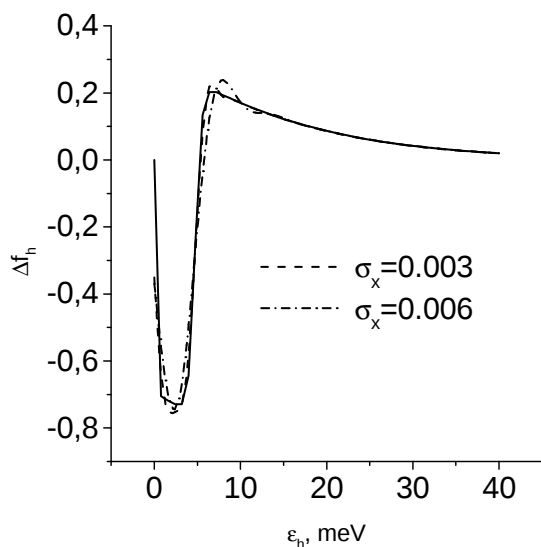


Рис. 4.1. Вычисленные с помощью приближенной функции Грина изменения функции распределения дырок по рассчитанной модуляции пропускания для двух квантовых ям $\text{In}_{0.21}\text{Ga}_{0.79}\text{As}$ с разными σ_x . Сплошная линия соответствует изменению функции распределения дырок, вычисленному с помощью распределения Ферми-Дирака.

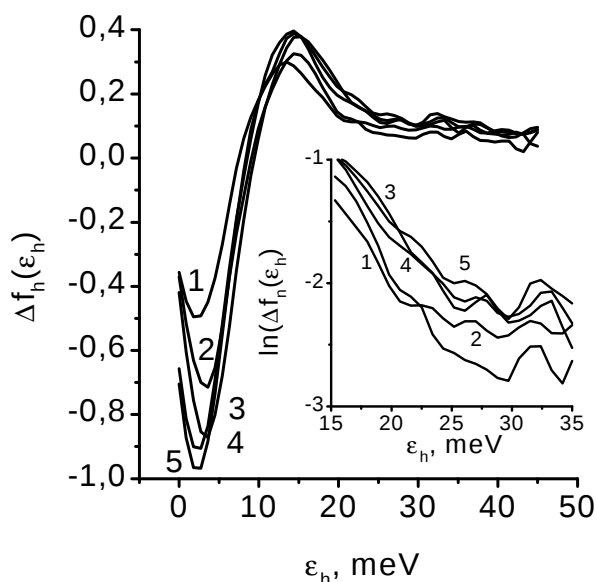


Рис. 4.2. Рассчитанные изменения функции распределения дырок $\Delta \bar{f}_h(\epsilon_h)$ электрическим полем по измеренным спектрам модуляции прохождения света (1 - 380 В/см, 2 - 630 В/см, 3 - 1260 В/см, 4 - 1580 В/см, 5 - В/см). На вставке приведены $\Delta \bar{f}_h(\epsilon_h)$ в логарифмическом масштабе для энергии больше 15 мэВ.

4.2. Инверсия электронной населенности подзон при латеральном транспорте в туннельно-связанных квантовых ямах [A20,A21]

В [A20] была высказана общая идея реализации инверсной населенности при электронном транспорте. Суть ее следующая. Пусть имеются две группы носителей тока с сильно отличающимися подвижностями. При приложении сильного электрического поля средняя кинетическая энергия носителей в группе с большей подвижностью будет выше, чем в группе с низкой подвижностью. Если вероятность перехода носителя из одной группы в другую возрастает с ростом кинетической энергии, то происходит накопление частиц в группе с низкой подвижностью. В настоящем пункте рассматривается возможность реализации этой идеи в туннельно-связанных квантовых ямах.

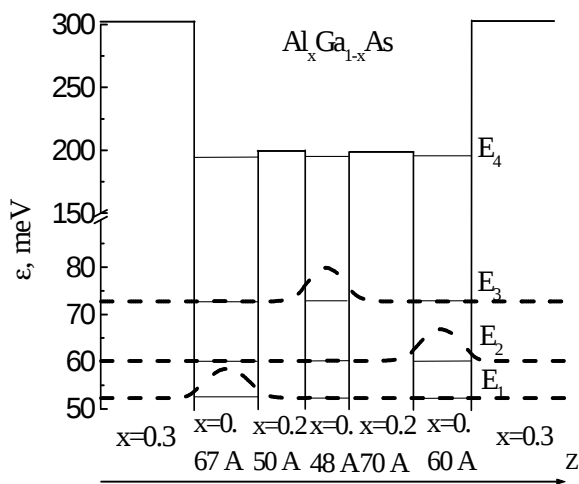


Рис. 4.3.

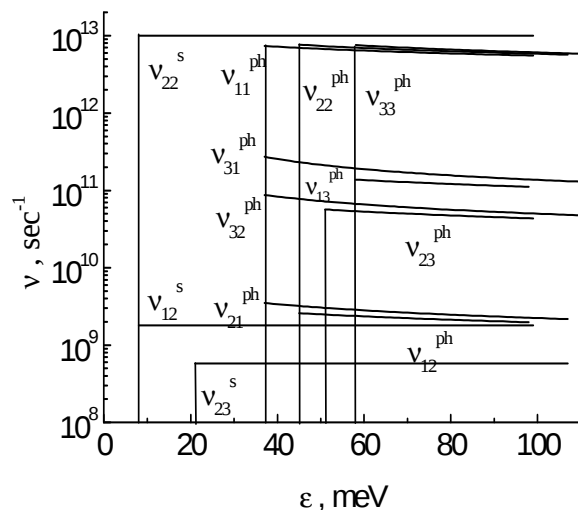


Рис. 4.4.

Рассмотрим протекание тока в трех туннельно-связанных квантовых ямах, изображенных на рис. 4.3. Электрическое поле лежит в плоскости квантовых ям, так что ток течет вдоль структуры. Волновые функции электронов на трех нижних подзонах размерного квантования локализованы в основном каждая в своей квантовой яме. Перекрывание волновых функций на первой и третьей подзонах существенно больше перекрывания волновых функций на первой и второй подзонах. Параметры подобраны таким образом, что основным механизмом обмена электронами между подзонами в полях, меньших начала эффекта Ганна, является рассеяние на полярных оптических фононах. Для обеспечения разницы в подвижности электронов первых двух и третьей ям предлагается вырастить внутреннюю границу третьей ямы (крайней правой) шероховатой. Поскольку значения волновых функций электрона на первой и третьей подзонах размерного квантования на этой гетерогранице малы, то и рассеяние на её шероховатости слабое. Напротив, волновая функция электронов второй подзоны на шероховатой гетерогранице не мала, и поэтому рассеяние на шероховатостях этих электронов довольно велико. Таким образом, благодаря сильной чувствительности рассеяния на шероховатости к значению волновой функции на гетерогранице, можно обеспечить разность в подвижности для электронов, волновые функции которых локализованы в разных ямах. Это приведет к значительной разности между средней кинетической энергией электронов на второй подзоне и средними кинетическими энергиями электронов на первой и третьей подзонах в сильных электрических полях. Поэтому доля электронов на первой и третьей подзонах от полного их числа на этих подзонах, обладающих энергией, достаточной для пе-

перехода во вторую подзону с испусканием полярных оптических фононов, будет существенно больше, чем доля электронов на второй подзоне, способных перейти в другие подзоны. Это способствует накоплению электронов на второй подзоне и возникновению инверсии населенностей между второй и первой подзонами в достаточно сильных электрических полях.

В сильных электрических полях при низких температурах основными механизмами рассеяния в нашей структуре являются рассеяние на оптических фононах и рассеяние на шероховатости гетерограницы. Поэтому мы будем пренебрегать рассеянием на акустических фононах и электрон-электронным рассеянием, а также рассеянием на заряженной примеси, полагая концентрацию электронов достаточно малой. На рис. 4.4. представлены зависимости частот рассеяния от энергии электрона при $T=4.2$ К на оптическом фононе (индекс ph) и на шероховатости поверхности (индекс s). Характерный размер шероховатости в плоскости гетероперехода полагался равным 38 Å, а среднеквадратичное смещение гетерограницы 10 Å.

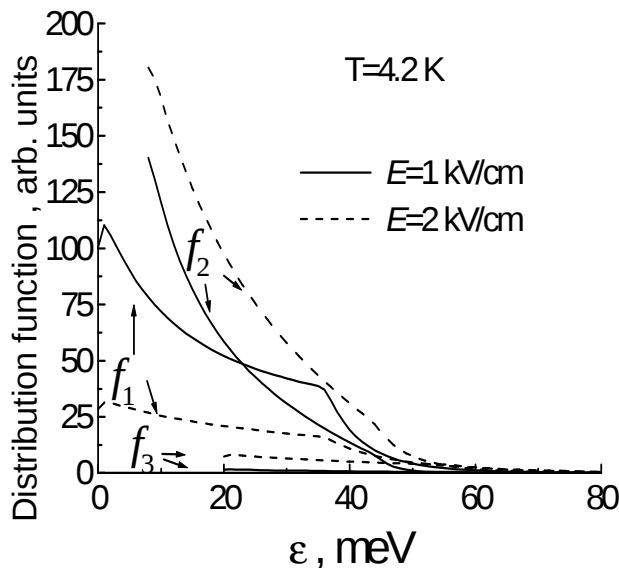


Рис.4.5

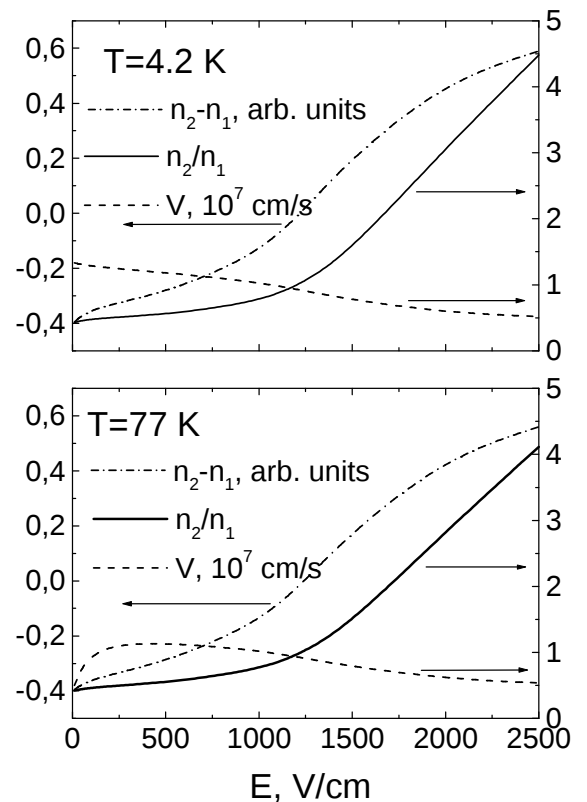


Рис. 4.6.

На рис. 4.5.приведены результаты расчетов методом Монте-Карло [A20] функций распределений. На рис. 4.6. приведены зависимости отношения и раз-

ности концентраций электронов на второй и первой подзонах и средней дрейфовой скорости электронов в рассматриваемой структуре от величины электрического поля. Из рисунка видно, что в полях свыше 1.2 кВ/см реализуется инверсная заселенность первой и второй подзон размерного квантования. Поскольку с ростом электрического поля электроны накапливаются в подзоне с низкой подвижностью, то одновременно падает дрейфовая скорость. Отметим, что изменение инверсии населенности с ростом температуры от 4.2 К до 77 К незначительно.

4.3. Инверсия при междолинном переносе, Г-Х лазер [A22-A27]

В работе [A22] была предложена схема лазера (Г-Х лазер), основанная на переходах между Г- и Х-подзонами размерного квантования в гетероструктурах с квантовыми ямами в сильных электрических полях. По сути, она представляет еще одну возможную реализацию общей идеи, которая обсуждалась в начале п.4.2. В этом пункте кратко излагаются основные результаты исследования этой схемы.

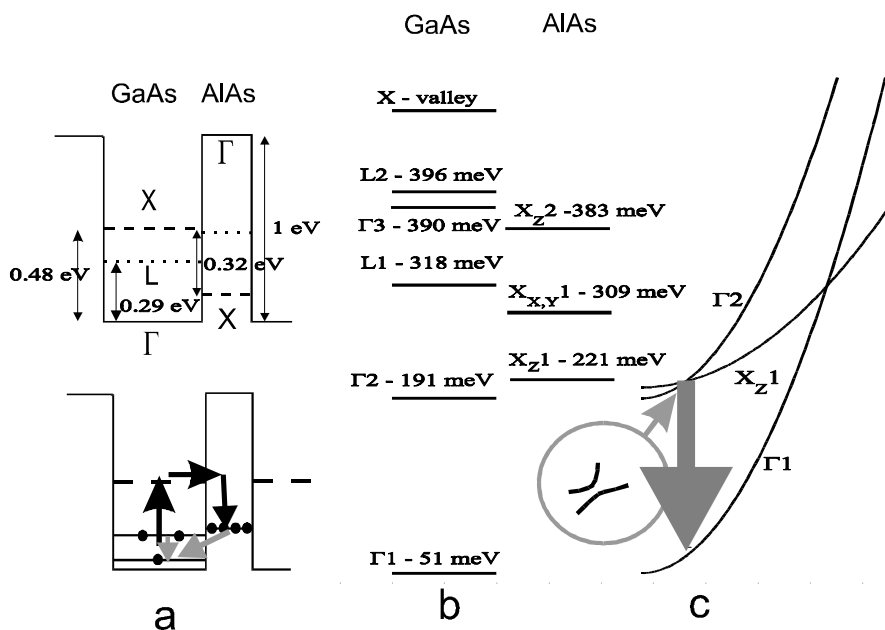


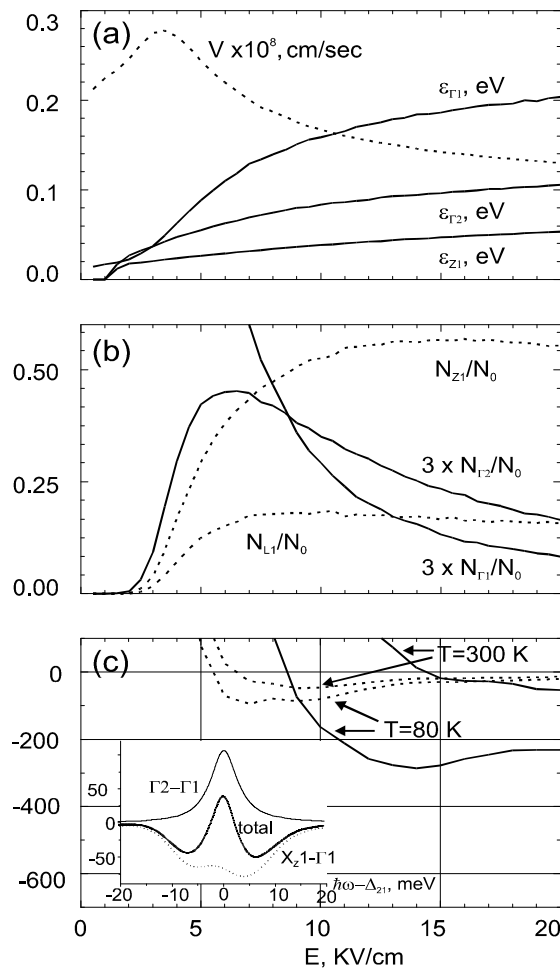
Рис. 4.7 Диаграмма зоны проводимости гетероструктуры GaAs/AlAs. Толщина слое GaAs и AlAs 85 и 17 Å, соответственно. На вставке показано «отталкивание» Γ и X_z -подзон в месте наибольшего сближения.

Рассмотрим электронный разогрев электрическим полем в гетероструктуре GaAs/AlAs, зонная диаграмма которой изображена на рис. 4.7. Слои GaAs образуют потенциальные ямы для электронов Γ и L -долин, а слои AlAs – потенциальные ямы для электронов X -долин. Отметим, что нижним уровнем в AlAs является уровень X_z -долины, которая расположена в зоне Бриллюэна вдоль оси роста [001]. Состояния Γ - и X_z -долин взаимодействуют на гетерогранице^[12]. Га-

^[12] H.C.Liu Appl.Phys.Lett. v.51, 1019 (1987)

милльтониан взаимодействия $V = \alpha |\Psi_{\Gamma}(0)\Psi_{X_z}(0)|$, $x=0$ – координата гетерограницы, α – постоянная взаимодействия [12].

Под действием электрического поля электроны Γ -долины разогреваются, совершают переходы в L - и X -долины и далее накаливаются в X_{z1} - подзоне. Это накопление существенно сильнее, чем в однородном GaAs [A24]. Благодаря этому накоплению возможны два типа инверсии – инверсия между X_z - Γ_1 - подзонами и Γ_2 - Γ_1 подзонами. Последняя возникает благодаря большей вероятности рассеяния X_{z1} - Γ_2 по сравнению с X_{z1} - Γ_1 .



Электронный разогрев в такой структуре был рассчитан методом Монте-Карло. Были учтены все девять подзон размерного кванто-

Рис. 4.8. Результаты моделирования методом Монте-Карло при 80 K: а – дрейфовая скорость V и средние кинетические энергии электронов в подзонах Γ_1 , Γ_2 и X_{z1} ; б – относительные концентрации электронов в подзонах N_{β}/N_0 (N_0 – полная концентрация электронов), с – коэффициенты поглощения для переходов Γ_1 - Γ_2 (сплошная линия), и Γ_1 - X_{z1} (штриховая линия) при $T=80$ и 300 K. На вставке приведена зависимость коэффициента поглощения от $\hbar\omega - (\epsilon_{\Gamma_2} - \epsilon_{\Gamma_1})$ при $E=8$ кВ/см и $T=80$ K.

вания и состояния непрерывного спектра X -долины. При моделировании было учтено рассеяние на оптических фононах, междолинное рассеяние и туннельные переходы электронов в точках сближения состояний Γ и X_z –долин, которое происходит из-за взаимодействия этих долин на гетерогранице. Результаты моделирования приведены на рис. 4.8 (температура 80 K). Из рис. 4.8. видно, что накопление электронов в X_{z1} – подзоне начинается сразу после начала межзонных переходов. Инверсия заселенности Γ_1 и X_{z1} – подзон ($n_{\Gamma_1} < n_{X_{z1}}$) возникает в полях больших 6кВ/см, а Γ_1 и Γ_2 –подзон - в полях больших 8.5кВ/см. Отметим, что пороговые поля для инверсии между Γ -подзонами можно снизить до 5кВ/см, если структуру создавать для инверсии между Γ_2 и Γ_3 -подзонами [A27] (150A GaAs и 23A AlAs).

Замечательной особенностью рассматриваемой структуры является возможность дипольных переходов электрона между X_{z1} и Γ_1 - состояниями. Причем, электрическое поле существенным образом влияет на вероятность этого дипольного перехода. Коэффициент поглощения для этих переходов может быть записан в следующем виде [A25]:

$$\alpha(\omega) = \frac{32\pi e^2 |z_{12}|^2 V \omega m}{d n c (\hbar \omega - \Delta)^2 \hbar^2} \int_0^\infty \left\{ \text{Ai} \left(x^2 - \frac{\Delta_{X1\Gamma_2}}{V_{FK}} \right) - \text{Ai} \left(x^2 - \frac{\Delta_{X1\Gamma_2} - \hbar \omega + \Delta}{V_{FK}} \right) \right\}^2 f \left(\frac{2m V_{FK} x}{\hbar} \right) dx \quad (4.4)$$

где z_{12} - матричный элемент оператора z между состояниями Γ_1 и Γ_2 , V – эффективная энергия взаимодействия Γ и X -долин, d – период структуры, n – показатель преломления, $m = m_\Gamma m_X / (m_X - m_\Gamma)$, $V_{FK} = (\hbar^2 e^2 E^2 / 2m)^{1/3}$, $\text{Ai}(x)$ – функция Эйри, c – скорость света, $\Delta = \epsilon_{\Gamma_2} - \epsilon_{\Gamma_1}$, $\Delta_{X1\Gamma_2} = \epsilon_{X1}(0) - \epsilon_{\Gamma_1}(0)$, $f(k)$ – разность заполнения состояний Γ_1 и X_{z1} -подзон с волновым вектором k .

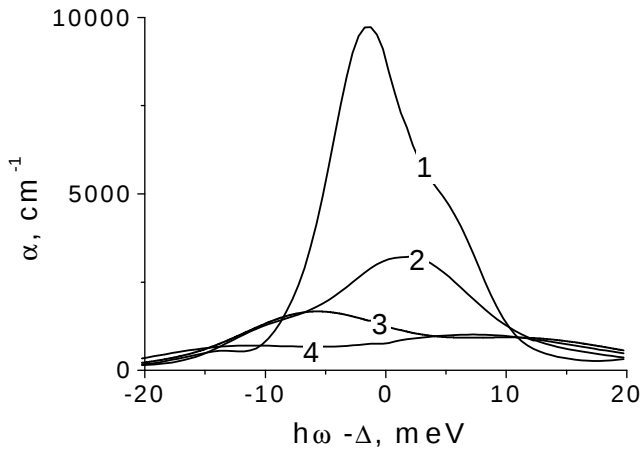


Рис. 4.9

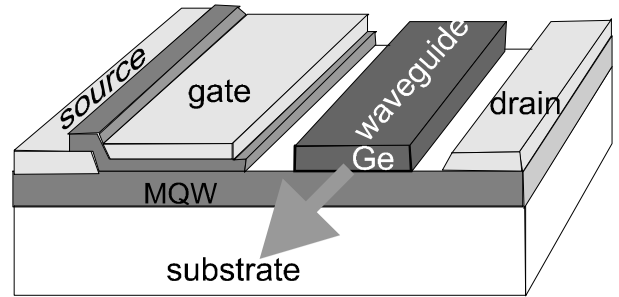


Рис. 4.10.

На рис. 4.9. приведены рассчитанные по (4.4) зависимости $\alpha(\omega)$ для рассматриваемой структуры в предположении $f=1$. Линиям 1-4 соответствуют поля 5,9,12,15 кВ/см. Из рисунка видно, что с увеличением электрического поля происходит расширение спектра $\alpha(\omega)$ около точки $\omega = \Delta/\hbar$ с одновременным уменьшением его амплитуды. Таким образом, электрическое поле влияет на межподзонное Γ - X поглощение, т.е. имеется аналог эффекта Франца-Келдыша для внутризонных переходов.

На рис. 4.10 изображена одна из возможных конструкций лазера на Γ - X переходах. Конструкция лазера напоминает конструкцию планарного диода Ганна, в которой затвор используется для подавления образования домена. Отметим, что образование домена может быть также подавлено с помощью напыления по-

верх структуры тонкого слоя проводника, проводимость которого порядка проводимости структуры. Одновременно этот проводник может служить для образования волновода на поверхностных плазмонах, аналогично тому как это делается в каскадных лазерах.

4.4. Генерация разностной частоты в полупроводниковом лазере с квантовыми ямами [A28].

В этом пункте рассматривается возможность генерации излучения с длиной волны ~ 10 мкм за счет решеточной нелинейности диэлектрической проницаемости в полупроводниковом лазерном диоде на гетероструктуре InGaAs/GaAs/InGaP, который одновременно генерирует две коротковолновые моды с длиной волны порядка 1 мкм. Обычно для нелинейной генерации излучения используется внешний кристалл, однако величина решеточной нелинейности второго порядка в GaAs велика ($\epsilon^{(2)} = 170 \cdot 10^{-10}$ см/В), а величины электрических полей внутри резонатора лазера больше чем вне его. Поэтому кажется привлекательной возможность нелинейной генерации излучения непосредственно внутри лазера.

На пути реализации этого предложения имеется две трудности. Первая состоит в обеспечении одновременной генерации двух коротковолновых мод в лазере с необходимой разностью частот. Вторая трудность заключается в достижении условия фазового синхронизма, необходимого для эффективной генерации разностной частоты. Первую трудность можно преодолеть, используя два сорта квантовых ям в одном лазере с соответствующими разностями энергий электронных и дырочных уровней. Условие фазового синхронизма в диэлектрическом волноводе можно выполнить только в том случае, если порядок моды с наибольшей частотой (ω_1) выше порядка другой высокочастотной моды (ω_2). Например, если мода с частотой ω_1 является ТЕ модой второго порядка диэлектрического волновода, а мода с частотой ω_2 является основной ТЕ модой волновода. Этот способ позволяет компенсировать частотную дисперсию показателя преломления в GaAs [A28]. На рис. 4.11 показано распределение электрического поля по сечению волновода.

Как возбудить моду второго порядка для частоты ω_1 и основную моду для частоты ω_2 ? Для этого мы предлагаем квантовую яму, генерирующую частоту ω_1 , расположить в центре слоя GaAs, а квантовую яму, генерирующую частоту

ω_2 около узла моды ω_1 (см. рис. 4.11). В этом случае для частоты ω_1 мода второго порядка будет обладать минимальными потерями, и, следовательно, именно она будет возбуждаться. Основная мода и мода первого порядка на частоте ω_1 будут обладать значительными потерями благодаря поглощению в квантовой яме, генерирующей частоту ω_2 . Для частоты ω_2 генерация основной моды является предпочтительной, поскольку эта мода обладает наименьшими потерями и наибольшим коэффициентом оптического ограничения. Напомним, что коэффициент оптического ограничения суть доля мощности волны распространяющейся в квантовой яме. Так, например, отношение коэффициентов оптического ограничения основной моды и моды первого порядка для частоты ω_2 составляет величину 2.88 для волноводной структуры рассмотренной выше. Аналогичное соотношение между коэффициентами оптического ограничения основной моды и моды второго порядка равно 544.

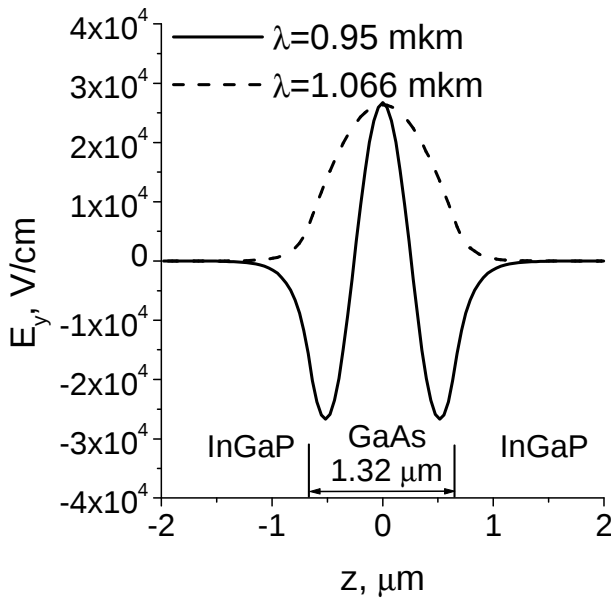


Рис. 4.11. Распределение электрического поля в двух высокочастотных модах. Мощность излучения в каждой моде полагалась равной 10 Вт, ширина волновода 100 мкм. Пунктиром обозначена основная ТЕ мода волновода, а сплошной линией - ТЕ мода второго порядка.

Если лазерная структура выращена на плоскости (001), а боковыми зеркалами являются грани (110) или $(1\bar{1}0)$ (что обычно и бывает), тогда на разностной частоте возбуждается ТМ мода (высокочастотные моды - ТЕ) [A28]. Для амплитуды магнитного поля на разностной частоте можно получить уравнение (полагая $H_y(x,z,t) = H_y(z)\exp(ik_x x - i\omega t)$):

$$\epsilon(z, \omega) \frac{d}{dz} \frac{1}{\epsilon(z, \omega)} \frac{dH_y(z)}{dz} + \left(\frac{\epsilon(z, \omega)\omega^2}{c^2} - k_x^2 \right) H_y(z) = -2\epsilon^{(2)} \frac{k_x \omega}{c} A_1(z) A_2(z) \quad (4.5)$$

где A_i – амплитуды электрических полей в высокочастотных модах, $\epsilon(z, \omega)$ – диэлектрическая проницаемость на разностной частоте.

Для обеспечения условия фазового синхронизма предлагается конструкция волновода, изображенная на рис. 4.12. Боковые слои GaAs толщиной d необходимы для лучшего ограничения в пространстве разностной моды. Толщину этих слоев можно рассматривать как подгоночный параметр для выполнения условия фазового синхронизма.

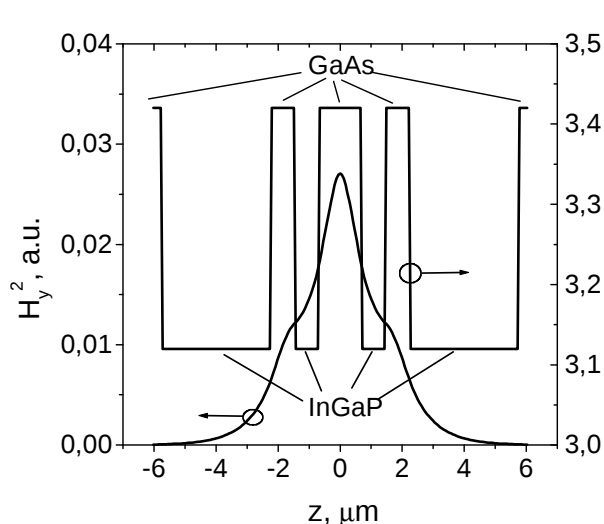


Рис. 4.12.

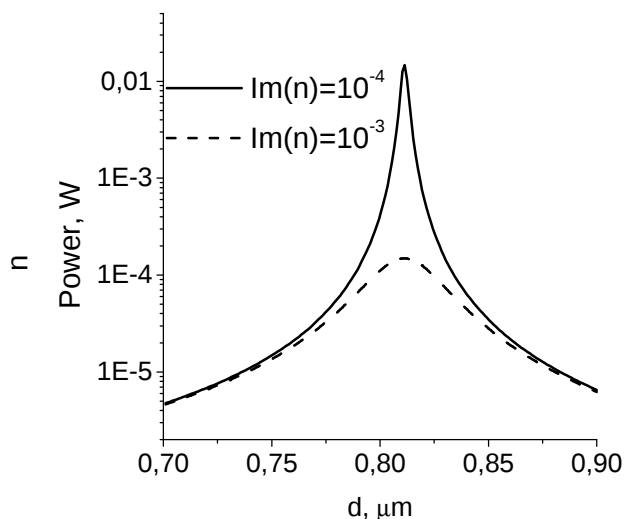


Рис. 4.13.

На рис. 4.13 приведены зависимости мощности генерации разностной гармоники от толщины боковых областей GaAs, которые были получены с помощью численного интегрирования (4.5) для двух различных концентраций носителей. Мощность генерации на обеих коротковолновых модах полагалась равной 10 Вт, ширина волновода - 100 мкм. Сплошная линия соответствует концентрации носителей 10^{17} см^{-3} , для нее мы полагали мнимую часть показателя преломления на частоте ω равной $n''=10^{-4}$ [A28]. Действительная часть показателя преломления для разностной гармоники полагалась равной 3.42 в GaAs [A28] и 3.12 в InGaP. Пунктирная кривая соответствует концентрации 10^{18} см^{-3} , для нее мы полагали мнимую часть показателя преломления равной 10^{-3} . Из рисунка хорошо видно, что зависимость мощности от толщины, бокового слоя GaAs имеет максимум при $d=0.81 \text{ мкм}$. Этот максимум соответствует условию фазового синхронизма. С ростом поглощения (мнимой части показателя преломления) его величина падает, а ширина растет. Для рассмотренных параметров максимальная мощность разностной гармоники может достигать величин порядка десяти милливатт для $n''=10^{-4}$ и сотни микроватт для $n''=10^{-3}$. В первом случае толщина внешних слоев InGaP должна быть не менее 5 мкм, а во втором - не менее 3.5 мкм для обеспечения достаточно низких потерь для моды на разностной частоте.

На рисунке 4.12 показаны зависимости от z действительной части показателя преломления и N_y^2 для разностной моды. Из рисунка видно, что возбуждаемая разностная мода является основной. Отметим, что если бы для возбуждения разностной моды использовалась основная мода на частоте ω_2 и мода первого порядка на частоте ω_1 , тогда сторонние ток на разностной частоте был бы антисимметричной функцией от z . В этом случае было бы возможно возбуждение разностной моды только нечетного порядка.

Таким образом, предложенная конструкция полупроводникового инжекционного лазера позволяет получить мощности порядка десяти милливатт в 10 мкм диапазоне длин волн. Отметим, что для снижения порогового тока и увеличения коэффициента полезного действия можно на боковые зеркала лазера нанести многослойные диэлектрические покрытия, увеличивающие коэффициент отражения для коротковолновых мод.

5. ЗОННАЯ СТРУКТУРА И ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GeSi/Ge И GeSi/Si [A29-A34].

В этом разделе рассматривается энергетический спектр электронов в зоне проводимости и валентной и правила отбора для межзонных переходов в гетероструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$, выращенных на плоскости (111), и гетероструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}$, выращенных на плоскости (001). Предполагается, что структуры выращены псевдоморфно на недеформированном буфере $\text{Ge}_y\text{Si}_{1-y}$ ($0 < y < 1$). Поскольку $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ - многодолинный материал, то в зависимости от состава, деформации и толщины слоев дно зоны проводимости может располагаться в разных долинах либо твердого раствора, либо Ge(Si). В пункте 5.1 проведена классификация строения зоны проводимости в этих гетероструктурах для всех возможных x и y и рассмотрены спектры дырок в квантовых ямах. В пункте 5.2 исследуются правила отбора для межзонных дипольных переходов электронов в этих гетероструктурах.

5.1. Спектры электронов и дырок

Гетероструктуры $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}$ и $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ являются напряженными, поскольку постоянные решетки Ge и Si отличаются примерно на 4%. Потенциальными ямами для дырок в этих гетероструктурах служат слои с наибольшим содержанием Ge. Потенциальные ямы для электронов различных долин в зависимости от состава и деформации могут располагаться как в слоях твердого рас-

твора, так и в слоях Ge(Si). Для нахождения разрывов мы использовали следующие выражения для положения для среднего арифметического краев валентных зон твердого раствора $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$:

$$E_{\text{av}}^{(111)} = (90.9a_{\parallel} - 1073.6)x \text{ мэВ}, \quad E_{\text{av}}^{(001)} = (272.73a_{\parallel} - 1950.9)x \text{ мэВ} \quad (5.1)$$

где $a_{\parallel}$ - выраженная в ангстремах величина, соответствующая постоянной решетки задаваемой подложкой. Первая формула в (5.1) получена из результатов работы^[13], а вторая - из результатов^[14]. Для недеформированного раствора мы использовали следующее выражение для $a_{\parallel}$ ^[15] $a_{\parallel} = 5.65 - 0.24x(1-x) + 0.22x^2$ А. Положения краев валентных зон можно найти из (5.1) используя стандартный подход^[13]. Для величины ширины запрещенной зоны твердого раствора использовались данные работы^[16]. Средние значения энергий минимумов L (Δ) долин можно находить с помощью следующей формулы:

$$E_{\text{av}}^{L,\Delta} = E_{\text{av}} + E_g^{L,\Delta} + (\Xi_d + \Xi_u / 3 - a)^{L,\Delta} \text{Sp}(u) + \Delta_{\text{so}} / 3 \quad (5.2)$$

где $E_g^{L,\Delta}$ - ширина запрещенной зоны для L и Δ - долин в недеформированном $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$; $\Xi_{d,u}^{L,\Delta}$ - постоянные деформационного потенциала для L и Δ - долин, a – постоянная деформационного потенциала валентной зоны, Δ_{so} - величина спин-орбитального расщепления валентной зоны, u – тензор деформации. Строение зоны проводимости удобно анализировать при различных x и $a_{\parallel}$ принимая во внимание только нижние подзоны каждого из материалов гетероструктуры. На рис.5.1 и 5.2. изображены на плоскости $(a_{\parallel}, x)$ границы областей, в которых нижние долины зоны проводимости в твердом растворе $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ и Ge(Si) располагаются одинаково относительно друг друга [A30,A31].

Деформация сдвигает Δ -долины относительно друг друга в гетероструктуре $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ (001). Аналогичное смещение L-долин имеет место в $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}$ (111). Для того чтобы различать разные Δ и L-долины будем использовать следующие обозначения: $2\Delta(4\Delta)$ - долины в гетероструктуре $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ (001), это две (четыре) Δ - долины с осью вращения изоэнергетических поверхностей [001] (перпендикулярными к (001)). Будем обозначать L-долину с осью вращения изоэнергетических поверхностей [111] символами 1L, а оставшиеся три L-долины – символами 3L.

^[13] C.G.Van deWalle and R.M.Martin Phys.Rev.B v.34,5621(1986)

^[14] M.M.Rieger and V.Vogl Phys.Rev.B v.48, 14276 (1993)

^[15] J.P.Dismukes, L.Ekstrom and R.J.Raff J.Phys.Chem. v.68, 3021 (1964)

^[16] J.Weber and M.I.Alonso Phys.Rev.B v.40, 5683 (1989)

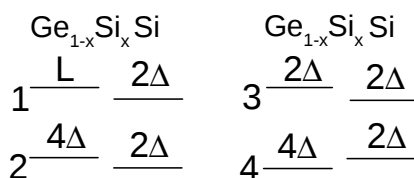
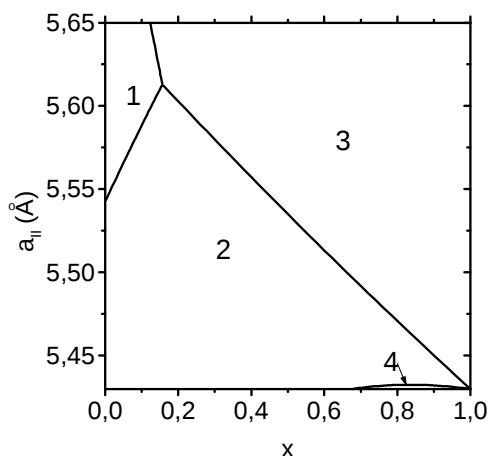


Рис. 5.1. Границы областей, в которых нижние долины зоны проводимости в слое кремния и твердого раствора располагаются одинаково. Внизу рисунка приведено относительное расположение нижних долин в Si и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$.

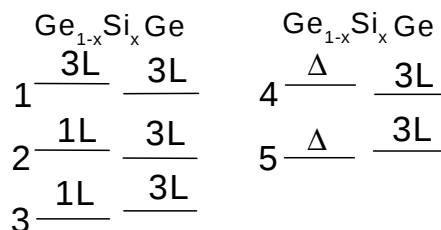
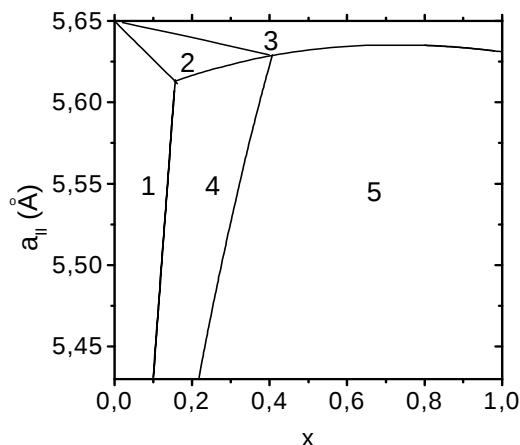


Рис. 5.2. Границы областей, в которых нижние долины зоны проводимости в слое германия и твердого раствора располагаются одинаково. Внизу рисунка приведено относительное расположение нижних долин в Ge и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$.

Важным свойством рассматриваемых гетероструктур является возможность создания прямозонной структуры в квантовых ямах, когда минимум зоны проводимости находится в центре двумерной зоны Бриллюэна. Это возможно когда дно зоны проводимости находится в 2Δ -долинах в гетероструктуре $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ (001) (области 1-3 на рис. 5.1) или 1L -долине в гетероструктуре $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}$ (111) (область 3 на рис. 5.2). Однако во всех этих областях минимум зоны проводимости пространственно разделен с потолком валентной зоны (т.е. находится в слое с большим содержанием Si) и поэтому соответствующие излучательные переходы будут «непрямыми» в координатном пространстве.

На рис. 5.3 приведены вычисленные зависимости энергий потолков подзон размерного квантования валентной зоны от толщины германия в гетероструктуре $\text{Ge}_{0.88}\text{Si}_{0.12}/\text{Ge}(111)$. Сплошные кривые соответствуют тяжелым дыркам, пунктир – легким. На рис. 5.4 приведены зависимости энергии дырок от волнового вектора в КЯ гетероструктуры $\text{Ge}_{0.88}\text{Si}_{0.12}/\text{Ge}(111)$ с толщиной Ge 100 Å. Сплошная кривая соответствует направлению волнового вектора вдоль $[11\bar{2}]$, а пунктирная

– направлению, которое получается из $[11\bar{2}]$ поворотом вокруг $[111]$ на угол $\pi/6$. Для расчета спектра дырок использовался гамильтониан Латтинджера 4x4 с учетом деформационных эффектов.

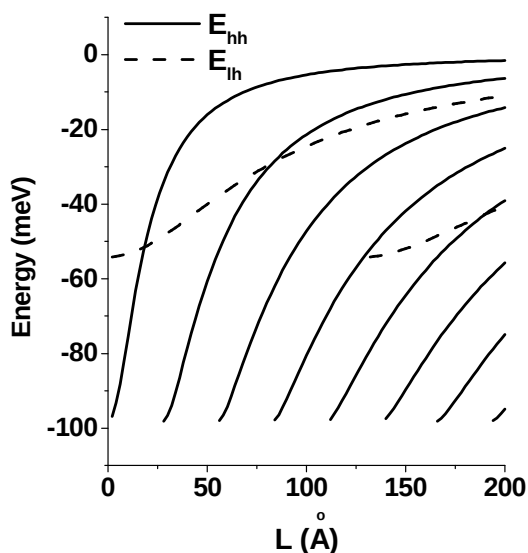


Рис. 5.3.

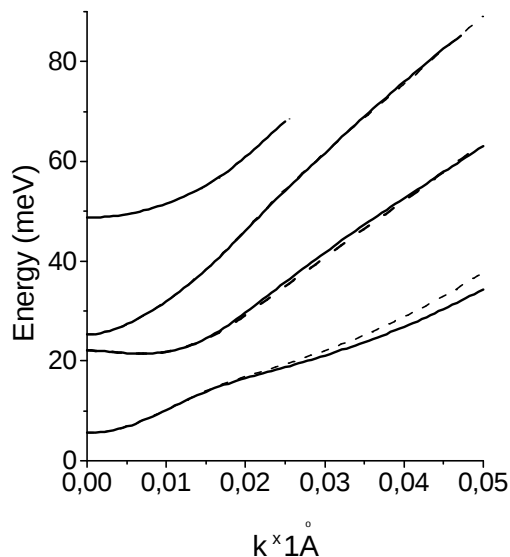


Рис. 5.4.

Проведенные расчеты спектров электронов и дырок позволили вычислить энергии излучательных межзонных переходов в квантовых ямах гетроструктур $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}$ (111). Рассчитанные значения энергий переходов находятся в согласии с экспериментально наблюдаемыми из фотолюминесценции [A29]. Вычисленные значения массы дырок в квантовых ямах Ge с 15% точностью согласуются с массами, определенными из экспериментов по наблюдению циклотронного резонанса [A33,A34]. Развитый метод расчета спектров дырок в гетероструктуре $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}$ (111) был впоследствии использован для вычисления состояний мелких акцепторов в этих гетероструктурах^[17].

Отметим, что используемая модель расчета энергетического спектра электронов в гетероструктурах $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Si}$ (001) позволила оценить долю кремния в самоорганизующихся островках твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ (30-50%), выращенных на кремнии, по спектрам фотолюминесценции [A32]. В этих островках эффекты размерного квантования малы и спектры электронов и дырок определяются составом и деформацией.

^[17] В.Я.Алешкин, Б.А.Андреев, В.И.Гавриленко, И.В.Ерофеева, Д.В.Козлов, О.А.Кузнецов Мелкие акцепторы в напряженных гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x с квантовыми ямами ФТП т.34, в.5 сс. 582-587 (2000)

5.2. Правила отбора для оптических переходов

В предыдущем пункте было показано, что в гетероструктуре $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}$ (111) дно зоны проводимости может располагаться в 3L, 1L или Δ -долинах. В связи с этим возникает вопрос: можно ли изучая, межзонные оптические переходы определить в какой из долин располагается дно зоны проводимости гетероструктуры? Ответ на этот вопрос положительный, если потолок валентной зоны находится в подзоне тяжелых дырок. Чтобы показать это рассмотрим правила отбора для дипольных переходов в симметричной структуре (у которой имеется плоскость симметрии в середине слоя германия). Группа симметрии волнового вектора дырок, соответствующего потолку валентной зоны D_{3d} . Волновые функции тяжелых дырок преобразуются по двужначному представлению $L_4^+ + L_5^+$, а легких по L_6^+ (используются обозначения^[18]). Проекция импульса на ось [111] преобразуется по представлению L_1^- , а две его компоненты в плоскости (111) – по представлению L_3^- . Группа волнового вектора 1L-электронов - D_{3d} , а представление, по которому преобразуются волновые функции - L_6^+ . Волновые функции фононов, соответствующие точке 1L зоны Бриллюэна преобразуются по следующим представлениям^[19]: LO - L_1^+ , TO - L_3^- , TA - L_3^+ , LA - L_2^- .

Группа симметрии волнового вектора 3L-долин – C_{2h} , а Δ -долин - σ . Представления по которым преобразуются волновые функции электронов и фононов можно найти в [A30]. Используя стандартный метод, находим правила отбора, приведенные в таблице 5.1. Буквы hh используются для обозначения основного состояния тяжелых дырок. Отметим, что прямые переходы 1L-hh запрещены законом сохранения четности [A30]. Запрещен также прямой переход на основное состояние легких дырок [A30]. Заметим также, что переходы с участием LA-и LO-фононов разрешены для hh- Δ переходов, но никогда не наблюдаются в $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$. Из таблицы 5.1 видно, что переходы hh-1L с участием LA-фононов и z-поляризацией электрического поля в световой волне запрещены ($z||[111]$), а для переходов hh-3L разрешены. Это обстоятельство позволяет идентифицировать тип долины, в которой находится дно зоны проводимости, из исследований поляризации фотолюминесценции.

^[18] Ф.Бассани, Дж.Пастори Парравичини Электронные состояния и оптические переходы в твердых телах. М. Наука 1982.

^[19] Р.Нокс, А.Голд Симметрия в твердом теле М.Наука 1970

Таблица 5.1. Правила отбора для межзонных переходов в гетероструктуре $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}$

	LO	TO	LA	TA	Прямые
hh-1L	-	x,y,z	x,y	-	-
hh-3L	-	x,y,z	x,y,z	-	
hh- Δ	x,y,z, ненабл.	x,y,z	x,y,z, ненабл.	x,y,z	

Рассмотрим теперь правила отбора для межзонных переходов в гетероструктуре $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}$ (001). Группа симметрии волнового вектора дырок в этой гетероструктуре $-D_{4h}$, а представления, по которым преобразуются волновые функции легких и тяжелых дырок E_2^+ и E_1^+ [A31]. Группа симметрии волнового вектора 2 Δ -долин $-C_{4v}$. Волновые функции электронов, LA, LO, TA, TO фононов, соответствующих 2 Δ -точке зоны Бриллюэна, преобразуются по представлениям Δ_6 , Δ_1 , Δ_2^- , Δ_5 , Δ_5 , соответственно, а компоненты импульса p_z и $p_{x,y}$ преобразуются по представлениям Δ_1 и Δ_5 . Группа симметрии волнового вектора 4 Δ -долин $-C_{2v}$. Представления, по которым преобразуются волновые функции электронов, фононов и компоненты импульса, приведены в [A31]. В таблице 5.2 приведены правила отбора для межзонных дипольных переходов в гетероструктуре $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}$.

Таблица 5.2. Правила отбора для межзонных переходов в гетероструктуре $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}$.

	LO, ненабл.	TO	LA, ненабл.	TA	Прямые
hh-4 Δ	x,y,z	x,y,z	x,y,z	x,y,z	-
lh-4 Δ	x,y,z	x,y,z	x,y,z	x,y,z	
hh-2 Δ	x,y	x,y,z	x,y,z	x,y,z	x,y
lh-2 Δ	x,y,z	x,y,z	x,y	x,y,z	x,y,z

Буквы lh используются для обозначения состояний легких дырок; x,y,z направлены вдоль [100], [010], [001]. Отметим, что переходы с участием LA и LO фононов не наблюдаются. Из таблицы 5.2 видно, что наблюдаемые переходы из 4 Δ долин и 2 Δ -долин с участием фононов разрешены для любой поляризации света. В отличие от гетероструктуры $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}/\text{Ge}$ (111) здесь разрешены прямые переходы между электронными и дырочными состояниями. Очевидно, чем больше частота столкновений носителей заряда с гетерограницей тем выше должна быть вероятность этого перехода. Поэтому, исследуя зависимость вероятности перехода от толщины слоев гетероструктуры можно отделить прямые переходы от бесфононных переходов, обусловленных рассеянием на примесях и тем самым установить тип долины, которая соответствует дну зоны проводимо-

сти. Кроме того, если основное состояние в валентной зоне является состоянием тяжелых дырок, то прямые переходы запрещены для z-поляризации, что также позволяет отличить прямые переходы от бесфононных переходов с рассеянием на примеси.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты диссертационной работы

1. Исследованы туннельные переходы дырок в сложной валентной зоне в однородном электрическом поле и через потенциальный барьер. Найдено, что область импульсного пространства, где вероятность межподзонного туннелирования порядка единицы в электрическом поле, имеет форму гофрированного тора. Показано, что благодаря многоканальности процесса туннелирования дырок через гетеробарьер зависимости коэффициентов туннелирования от энергии и квазиимпульса обладают особенностями в области параметров, соответствующих открытию (закрытию) канала туннелирования, присущим сечениям рассеяния вблизи порога реакций.
2. Теоретически исследованы правила отбора и эффект деполяризации для дипольных переходов электронов между подзонами размерного квантования валентной зоны в квантовой яме. Показано, что эффект деполяризации при определенных условиях приводит к удвоению линии поглощения.
3. Разработана методика определения параметров планарных состояний (плотности состояний, концентрации носителей и других) из измерений малосигнального импеданса контакта Шоттки к структуре. Показано, что из этих измерений нельзя определить точную плотность состояний. Предложен метод определения приведенной плотности состояний, которая близка к точной, если тепловая энергия много меньше характерного энергетического масштаба плотности состояний.
4. Показано, что в тонких гетероструктурах с одним туннельно-прозрачным потенциальным барьером благодаря баллистическим и туннельным эффектам возможны отрицательные проводимости как S-типа, когда коэффициент прозрачности барьера быстро увеличивается с ростом энергии электрона, так и N-типа, когда коэффициент прозрачности постоянен в определенных интервалах энергии.
5. Показано, что в резонансно туннельном диоде с невысокой концентрацией электронов в контактах ($<5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) подавление дробового шума при темпера-

туре жидкого гелия в области малых напряжений обусловлено принципом Паули, а в области больших напряжений – кулоновскими корреляциями.

6. Показано, что при протекании тока через резонансно—туннельный диод, возможна инверсная заселенность электронами подзон размерного квантования. Найдены условия, выполнение которых достаточно для реализации инверсной населенности подзон.

7. Разработан метод исследования функции распределения горячих носителей заряда по энергии в квантовых ямах в сильных электрических полях с помощью измерения модуляции пропускания света вблизи края фундаментального поглощения. Проведено исследование функции распределения дырок в квантовых ямах гетероструктуры $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ в электрических полях до 1.9 кВ/см.

8. Показано, что в структуре с квантовыми ямами, где имеется несколько групп носителей заряда, подвижности которых значительно отличаются, а вероятности обмена между ними увеличиваются с ростом энергии носителей, при продольном транспорте в электрических полях может возникнуть инверсная населенность подзон размерного квантования.

9. Показано, что в гетероструктурах с квантовыми ямами в присутствии сильного взаимодействия между Γ - и X-долинами, латеральное электрическое поле изменяет спектральную характеристику коэффициента поглощения света, обусловленного дипольными переходами электронов между подзонами размерного квантования. То есть в этом случае имеет место явление аналогичное эффекту Франца-Келдыша для внутризонного поглощения.

10. Показано, что в полупроводниковом лазере с квантовыми ямами на гетероструктуре $\text{InGaP}/\text{GaAs}/\text{InGaAs}$, генерирующем одновременно основную и возбужденную моды диэлектрического волновода с длинами волн около 1 мкм, возможно выполнение условия фазового синхронизма для генерации разностной частоты с помощью решеточной нелинейности диэлектрической проницаемости GaAs. Коэффициент преобразования мощности в разностную частоту может быть порядка 10^{-4} .

11. Показано, что с помощью исследования поляризационных характеристик фотолуминесценции или фундаментального поглощения можно определить тип нижней долины зоны проводимости в гетероструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}(111)$ и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}(001)$. В зависимости от состава дно зоны проводимости в гетероструктурах $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Ge}(111)$ и $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x/\text{Si}(001)$ может находиться в одной или нескольких L или Δ -долинах, при этом в гетероструктурах с квантовыми ямами дно зо-

ны проводимости и потолок валентной зоны могут находиться в одной точке двумерной зоны Бриллюэна. Рассчитаны спектры электронов и дырок в таких гетероструктурах.

Список основных работ, опубликованных по теме диссертации

- A1. Алешкин В.Я., Романов Ю.А. “Туннельные переходы в сложной валентной зоне полупроводника”.- ЖЭТФ . 1984. Т.87. В.5. С.1857-1862.
- A2. Алешкин В.Я., Романов Ю.А. “Динамика дырок в полупроводниках со структурой алмаза в постоянном электрическом поле.” – ФТП. 1986. Т.20. В.2. С. 281-286.
- A3. Алешкин В.Я., Бекин Н.А. “Туннелирование дырок через гетеробарьер.” - ЖЭТФ. 1994. Т.105. В.5. С.1396-1410.
- A4. Алешкин В.Я., Романов Ю.А. “Поглощение инфракрасного излучения дырками в структурах с квантовыми ямами.” – ФТП. 1993. Т. 27. В.2. С. 329-336.
- A5. Алешкин В.Я., Демидов Е.В., Звонков Б.Н., Мурель А.В., Романов Ю.А. “Исследование квантовых ям C-V методом.” - ФТП . 1991. Т.25. В.6. С. 1047-1052.
- A6. Алешкин В.Я., Линькова Е.Р., Звонков Б.Н., Мурель А.В., Романов Ю.А. “Вольт-фарадные характеристики сверхрешеток.” - ФТП. 1993. Т.27. В.6. С. 931-936.
- A7. Алешкин В.Я., Гапонова Д.М., Гусев С.А., Данильцев В.М., Красильник З.Ф., Мурель А.В., Парамонов Л.В., Ревин Д.Г., Хрыкин О.И., Шашкин В.И. “Характеризация электрофизическими и оптическими методами гетероструктур GaAs/In_xGa_{1-x}As с квантовыми точками.” – ФТП. 1998. Т.32. В.1. С.111-116.
- A8. Алешкин В.Я., Бекин Н.А., Буянова М.Н., Звонков Б.Н., Мурель А.В. “Определение плотности состояний в квантовых ямах и ансамблях квантовых точек вольт-фарадным методом.” – ФТП. 1999. Т.33. В.10. С. 1246-1252.
- A9. Алешкин В.Я. “Адмиттанс планарно распределенных глубоких состояний.” – ФТП. 1996. Т.30. В.12. С. 2202-2207.
- A10. Алешкин В.Я., Данильцев В.М., Мурель А.В., Хрыкин О.И., Шашкин В.И. “Глубокие состояния в дельта-легированном кремнием арсениде галлия.” - ФТП. 1998. Т.32. В.6. С. 733-738.
- A11. Aleshkin V.Ya., Reggiani L. and Reklaitis A. “Sub- and super-Poissonian shot noise in single-barrier semiconductor structures.” -Semicond. Sci. Technol. 2000. V. 15. P. 1045-1048.

- A12. Aleshkin V.Ya., Reggiani L. and Reklaitis A. "Current instability and shot noise in nanometric semiconductor heterostructures." - *Nanotechnology*. 2000. V. 11. No 4. P. 370-374.
- A13. Aleshkin V.Ya., Reggiani L. and Reklaitis A. "Electron transport and shot noise in ultrashort single-barrier semiconductor heterostructures." - *Phys. Rev. B*. 2001. V.63. 085302.
- A14. Aleshkin V.Ya., Reggiani L. and Reklaitis A. "N-type negative differential conductance in quasiballistic single-barrier heterostructures." - *Journ.Appl.Phys.* 2001. V.90. P.4027-4031.
- A15. Aleshkin V.Ya. and Reggiani L. "Electron transport and shot noise in double barrier resonant diodes: the role of Pauli and Coulomb correlations." - *Phys.Rev.B* 2001. V.64. 45333.
- A16. Алешкин В.Я., Романов Ю.А. "Инверсные распределения электронов в полупроводниковых гетероструктурах с одной квантовой ямой." – *ФТП*. 1990. Т.24. В.1. С.131-135.
- A17. Алешкин В.Я., Андронов А.А., Антонов А.В., Гапонова Д.М., Гавриленко В.И., Ревин Д.Г., Звонков Б.Н., Ускова Е.А. "Функция распределения горячих дырок и пространственный перенос носителей в гетероструктурах InGaAs/GaAs р-типа с квантовыми ямами." - *Изв. акад. наук. сер. физич.* 2000. Т.64. В.2. С. 302-307.
- A18. Алешкин В.Я., Гапонова Д.М., Гавриленко В.И., Красильник З.Ф., Ревин Д.Г., Звонков Б.Н., Ускова Е.А. "Диагностика функции распределения горячих дырок в квантовых ямах в сильных электрических полях." - *ФТП*. 2000. Т.34. В.9. С. 1114-1119.
- A19. Aleshkin V.Ya., Andronov A.A., Antonov A.V., Gavrilenko V.I., Gaponova D.M., Krasil'nik Z.F., Revin D.G., Zvonkov B.N. and Uskova E.A. "Experimental determination of the energy distribution function of hot holes in an InGaAs/GaAs quantum well heterostructure." - *Semicond. Sci. Technol.* 2000. V. 15. P. 1049-1053.
- A20. Aleshkin V.Ya., Andronov A.A., Antonov A.V., Bekin N.A., Gavrilenko V.I., Muravev A.V., Pavlov S.G., Revin D.G., Shastin V.N., Malkina I.G., Uskova E.A. and Zvonkov B.N. "Far Infrared Emission and Absorption (Amplification) under Real Space Transfer and Population Inversion in Shallow Multi-Quantum-Wells." - *Phys.Stat.Sol. (b)* 1997. V.204. P.563-565.

- A21. Алешкин В.Я., Дубинов А.А. “Инверсия электронной населенности подзон размерного квантования при продольном транспорте в туннельно-связанных квантовых ямах.” –ФТП. 2002. Т. 36. В. 6. С. 724-729.
- A22. Алешкин В.Я., Андронов А.А. “Гигантская инверсия населенности горячих электронов в гетероструктурах типа GaAs/AlAs с квантовыми ямами.” - Письма в ЖЭТФ. 1998. Т.68. В. 1. С.73-77.
- A23. Алешкин В.Я., Андронов А.А., Демидов Е.В. “Лазеры на междолинном переносе горячих электронов в структурах с квантовыми ямами.” - Изв. акад. наук. сер. физич. 2000. Т.64. В.2. С. 227-230.
- A24. Алешкин В.Я., Андронов А.А., Демидов Е.В. “Разогрев электронов и инверсия населенностей в гетероструктурах GaAs/AlAs с квантовыми ямами.” - Изв. акад. наук. сер. физич. 2000. Т.63. В.2. С. 231-234.
- A25. Алешкин В.Я., Андронов А.А. “Бесфононные и дипольные Г-Х переходы электронов в гетероструктурах GaAs/AlAs с квантовыми ямами в продольном электрическом поле.” – ФТП. 2000. Т.34. В.5. С. 595-601.
- A26. Алешкин В.Я., Андронов А.А. “Линейное взаимодействие (трансформация) волн де-Бройля Г- и Х-долин и внутризонные оптические переходы в гетероструктурах GaAs/AlAs с квантовыми ямами в латеральном электрическом поле.” - Известия вузов. Радиофизика. 2001. Т.XLIV. В.1-2. С. 212-230.
- A27. Aleshkin V.Ya., Andronov A.A., Antonov A.V., Demidov E.V., Gavrilenko V.I., Revin D.G., Zvonkov B.N., Zvonkov N.B., Uskova E.A. “Hot electron intervalley transfer in GaAs-AlAs MQWs: population inversion and possibility of intraband lasing.” - Physica B. 1999. V. 272. P. 139-142.
- A28. Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Звонков Н.Б. “Генерация разностной моды в полупроводниковых лазерах.” - ФТП. 2001. Т. 35. В.10. С. 1256-1260.
- A29. Orlov L.K., Aleshkin V.Ya., Kalugin N.G., Bekin N.A., Kuznetsov O.A., Dietrich B., Bacquet C., Leotin J., Brousseau M., Hassen F. “Exciton luminescence in Ge-Ge_{1-x}Si_x multiple-quantum-well structures.” - J.Appl.Phys. 1996. V.80. No.1. P. 415-422.
- A30. Алешкин В.Я., Бекин Н.А. “Спектры электронов и дырок в гетероструктуре Ge_{1-x}Si_x/Ge и правила отбора для оптических переходов в ней.” – ФТП.1997. Т.31. В.2. С.171-178.
- A31. Aleshkin V.Ya., Bekin N.A. “Conduction band and selection rules for interband optical transitions in strained Ge_{1-x}Si_x/Ge and Ge_{1-x}Si_x/Si heterostructures.” - J. Phys. Condens. Matter. 1997. V.9. P. 4841-4852.

- А32. Алешкин В.Я., Бекин Н.А., Калугин Н.Г., Красильник З.Ф., Новиков А.В., Постников В.В., Сейнрингер Х. “Самоорганизующиеся наноостровки германия в кремнии, полученные методом молекулярно-лучевой эпитаксии.”- Письма в ЖЭТФ.1998. Т.67. В.1. С. 46-50.
- А33. Алешкин В.Я., Бекин Н.А., Гавриленко В.И., Ерофеева И.В., Красильник З.Ф., Молдавская М.Д., Кузнецов О.А., Якунин М.Я., Никоноров В., Хелм М. “Циклотронный резонанс и межподзонные переходы дырок в напряженных многослойных гетероструктурах Ge/GeSi с квантовыми ямами.” - Изв.акад.наук. сер. физич. 1999. Т.63. В.2, С. 352-358.
- А34. Алешкин В.Я., Вакс В.Л., Векслер Д.Б., Гавриленко В.И., Ерофеева И.В., Молдавская М.Д., Кузнецов О.А., Янг Ф., Гуаран М., Леотен Ж.. “Циклотронный резонанс двумерных дырок в напряженных многослойных гетероструктурах Ge/Ge_{1-x}Si_x в квантующих магнитных полях.” - Изв. акад. наук. сер. физич. 2000. Т.64, В.2 . С. 308-312.

Владимир Яковлевич Алешкин

Оптические переходы, туннельные и баллистические эффекты
в полупроводниковых наноструктурах

Диссертация

Подписано к печати 19.03.2002 г. Формат 60х90 1/16.

Бумага писчая. Тираж 100 экз.

Отпечатано на ризографе в Институте физики микроструктур РАН
603950, Нижний Новгород, ГСП-105

