

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Санкт-Петербургский государственный политехнический университет»

На правах рукописи

ШАЛЫГИН Вадим Александрович

**ОПТИЧЕСКИЕ И ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ
В ОБЪЕМНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ
И ДВУМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ**

01.04.10 – Физика полупроводников

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург – 2013

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	4
Глава 1. Ориентация спинов электрическим током и индуцированная током оптическая активность в теллуре	13
1.1. Феноменологическое описание индуцированной током оптической активности в гиротропном кристалле	16
1.2. Экспериментальные исследования индуцированной током оптической активности в теллуре	21
1.3. Микроскопическая модель индуцированной током оптической активности в теллуре	35
1.4. Спиновая ориентация дырок при протекании тока в теллуре	46
1.5. Модулятор света на основе индуцированной током оптической активности в теллуре	53
1.6. Резюме по первой главе	55
Глава 2. Циркулярный эффект фотонного увлечения и магнито-фотогальванический эффект в двумерных структурах	58
2.1. Фототоки в однородных образцах при однородном возбуждении	58
2.2. Циркулярный эффект увлечения электронов фотонами в квантовых ямах (110)-GaAs/AlGaAs	70
2.3. Циркулярный эффект увлечения электронов фотонами в графене	89
2.4. Магнито-фотогальванический эффект в квантовых ямах (001)-GaAs/AlGaAs	110

2.5. Магнито-фотогальванический эффект в квантовых ямах HgTe/HgCdTe	120
2.6. Резюме по второй главе	138
Глава 3. Модуляция света и фотолюминесценция в квантовых ямах	141
3.1. Двулучепреломление и оптическое поглощение в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в латеральном электрическом поле	143
3.2. Модуляция оптического поглощения квантовых ям GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле	167
3.3. Фотолюминесценция в трехуровневых квантовых ямах InGaAs/AlGaAs ступенчатой формы	184
3.4. Резюме по третьей главе	195
Глава 4. Терагерцовая электролюминесценция в объемных полупроводниках и наноструктурах	198
4.1. Терагерцовая электролюминесценция в напряженной микроструктуре <i>p</i> -GaAsN/GaAs	200
4.2. Терагерцовая электролюминесценция в квантовых ямах <i>n</i> -GaAs/AlGaAs	212
4.3. Эмиссия терагерцового излучения в эпитаксиальных слоях <i>n</i> -GaN в сильных электрических полях	217
4.4. Эмиссия терагерцового излучения горячими двумерными электронами в гетеропереходе GaN/AlGaAs	230
4.5. Резюме по четвертой главе	248
Заключение	251
Список цитируемой литературы	255
Список публикаций автора по теме диссертации	280

Введение

Актуальность темы. Современная оптоэлектроника базируется на самых разнообразных оптических, фотоэлектрических и фотогальванических явлениях. Обнаружение новых эффектов при воздействии на полупроводниковые структуры оптического излучения, электрического и магнитного полей открывает новые функциональные возможности, ведет к созданию более совершенных приборов. При взаимодействии света с веществом важны не только интенсивность и спектральный состав излучения, но также и его поляризационные характеристики. Исследование поляризационных зависимостей оптических и фотогальванических эффектов дает широкие возможности для изучения симметрии и микроскопических свойств электронной системы в полупроводниковых структурах.

Физика полупроводниковых структур с пониженной размерностью – актуальное и быстро развивающееся направление в области физики полупроводников. В диссертационной работе большая часть исследований проведена на структурах с двумерным электронным газом. В наноструктурах с квантовыми ямами, в одиночных гетеропереходах с двумерными электронами, в графене возникает целый ряд физических явлений, которые невозможно наблюдать в объемных материалах. В значительной степени это обусловлено более низкой симметрией двумерных полупроводниковых структур по сравнению с объемными полупроводниками [1, 2].

В последнее десятилетие широко ведутся исследования спиновых явлений в полупроводниках и наноструктурах: изучаются особенности спин-орбитального взаимодействия, спиновая динамика электронов и дырок, процессы передачи углового момента фотона электронной системе [3]. Кроме традиционных исследований по оптической ориентации спинов носителей заряда [4] проводятся также эксперименты, нацеленные на изучение спинового эффекта Холла и спиновой ориентации носителей заряда под действием электрического тока [3]. Отметим, что начало данному направлению положили наши приоритетные работы [A1, A2], в которых сообщалось об экспериментальном обнаружении

индуцированной током оптической активности в теллуре и было показано, что эффект обусловлен спиновой ориентацией свободных дырок, возникающей при протекании электрического тока.

Поглощение поляризованного света в полупроводниковых структурах может приводить не только к выстраиванию спинов носителей заряда, но и к выстраиванию их импульсов, в результате чего, наряду с оптической ориентацией, наблюдаются также различные фотогальванические эффекты. Микроскопические механизмы фотогальванических эффектов связаны с асимметрией процессов поглощения света и/или с асимметрией последующей релаксации фотовозбужденных носителей [5, 6]. Исследование фотогальванических эффектов в двумерных структурах дает возможность выявлять симметрию структур и доминирующие механизмы рассеяния носителей заряда, определять времена релаксации энергии, импульса и спина, создавать фотоприемники различного функционального назначения.

Весьма информативным является также исследование оптического поглощения и двулучепреломления наноструктур с двумерным электронным газом в латеральном и поперечном электрических полях. Хотя исследования равновесных оптических свойств наноструктур ведутся достаточно давно (см. [1]), к началу данной работы слабо был изучен вопрос о трансформации спектров поглощения и двулучепреломления в условиях разогрева электронного газа латеральным электрическим полем, а также в условиях выброса электронов из квантовых ям при наличии поперечного электрического поля. Подобные исследования не только имеют важное фундаментальное значение для физики двумерных электронов, но и обеспечивают надежные методы характеристики наноструктур, открывают путь для создания быстродействующих модуляторов оптического излучения.

Создание новых источников излучения терагерцового (ТГц) диапазона – актуальная задача полупроводниковой оптоэлектроники. Одним из перспективных направлений в этой области является использование оптических переходов электронов между примесными состояниями в полупроводниках [7, 8]. Для практических применений наиболее удобны источники излучения с

электрическим возбуждением. В связи с этим представляют интерес исследования различных механизмов эмиссии излучения из полупроводниковых микро- и наноструктур в электрическом поле.

Целью работы является обнаружение, исследование и определение микроскопических механизмов новых оптических и фотогальванических эффектов в объемных полупроводниках и двумерных структурах.

Научная новизна и практическая значимость работы состоит в том, что совокупность полученных в ней результатов представляет собой решение ряда научных проблем, важных как в фундаментальном, так и в прикладном отношении: осуществление спиновой ориентации носителей заряда в полупроводниках электрическим током; обнаружение циркулярного эффекта увлечения электронов фотонами; обнаружение новых закономерностей в оптическом поглощении и фотолюминесценции квантовых ям; определение микроскопических механизмов эмиссии терагерцового излучения в полупроводниковых микро- и наноструктурах в латеральном электрическом поле. Исследованные эффекты важны для создания новых источников, модуляторов и приемников оптического излучения, в том числе для инфракрасного и ТГц диапазонов. На основе результатов исследований разработаны новые методы характеристики наноструктур.

На защиту выносятся следующие положения:

1. При протекании электрического тока вдоль оптической оси теллура создается неравновесная спиновая ориентация носителей заряда, что проявляется в эффекте индуцированной током оптической активности.
2. В низкосимметричных структурах (квантовые ямы, графен) наблюдается циркулярный эффект увлечения электронов фотонами, который состоит в том, что при возбуждении структур циркулярно поляризованным светом возникает фототок, обусловленный одновременной передачей импульса и углового момента фотонов электронам.

3. Межподзонное оптическое поглощение в квантовых ямах n -типа возможно для излучения, поляризованного в плоскости ямы. Отношение вероятностей межподзонных оптических переходов для излучения s - и p -поляризации при произвольном угле падения может быть определено путем анализа поляризационной зависимости магнито-фотогальванического эффекта.
4. Латеральное электрическое поле в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs вызывает изменение линейного двулучепреломления и оптического поглощения в спектральной области межподзонных переходов. Это связано с тем, что по мере роста электронной температуры обменное взаимодействие горячих электронов трансформирует энергетический спектр квантовых ям.
5. Оптические переходы носителей заряда между резонансным и локализованными состояниями примеси дают доминирующий вклад в терагерцовую электролюминесценцию в условиях примесного пробоя в напряженных эпитаксиальных слоях p -GaAsN.
6. Эмиссия терагерцового излучения из эпитаксиальных слоев n -GaN в области электрических полей, соответствующих примесному пробоя, обусловлена преимущественно внутрицентровыми переходами электронов между возбужденным и основным состояниями доноров Si и O.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались на 23, 24, 28 и 31 Международных конференциях по физике полупроводников (Берлин, Германия, 1996; Иерусалим, Израиль, 1998; Вена, Австрия, 2006; Цюрих, Швейцария, 2012); II – X Российских конференциях по физике полупроводников (Зеленогорск, 1996; Москва, 1997 и 2005; Новосибирск, 1999 и 2009; Н. Новгород, 2001 и 2011; С.-Петербург, 2003; Екатеринбург, 2007); 4 – 8, 10 – 15, 17, 18 и 21 Международных симпозиумах “Наноструктуры: физика и технология” (С.-Петербург, 1996 – 2000, 2002 – 2006, 2010 и 2013; Новосибирск, 2007; Минск, Беларусь, 2009); Всероссийских совещаниях “Нанофотоника” (Н. Новгород, 1999 – 2004); IX и XI – XVII Международных симпозиумах «Нанофизика и наноэлектроника» (Н. Новгород, 2005 и 2007 – 2013); 9 Международной конференции по сверхрешеткам, микроструктурам и

микроприборам (Льеж, Бельгия, 1996); 5, 7 и 9 Международных конференциях по межподзонным переходам в квантовых ямах (Бад-Ишль, Австрия, 1999; Эволен, Швейцария, 2003; Эмблсайд, Великобритания, 2007); 10 – 14 Международных симпозиумах по сверхбыстрым явлениям в полупроводниках (Вильнюс, Литва, 1998, 2001, 2004, 2007 и 2010); Международных симпозиумах по исследованиям полупроводниковых приборов (Шарлотсвилль, США, 1995 и 1997); 13 Международной конференции по динамике неравновесных носителей в полупроводниках (Модена, Италия, 2003); 16 Международной конференции по динамике электронов в полупроводниках (Монпелье, Франция, 2009); 16 Международной конференции по полупроводниковым лазерам (Нара, Япония, 1998); Европейских конференциях по лазерам и электро-оптике (Глазго, Великобритания, 1998; Ницца, Франция, 2000); 9 Всероссийской конференции «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы» (Москва, 2013); Симпозиуме «Полупроводниковые лазеры: физика и технология» (С.-Петербург, 2008); Международном форуме по нанотехнологиям (Москва, 2008); 32, 34 и 35 Международных конференциях по инфракрасным, миллиметровым и терагерцовым волнам (Кардифф, Великобритания, 2007; Бусан, Корея, 2009; Рим, Италия, 2010); 5 Всесоюзном совещании по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом (Ленинград, 1981), Международном совещании «Когерентные источники среднего инфракрасного диапазона» (С.-Петербург, 2001); 2, 4, 5 и 7 Российско-украинских международных семинарах "Нанопизика и наноэлектроника" (С.-Петербург, 2004 и 2006; Киев, Украина, 2000 и 2003), Совещании по оптическим терагерцовым исследованиям и технологиям (Санта-Барбара, США, 2009); Совещании в рамках Европейского проекта GDR-E «Полупроводниковые источники и детекторы терагерцовых частот» (Монпелье, Франция, 2009); Первом совещании Немецко-российского терагерцового центра (Регенсбург, Германия, 2011). Результаты исследований обсуждались также на семинарах в СПбПУ, ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Техническом университете Берлина, университетах Байройта и Регенсбурга.

Публикации. По результатам исследований, изложенных в диссертации, опубликовано 83 научных работы, включая 30 статей в рецензируемых

русских и международных периодических научных изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией для публикации результатов диссертационных работ. Основное содержание диссертации опубликовано в 27 научных статьях и 2 учебных пособиях издательства «Наука», список которых приведен в конце автореферата.

Структура диссертационной работы. Диссертация включает Введение, четыре главы, Заключение, Список цитированной литературы (221 наименование) и Список публикаций автора по теме диссертации (83 наименования).

В Первой главе исследуется впервые обнаруженное явление *индуцированной током оптической активности в теллуре*, которое непосредственно связано со *спиновой ориентацией свободных дырок*, возникающей при протекании электрического тока. Оба этих явления обусловлены спин-орбитальным взаимодействием, которое связывает спин носителя заряда с его квазиимпульсом. Экспериментальные исследования индуцированной током оптической активности проведены на монокристаллах *p*-Te с различным уровнем легирования в диапазоне температур 77–350 К. Исследования проводились в среднем инфракрасном (ИК) диапазоне. Для теоретической интерпретации экспериментов использована модель, разработанная Е.Л. Ивченко и Г.Е. Пикусом. В частности, получено аналитическое выражение, которое связывает угол индуцированного током поворота плоскости поляризации света со степенью спиновой ориентации дырок.

Во Второй главе рассмотрены *циркулярный эффект фотонного увлечения* и *магнито-фотогальванический эффект* в двумерных структурах. Существует множество эффектов, при которых поглощение света в полупроводниковых структурах приводит к возникновению электрического тока (фототока). При рассмотрении фототоков в отсутствие внешнего смещения различают *фотогальванические эффекты*, в которых возникновение тока определяется только интенсивностью и поляризацией фотовозбуждения и не связано с передачей импульса фотонов в электронную систему, и *эффекты фотонного увлечения*, в которых возникновение тока непосредственно обусловлено передачей импульса фотонов в электронную систему.

Экспериментально обнаружен циркулярный эффект увлечения электронов фотонами. Данный эффект представляет собой фототок, обусловленный одновременной передачей импульса и углового момента фотонов электронной системе. В отличие от «классического» линейного эффекта увлечения, в циркулярном эффекте увлечения фототок меняет направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. В квантовых ямах GaAs/AlGaAs обнаруженный эффект может быть объяснен трехступенчатым процессом, включающим межподзонные оптические переходы, спиновую прецессию в эффективном магнитном поле и генерацию тока в процессе спиновой релаксации.

Среди фотогальванических эффектов особое место занимают магнито-фотогальванические эффекты, т.е. фототоки, индуцированные магнитным полем. Магнитное поле нарушает симметрию относительно обращения времени, что обуславливает дополнительные механизмы генерации фототока. Например, в нецентросимметричных кубических кристаллах (такие кристаллы не обладают гиротропией) циркулярный фотогальванический эффект отсутствует. Однако при наличии внешнего магнитного поля этот эффект становится возможным. В гиротропных кристаллах магнито-фотогальванические эффекты характеризуются большим многообразием. Впервые магнито-гиротропный фотогальванический эффект исследован в спектральной области, соответствующей межподзонным переходам в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Линейный по магнитному полю фототок, имеющий резонанс в полосе межподзонного поглощения, наблюдался не только при наклонном падении линейно поляризованного света, но также и при нормальном падении. Проведенные исследования позволяют утверждать, что применяемые обычно для межподзонных переходов правила отбора по поляризации не являются жесткими.

Обнаружено, что в квантовых ямах HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой магнито-гиротропный фотогальванический эффект сильно нелинеен по магнитному полю. В то же время квантовые ямы, энергетический спектр которых характеризуется нормальным порядком зон, демонстрируют линейный по магнитному полю магнито-гиротропный фотогальванический эффект. Это

позволяет использовать магнито-гиротропный фотогальванический эффект для диагностики квантовых ям HgTe/HgCdTe.

Третья глава посвящена исследованиям в квантовых ямах *двулучепреломления и оптического поглощения* в сильных электрических полях, а также *эмиссии спонтанного и стимулированного излучения* в условиях интенсивной оптической накачки.

В латеральном электрическом поле обнаружено и исследовано изменение двулучепреломления и оптического поглощения в спектральной области межподзонных переходов для различных структур с квантовыми ямами на основе полупроводников A^3B^5 . Определены микроскопические механизмы наблюдавшихся эффектов.

В поперечном электрическом поле энергетический спектр квантовых ям меняется более кардинально, чем в латеральном. Во-первых, дно у каждой квантовой ямы наклоняется, и квантово-размерные уровни испытывают штарковский сдвиг. Во-вторых, один из барьеров, ограничивающих квантовую яму, из прямоугольного превращается в треугольный и становится туннельно-прозрачным. Это приводит к возникновению квазипериодических осцилляций в спектре поглощения, которые были экспериментально обнаружены.

В ступенчатых квантовых ямах GaInAs/AlGaAs исследованы спонтанная эмиссия и лазерная генерация в видимом и ближнем ИК диапазонах при интенсивной оптической накачке пикосекундными импульсами. Анализ поляризационного состава излучения и трансформации его спектров при варьировании уровня оптической накачки позволили идентифицировать несколько линий межзонных переходов. Показано, что при определенных уровнях накачки может быть реализована инверсия населенности между возбужденными уровнями ступенчатых квантовых ям. Это открывает возможность для создания двуцветного лазера, работающего одновременно в ближнем ИК и среднем ИК диапазонах.

В Четвертой главе исследуется *эмиссия терагерцового (ТГц) излучения* из полупроводниковых микро- и наноструктур в сильных электрических полях. Исследована терагерцовая электролюминесценция в условиях пробоя примесных

центров, в том числе с участием резонансных уровней доноров и акцепторов. Кроме того, исследовано тепловое излучение горячих электронов в ТГц диапазоне. В результате проведенных исследований расширен класс полупроводниковых микро- и наноструктур, которые могут быть использованы для создания источников ТГц излучения. Показано, что с точки зрения интегральной интенсивности излучения наиболее перспективны эпитаксиальные слои n -GaN и наногетероструктуры GaN/AlGaN.

В Заключении сформулированы основные результаты работы.

Глава 1. Ориентация спинов электрическим током и индуцированная током оптическая активность в теллуре

Спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниках связывает спин электрона с его квазиимпульсом, и это делает возможным манипулирование спинами носителей заряда с помощью электрического тока. При этом возможны два эффекта: *спиновая ориентация носителей заряда* под действием протекающего электрического тока, когда в области с постоянной плотностью тока у носителей заряда возникает однородный по образцу средний спин, и *спиновый эффект Холла*, когда происходит пространственное разделение носителей заряда с противоположно направленными спинами (см. [9] и ссылки в этой работе). Отметим, что начало данной диссертации положили работы [A1, A2], в которых сообщалось об экспериментальном обнаружении индуцированной током оптической активности в теллуре и было показано, что она обусловлена спиновой ориентацией свободных дырок, возникающей при протекании электрического тока. Спустя два десятилетия явление спиновой ориентации свободных носителей заряда в полупроводниках под действием протекающего электрического тока было экспериментально обнаружено и исследовано в ряде других материалов: в эпитаксиальных слоях GaAs, InGaAs, ZnSe и GaN [10 – 12], а также в одиночных гетеропереходах и квантовых ямах на основе различных полупроводников A^3B^5 [9, 13 – 15].

Явление *индуцированной током оптической активности* (ИТОА) состоит в том, что при пропускании электрического тока вдоль оптической оси гиротропного кристалла, распространяющийся в этом же направлении линейно поляризованный свет испытывает вращение плоскости поляризации. Изменение полярности тока приводит к инверсии направления вращения плоскости поляризации. Возможность наблюдения в гиротропных кристаллах вращения плоскости поляризации линейно поляризованного света, пропорционального

плотности тока, была теоретически предсказана в работе [16], посвященной циркулярному фотогальваническому эффекту (ЦФГЭ) в теллуре, при этом отмечалось, что ЦФГЭ и ИТОА являются взаимно обратными эффектами. На возможность наблюдения аналогичного эффекта в гиротропной жидкости указывалось в теоретической работе [17], в которой он назван *электрическим аналогом эффекта Фарадея*. Термин «индуцированная током оптическая активность» был введен позднее в работе [A2].

Для регистрации индуцированной током спиновой ориентации («current-induced spin polarization») носителей заряда, наряду с измерением на выходе из образца поворота плоскости поляризации зондирующего линейно поляризованного пучка [10, 15], могут проводиться аналогичные измерения в отраженном свете [9, 11, 12, 14]. В первом случае в англоязычной литературе используются термины «spin Faraday rotation» и «Faraday spectroscopy», во втором – «Kerr rotation» и «Kerr spectroscopy». Кальки с этих терминов встречаются и в русскоязычной литературе. В работе [13] регистрация индуцированной током спиновой ориентации двумерного дырочного газа осуществлялась путем измерения степени циркулярной поляризации излучения фотолюминесценции.

Теоретическое рассмотрение микроскопических механизмов спиновой ориентации носителей заряда при протекании электрического тока в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах проведено в ряде работ. Как показали Е.Л. Ивченко и Г.Е. Пикус [16, A2], в теллуре обусловленный электрическим током сдвиг центра тяжести распределения дырок в **k**-пространстве непосредственно приводит к частичной спиновой ориентации дырок, т.е. к возникновению у них ненулевого среднего углового момента. Это обусловлено тем, что в теллуре из-за спин-орбитального взаимодействия полностью снято вырождение валентной зоны и дисперсионные зависимости для двух ее верхних ветвей содержат линейные по волновому вектору **k** члены [18–20]. Более детально теоретическая модель индуцированной током спиновой ориентации дырок в теллуре рассматривается ниже в п. 1.3 и п. 1.4.

Линейные по **k** члены в эффективном гамильтониане носителей заряда допускаются не только симметрией гиротропных кристаллов (к которым, как уже

отмечалось, относится теллур), но возможны также в кристаллах без центра инверсии при одноосной деформации, и, кроме того, в структурах с квантовыми ямами и сверхрешетками [21, 22]. В этих случаях также может наблюдаться спиновая ориентация носителей заряда, однако здесь, в отличие от теллура, сдвиг функции распределения носителей заряда не является достаточным условием наблюдения эффекта. Хотя анизотропное распределение носителей заряда в k -пространстве и сопровождается анизотропным распределением спиновой плотности, суммарный магнитный момент оказывается равным нулю. Средний спин становится отличным от нуля лишь в процессе спиновой релаксации термализованных носителей, когда происходит перераспределение спиновой плотности [23, 24]. В работах [21 – 27] рассмотрено несколько микроскопических моделей индуцированной током спиновой ориентации носителей заряда, включающих различные механизмы рассеяния импульса и спиновой релаксации при различном соотношении слагаемых Дрессельхауза и Рашбы в гамильтониане, описывающем спин-орбитальное взаимодействие.

В данной главе дано феноменологическое описание индуцированной током оптической активности в гиротропном кристалле. Описаны эксперименты по обнаружению индуцированной током оптической активности в монокристаллах теллура, детально рассмотрены результаты исследований этого эффекта в среднем инфракрасном диапазоне при различных температурах. Дано описание микроскопического механизма ИТОА, основанное на теоретической модели, развитой Е.Л. Ивченко и Г.Е. Пикусом в [A2]. Проведено сопоставление теории с экспериментом. Определена зависимость степени спиновой ориентации дырок в теллуре от плотности электрического тока. Получено приближенное аналитическое выражение, связывающее величину индуцированной током оптической активности со степенью спиновой поляризации дырок. Описан модулятор света, основанный на явлении ИТОА.

1.1. Феноменологическое описание индуцированной током оптической активности в гиротропном кристалле

В оптике гиротропия кристаллов сводится к пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости первого порядка и описывается соотношением [28] :

$$\varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{q}) = \varepsilon_{ik}^0(\omega) + i\xi_{ikl}(\omega)q_l = \varepsilon_{ik}^0(\omega) + ie_{ikm}g_{ml}(\omega)q_l = \varepsilon_{ik}^0(\omega) + ie_{ikm}G_m(\omega, \mathbf{q}), \quad (1.1)$$

где ω и $\mathbf{q}$ – частота и волновой вектор световой волны, c – скорость света в вакууме, диагональный тензор $\varepsilon_{ik}^0(\omega)$ характеризует диэлектрическую проницаемость кристалла в пренебрежении пространственной дисперсией, а гиротропия может быть описана с помощью либо тензора 3-го ранга ξ_{ikl} [A3], либо псевдотензора 2-го ранга g_{ml} (тензор гирации), либо полярного вектора $\mathbf{G}$ (вектор гирации). Тензор e_{ikl} в (1.1) представляет собой абсолютно антисимметричный единичный тензор 3-го ранга, и в оптически одноосном кристалле тензор $\varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{q})$ имеет следующую структуру:

$$\varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{q}) = \begin{pmatrix} \varepsilon_{\perp}^0 & iG_z & -iG_y \\ -iG_z & \varepsilon_{\perp}^0 & iG_x \\ iG_y & -iG_x & \varepsilon_{\parallel}^0 \end{pmatrix}, \quad (1.2)$$

где направление оси z выбрано вдоль оптической оси кристалла. В области прозрачности кристалла следствием пространственной дисперсии диэлектрической проницаемости первого порядка является *естественная оптическая активность* (ЕОА), которая заключается в том, что при распространении линейно поляризованной волны вдоль оптической оси кристалла плоскость поляризации волны испытывает вращение. Нормальными волнами при таком направлении распространения света являются правая и левая циркулярно поляризованные волны (обозначим их σ_+ и σ_- , соответственно), причем показатели преломления для них различны ($n_+ \neq n_-$). Рассматривая

линейно поляризованную волну как суперпозицию двух циркулярно поляризованных волн, можно показать, что угол поворота плоскости поляризации определяется сдвигом фаз, возникающим между циркулярно поляризованными волнами при их прохождении через кристалл.

Соответствующие количественные соотношения могут быть получены с помощью дисперсионного уравнения [28]

$$\det \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{q}) - q^2 \delta_{ik} + q_i q_k \right] = 0, \quad (1.3)$$

где δ_{ik} – символ Кронекера. Из (1.3) следует, что для света, распространяющегося вдоль оси z ($q \equiv |\mathbf{q}| = q_z$), уравнение Френеля сводится к

$$n_{\mp}^2 = \varepsilon_{\perp}^0 \pm \text{Im} \varepsilon_{xy}(\omega, \mathbf{q}) = \varepsilon_{\perp}^0 \pm G_z, \quad (1.4)$$

причем для его решений n_- и n_+ волновое уравнение дает взаимно ортогональные электромагнитные волны с поляризацией σ_- и σ_+ , соответственно. В приближении $G_z \ll \varepsilon_{\perp}^0$ (относительно слабые эффекты пространственной дисперсии) получаем следующие выражения для величины *циркулярного двулучепреломления*:

$$n_- - n_+ = \frac{\text{Im} \varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} = \frac{G_z}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} = \frac{\xi_{xyz}(\omega)}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} q_z, \quad (1.5)$$

при этом угол поворота плоскости поляризации θ при прохождении света через кристалл длиной L равен половине сдвига фаз, возникающего между циркулярно поляризованными компонентами рассматриваемой волны:

$$\theta = \frac{\omega L}{2c} (n_- - n_+) = \frac{\omega L}{2c} \frac{\xi_{xyz}(\omega)}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} q_z. \quad (1.6)$$

В соответствии с (1.1), для плоской монохроматической волны с амплитудой электрического поля $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{q})$ добавка к вектору индукции электрического поля, обусловленная пространственной дисперсией, описывается векторным произведением

$$\partial \mathbf{D}(\omega, \mathbf{q}) = -i[\mathbf{G}(\omega, \mathbf{q}) \times \mathbf{E}(\omega, \mathbf{q})]. \quad (1.7)$$

В последнем равенстве в левой части стоит полярный вектор, а в правой – аксиальный, поскольку векторное произведение полярных векторов (в данном случае, $\mathbf{G}$ и $\mathbf{E}$) представляет собой аксиальный вектор. Это равенство наиболее ярко отражает специфику гиротропного кристалла и позволяет дать расширительное определение самого понятия гиротропии, выходящее за рамки чисто оптического эффекта пространственной дисперсии. В широком смысле гиротропный кристалл – это такой кристалл, в котором имеются полярный и аксиальный векторы с компонентами, преобразующимися одинаково при всех преобразованиях симметрии данного кристалла [A3].

Это определение дает ключ ко множеству физических эффектов, специфичных для гиротропных кристаллов, в частности, позволяет предсказать возможность наблюдения в гиротропных кристаллах явления ИТОА, ЦФГЭ [16, 29, 30], спин-гальванического эффекта [31] и др. Отметим, что восемнадцать кристаллических классов, точечная группа симметрии которых не содержит пространственной инверсии, являются гиротропными. Не обладают гиротропией только три нецентросимметричных класса: T_d , C_{3h} и D_{3h} [6].

Перейдем непосредственно к феноменологии ИТОА. Это явление можно описать линейными членами в разложении $\varepsilon_{ik}(\omega)$ по току:

$$\varepsilon_{ik}(\omega, \mathbf{j}) = \varepsilon_{ik}^0(\omega) + i\Theta_{ikl}(\omega)j_l. \quad (1.8)$$

Поскольку плотность тока $\mathbf{j}$, как и волновой вектор света $\mathbf{q}$, является полярным вектором, меняющим знак при обращении времени, то сравнивая (1.8) с (1.1), можно заключить, что тензор $\Theta_{ikl}(\omega)$ преобразуется так же, как тензор $\xi_{ikl}(\omega)$, и отличен от нуля только в гиротропных кристаллах. Мнимая единица введена и в (1.1), и в (1.8) для удобства – чтобы указанные тензоры были вещественными. Отметим, что описывая диэлектрическую проницаемость выражением (1.8), в котором тензор $\varepsilon_{ik}^0(\omega)$ – диагональный и не учитываются линейные по волновому вектору света члены, мы пренебрегаем пространственной дисперсией. Поэтому

получаемые ниже следствия из этой формулы, в том числе и сам эффект ИТОА, с пространственной дисперсией никак не связаны.

Рассмотрим разложение (1.8) применительно к теллуру. Положим, что электрический ток протекает вдоль оптической оси кристалла теллура (она совпадает по направлению с винтовой осью 3-го порядка C_3) и свет распространяется в этом же направлении (ось z). Уравнение Френеля в этой конфигурации имеет следующий вид:

$$n_{\pm}^2 = \varepsilon_{\perp}^0 \pm \text{Im} \varepsilon_{xy} = \varepsilon_{\perp}^0 \pm \Theta_{xyz}(\omega) j_z, \quad (1.9)$$

причем нормальными волнами в этой конфигурации являются циркулярно поляризованные волны. В выражении (1.9), как и в предшествующем тексте, показатели преломления n_- и n_+ соответствуют волнам σ_- и σ_+ . Полагая, что $|\varepsilon_{xy}| \ll \varepsilon_{\perp}^0$ (индуцированные током эффекты слабы), находим величину *индуцированного током циркулярного двулучепреломления*:

$$n_-(\mathbf{j}) - n_+(\mathbf{j}) = \frac{\text{Im} \varepsilon_{xy}}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} = \Theta_{xyz}(\omega) \frac{j_z}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}}. \quad (1.10)$$

Следовательно, при протекании тока плоскость поляризации будет испытывать вращение, пропорциональное плотности тока:

$$\varphi(\mathbf{j}) = \frac{\omega L}{2c} [n_-(\mathbf{j}) - n_+(\mathbf{j})] = \frac{\omega L}{2c} \Theta_{xyz}(\omega) \frac{j_z}{\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}}, \quad (1.11)$$

в чем и заключается явление ИТОА. При смене направления электрического тока на обратное плоскость поляризации будет вращаться в противоположную сторону. Линейный характер зависимости $\varphi(\mathbf{j})$ позволяет назвать ИТОА *электрическим аналогом* магнитооптического эффекта Фарадея, поскольку фарадеевский поворот плоскости поляризации света пропорционален напряженности магнитного поля H и меняет знак при смене полярности поля. Конфигурация опыта по наблюдению ИТОА ($\mathbf{j} \parallel \mathbf{q}$) аналогична фарадеевской конфигурации ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{q}$): внешнее воздействие прикладывается вдоль направления распространения света (рис. 1.1). Оба эффекта роднит и то, что они не связаны с

пространственной дисперсией. Если за образцом поставить зеркало, то величина эффекта ИТОА после двукратного прохождения пучка через образец удвоится (считаем, что при отражении не происходит потерь интенсивности света). Удвоение величины поворота плоскости поляризации дает опыт с зеркалом и в случае эффекта Фарадея. Аналогичный опыт в случае естественной оптической активности, которая обусловлена пространственной дисперсией, дает результирующий поворот плоскости поляризации, равный нулю [А3]. Заметим,

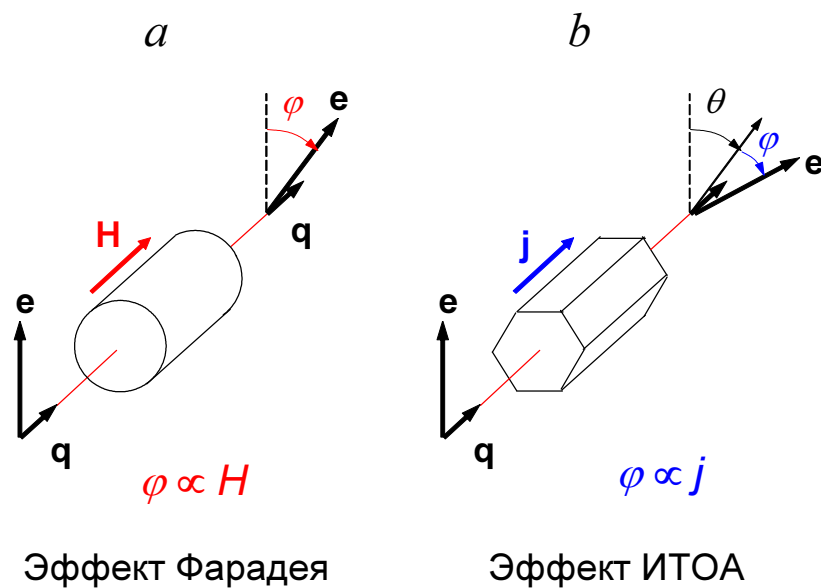


Рис. 1.1. Конфигурация опыта по наблюдению эффекта Фарадея (a) и его электрического аналога – эффекта индуцированной током оптической активности (b).

что в отличие от эффекта Фарадея, который наблюдается даже в изотропных средах, индуцированная током оптическая активность существует только в гиротропных кристаллах и, вообще говоря, наблюдается на фоне вращения плоскости поляризации за счет естественной оптической активности, описываемой соотношениями (1.1) – (1.6). Среди исключений можно отметить кристаллы с решеткой вюрцита, в которых ЕОА отсутствует и возможно наблюдение ИТОА в чистом виде.

1.2. Экспериментальные исследования индуцированной током оптической активности в теллуре

Первые опыты по обнаружению индуцированной током оптической активности [A1, A2] и последующие детальные экспериментальные исследования этого явления [A4 – A6] проведены на монокристаллах теллура, выращенных методом Чохральского в атмосфере водорода в Лаборатории кинетических явлений в твердых телах при низких температурах ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Исследованы кристаллы *p*-Te с различным уровнем легирования. Исследования проведены в среднем инфракрасном диапазоне при температурах от 77 до 350 К.

Методика эксперимента. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.2. Источником линейно поляризованного излучения служил газовый лазер.

Большая часть экспериментов проведена на длине волны $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$ с помощью лазера на углекислом газе (CO_2), работавшего в непрерывном режиме, мощность излучения составляла $\sim 0.2 \text{ W}$. Для контроля за интенсивностью лазера использовался болометр, на который с помощью пластины из BaF_2 ответвлялась небольшая часть лазерного пучка. Для ослабления интенсивности света использовались калиброванные аттенюаторы из CaF_2 . Лазерный пучок с помощью длиннофокусной линзы из BaF_2 (фокусное расстояние 110 mm) фокусировался на входную грань образца *p*-Te, помещенного в оптическом криостате. Состояние поляризации излучения, выходящего из образца, определялось с помощью анализатора. В качестве анализатора использовалась реплика-поляризатор на полиэтилене с напылённым алюминием (1200 штрихов на миллиметр). Шкала с нониусом позволяла фиксировать угловое положение анализатора с точностью 0.5° . Излучение, прошедшее через систему образец – анализатор, собиралось линзой BaF_2 (фокусное расстояние 110 mm) на фотоприемник, в качестве которого использовался охлажденный до температуры жидкого азота фоторезистор CdHgTe . Максимум чувствительности фотоприемника лежал в диапазоне 9 – 10 μm , инерционность составляла $\sim 1 \text{ }\mu\text{s}$.

В отсутствие тока в образце интенсивность света на выходе системы образец – анализатор определялась путем прерывания светового потока механическим обтюратором (на частоте 91 Нз) и регистрации сигнала фотоответа с фотоприемника. Усиленный широкополосным предварительным усилителем сигнал фотоответа измерялся по осциллографу.

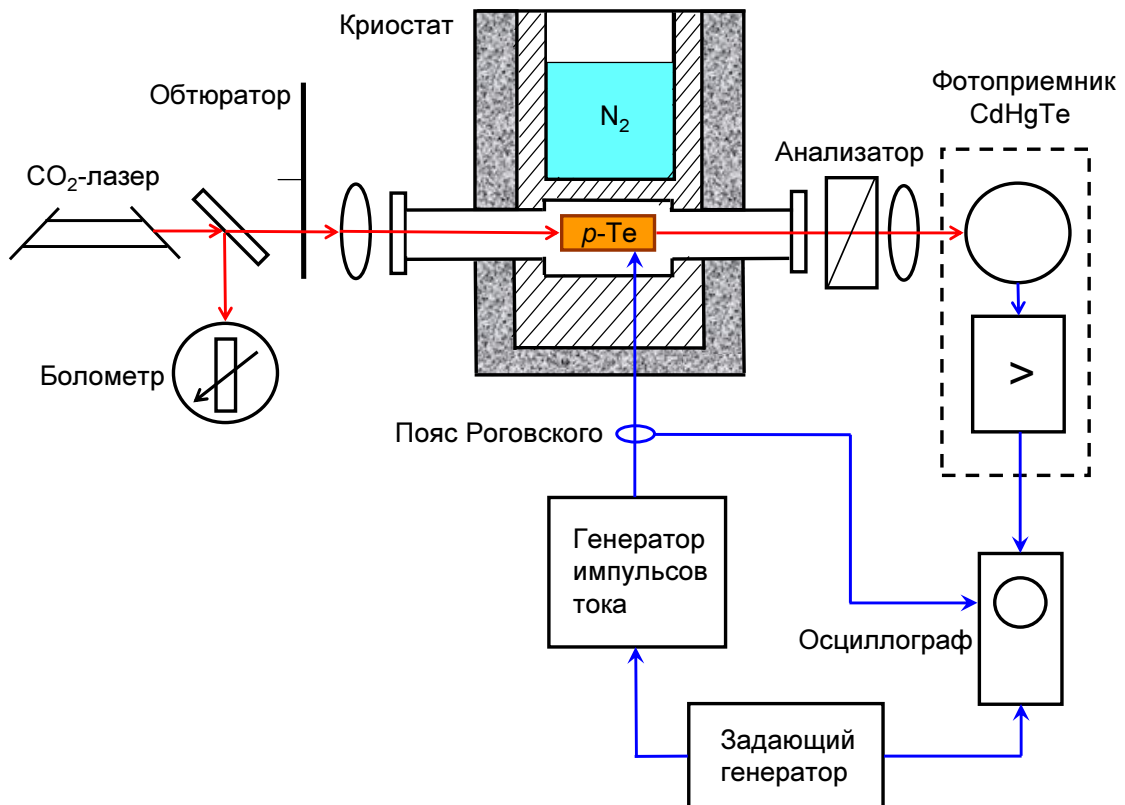


Рис. 1.2. Схема экспериментальной установки по исследованию индуцированной током оптической активности.

Исследование влияния продольного электрического тока на поляризацию ИК-излучения, распространяющегося в образце $p\text{-Te}$, проводилось в режиме импульсной модуляции. К образцу прикладывалось сравнительно слабое электрическое поле (напряженность электрического поля в образцах не превышала 100–200 В/см), чтобы исключить образование акустоэлектрических доменов, которые вызывают сильную модуляцию оптического поглощения [32].

Длительность импульсов составляла 5 μs , частота повторения – менее 1 Hz, это позволяло избежать заметного джоулева разогрева образца. Амплитуда импульсов тока определялась с помощью пояса Роговского, максимальная плотность тока в образце достигала $\sim 2000 \text{ A/cm}^2$. При существовании ожидаемого эффекта – индуцированной током оптической активности – пропускание тока через образец должно вызывать изменение поляризации света на выходе из образца. Проходя через анализатор, световой пучок с модулированной поляризацией окажется промодулированным по амплитуде, при этом анализ зависимости сигнала на фотоприемнике от углового положения анализатора позволяет определить характер изменения поляризации света при протекании электрического тока.

Для измерения температуры образца использовалась термопара медь – константан, один спай которой подпаивался к земляному контакту образца, а другой спай находился в жидком азоте.

С целью получить данные о спектральной зависимости ИТОА в теллуре, были проведены дополнительные эксперименты с помощью лазера на угарном газе (CO), который генерирует излучение в более коротковолновом диапазоне, чем CO₂-лазер. При этом оптическая схема экспериментальной установки модифицировалась следующим образом. Поскольку CO-лазер генерирует одновременно целую серию линий в диапазоне длин волн 5.2–6.2 μm , он использовался в паре с призмным монохроматором, в котором в качестве диспергирующего элемента использовалась призма NaCl. При проведении поляризационных измерений в этой спектральной области в качестве анализатора использовалась реплика-поляризатор на фторопласте, а в качестве фотоприемника – фоторезистор Ge:Аu, охлажденный до температуры жидкого азота.

Приготовление образцов и их юстировка. Образцы изготавливались из монокристаллических слитков *p*-Te, выращенных методом Чохральского. Из слитков, имеющих форму шестиугольных призм диаметром 4 – 8 mm, вырезались заготовки с длиной вдоль оси C_3 от 11 до 16 mm. С целью исключить возникновение дефектов кристаллической структуры в процессе механической

обработки, резка слитков производилась химическим способом с помощью нитяной пилы с использованием травителя на основе хромового ангидрида ($\text{CrO}_3 : \text{H}_2\text{O} : \text{HCl} = 1 : 2 : 1$) [33]. Торцы образцов подвергались шлифовке и оптической полировке. При этом ось монокристалла была ориентирована почти перпендикулярно входной грани (погрешность не превышала 3°). С целью исключить интерференцию, между входной и выходной гранями задавался угол $\sim 0.5^\circ$ (при этом вариации пропускания образца, обусловленные интерференцией, не превышали 7% даже в самых прозрачных образцах). Шлифовка производилась с помощью абразивных порошков M14 и M7, а полировка – на алмазных пастах АСМ-3,0 и АСМ-1,0. Боковые грани большинства образцов не подвергались механической обработке, что позволяло в значительной степени сохранить совершенство структуры исходного материала.

Перед нанесением контактов боковые грани образцов химически полировались в травителе на основе хромового ангидрида. На время травления оптические поверхности образцов покрывались защитным лаком ХСЛ. На боковые грани образцов вблизи торцов наносились кольцевые контакты шириной 1 – 2 mm. В качестве контактов использовался сплав олова, висмута и сурьмы с низкой температурой плавления ($\text{Sn} : \text{Bi} : \text{Sb} = 50 : 47 : 3$). В образцах с большой площадью поперечного сечения, с целью создания более однородного электрического поля в образце, дополнительно на торцы образца осаждалось золото из раствора золотохлористоводородной кислоты. При этом по центрам торцов оставлялись не покрытые золотом участки (диаметром 1.5 – 3 mm) для пропускания лазерного луча (рис.1.3, *a*).

Для изготовления образцов с малым поперечным сечением из нескольких заготовок после шлифовки и оптической полировки были выколоты правильные треугольные призмы (рис.1.3, *b*). Скалывание производилось при температуре жидкого азота по плоскостям спайности, которые параллельны оси C_3 . Из монокристалла с самым высоким уровнем легирования (концентрация акцепторов $\sim 1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) ряд образцов был изготовлен не скалыванием, а путем резки на электроискровом станке; такие образцы имели конфигурацию параллелепипеда

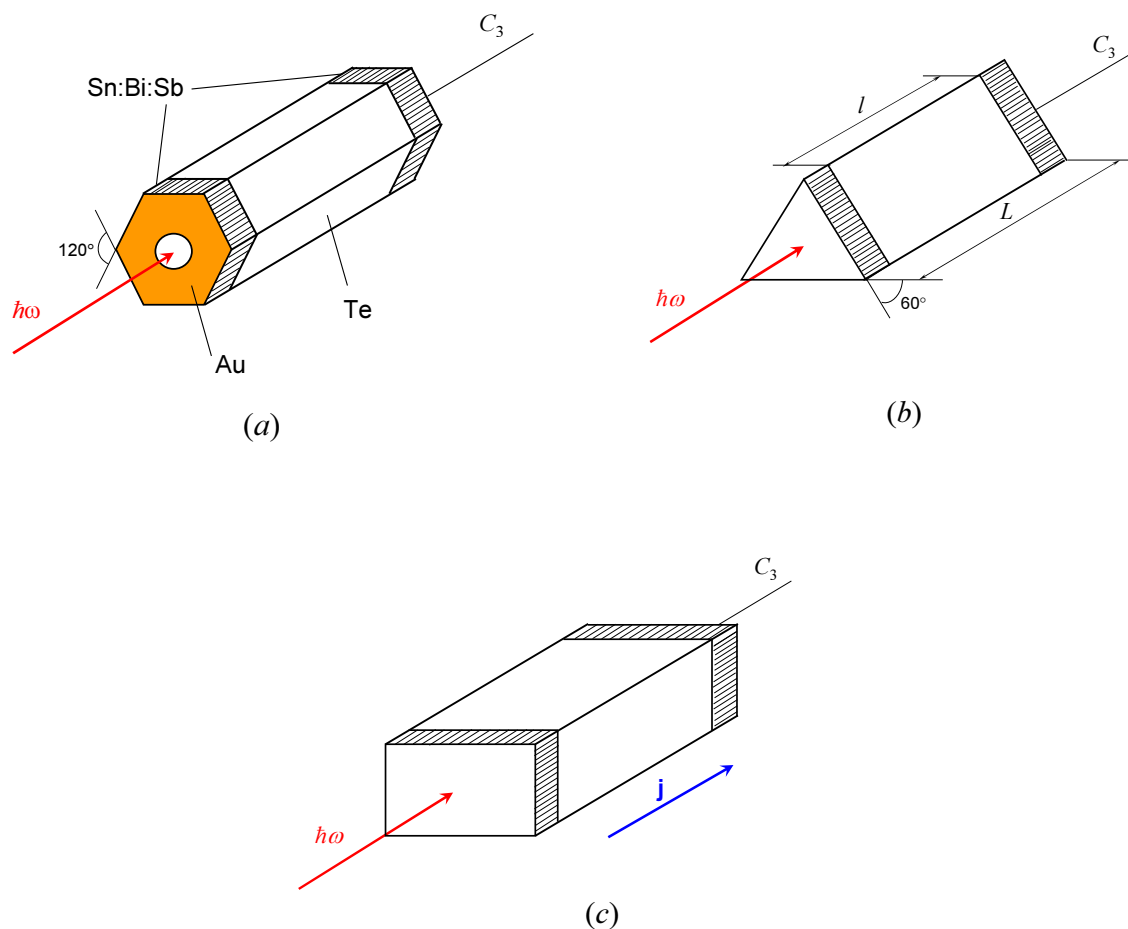


Рис. 1.3. Конфигурации образцов p -Te для исследования индуцированной током оптической активности.

(a) Боковая поверхность образца представляет собой естественную огранку монокристаллического слитка.

(b) Образец получен скалыванием монокристалла по плоскостям спайности.

(c) Образец выпилен на электроискровом станке.

(рис.1.3, c). После выкалывания или выпиливания образцы травились, и на них наносились токовые контакты – так, как описано выше.

Явление ИТОА исследовано в образцах теллура с концентрацией акцепторов (Sb) от $\sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ до $\sim 1.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Были исследованы и правовращающие кристаллы (демонстрирующие положительную естественную оптическую активность: $\theta > 0$), и левовращающие ($\theta < 0$). Как известно, первые обладают пространственной группой симметрии D_3^4 , а вторые – D_3^6 [36]. Тип

кристалла (правовращающий или левовращающий) определялся путем анализа положения плоскости поляризации пучка СО-лазера на выходе образца. Если при постепенном уменьшении длины волны лазерного пучка плоскость поляризации монотонно поворачивается вправо, значит, кристалл правовращающий. Противоположное направление вращения плоскости поляризации соответствует левовращающему кристаллу. Параметры ряда исследованных образцов приведены в таблице 1.1.

Следует сделать несколько замечаний о том, как осуществлялась юстировка образцов перед проведением оптических и электрооптических измерений. Наличие у теллура сильного линейного двулучепреломления приводит к заметным искажениям проявлений ЕОА и ИТОА в случае, когда световой пучок в кристалле не строго параллелен оси C_3 . Если линейно поляризованная плоская волна распространяется строго вдоль оси C_3 кристалла в области его прозрачности, то она остается линейно поляризованной и на выходе из кристалла (ее эллиптичность на выходе $\eta = 0$). При малых отклонениях от точной настройки ($\xi \leq 1.3^\circ$ при длине образца 12 mm, где ξ – угол между волновым вектором световой волны и осью C_3 кристалла) расчет предсказывает монотонное возрастание эллиптичности η с увеличением угла ξ (см. [A7]). Эта закономерность была использована для точной юстировки образца.

Криостат с образцом устанавливался на оптический столик, имеющий две поворотные оси (вертикальную и горизонтальную) и могущий перемещаться в вертикальном и горизонтальном направлениях. С помощью юстировочных приспособлений столика образец выставлялся на пути лазерного пучка так, что свет падал на входную грань образца практически перпендикулярно (это контролировалось с точностью 0.2° по отраженному лучу юстировочного лазера, работавшего в видимом диапазоне). При этом, с учетом погрешности в изготовлении образца, угол ξ между волновым вектором света *внутри* кристалла и осью C_3 не превышал 1° . Затем производилась точная юстировка путем минимизации эллиптичности η за счет вращения столика вокруг обеих поворотных осей. Минимальное значение эллиптичности $\eta_{\min}$, соответствующее

Параметры образцов из *p*-Te

Таблица 1.1.

Номер	Знак ЕОА**	p , cm^{-3}	E_F , meV^{***}	μ_p , $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$	Конфигурация образца (см. рис. 1.3)				γ , $\text{rad}\cdot\text{A}^{-1}\cdot\text{cm}$ (при $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$)	
					Вид	L , mm	l , mm	S , mm^2	импульсный режим	непрерывный режим
151	P	$5\cdot 10^{15}$	-25	2600	a	12.4	10.5	25	$-5.7\cdot 10^{-5}$	
161	L	$1\cdot 10^{16}$	-20.5	1900	a	15	13	37	$+9\cdot 10^{-5}$	$+8.4\cdot 10^{-5}$
162	L	$2\cdot 10^{16}$	-15.7	2400	b	12	9.5	0.6	$+3\cdot 10^{-5}$	$+2.8\cdot 10^{-5}$
163	P	$3.2\cdot 10^{16}$	-12.4	1800	a	15	13	19	$-8.5\cdot 10^{-5}$	
164	P	$4\cdot 10^{16}$	-10.8	2200	b	11.6	8	1	$-2.4\cdot 10^{-5}$	
165	P	$4\cdot 10^{16}$	-10.8	3300	a	12.5	9	6.8	$-9.5\cdot 10^{-5}$	
166	P	$4.8\cdot 10^{16}$	-9.5	2600	b	12	9.5	0.6	$-6.9\cdot 10^{-5}$	$-6.3\cdot 10^{-5}$
171	P	$1.5\cdot 10^{17}$	-0.3	1700	c	11	6	1.6	$-6\cdot 10^{-5}$	

* Значения концентрации дырок p , подвижности μ_p и удельной величины ИТОА γ приведены для $T = 77 \text{ K}$ (эксперимент).

** L – левовращающий кристалл, P – правовращающий кристалл.

*** Энергия Ферми E_F рассчитана для $T = 77 \text{ K}$ с помощью соотношения (1.27).

оптимальной юстировке ($\xi = 0^\circ$), составляло 0.08 – 0.15. Ненулевая величина $\eta_{\min}$ обусловлена главным образом рассеянием света на дефектах кристаллической структуры и не связана с циркулярным дихроизмом, который, как показывают оценки, ничтожен в рассматриваемом спектральном диапазоне. При использовании линзы для фокусировки света на входной грани образца небольшой вклад в эллиптичность дает также конечная расходимость светового пучка.

Результаты экспериментов по исследованию ИТОА и их обсуждение.

На рис. 1.4 и 1.5 показаны результаты измерений, проведенных на монокристалле p -Те, который при температуре 77 К характеризуется относительно высокой подвижностью дырок: $3300 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$; концентрация дырок при этой температуре составляет $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ (см. табл. 1.1, образец 165). Было установлено, что исследуемый монокристалл теллура является правовращающим ($\theta > 0$).

Зависимость оптического пропускания системы образец – анализатор T_M (в отсутствие тока) от азимута анализатора α приведена на рис. 1.4. За 0 отсчета принималось положение анализатора, соответствующее направлению плоскости поляризации лазерного пучка на выходе из образца (определялось по максимуму сигнала фототока на частоте обтюлятора, установленного перед образцом). Экспериментальная зависимость оптического пропускания от α (квадратики на рис. 1) адекватно описывается законом Малюса: $T_M(\alpha) = T_M(0) \cdot \cos^2 \alpha$ (штриховая кривая на рис. 1.4).

Электрооптические измерения проведены в импульсном электрическом поле. Ток, сонаправленный с лазерным пучком, мы считали положительным. При различных положениях анализатора измерялась величина модуляции оптического пропускания электрическим током:

$$m(\alpha, j_z) = \frac{I(\alpha, j_z) - I(\alpha, 0)}{I(0, 0)}, \quad (1.12)$$

где $I(\alpha, j_z)$ – интенсивность света на выходе анализатора при протекании тока $\mathbf{j} = (0, 0, j_z)$. Экспериментальные результаты показаны на рис. 1.4 кружками. Если предположить, что электрический ток j_z индуцирует поворот плоскости

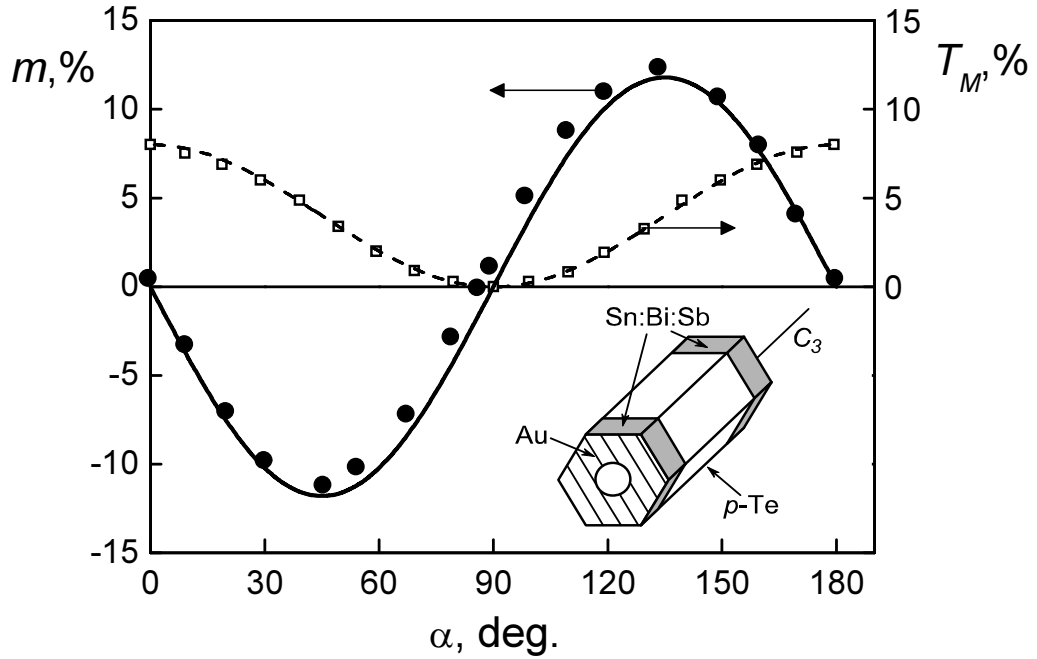


Рис. 1.4. Индуцированная током модуляция m и пропускание системы образец – анализатор T_M (в отсутствие тока) в зависимости от азимута анализатора α [А6]. Длина волны лазерного излучения $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, температура образца $T = 77 \text{ K}$, плотность тока $j_z = +1400 \text{ A/cm}^2$, образец 165. Штриховая линия соответствует формуле Малюса, сплошная – производной от нее по углу α , причем индуцированный ток поворот плоскости поляризации $\phi(j_z) = -0.12 \text{ rad}$ (см. соотношения (1.13)). В нижней части рисунка показана конфигурация образца.

поляризации света $\phi(j_z)$, то при малых поворотах наблюдаемая модуляция $m(\alpha, j_z)$ должна быть пропорциональна производной от оптического пропускания по азимутальному углу:

$$m(\alpha, j_z) = -\frac{1}{I(0,0)} \cdot \frac{\partial I}{\partial \alpha} \cdot \phi(j_z) = -\frac{dT_M}{d\alpha} \cdot \frac{\phi(j_z)}{T_M(0)} = \phi(j_z) \sin 2\alpha . \quad (1.13)$$

Действительно, экспериментальные результаты по модуляции (см. рис. 1.4) хорошо аппроксимируются зависимостью $\sin 2\alpha$ (сплошная кривая). При этом коэффициент пропорциональности, обеспечивающий наилучшее совпадение с экспериментом, представляет собой величину индуцированного током поворота

плоскости поляризации $\varphi(j_z)$ в радианах. Для данных по модуляции света, представленных на рис. 1.4, этот коэффициент имеет значение -0.12 .

Отметим, что в экспериментах по исследованию ИТОА в теллуре максимальные величины регистрируемых поворотов плоскости поляризации ($\sim 10^{-1}$ rad) на несколько порядков превышают фарадеевские и керровские углы поворота в оптических исследованиях спинового эффекта Холла и индуцированной током спиновой ориентации носителей заряда в других материалах. Фарадеевские и керровские углы поворота плоскости поляризации в указанных исследованиях не превышали $4 \cdot 10^{-5}$ rad [9 – 12, 14, 34].

То обстоятельство, что экспериментальные точки $m(\alpha, j_z)$ на рис. 1.4 немного смещены от синусоиды (1.13) – в пределах 5% амплитуды последней – объясняется ненулевой эллиптичностью выходящего из образца света. Величина эллиптичности η модулируется током, что искажает азимутальную зависимость модуляции.

На рис. 1.5 показана экспериментальная токовая зависимость индуцированного поворота плоскости поляризации. При инверсии направления тока в образце поворот также меняет знак, причем во всем исследованном диапазоне плотностей токов (от -1400 до 1400 A/cm²) экспериментальная зависимость угла поворота φ от плотности электрического тока j_z хорошо аппроксимируется линейной зависимостью. Заметим, что в рассматриваемом случае правовращающего теллура ($\theta > 0$) при электрическом токе, сонаправленным с волновым вектором света ($\mathbf{j} \uparrow \uparrow \mathbf{q} \parallel C_3$), наблюдается «левая» ИТОА, т.е. $\text{sign} \gamma = -\text{sign} \theta = -1$. Удельный угол поворота плоскости поляризации

$$\gamma = \frac{\varphi(j_z)}{j_z l} \quad (1.14)$$

составляет $(-9.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$ rad·A⁻¹·cm [A6]. В соотношении (1.14) через l обозначено расстояние между контактами. Полученное значение γ примерно в полтора раза больше по абсолютной величине, чем в первых экспериментах на

образце 171 [A2], что, по-видимому, обусловлено более совершенной кристаллической структурой, а также более удачной конфигурацией контактов.

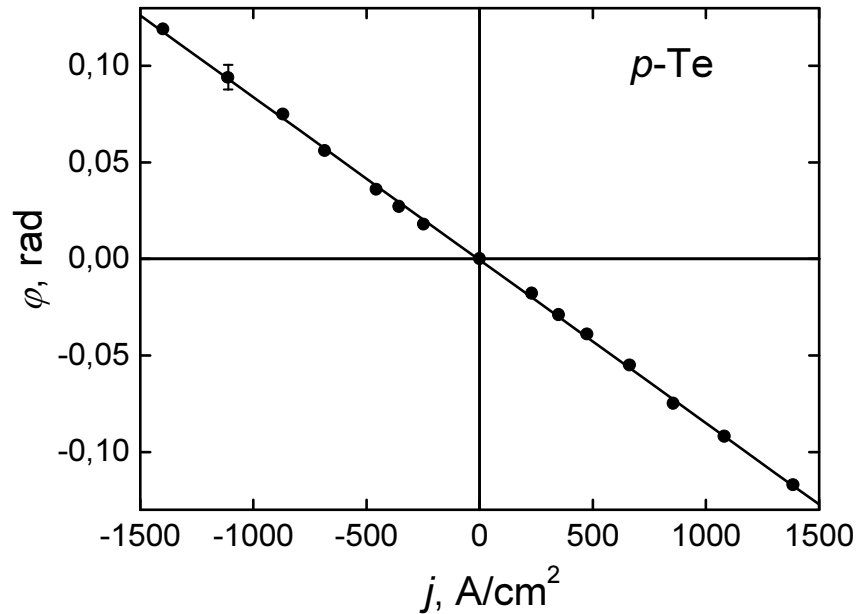


Рис. 1.5. Токовая зависимость индуцированного поворота плоскости поляризации при $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ и $T = 77 \text{ K}$ [A6]. Образец 165.

Эксперимент показал также, что в левовращающем теллуре $\text{sign} \gamma = +1$ (см. табл. 1.1). В образцах с концентрацией акцепторов $N_A > 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ линейная зависимость $\phi(j_z)$ наблюдалась при всех длинах волн CO_2 - и CO -лазеров во всем исследованном диапазоне температур ($T = 77 - 350 \text{ K}$). В образцах с $N_A = 5 \cdot 10^{15} - 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ в области перехода от примесной проводимости к собственной ($T = 270 - 330 \text{ K}$) ИТОА наблюдалась на фоне эксклюзии [A8].

Индуцированная током оптическая активность была исследована при азотной температуре в образцах $p\text{-Te}$ с концентрацией акцепторов в диапазоне от $5 \cdot 10^{15}$ до $1.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Исследования в более чистых образцах затруднены из-за их высокоомности: в них возникают акустоэлектрические домены при сравнительно малых плотностях тока [32]. По мере роста концентрации дырок порог возникновения акустоэлектрических доменов отодвигается в область больших токов, и, соответственно, большие величины модуляции становятся доступны наблюдению (см. рис. 1.6). Исследования ИТОА в образцах с $N_A > 2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

затруднено ввиду малого оптического пропускания таких образцов ($T_M < 1\%$ при $\lambda \leq 10.6\ \mu\text{m}$). Отметим, что в исследованном диапазоне концентраций дырок удельная величина ИТОА не обнаруживает сильной концентрационной зависимости: при изменении $p(77\text{ K})$ на полтора порядка величина γ меняется не более, чем в 1.5 раза (см. рис. 1.6). Такое небольшое различие в величине эффекта может быть связано не столько с различной концентрацией дырок, сколько с разной степенью совершенства их кристаллической структуры.

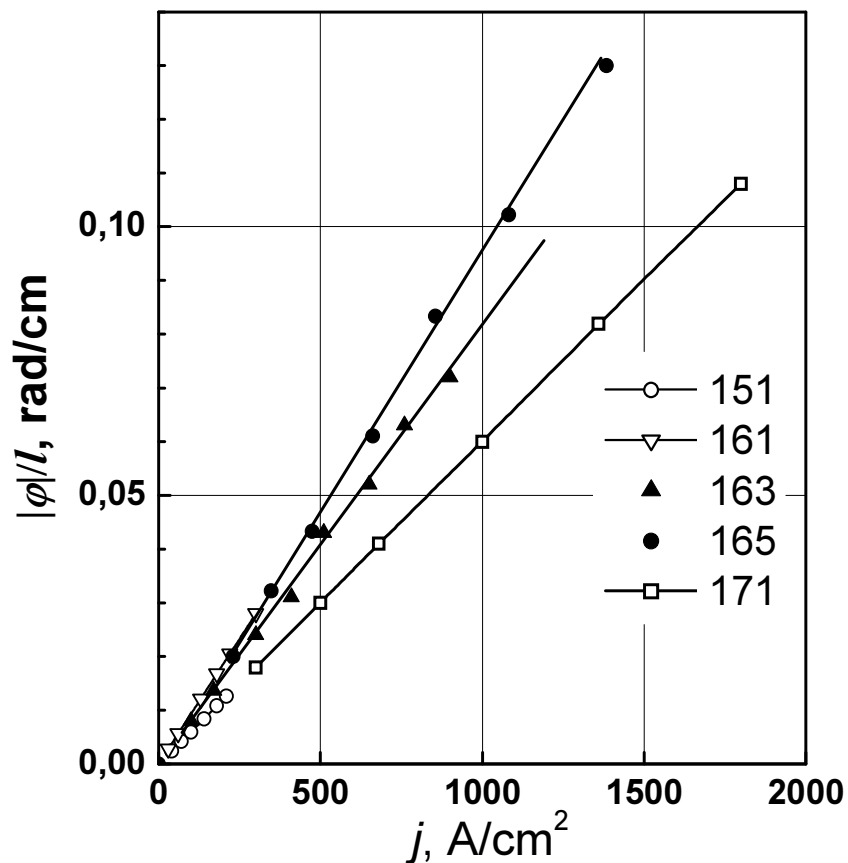


Рис. 1.6. Токовая зависимость индуцированного поворота плоскости поляризации в образцах теллура с различными концентрациями дырок. Образцы 151, 161, 163, 165, 171 (параметры образцов см. в табл. 1.1).

$T = 77\text{ K}$, $\lambda = 10.6\ \mu\text{m}$.

Действительно, как показали исследования, эффект ИТОА очень чувствителен к дефектам кристаллической структуры – гораздо чувствительнее, чем электропроводность или оптическое пропускание. В таблице 1.1 приведены значения $\gamma(77\text{ K})$ для ряда исследованных образцов и указана предшествующая

измерениям технология обработки кристаллов. Из таблицы явствует, что максимальная абсолютная величина ИТОА наблюдалась в образцах с большим поперечным сечением ($S = 7 - 37 \text{ mm}^2$), боковая поверхность которых представляла собой естественную огранку монокристалла и не подвергалась какой-либо механической обработке. В образцах такой конфигурации с близкими значениями концентрации дырок ($p(77 \text{ K}) = 1 \cdot 10^{16} - 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) результаты измерения ИТОА характеризуются хорошей воспроизводимостью: $|\chi(77 \text{ K})| = (8.5 - 9.5) \cdot 10^{-5} \text{ rad} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{cm}$. Абсолютные величины γ для правовращающего и левовращающего теллура совпадают в пределах указанного разброса значений. Данные по измерению ИТОА в образцах с малым поперечным сечением ($S \leq 1 \text{ mm}^2$), полученных скалыванием при температуре жидкого азота из тех же монокристаллов, указывают на уменьшение величины эффекта в 1.5 – 3 раза. В образцах, подвергнутых серии тепловых ударов (быстрое погружение в жидкий азот) наблюдалось уменьшение величины γ до 4 раз. Отсюда можно сделать вывод, что возникновение дефектов кристаллической структуры приводит к уменьшению величины ИТОА. Данная закономерность может быть использована для контроля за качеством монокристаллов теллура.

С точки зрения выяснения микроскопической природы ИТОА особый интерес представляет исследование спектра и температурной зависимости эффекта. На рис. 1.7 представлены результаты измерений удельной величины ИТОА на нескольких длинах волн при фиксированной температуре. Для сравнения показана экспериментальная спектральная зависимость удельной величины ЕОА. По мере приближения к краю межзонных переходов (ему соответствует длина волны $\lambda_g = 3.7 \text{ }\mu\text{m}$) величины обоих эффектов монотонно возрастают, но скорость нарастания у них существенно различается. Так, при уменьшении длины волны от 10.6 до 5.4 μm , величина ЕОА возрастает в 4.7 раза, в то время как увеличение индуцированного током поворота плоскости поляризации составляет всего ~1.7 раза. Это обстоятельство подтверждает тезис

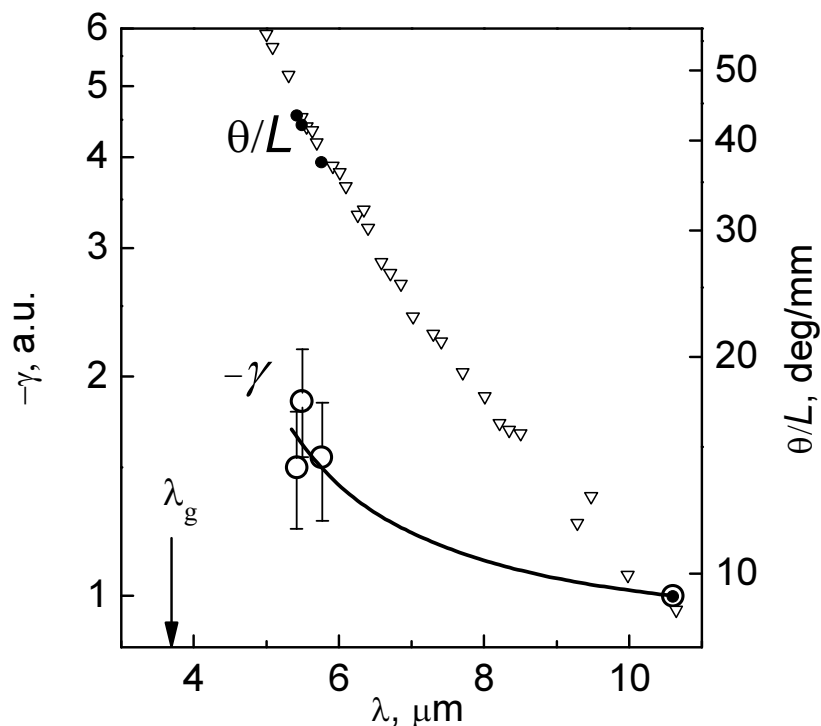


Рис. 1.7. Спектральные зависимости ИТОА ($-\gamma$, белые кружки) и ЕОА (θ/L , черные кружки) в правовращающем теллуре при $T = 77$ К (эксперимент) [А6]. Образец 165. Сплошная линия – теоретический расчет (см. формулу (1.34) в разделе 1.3), треугольники – экспериментальные данные из работы [35]. Правая и левая оси ординат имеют одинаковый логарифмический масштаб, но сдвинуты относительно друг друга таким образом, чтобы при $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ экспериментальные точки для $|\gamma| = -\gamma$ и θ/L совпали.

о том, что ИТОА не является простым следствием модуляции величины ЕОА электрическим полем (подобный эффект, называемый электрооптической активностью, или электрогирацией, невозможен в теллуре в рассматриваемой геометрии опыта [А2]). Как уже отмечалось в п. 1.1, ИТОА качественно отлична от эффектов, связанных с пространственной дисперсией.

Результаты исследования температурной зависимости ИТОА в теллуре для одного из образцов представлены на рис. 1.8 (аналогичные результаты получены на нескольких образцах с $N_A = 3.2 - 4.8 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$). Эксперимент указывает на

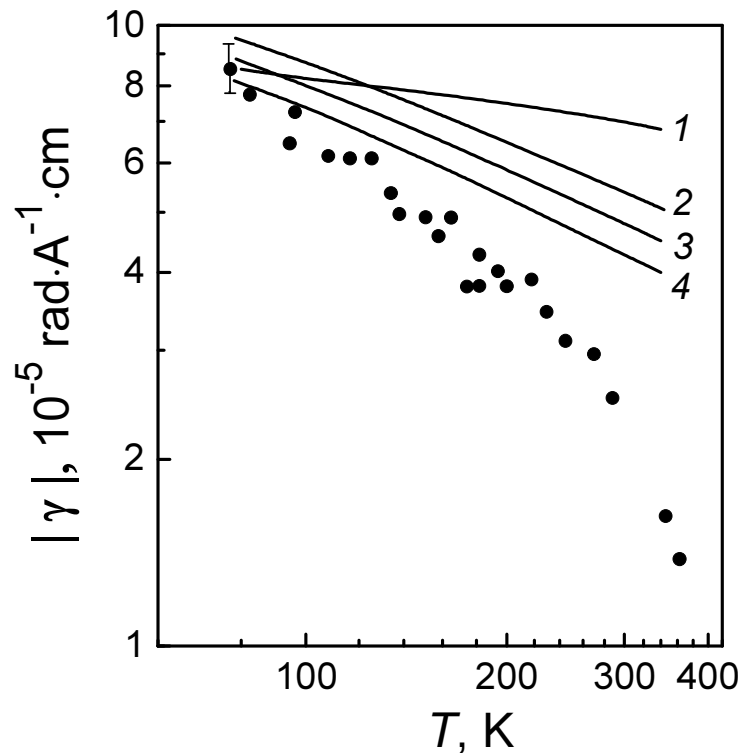


Рис. 1.8. Температурная зависимость ИТОА в теллуре [А4]. Образец 163, $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$.

Сплошные линии – расчет для различных значений параметра рассеяния n :

1 - $-1/2$, 2 - 0, 3 - $+1/2$, 4 - $+3/2$ (см. п. 1.3).

сильную температурную зависимость эффекта: при переходе от азотной температуры к $T = 350 \text{ K}$ удельная величина поворота плоскости поляризации, вызванного током, уменьшается в 6 раз.

1.3. Микроскопическая модель индуцированной током оптической активности в теллуре

Дадим описание микроскопического механизма ИТОА, основываясь на теоретической модели, развитой Е.Л. Ивченко и Г.Е. Пикусом в [А2]. Рассмотрим кристалл теллура с пространственной группой симметрии D_3^4 , содержащей правую винтовую ось 3-го порядка C_3 . Такой кристалл обладает ЕОА, причем вращает плоскость поляризации света вправо [36]. В результате теоретических

расчетов зонного спектра теллура с учетом спин-орбитального взаимодействия, а также экспериментальных исследований установлено, что две верхние ветви валентной зоны E_{V^+} и E_{V^-} анизотропны и имеют существенно непараболический закон дисперсии (см. [29, 37] и цитируемые в них работы):

$$E_{V^\pm} = -\Delta - Ak_z^2 - Bk_\perp^2 \pm \sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}, \quad (1.15)$$

где k_z — компонента волнового вектора вдоль оси C_3 . Специфической особенностью теллура является «двугорбый» профиль верхней валентной зоны в направлении k_z : она имеет два максимума при $|k_z| = k_0 = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ (см. верхнюю панель на рис. 1.9), возвышающиеся примерно на 2 meV над локальным минимумом, расположенным посередине между ними.

В двух верхних валентных зонах волновые функции электронов Ψ_{V^+} и Ψ_{V^-} представляет собой суперпозицию состояний с проекциями углового момента $M_z = +3/2$ и $M_z = -3/2$:

$$\Psi_{V^\pm} = C_{3/2}^\pm | +3/2 \rangle + C_{-3/2}^\pm | -3/2 \rangle, \quad (1.16)$$

причем весовые множители монотонно зависят от волнового вектора:

$$C_{3/2}^+ = -C_{-3/2}^- = \sqrt{\frac{1+\chi}{2}}, \quad C_{-3/2}^+ = C_{3/2}^- = \sqrt{\frac{1-\chi}{2}}, \quad \chi = \frac{\beta k_z}{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}}. \quad (1.17)$$

Благодаря этому в каждой из ветвей валентной зоны теллура имеется взаимнооднозначное соответствие между волновым вектором и угловым моментом электрона. В частности, для верхней ветви валентной зоны E_{V^+} состоянию электрона с проекцией волнового вектора k_z соответствует средняя проекция углового момента

$$M_z(k_z) = \left(+\frac{3}{2} \right) |C_{3/2}^+|^2 + \left(-\frac{3}{2} \right) |C_{-3/2}^+|^2 = \frac{3}{2} \frac{\beta k_z}{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}}. \quad (1.18)$$

В рассматриваемом кристалле теллура с симметрией D_3^4 коэффициент β отрицателен [36], вследствие этого с ростом k_z проекция углового момента

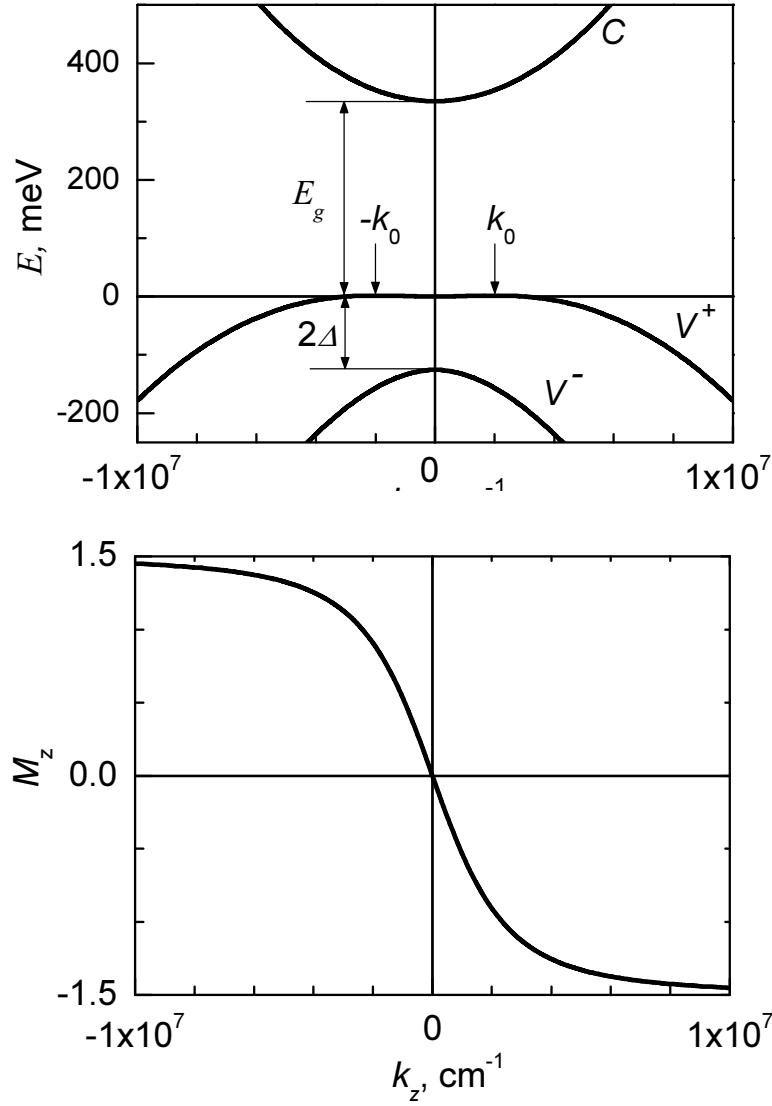


Рис. 1.9. Схема энергетических зон теллура (*верхняя панель*) и зависимость средней проекции углового момента M_z для состояний верхней валентной зоны от компоненты волнового вектора электрона k_z (*нижняя панель*) [А6].

электрона монотонно убывает от $+3/2$ до $-3/2$ (см. рис. 1.9, нижняя панель).

Зона проводимости двукратно вырождена по спину и с хорошим приближением описывается анизотропным параболическим законом дисперсии [29, 37, 38]:

$$E_C = E_g + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_{\parallel}^c} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}^c}. \quad (1.19)$$

Схема энергетических зон теллура вблизи экстремумов показана на рис. 1.9 (верхняя панель). В данной главе все расчеты проводятся для температуры $T = 77$ К и используются следующие значения зонных параметров: $E_g = 335$ meV, $2\Delta = 126$ meV, $A = \frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}^v} = 3.64 \cdot 10^{-15}$ eVcm², $B = \frac{\hbar^2}{2m_{\perp}^v} = 3.26 \cdot 10^{-15}$ eVcm², $|\beta| = 2.4 \cdot 10^{-8}$ eVcm, $m_{\parallel}^c = 0.08m_0$, $m_{\perp}^c = 0.16m_0$ [38].

Недиагональная компонента тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{xy}(j_z) \equiv i\Theta_{xyz}(\omega)j_z$, которая в соответствии с феноменологическими формулами (1.8) – (1.11) определяет эффект ИТОА, может быть рассчитана с помощью следующего микроскопического выражения [37, 39], описывающего вклад межзонных переходов электронов:

$$\varepsilon_{xy}(\mathbf{j}) = i \frac{4\pi}{\hbar\omega V} \left(\frac{e}{m_0} \right)^2 \sum_{\substack{m,n,\mathbf{k} \\ m \neq n}} f_n(\mathbf{k}) \frac{|p_{mn}^-(\mathbf{k})|^2 - |p_{mn}^+(\mathbf{k})|^2}{\omega_{mn}^2(\mathbf{k}) - \omega^2} \quad (1.20)$$

где $p_{mn}^{\pm}(\mathbf{k})$ – межзонные матричные элементы оператора импульса $\hat{p}^{\pm} = (\hat{p}_x \pm i\hat{p}_y)/\sqrt{2}$, $\hbar\omega_{mn}(\mathbf{k}) = E_m(\mathbf{k}) - E_n(\mathbf{k})$, m и n – номера зон, $f_n(\mathbf{k})$ – неравновесная функция распределения электронов в n -й зоне при протекании тока $\mathbf{j}$, V – объем кристалла. Данное соотношение не учитывает пространственную дисперсию (волновой вектор света $\mathbf{q}$ полагается равным 0), т.е. оптические переходы идут с сохранением волнового вектора электрона. Квадраты матричных элементов $|p_{mn}^-(\mathbf{k})|^2$ и $|p_{mn}^+(\mathbf{k})|^2$ пропорциональны силам осцилляторов для межзонных переходов под действием циркулярно поляризованных волн σ_- и σ_+ , соответственно. Они характеризуют вклады виртуальных межзонных переходов с заданным значением $\mathbf{k}$ в показатели преломления n_- и n_+ , соответственно.

Для света, распространяющегося вдоль оси C_3 теллура, оптические переходы между подзонами валентной зоны E_{v-} и E_{v+} запрещены правилами отбора [40]. Поэтому в спектральном диапазоне $E_g - \hbar\omega \ll E_g$ основной вклад в

диэлектрическую проницаемость (и, соответственно, в показатели преломления нормальных волн) дают *виртуальные межзонные переходы* из валентной зоны E_{V^+} в зону проводимости – эти переходы разрешены правилами отбора.

В случае оптических переходов под действием волны σ_+ угловой момент электронов изменяется на +1, при этом возможны только переходы из состояний $M_z = -3/2$ в зоне E_{V^+} в состояния $M_z = -1/2$ в зоне проводимости. Квадрат матричного элемента оператора импульса для таких виртуальных переходов пропорционален $|C_{-3/2}^+|^2$:

$$|p_{CV^+}^+(\mathbf{k})|^2 = |P_1|^2 \frac{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2} - \beta k_z}{2\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}} \quad (1.21)$$

и монотонно возрастает с ростом k_z (т.к. $\beta < 0$). В выражении (1.21) через P_1 обозначен матричный элемент оператора импульса, вычисленный между блоховскими амплитудами X и Z . С другой стороны, при возбуждении кристалла волной σ_- возможны только переходы из состояний $M_z = +3/2$ в зоне E_{V^+} в состояния $M_z = +1/2$ в зоне проводимости (угловой момент электронов изменяется на -1), квадрат матричного элемента для таких переходов пропорционален $|C_{3/2}^+|^2$:

$$|p_{CV^+}^-(\mathbf{k})|^2 = |P_1|^2 \frac{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2} + \beta k_z}{2\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}} \quad (1.22)$$

и монотонно убывает с ростом k_z . Вычисляя разность квадратов матричных элементов

$$|p_{CV^+}^-(\mathbf{k})|^2 - |p_{CV^+}^+(\mathbf{k})|^2 = |P_1|^2 \frac{\beta k_z}{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}}, \quad (1.23)$$

можно заметить, что она является нечетной функцией k_z . В отсутствие электрического тока функции распределения в обеих рассматриваемых зонах четны по k_z , за счет этого суммирование по $\mathbf{k}$ в (1.20) дает нулевую недиагональную компоненту диэлектрической проницаемости: $\varepsilon_{xy}(0) = 0$, что соответствует $\varphi(0) = 0$. Протекание электрического тока $\mathbf{j} \parallel z$ вызывает

асимметрию в распределении электронов по k_z , из-за чего суммирование по $\mathbf{k}$ в (1.20) дает ненулевую недиагональную компоненту диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{xy}(\mathbf{j})$, что в соответствии с (1.10) и (1.11) приводит к эффекту ИТОА: $\varphi(\mathbf{j}) \neq 0$.

Запишем неравновесную функцию распределения электронов в виде:

$$f_n(\mathbf{k}) = f_n^0(\mathbf{k}) + \Delta f_n(\mathbf{k}), \quad (1.24)$$

где $f_n^0(\mathbf{k})$ – равновесная функция распределения, $\Delta f_n(\mathbf{k})$ – неравновесная добавка, обусловленная протеканием тока. При достаточно низких температурах в теллуре с проводимостью p -типа электроны в зоне проводимости отсутствуют. В этом случае эффект ИТОА полностью определяется вызванной протеканием тока неравновесной добавкой к функции распределения электронов в верхней подзоне валентной зоны E_{V^+} , при этом выражение (1.20) сводится к

$$\varepsilon_{xy}(\mathbf{j}) = i \frac{4\pi}{\hbar\omega V} \left(\frac{e}{m_0} \right)^2 \sum_{\mathbf{k}} \Delta f_{V^+}(\mathbf{k}) \frac{|p_{CV^+}^-(\mathbf{k})|^2 - |p_{CV^+}^+(\mathbf{k})|^2}{\omega_{CV^+}^2(\mathbf{k}) - \omega^2}. \quad (1.25)$$

Рисунок 1.10 качественно иллюстрирует механизм ИТОА на примере вырожденного теллура p -типа. На верхней панели показаны виртуальные оптические переходы из зоны E_{V^+} в зону проводимости под действием световой волны с энергией фотонов $\hbar\omega < E_g$. Оптические переходы изображаются вертикальными стрелками, поскольку пространственная дисперсия не учитывается ($\mathbf{q} = 0$). Волна σ_+ -поляризации в основном возбуждает межзонные переходы при положительных k_z , а волна σ_- -поляризации – при отрицательных k_z (см. центральную панель на рис. 1.10). Эти виртуальные переходы определяют межзонный вклад в показатели преломления n_+ и n_- , соответственно. В отсутствие электрического тока, когда функция распределения электронов при отрицательных и положительных значениях k_z симметрична (штриховая линия на нижней панели рис. 1.10), показатели преломления n_+ и n_- оказываются равны друг другу.

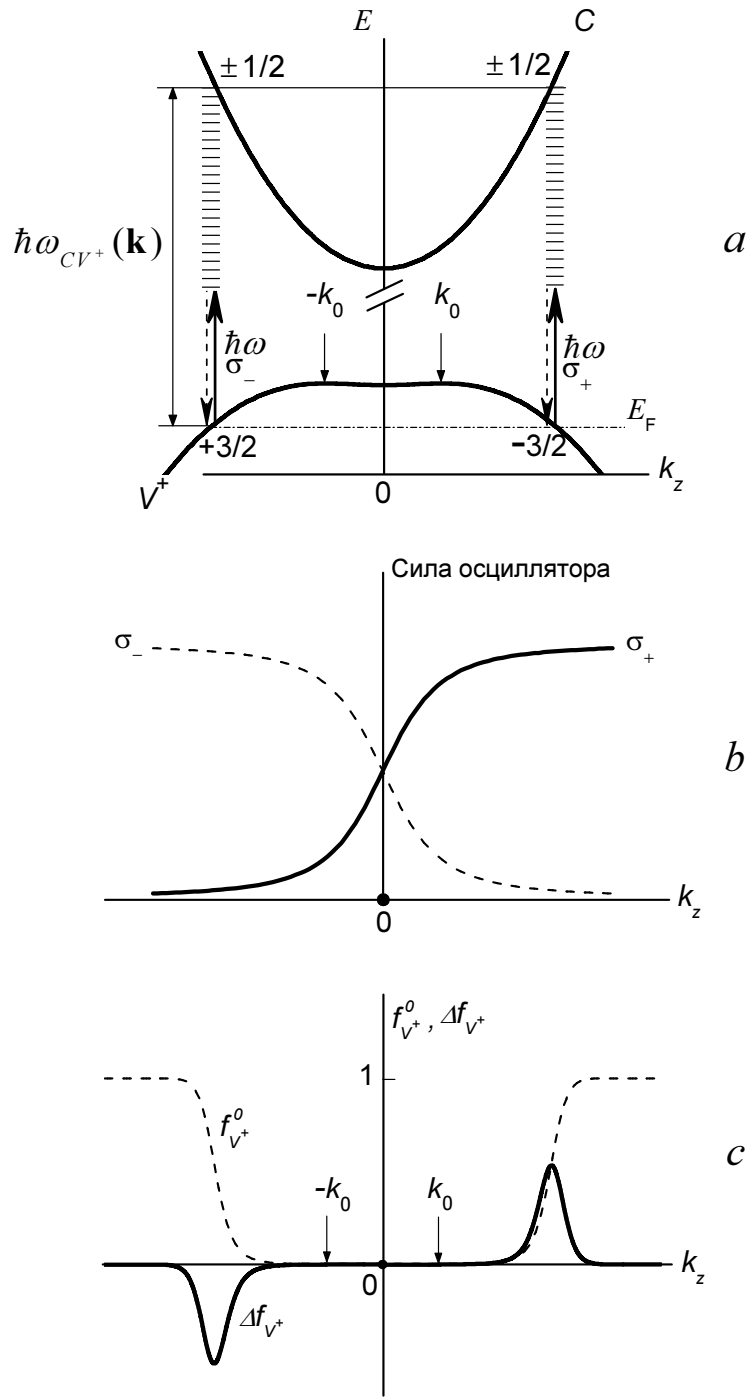


Рис. 1.10. Микроскопический механизм ИТОА в правовращающем теллуре (показан случай вырожденного полупроводника p -типа) [А6].

a – Диаграмма межзонных виртуальных переходов. b – Зависимость силы осциллятора для межзонных переходов от волнового вектора (σ_+ – правая циркулярная поляризация, σ_- – левая). c – Равновесная функция распределения электронов $f_{V^+}^0$ и ее изменение Δf_{V^+} при протекании электрического тока (для состояний с $k_x = 0$ и $k_y = 0$).

При протекании электрического тока функция распределения электронов в зоне E_{v^+} смещается. Согласно второму закону Ньютона, импульс каждого электрона меняется в электрическом поле: $d\mathbf{p}/dt = -e\mathbf{E}$, где через $-e$ обозначен заряд электрона, $\mathbf{E}$ – напряженность приложенного электрического поля. Поскольку заряд у электронов отрицательный, их функция распределения смещается *навстречу* приложенному электрическому полю. Наиболее заметное отклонение функции распределения от своего равновесного значения происходит для состояний с $k_x = 0$, $k_y = 0$ и $E(k_z) \approx E_F$. При этом неравновесная добавка к функции распределения $\Delta f_{v^+}(\mathbf{k})$ является нечетной функцией k_z (сплошная линия на нижней панели рис. 1.10). Если ток протекает в положительном направлении оси z , то при положительных k_z эта добавка положительна, за счет чего показатель преломления n_+ увеличивается по сравнению с равновесным значением. При отрицательных k_z неравновесная добавка к функции распределения отрицательна, что приводит к уменьшению n_- . Другими словами, электрический ток индуцирует циркулярное двулучепреломление ($n_+ > n_-$) и, следовательно, вызывает поворот плоскости поляризации линейно поляризованного света ($\varphi(\mathbf{j}) < 0$, в соответствии с феноменологической формулой (1.11)).

Поскольку все эксперименты проводились на кристаллах теллура p -типа, в дальнейших расчетах удобнее перейти от электронной энергетической диаграммы к дырочной. При этом следует иметь в виду, что *отсутствие электрона* с зарядом $-e$ в состоянии с волновым вектором $\mathbf{k}$ и проекцией углового момента M_z в полностью заполненной валентной зоне $E_{v^+}(\mathbf{k})$ равносильно *наличию дырки* с зарядом $+e$ в состоянии с волновым вектором $-\mathbf{k}$ и проекцией углового момента $-M_z$ в пустой дырочной зоне $E_h(\mathbf{k}) = -E_{v^+}(-\mathbf{k})$. Зависимости $M_z(k_z)$ в электронной зоне $E_{v^+}(\mathbf{k})$ и дырочной $E_h(\mathbf{k})$ описываются одним и тем же соотношением (1.18).

Равновесное распределение дырок в этой зоне при температуре T может быть описано функцией Ферми–Дирака:

$$f_h^0(\mathbf{k}) = \left(\exp \left(\frac{E_h(\mathbf{k}) - E_F}{k_B T} \right) + 1 \right)^{-1}, \quad (1.26)$$

где k_B – постоянная Больцмана, а энергия Ферми E_F определяется нормировкой на концентрацию дырок $p(T)$:

$$p(T) = \int f_h^0(\mathbf{k}) \frac{1}{(2\pi)^3} d^3k. \quad (1.27)$$

Приложение внешнего электрического поля $\mathbf{E}$ трансформирует функцию распределения и приводит к протеканию электрического тока $\mathbf{j}$:

$$\mathbf{j} = e \int \mathbf{v}(\mathbf{k}) f_h(\mathbf{k}) \frac{1}{(2\pi)^3} d^3k = e \int \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_h}{\partial \mathbf{k}} f_h(\mathbf{k}) \frac{1}{(2\pi)^3} d^3k, \quad (1.28)$$

где $e > 0$ – заряд дырки, а $f_h(\mathbf{k})$ – неравновесная функция распределения дырок, которая может быть найдена с помощью кинетического уравнения Больцмана в приближении времени релаксации τ :

$$\frac{\partial f_h}{\partial t} = -\frac{e}{\hbar} \mathbf{E} \frac{\partial f_h}{\partial \mathbf{k}} - \frac{f_h - f_h^0}{\tau(E_h)}. \quad (1.29)$$

Отсюда следует, что неравновесная добавка к функции распределения дырок $\Delta f_h(\mathbf{k}) = f_h(\mathbf{k}) - f_h^0(\mathbf{k})$ в стационарных условиях описывается соотношением:

$$\Delta f_h(\mathbf{k}) = -\tau(E_h) \frac{e}{\hbar} \mathbf{E} \frac{\partial f_h}{\partial \mathbf{k}}. \quad (1.30)$$

В первом приближении,

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_h}{\partial \mathbf{k}} &\approx \frac{\partial f_h^0}{\partial \mathbf{k}} = - \left(\exp \left(\frac{E_h(\mathbf{k}) - E_F}{k_B T} \right) + 1 \right)^{-2} \exp \left(\frac{E_h(\mathbf{k}) - E_F}{k_B T} \right) \frac{1}{k_B T} \frac{\partial E_h(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}} = \\ &= -f_h^0(\mathbf{k}) [1 - f_h^0(\mathbf{k})] \frac{1}{k_B T} \frac{\partial E_h(\mathbf{k})}{\partial \mathbf{k}}. \end{aligned} \quad (1.31)$$

Подставляя (1.31) в (1.30) и учитывая, что при $\mathbf{E} = (0, 0, E_z)$ произведение $\frac{1}{\hbar} \mathbf{E} \frac{\partial E_h}{\partial \mathbf{k}}$

равно $\frac{1}{\hbar} E_z \frac{\partial E_h}{\partial k_z}$, находим неравновесную добавку к функции распределения дырок:

$$\Delta f_h(\mathbf{k}) = f_h^0(\mathbf{k}) [1 - f_h^0(\mathbf{k})] \frac{e E_z}{k_B T} \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_h}{\partial k_z} \tau(E_h). \quad (1.32)$$

В работе [A2] равновесное распределение дырок описывалось больцмановской функцией распределения и предполагалось, что время релаксации импульса степенным образом зависит от энергии:

$$\tau(E_h) \propto E_h^n. \quad (1.33)$$

В приближении $E_g - \hbar\omega \gg k_B T$ в [A2] было получено следующее соотношение, позволяющее рассчитать спектральную и температурную зависимости удельной величины индуцированной током оптической активности:

$$\gamma = \frac{\varphi(j_z)}{j_z l} = \frac{2\pi e}{c\hbar\sqrt{\varepsilon_\perp^0} \Delta} \cdot \frac{m_\parallel^v}{m^*} \cdot \frac{\omega_g \beta}{\omega_g^2 - \omega^2} \cdot Q(n, T). \quad (1.34)$$

Здесь $\omega_g = E_g / \hbar$; m^* определяется величиной матричного элемента оператора импульса P_1 , фигурирующего в (1.21): $|P_1|^2 = m_0^2(E_g + \Delta)/(2m^*)$ [37]; коэффициент Q зависит от механизма рассеяния (который характеризуется показателем степени n в выражении (1.33)) и от температуры T :

$$Q(n, T) = \frac{a \int_0^\infty dx \frac{\sqrt{x}}{1+x} (a\sqrt{1+x} - 1) \Gamma(n+1, \zeta)}{\int_0^\infty dx \frac{\sqrt{x}}{1+x} (a\sqrt{1+x} - 1)^2 \Gamma(n+1, \zeta)}, \quad (1.35)$$

где $\Gamma(n+1, \zeta)$ – неполная гамма-функция, $\zeta = \frac{\Delta}{k_B T} \left[\frac{a}{2} x - \sqrt{1+x} + \frac{1}{2} \left(a + \frac{1}{a} \right) \right]$,

$$a = \frac{\hbar^2 \Delta}{m_\parallel^v \beta^2}.$$

Спектральная зависимость ИТОА в теоретической формуле (1.34) характеризуется множителем $(\omega_g^2 - \omega^2)^{-1}$, что хорошо согласуется с данными эксперимента (см. рис. 1.7). Подчеркнем еще раз, что в исследованном спектральном диапазоне она значительно слабее, чем спектральная зависимость естественной оптической активности [35, 37, 38].

В рассмотренной модели температурная зависимость ИТОА полностью определяется коэффициентом $Q(n, T)$, который зависит от параметра рассеяния n . На рис. 1.8 проведено сопоставление результатов модельного расчета по формулам (1.34) и (1.35) с данными эксперимента для излучения CO₂-лазера с длиной волны $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$ ($\omega = 1.77 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$). Расчет проведен для различных значений параметра рассеяния n в интервале от $-1/2$ до $+3/2$, заведомо перекрывающем пределы изменения этого параметра в теллуре в указанном температурном диапазоне. При расчете были приняты следующие значения

$$\text{величин: } E_g = 342 \text{ meV}, \quad \Delta = 63 \text{ meV}, \quad A = \frac{\hbar^2}{2m_{\parallel}^v} = 3.64 \cdot 10^{-15} \text{ eVcm}^2,$$

$$|\beta| = 2.4 \cdot 10^{-8} \text{ eVcm}, \quad m^* = 0.1m_0, \quad n_{\perp} = \sqrt{\varepsilon_{\perp}^0} = 4.8 \text{ [38, A2]}.$$

Результаты расчета показаны на рис. (1.8) сплошными линиями. Удельная величина ИТОА при азотной температуре слабо зависит от индекса n , и ее расчетные значения хорошо соответствуют данным эксперимента: $|\gamma(77 \text{ K})| = (8.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-5} \text{ rad} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{cm}$. Однако характер экспериментальной и расчетных температурных зависимостей существенно различен. Экспериментально наблюдавшаяся зависимость γ от температуры значительно сильнее, чем та, которую дает расчет при любом из указанных значений n .

Это обстоятельство нельзя объяснить неучтенной в расчете температурной зависимостью других параметров, входящих в формулы (1.34) и (1.35), сравнительно слабо меняющихся с температурой. Так, учет уменьшения E_g в диапазоне 77 – 300 K от 342 до 333 meV [41] дает поправку к $\gamma(300 \text{ K})$ всего 3%. Величина Δ в этом интервале температур не меняется (с точностью до двух знаков, см. [38]). Согласно проведенным нами измерениям интерференционных

эффектов в оптическом пропускании теллура, температурный коэффициент показателя преломления $\frac{1}{n_{\perp}} \frac{dn_{\perp}}{dT}$ в диапазоне 77 – 300 К имеет величину $5.8 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$; соответствующее изменение с температурой диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{\perp}^0 = n_{\perp}^2$ дает поправку к значению $\gamma(300 \text{ K})$ порядка 1%. Сложнее оценить температурную зависимость эффективных масс $m_{\parallel}^v$ и m^* , а также коэффициента β , поскольку в литературе отсутствуют соответствующие данные. Однако нет оснований предполагать, что какой-либо из этих трех параметров изменится более чем на 5%. Все перечисленные факторы не изменят результатов расчета более чем на 20%, в то время как рассчитанные для различных n значения $\gamma(300 \text{ K})$ в 2 – 3 раза превышают экспериментальное значение этой величины.

Резкое уменьшение абсолютной величины индуцированной током оптической активности с ростом температуры нашло объяснение в теоретической работе Н.С. Аверкиева [39], где проанализированы вклады в ИТОА от оптических переходов между тремя зонами (V^+ , V^- и C) с учетом температурной зависимости их заполнения носителями заряда.

1.4. Спиновая ориентация дырок при протекании тока в теллуре

Как отмечалось в предыдущем разделе, в нижней дырочной зоне $E_h(\mathbf{k})$ имеется взаимнооднозначное соответствие между угловым моментом дырки M_z и ее волновым вектором k_z , причем эта зависимость является нечетной функцией k_z :

$$M_z(k_z) = \frac{3}{2} \frac{\beta k_z}{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}}. \quad (1.36)$$

Зная функцию распределения дырок $f_h(\mathbf{k})$, можно рассчитать среднюю проекцию углового момента дырок:

$$\langle M_z \rangle = \frac{1}{p} \int M_z(k_z) f_h(\mathbf{k}) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} . \quad (1.37)$$

В отсутствие тока распределение дырок в $\mathbf{k}$ -пространстве характеризуется равновесной функцией распределения $f_h^0(\mathbf{k})$, которая является четной функцией k_z : $f_h^0(k_x, k_y, k_z) = f_h^0(k_x, k_y, -k_z)$, при этом средняя проекция момента дырок $\langle M_z \rangle$ равна нулю. При протекании стационарного электрического тока $\mathbf{j} \parallel z$ возникает неравновесная добавка к функции распределения $\Delta f_h(\mathbf{k}) = f_h(\mathbf{k}) - f_h^0(\mathbf{k})$, которая описывается соотношением (1.32) и является нечетной функцией k_z : $f_h^0(k_x, k_y, k_z) = -f_h^0(k_x, k_y, -k_z)$. В этом случае (1.37) сводится к

$$\langle M_z \rangle = \frac{1}{p} \int M_z(k_z) \Delta f_h(k_x, k_y, k_z) \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} , \quad (1.38)$$

и, поскольку произведение двух нечетных функций есть четная функция, средний спин дырок становится отличным от нуля.

Поскольку дырки в зоне $E_h(\mathbf{k})$ находятся в суперпозиции состояний с z -проекциями углового момента $\pm \frac{3}{2}$, удобно определить степень спиновой ориентации дырок с помощью соотношения:

$$\rho = \frac{\langle M_z \rangle}{3/2} . \quad (1.39)$$

На рис. 1.11 сплошной линией представлены результаты расчета неравновесной добавки к функции распределения $\Delta f_h(\mathbf{k})$ для невырожденного теллура (Образец 165, $T = 77$ К, $p = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $E_F = -11 \text{ meV}$) при максимальной плотности тока, достигнутой в экспериментах на этом образце ($j_z = +1400 \text{ А/см}^2$). Расчет проведен в приближении $\tau(E_h) = \text{const} = \tau_0$, величина $\tau_0 = 6.4 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ была найдена из экспериментального значения подвижности дырок ($3300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$) с

помощью соотношений (1.28) и (1.32). Для сравнения на рис. 1.11 штриховой линией показана равновесная функция распределения дырок при $T = 77$ К. Обе кривые соответствуют направлению вдоль оси z , т.е. $\mathbf{k} = (0, 0, k_z)$.

Рисунок подтверждает, что протекание электрического тока сопровождается сдвигом функции распределения дырок в $\mathbf{k}$ -пространстве. При положительном направлении тока ($j_z > 0$) функция распределения смещается вправо, и число дырок с положительными значениями k_z оказывается больше, чем с отрицательными. В соответствии с (1.38) при нечетной функции $M_z(k_z)$ это должно привести к тому, что средний спин дырок станет отличным от нуля.

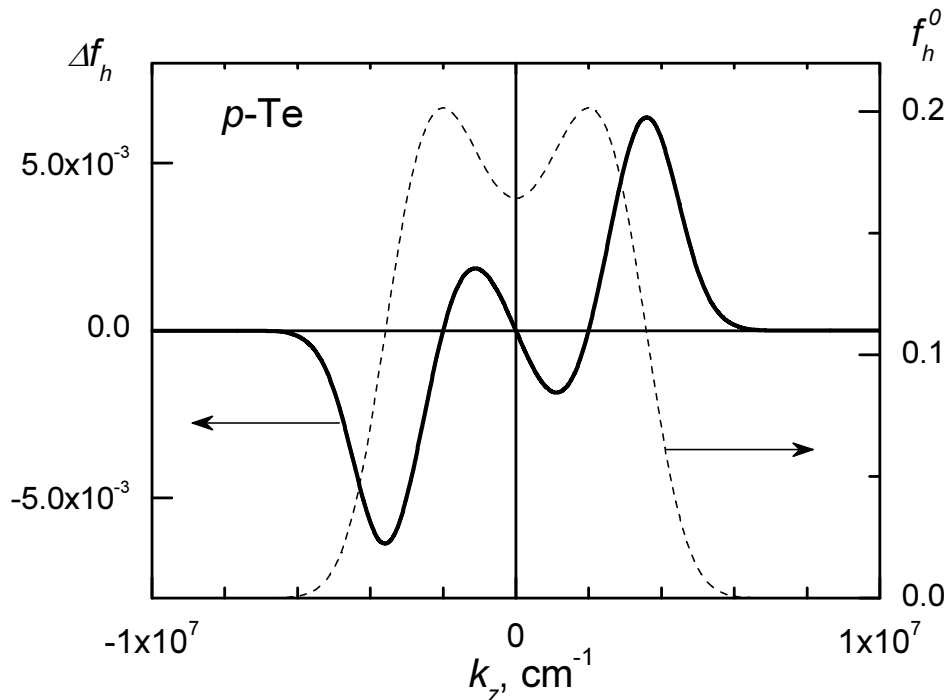


Рис. 1.11. Неравновесная добавка к функции распределения дырок в зоне $E_h(\mathbf{k})$, обусловленная протеканием электрического тока (сплошная линия) [А6]. Расчет для невырожденного теллура p -типа (Образец 165, $p = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) при $j_z = +1400 \text{ A/cm}^2$, $T = 77$ К. Равновесная функция распределения при этой же температуре показана штриховой линией. Обе функции соответствуют состояниям с $k_x = 0$ и $k_y = 0$.

На рис. 1.12 представлен результат расчета токовой зависимости средней проекции углового момента дырок в теллуре для диапазона плотностей токов,

соответствующих экспериментам по ИТОА. Расчет проведен для тока, параллельного оптической оси теллура, при указанных выше параметрах кристалла с помощью соотношений (1.32), (1.36) и (1.38). В рамках рассмотренной модели средний спин дырок и плотность тока связаны линейной зависимостью. Как видно из рисунка, в рассмотренном случае правовращающего кристалла теллура (группа D_3^4 , $\beta < 0$) направление среднего спина дырок противоположно направлению электрического тока. Очевидно, что в левовращающем кристалле (группа D_3^6 , $\beta > 0$) электрический ток и средний спин дырок имеют одинаковое направление.

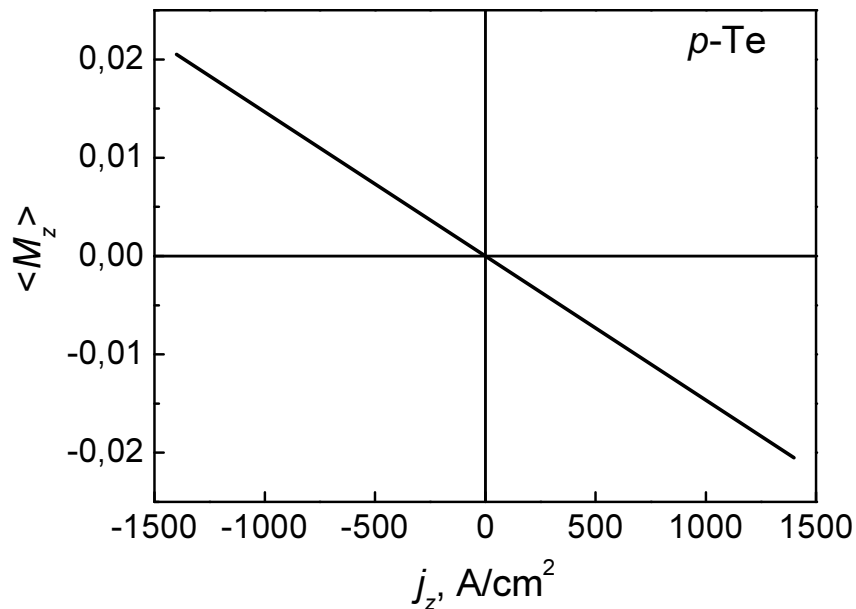


Рис. 1.12. Зависимость среднего спина дырок от плотности электрического тока ($\mathbf{j} \parallel z \parallel C_3$) в правовращающем кристалле p -Te (группа симметрии D_3^4). Расчет при $T = 77$ К [А6].

Максимальная абсолютная величина спиновой ориентации дырок ρ , достигнутая в рассмотренных здесь экспериментах по ИТОА в теллуре, составляет 1.4%. Ориентация спинов пространственно однородна в области, где протекает электрический ток, и характеризуется сравнительно высокой плотностью спинов: $\sim 560 \text{ spin}/\mu\text{m}^3$.

Итак, в теллуре при протекании электрического тока вдоль оптической оси кристалла происходит спиновая ориентация дырок, которая, в частности, проявляет себя в эффекте ИТОА. Найдем соотношение, которое связывает угол индуцированного током поворота плоскости поляризации света со степенью спиновой ориентации дырок. Рассмотрим невырожденный p -Те и применительно к ИТОА ограничимся спектральной областью $E_g - \hbar\omega \gg k_B T$. В этом случае в первом приближении выражение (1.25) можно переписать следующим образом:

$$\text{Im } \varepsilon_{xy}(\mathbf{j}) \approx \frac{4\pi\hbar}{\omega V} \left(\frac{e}{m_0} \right)^2 \frac{|P_1|^2}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} \sum_{\mathbf{k}} \Delta f_{V^+}(\mathbf{k}) \frac{\beta k_z}{\sqrt{\Delta^2 + \beta^2 k_z^2}}. \quad (1.40)$$

С учетом (1.36), (1.38) и (1.39) находим связь недиагональной компоненты тензора диэлектрической проницаемости с концентрацией дырок p и степенью их спиновой ориентации $\rho(\mathbf{j})$:

$$\text{Im } \varepsilon_{xy}(\mathbf{j}) \approx \frac{4\pi\hbar}{\omega} \left(\frac{e}{m_0} \right)^2 \frac{|P_1|^2}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} p \rho(\mathbf{j}). \quad (1.41)$$

Отсюда с помощью феноменологических формул (1.10) и (1.11) получаем выражение для угла поворота плоскости поляризации на единицу длины кристалла:

$$\frac{\varphi(\mathbf{j})}{l} \approx \frac{2\pi\hbar}{c\sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} \left(\frac{e}{m_0} \right)^2 \frac{|P_1|^2}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} p \rho(\mathbf{j}). \quad (1.42)$$

Полагая $|P_1|^2 = m_0^2(E_g + \Delta)/(2m^*)$, $m^* = 0.1m_0$ [37, A2], находим, что отношение

$$\frac{\varphi(\mathbf{j})/l}{p \rho(\mathbf{j})} \approx \frac{\pi\hbar e^2}{cm^* \sqrt{\varepsilon_{\perp}^0}} \frac{(E_g + \Delta)}{E_g^2 - (\hbar\omega)^2} \quad (1.43)$$

зависит от длины волны света, но не зависит от плотности тока. В частности, для образца 165 при $T = 77$ К при любой плотности тока экспериментальной величине ИТОА при $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ и численно рассчитанной степени спиновой ориентации

соответствует значению левой части (1.43), равное $2.4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2$, с ним удовлетворительно согласуется значение $1.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2$, которое дает приближенное аналитическое выражение, стоящее в правой части (1.43). Таким образом, для *p*-теллура с помощью указанного выражения по измеренной величине ИТОА $\varphi(\mathbf{j})/l$ можно легко оценить степень спиновой ориентации дырок $\rho(\mathbf{j})$.

Сопоставим результаты, полученные в *p*-Те, с данными по индуцированной током спиновой ориентации в других гиротропных полупроводниках и структурах. Индуцированная током ориентация спинов, однородная по объему полупроводника, наблюдалась в эпитаксиальных слоях *n*-InGaAs ($n = 3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), выращенных на подложке GaAs [10]. Благодаря рассогласованию постоянной решетки с подложкой, эпитаксиальный слой (толщина $0.5 \text{ }\mu\text{m}$) был напряженным, за счет этого его симметрия была ниже, чем у недеформированного объемного InGaAs. Максимальная степень спиновой ориентации, достигнутая в эксперименте при $T = 5 \text{ K}$, составила $2.7 \cdot 10^{-4}$ (спиновая плотность $8.1 \text{ spin}/\mu\text{m}^3$). Величина однородной по образцу спиновой плотности в выращенных на подложке из арсенида галлия эпитаксиальных слоях *n*-ZnSe ($d = 1.5 \text{ }\mu\text{m}$, $n = 9 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) при протекании тока при $T = 20 \text{ K}$ не превышала $12 \text{ spin}/\mu\text{m}^3$ [11], что соответствует степени спиновой ориентации $1.3 \cdot 10^{-6}$. Таким образом, в цитируемых работах максимальная степень спиновой ориентации была на 2 – 4 порядка меньше, чем в экспериментах на монокристаллах теллура. Кроме того, в отличие от теллура, где спины ориентируются вдоль направления тока, и в *n*-InGaAs, и в *n*-ZnSe при протекании тока вдоль эпитаксиального слоя у электронов наблюдалась спиновая ориентация в плоскости слоя в направлении, перпендикулярном току. Для качественной интерпретации экспериментов на эпитаксиальных слоях *n*-InGaAs можно привлечь теоретическую модель [21], согласно которой пространственно однородная спиновая ориентация электронов возникает при протекании электрического тока в напряженных полупроводниках A^3B^5 благодаря линейному по $\mathbf{k}$ спин-орбитальному расщеплению состояний зоны проводимости, которое приводит к разной скорости спиновой релаксации электронов с различными волновыми векторами.

Целый ряд работ посвящен теории индуцированной током спиновой ориентации для двумерных носителей заряда в квантовых ямах на основе соединений A^3B^5 [22 – 27]. Микроскопическая модель эффекта для 2D электронов аналогична модели, предложенной в [21] для 3D электронов в напряженных полупроводниках A^3B^5 . Механизм эффекта сводится к следующему. Приложение электрического поля приводит к деформации функции распределения электронов в $\mathbf{k}_{||}$ -пространстве, она становится анизотропной (здесь через $\mathbf{k}_{||}$ обозначен двумерный волновой вектор электрона в плоскости квантовой ямы). Благодаря спин-орбитальному взаимодействию это приводит к анизотропному распределению спиновой плотности с нулевым средним спином в координатном пространстве. Процессы спиновой релаксации перераспределяют спиновую плотность, в результате чего средний спин становится отличным от нуля, т.е. возникает однородная по площади квантовой ямы спиновая ориентация. В квантовых ямах, выращенных в направлении [001], латеральный электрический ток индуцирует поляризацию спинов в плоскости квантовой ямы. Для квантовых ям, выращенных в направлении [110], при латеральном токе у среднего спина возможно появление компоненты вдоль направления роста структуры. Экспериментальные результаты исследований в квантовых ямах на основе соединений A^3B^5 [9, 13, 14] качественно согласуются с теоретическими расчетами. Наиболее высокая степень спиновой ориентации 2D носителей заряда электрическим током была достигнута в экспериментальной работе [13], в которой исследовался одиночный гетеропереход GaAs/AlGaAs, выращенный в направлении [001], с двумерным дырочным газом (концентрация дырок $p_s = 4.15 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). При протекании латерального тока в направлении $[1\bar{1}0]$ в перпендикулярном направлении наблюдалось излучение фотолюминесценции (с торца структуры). По степени циркулярной поляризации (максимальное зарегистрированное значение составляло 2.5%) была оценена степень спиновой ориентации дырок. Спиновая плотность составила $\geq 100 \text{ spin}/\mu\text{m}^2$, что примерно на порядок превышает максимальную спиновую плотность, наблюдавшуюся в эпитаксиальных слоях *n*-InGaAs и *n*-ZnSe (в расчете на единицу поверхности эпитаксиального слоя) [10, 11].

1.5. Модулятор света на основе индуцированной током оптической активности в теллуре

Обнаружение эффекта индуцированной током оптической активности позволило создать малоинерционный модулятор света нового типа [A1, A3]. Он включает кристалл теллура *p*-типа с двумя электрическими контактами, поляризатор и анализатор. Рабочий спектральный диапазон такого модулятора соответствует среднему инфракрасному диапазону ($\lambda > 4 \mu\text{m}$). Модулятор из теллура на основе ИТОА имеет сходные характеристики с модулятором из *p*-Ge на горячих электронах [42, A3]. Оба модулятора могут работать не только в импульсном, но и в непрерывном режиме. У них близки инерционность, широкополосность, предельные значения глубины модуляции на единицу вводимой мощности (на длине волны $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ при рабочей температуре $T \sim 80 \text{ K}$). В то же время модулятор света на основе ИТОА имеет важное преимущество по сравнению с модулятором на горячих электронах: у первого модуляция линейна по электрическому току, а у второго – квадратична по току. Поэтому, в отличие от модулятора из *p*-Ge, модулятор из *p*-Te не искажает форму сигнала. В частности, в непрерывном режиме модуляции он не дает удвоения частоты.

Поскольку удельная величина ИТОА возрастает в несколько раз при понижении температуры до 77 К (см. рис. 1.8), модулятор из *p*-Te целесообразно использовать при охлаждении жидким азотом. Для работы в импульсном режиме модуляции предпочтительнее использовать конфигурацию рабочего кристалла, показанную на рис. 1.3, *a*. Для работы в непрерывном режиме модуляции необходимо обеспечить эффективный теплоотвод. С целью увеличить эффективность теплоотвода (а, значит, и максимальную величину глубины модуляции в непрерывном режиме) из монокристалла теллура выкалывались кристаллы в виде правильных треугольных призм (см. рис. 1.3, *b*) с малым поперечным сечением ($S \sim 0.6 \text{ mm}^2$). Отвод мощности, выделяемой в кристалле при протекании электрического тока, осуществлялся через две обкладки из

высокоомного германия, приклеенные эпоксидной смолой к кристаллу теллура. Одна из обкладок подпаивалась непосредственно к медному дну азотного вакуумного криостата. Исследование характеристик модулятора в непрерывном режиме проводилось на синусоидальном электрическом сигнале с частотой 91 Hz. При исследованиях в импульсном режиме использовались импульсы тока длительностью 5 μ s с частотой повторения менее 1 Hz.

Измерялась глубина модуляции $M(\alpha, j) = \frac{\Delta I(\alpha, j)}{I(\alpha, j)}$, которая связана с величиной модуляции $m(\alpha, j)$, введенной выражением (1.12), следующим соотношением:

$$M(\alpha, j) = \frac{\Delta I(\alpha, j)}{I(0,0)} \cdot \frac{I(0,0)}{I(\alpha,0)} = m(\alpha, j) \cdot \frac{2}{1 + P_{lin} \cos 2\alpha}, \quad (1.44)$$

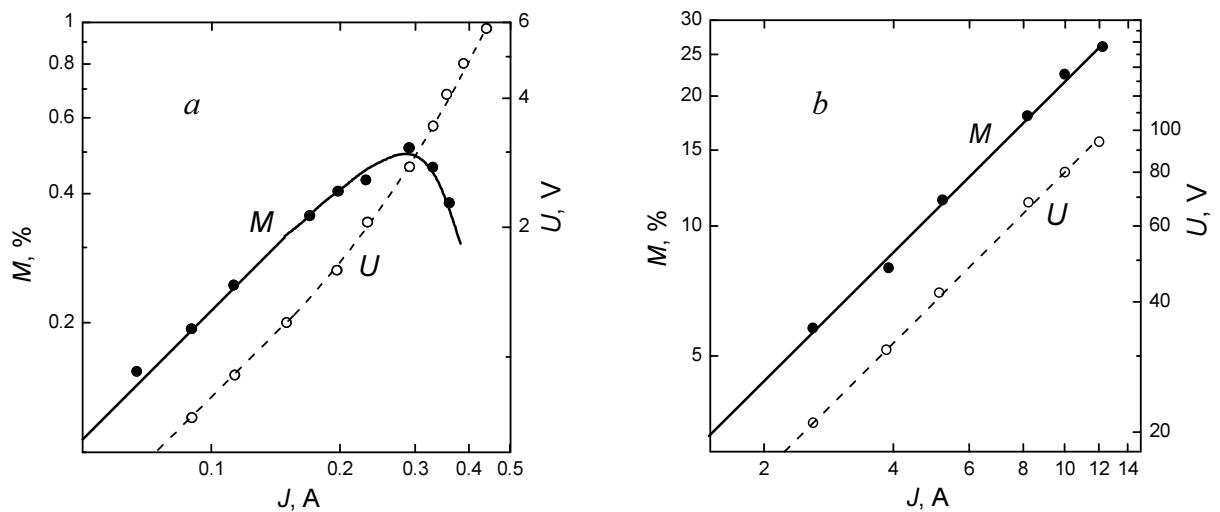


Рис. 1.13. Характеристики модулятора из p -Te в непрерывном (а) и импульсном (b) режимах. (M – глубина модуляции, U и J – напряжение и ток в образце).

Модулятор изготовлен на базе образца 166. $T_0 = 77$ K, $\lambda = 10.6$ μ m. Анализатор был установлен под углом 45° по отношению к плоскости поляризации излучения на выходе из кристалла теллура.

где P_{lin} – степень линейной поляризации излучения на выходе из кристалла. В проведенных экспериментах $P_{lin} \approx 1$, максимальный сигнал фототока наблюдался при $\alpha = \pm 45^\circ$. При этом $M(j) \approx 2m(j)$.

На рис. 1.13 показана токовая зависимость глубины модуляции M линейно поляризованного пучка CO_2 -лазера ($\lambda = 10.6 \mu\text{m}$) при его модуляции синусоидальным (а) и импульсным (б) электрическим током при исходной температуре кристалла $T_0 = 77 \text{ K}$. Приведены также вольтамперные характеристики в обоих режимах модуляции. Линейная зависимость глубины модуляции от тока реализована в непрерывном режиме в диапазоне M вплоть до 0.5%, а в импульсном режиме – до 25%.

Важным достоинством обсуждаемого модулятора на основе ИТОА в теллуре является его малая инерционность, которая определяется временем пролета фотона через кристалл теллура и характеризуется величиной $\sim 2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$. Локальная инерционность самого физического эффекта определяется временем релаксации дырок по импульсу и имеет значительно меньшую величину (менее 10^{-12} s).

Отметим также, что кристалл $p\text{-Te}$ может использоваться для фазовой модуляции циркулярно поляризованного излучения.

1.6. Резюме по первой главе

Экспериментально обнаружено явление индуцированной током оптической активности. Оно состоит в том, что при пропускании электрического тока вдоль оптической оси гиротропного кристалла, распространяющийся в этом же направлении линейно поляризованный свет испытывает вращение плоскости поляризации. Изменение полярности тока приводит к инверсии направления вращения плоскости поляризации. Данное явление может быть названо электрическим аналогом эффекта Фарадея.

Проведены экспериментальные исследования индуцированной током оптической активности в монокристаллах теллура при различных длинах волн в

широком диапазоне температур и электрических токов. Во всех проведенных экспериментах индуцированный ток поворот плоскости поляризации линейно зависел от плотности тока.

Дано описание микроскопического механизма индуцированной током оптической активности в теллуре, основанное на теоретической модели, развитой Е.Л. Ивченко и Г.Е. Пикусом в [A2]. В этой модели рассматриваются виртуальные межзонные оптические переходы электронов из верхней валентной зоны V^+ в зону проводимости C и рассчитывается, как трансформация функции распределения носителей заряда в зоне V^+ при протекании электрического тока приводит к изменению вероятностей этих переходов для света с правой и левой циркулярной поляризацией. Проведен расчет спектральной и температурной зависимостей индуцированной током оптической активности в теллуре в рамках данной модели. Рассчитанная *спектральная зависимость* хорошо согласуется с экспериментом, проведенным при температуре жидкого азота. Однако характер экспериментальной и расчетной *температурных зависимостей* эффекта различен. Экспериментально наблюдавшаяся зависимость удельной величины ИТОА от температуры значительно сильнее, чем та, которую дает расчет по рассмотренной модели. Резкая температурная зависимость ИТОА нашла теоретическое объяснение в работе Н.С. Аверкиева [39], где рассмотрена более универсальная модель, а именно, проанализированы вклады в ИТОА от оптических переходов между тремя зонами (V^+ , V^- и C) с учетом температурной зависимости их заполнения носителями заряда.

Возникающая при протекании электрического тока вдоль оси C_3 теллура неравновесная добавка к функции распределения дырок в валентной зоне V^+ асимметрична в импульсном пространстве. Поскольку в этой зоне имеется взаимнооднозначное соответствие между волновым вектором и угловым моментом дырки, асимметрия в распределении по импульсам сопровождается асимметрией в распределении по спинам. Другими словами, протекание тока в теллуре сопровождается спиновой ориентацией дырок. В работе с помощью микроскопической модели эффекта, развитой в [A2], проведен расчет степени

спиновой ориентации дырок в теллуре при протекании электрического тока, а также получено приближенное аналитическое выражение, связывающее величину индуцированной током оптической активности со степенью спиновой ориентации дырок.

Максимальная абсолютная величина степени спиновой ориентации дырок, полученная при протекании электрического тока в проведенных в данной работе экспериментах на теллуре, составила 1.4%, что соответствует плотности спинов $\sim 560 \text{ spin}/\mu\text{m}^3$. Это почти на 2 порядка превышает объемную плотность спинов носителей заряда, полученную при протекании электрического тока в эпитаксиальных слоях *n*-InGaAs и *n*-ZnSe.

На основе обнаруженного в теллуре эффекта индуцированной током оптической активности создан малоинерционный ($\sim 2 \cdot 10^{-10} \text{ s}$) модулятор света нового типа. Важным преимуществом созданного модулятора является линейная зависимость глубины амплитудной модуляции линейно поляризованного излучения от величины модулирующего тока. В отличие от малоинерционного модулятора на горячих электронах, модулятор на основе ИТОА не искажает форму сигнала. В частности, в непрерывном режиме модуляции он не дает удвоения частоты.

Глава 2. Циркулярный эффект фотонного увлечения и магнито-фотогальванический эффект в двумерных структурах

Существует множество эффектов, при которых поглощение света в полупроводниковых структурах приводит к возникновению электрического тока (фототока). При рассмотрении фототоков в отсутствие внешнего смещения различают *фотогальванические эффекты* (ФГЭ), в которых возникновение тока определяется только интенсивностью и поляризацией фотовозбуждения и не связано с передачей импульса фотонов в электронную систему, и *эффекты фотонного увлечения*, в которых возникновение тока непосредственно обусловлено передачей импульса фотонов в электронную систему.

2.1. Фототоки в однородных образцах при однородном возбуждении

В данном параграфе мы приводим, следуя [5] и [43], феноменологическое описание и классификацию фототоков, которые могут возникать в однородных образцах при однородном освещении. Кроме того, приводятся краткие сведения о наблюдении таких фототоков в различных материалах.

Если рассматривать однородный объемный материал, в котором распространяется плоская электромагнитная волна с волновым вектором $\mathbf{q}$, единичным вектором поляризации $\mathbf{e}$ и интенсивностью I , то общее выражение для плотности фототока $\mathbf{j}$ (в линейном по интенсивности света приближении) можно записать в виде:

$$j_\lambda = I \left(\sum_{\mu, \nu} \alpha_{\lambda\mu\nu} e_\mu e_\nu^* + \sum_{\delta, \mu, \nu} \xi_{\lambda\delta\mu\nu} q_\delta e_\mu e_\nu^* \right), \quad (2.1)$$

где индексы $\lambda, \mu, \nu, \delta$ обозначают проекции векторов $\mathbf{j}$, $\mathbf{e}$ и $\mathbf{q}$ на оси декартовых координат и пробегают значения x, y, z . Тензор третьего ранга $\alpha_{\lambda\mu\nu}$ характеризует вклады, не зависящие от волнового вектора, и описывает фотогальванические

эффекты. Тензор четвертого ранга $\xi_{\lambda\delta\mu\nu}$ характеризует вклады, пропорциональные волновому вектору, и описывает эффекты фотонного увлечения.

Удобно представить произведение $e_\mu e_\nu^*$ в виде суммы симметричной комбинации $\{e_\mu e_\nu^*\} = (e_\mu e_\nu^* + e_\mu^* e_\nu) / 2$, которая является вещественной величиной, и антисимметричной комбинации $[e_\mu e_\nu^*] = (e_\mu e_\nu^* - e_\mu^* e_\nu) / 2$, которая является чисто мнимой величиной:

$$e_\mu e_\nu^* = \{e_\mu e_\nu^*\} + [e_\mu e_\nu^*]. \quad (2.2)$$

Это позволяет переписать выражение (2.1) в следующем виде:

$$j_\lambda = I \left(\sum_{\mu,\nu} \chi_{\lambda\mu\nu} \{e_\mu e_\nu^*\} + \sum_{\mu} \gamma_{\lambda\mu} i [\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]_\mu + \sum_{\delta,\mu,\nu} T_{\lambda\delta\mu\nu} q_\delta \{e_\mu e_\nu^*\} + \sum_{\delta,\mu} \tilde{T}_{\lambda\delta\mu} q_\delta i [\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]_\mu \right), \quad (2.3)$$

где члены, содержащие чисто мнимые антисимметричные комбинации $[e_\mu e_\nu^*]$, выражены через проекции векторного произведения $[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]$, помноженные на мнимую единицу i . Как известно, вектор $i[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]$ определяет степень циркулярной поляризации излучения P_{circ} , и для поперечной электромагнитной волны выполняется соотношение [43]:

$$i[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*] = P_{\text{circ}} \frac{\mathbf{q}}{q}. \quad (2.4)$$

Правой циркулярно поляризованной волне (σ_+) соответствует $P_{\text{circ}} = 1$, а левая циркулярно поляризованная волна (σ_-) характеризуется величиной $P_{\text{circ}} = -1$. Тензоры $\chi, \gamma, \mathbf{T}$ и $\tilde{\mathbf{T}}$ в (2.3) являются вещественными. Отличные от нуля компоненты этих тензоров определяются симметрией кристаллов.

Для электрического поля плоской монохроматической волны $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ с круговой частотой ω здесь и далее используется следующее представление через комплексный вектор $\mathbf{E}(\omega) e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - i\omega t}$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{E}(\omega, \mathbf{q})e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}-i\omega t}] = \frac{1}{2}[\mathbf{E}(\omega, \mathbf{q})e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}-i\omega t} + \mathbf{E}^*(\omega, \mathbf{q})e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}+i\omega t}], \quad (2.5)$$

где $\mathbf{E}(\omega, \mathbf{q}) = |\mathbf{E}(\omega, \mathbf{q})|\mathbf{e} = E\mathbf{e}$, и амплитуда волны E связана с интенсивностью света I (поток энергии через единицу площади) соотношением:

$$I = \frac{cn_{\omega}}{8\pi} E^2, \quad (2.6)$$

в котором через n_{ω} обозначен показатель преломления среды на частоте ω . Заметим, что при описании электромагнитных волн с помощью комплексных векторов мы используем тот же формализм, что и авторы книг [61, 73, 76]. Ряд других авторов (см., например, [1, 70]) использует комплексное представление (2.5) без множителя $1/2$, тогда в выражении (2.6) вместо числа 8 фигурирует 2.

Формулы (2.1) и (2.3), описывающие фототоки в объемных кристаллах, можно использовать также применительно к двумерным структурам, где движение свободных носителей вдоль оси роста квантовано, и они могут свободно двигаться только в плоскости, перпендикулярной направлению роста. В этом случае возможен только латеральный фототок $\mathbf{j}$, и индекс λ пробегает только два возможных значения. Что касается вектора поляризации $\mathbf{e}$ и волнового вектора $\mathbf{q}$, то они по-прежнему могут быть ориентированы произвольным образом в трехмерном пространстве, и, соответственно, каждый из индексов μ, ν, δ пробегает три возможных значения также и в случае двумерных структур.

Первое и второе слагаемые в (2.3) описывают, соответственно, *линейный фотогальванический эффект* и *циркулярный фотогальванический эффект*. Отметим, что циркулярный ФГЭ зависит от степени циркулярной поляризации света и меняет знак при переходе от левой эллиптической поляризации к правой. При распространении в кристалле линейно поляризованной волны циркулярный ФГЭ отсутствует. Линейный ФГЭ, в отличие от циркулярного ФГЭ, возможен и при линейной поляризации возбуждающего света. При возбуждении кристалла линейно поляризованным светом компоненты фототока, обусловленного линейным ФГЭ, зависят от азимута плоскости поляризации света.

Тензор χ , характеризующий линейный ФГЭ, отличен от нуля только в кристаллах без центра инверсии. Он преобразуется так же, как пьезоэлектрический тензор. Линейный фотогальванический эффект впервые был обнаружен в теллуре в 1967 году, затем он экспериментально и теоретически исследовался также в других объемных полупроводниках: GaAs, GaP, InAs (см. [1, 2, 43–45] и ссылки в этих работах). Линейный фотогальванический эффект наблюдался и во многих двумерных структурах, в частности, в MOSFET-структурах на кремнии, в квантовых ямах на основе полупроводников A^3B^5 , в асимметричных квантовых ямах SiGe (см. монографию [5] и ссылки в ней).

Тензор γ , характеризующий циркулярный ФГЭ, связывает компоненты полярного вектора $\mathbf{j}$ и аксиального вектора $[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]$. Это означает, что он отличен от нуля только в гиротропных кристаллах. Как отмечалось в главе 1, циркулярный ФГЭ является обратным эффектом к эффекту индуцированной током оптической активности. Циркулярный фотогальванический эффект был независимо предсказан в 1978 году в работах [16] и [46]. Впервые этот эффект был экспериментально обнаружен в монокристаллах теллура [47]. Ни в объемных кубических кристаллах с решеткой цинковой обманки (GaAs и подобные соединения), ни в кубических кристаллах с решеткой алмаза (например, Si, Ge) циркулярный фотогальванический эффект не возможен. Однако он становится возможным в структурах с квантовыми ямами на основе кубических полупроводников благодаря понижению симметрии. Обзор экспериментальных и теоретических исследований циркулярного ФГЭ в структурах с квантовыми ямами проведен в [5, 6].

Третье и четвертое слагаемые описывают, соответственно, линейный и циркулярный эффекты фотонного увлечения.

Тензор четвертого ранга T , характеризующий *линейный эффект фотонного увлечения*, имеет отличные от нуля компоненты в кристаллах любой симметрии, в том числе в кристаллах с центром инверсии. Поэтому естественно ожидать, что при достаточно интенсивном оптическом возбуждении любого полупроводника в нем возникнет постоянный ток вдоль направления

распространения света, обусловленный передачей импульса от фотонов к электронам (или дыркам). Такой эффект увлечения носителей заряда фотонами называют продольным. Очевидно, что его величина пропорциональна числу поглощаемых фотонов $K(\omega)I/\hbar\omega$ (здесь I – интенсивность света, $\hbar\omega$ – энергия фотона, $K(\omega)$ – коэффициент поглощения на частоте ω), импульсу фотона в полупроводнике $\hbar q = \frac{\hbar\omega}{c}n_\omega$ (здесь n_ω – показатель преломления) и времени релаксации импульса носителей заряда τ_p [48]. Очевидно также, что чем больше эффективная масса носителя заряда m^* , тем меньше приобретаемая им направленная скорость. Таким образом,

$$j \propto eK(\omega)I \frac{n_\omega}{c} \cdot \frac{\tau_p}{m^*}, \quad (2.7)$$

где e – заряд электрона. При низких частотах возбуждающего света (когда выполнен критерий $\hbar\omega < k_B T$) возможно также и классическое описание фототока увлечения как эффекта Холла на оптической частоте. В рамках классической теории фототок рассматривается как постоянный холловский ток, возникающий в переменных электрическом и магнитном полях световой волны. Классической теории эффекта увлечения были посвящены работы [49 – 53], квантовая теория рассмотрена в [54 – 56], а также в более поздних работах (см. обзор в монографии [5]).

Первые эксперименты по обнаружению увлечения электронов фотонами провели в 1970 году независимо А.М. Данишевский с сотрудниками [57] и А.Ф. Gibson с коллегами [58]. И те, и другие эксперименты были осуществлены на образцах из объемных монокристаллов германия, которые возбуждались интенсивным пучком CO_2 -лазера с модулированной добротностью. Линейный эффект фотонного увлечения исследован также в объемных монокристаллах Si, GaP, GaAs, InAs, Te; исследования проводились не только в среднем ИК, но также и в терагерцовом диапазоне [5, 48]. Были изучены особенности продольного фототока при различных механизмах оптического возбуждения, среди которых отметим прямые межзонные переходы, прямые переходы между

подзонами валентной зоны, непрямые внутризонные переходы электронов (поглощение Друде), поглощение при фотоионизации примесей. В полупроводниках *p*-типа при исследовании продольного фототока была обнаружена интересная закономерность: при уменьшении энергии фотонов наблюдалась инверсия знака фототока [59, 60], т.е. дырки начинали двигаться навстречу световому пучку. Этот эффект получил свое объяснение в рамках квантовой теоретической модели, развитой ранее в работах [54, 57], где рассматривались оптические переходы дырок между ветвями валентной зоны. Согласно этой модели инверсия знака должна наблюдаться тогда, когда энергия фотона становится меньше энергии оптического фонона и перестают возбуждаться горячие легкие дырки, которые быстро теряют свой импульс за счет испускания оптических фононов [60]. В этой спектральной области кардинальным образом меняется соотношение вкладов тяжелых и легких дырок в фототок.

Как известно, с точки зрения равновесных оптических свойств кристаллы с кубической симметрией проявляют себя точно так же, как изотропная среда. В частности, коэффициент оптического поглощения на заданной частоте не зависит ни от направления распространения светового пучка в кристалле, ни от его поляризации [61]. Тем не менее, даже в кубических кристаллах линейный эффект фотонного увлечения обладает определенной анизотропией. Это соответствует свойствам симметрии тензора четвертого ранга **T**, который в кубических кристаллах имеет две независимые компоненты, так что фототок увлечения описывается следующим феноменологическим выражением [43]:

$$j_{\lambda} = (T_1 + T_2 |e_{\lambda}|^2) q_{\lambda}. \quad (2.8)$$

В связи с этим амплитуда продольного фототока может зависеть от направления волнового вектора света относительно кристаллографических осей кубического кристалла, а также от поляризации света. Более того, при линейном эффекте фотонного увлечения, дополнительно к продольному фототоку, возможно также возникновение поперечного фототока, который ориентирован перпендикулярно направлению распространения светового пучка. В кристаллах с кубической

симметрией возникновение поперечного фототока возможно при любой ориентации волнового вектора света, за исключением кристаллографических направлений типа $[100]$ и $[1\bar{1}0]$ (см. [43, 62]). При этом величина поперечного фототока зависит от направления вектора поляризации линейно поляризованного света. Микроскопический механизм анизотропии линейного эффекта фотонного увлечения, которая экспериментально исследовалась в кубических кристаллах p -Ge и p -InSb, связан с несферичностью изоэнергетических поверхностей валентной зоны у этих полупроводников [62].

Целый ряд теоретических и экспериментальных исследований посвящен линейному эффекту фотонного увлечения в двумерных структурах. В работах [63, 64] был теоретически предсказан эффект фотонного увлечения в квантовых ямах при оптическом возбуждении прямых межподзонных переходов электронов. Микроскопический механизм такого эффекта поясняет рис. 2.1.

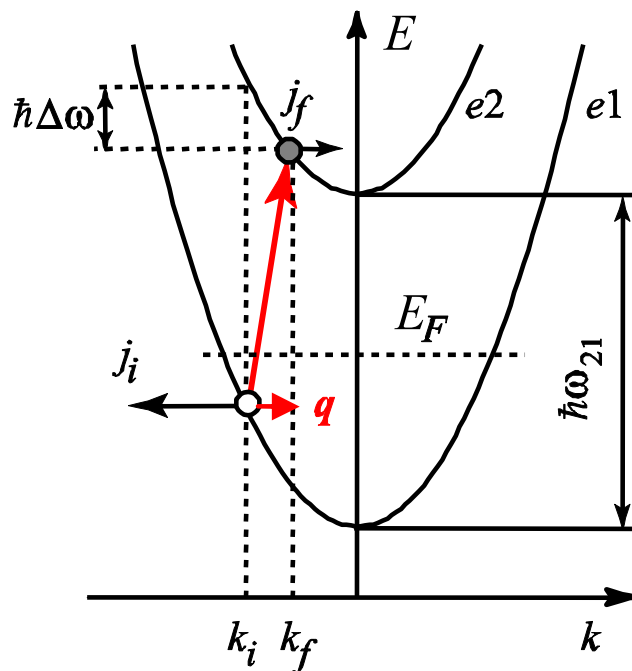


Рис. 2.1. Модель эффекта фотонного увлечения при оптических переходах между подзонами размерного квантования в квантовых ямах [5, 63].

На зонной диаграмме $E(\mathbf{k})$ межподзонный оптический переход электрона из начального состояния (i) в конечное состояние (f) изображается наклонной стрелкой, проекция которой на ось абсцисс определяется волновым вектором фотона $\mathbf{q}$, а проекция на ось ординат равна энергии фотона. Это отражает законы сохранения импульса и энергии. Спектральная ширина линии межподзонного поглощения равна сумме обратных времен релаксации импульса τ_{p1}^{-1} и τ_{p2}^{-1} , где индексы 1 и 2 соответствуют подзонам $e1$ и $e2$. Если межподзонные переходы возбуждаются фотонами с энергией чуть меньше энергии межподзонного резонанса $\hbar\omega_{21}$ (при этом $\hbar\Delta\omega \equiv \hbar\omega - \hbar\omega_{21} < 0$), то, как показано на рис. 2.1, эти переходы идут при отрицательных значениях проекции волнового вектора электрона k_i . При этом и в верхней, и в нижней подзонах распределение по волновым векторам поначалу является асимметричным. Поскольку обычно релаксация импульса в верхней подзоне происходит значительно быстрее, чем в нижней ($\tau_{p2} \ll \tau_{p1}$), то в стационарном состоянии суммарный фототок в этой спектральной области определяется в основном «дырками» в подзоне $e1$ с отрицательным значением волнового вектора k_i , и, следовательно, этот фототок направлен навстречу свету.

Наоборот, оптические переходы с $\hbar\Delta\omega > 0$ идут при положительных значениях k_i . В этой спектральной области фототок увлечения становится положительным, т.е. направлен в ту же сторону, что и свет.

Данная модель в приближении $\tau_{p2} \ll \tau_{p1}$ дает следующую спектральную зависимость фототока [63]:

$$j(\omega) = j_0(\omega) \left(1 - \frac{E_F \tau_{p1}}{\hbar} \frac{2\gamma\Delta\omega}{(\Delta\omega)^2 + \gamma^2} \right), \quad (2.9)$$

где E_F – энергия Ферми (в случае Больцмановской статистики E_F следует заменить на $k_B T$), $2\gamma = \tau_{p1}^{-1} + \tau_{p2}^{-1} \approx \tau_{p2}^{-1}$ – ширина линии межподзонного поглощения, $j_0(\omega)$ – фототок, описываемый соотношением (2.7), в котором в качестве τ_p следует подставить τ_{p2} . Первое слагаемое в (2.9) описывает

«обычный» ток фотонного увлечения, величина которого определяется волновым вектором света, а спектр повторяет контур линии поглощения. Второе слагаемое характеризует резонансное усиление фототока, его спектральная зависимость пропорциональна производной от контура линии межподзонного поглощения (этот контур имеет лоренцевскую форму). В точках экстремумов (при $\Delta\omega = \pm\gamma$) второе слагаемое может значительно превосходить первое. Фактор резонансного усиления определяется отношением энергии Ферми E_F к столкновительному уширению нижней подзоны размерного квантования $\hbar/\tau_{p1}$.

Впервые эффект фотонного увлечения в квантовых ямах наблюдался в 1990 году в работе [65]. Исследования проводились на квантовых ямах GaAs n -типа, в которых межподзонные переходы возбуждались излучением CO_2 -лазера. Эксперименты проводились на образцах с так называемой многопроходной геометрией, которая обеспечивала, с одной стороны, латеральную компоненту импульса фотонов, а с другой стороны – компоненту электрического поля световой волны вдоль направления роста структуры, что соответствует правилам отбора для оптического поглощения при межподзонных переходах. Как и ожидалось, фототок менял знак при реверсе направления распространения световой волны. Кроме того, наблюдалась спектральная инверсия фототока вблизи частоты межподзонного резонанса. Впоследствии были проведены также детальные спектральные исследования фототока с помощью лазера на свободных электронах [66]. Наблюдавшиеся закономерности хорошо согласуются с теорией резонансного эффекта фотонного увлечения при межподзонных оптических переходах в квантовых ямах и дают возможность детально исследовать процессы рассеяния носителей заряда в подзонах $e1$ и $e2$ [63 – 66].

В работе [67] рассмотрена теория эффекта фотонного увлечения в квантовых ямах при оптическом возбуждении прямых межзонных переходов из подзоны тяжелых дырок $hh1$ в электронную подзону $e1$.

Эффект фотонного увлечения при возбуждении не прямых внутризонных оптических переходов электронов был экспериментально обнаружен в одиночной

квантовой яме на гетерогранице GaAs/AlGaAs [68]. Возбуждение осуществлялось терагерцовым излучением с энергией фотонов значительно меньшей, чем энергия межподзонных переходов $\hbar\omega_{21}$. Эффект фотонного увлечения, связанный с поглощением Друде, был также экспериментально исследован в квантовых ямах InAs и SiGe [5].

Феноменологический анализ показывает, что в квантовых ямах любой симметрии линейный эффект фотонного увлечения возможен только при наклонном падении света. Важной проблемой при исследовании линейного эффекта фотонного увлечения является выделение его на фоне линейного ФГЭ. Обычно эффект фотонного увлечения идентифицируют по смене знака фототока при реверсе направления волнового вектора света в плоскости квантовой ямы. Однако точно так же смену знака демонстрирует и линейный ФГЭ. Разделить эти эффекты позволяет исследование поляризационной зависимости фототока. Для случая квантовых ям с симметрией C_{2v} (ею обладают, в частности, асимметричные квантовые ямы GaAs, выращенные в направлении [100]) эта проблема рассмотрена в [5]. Наиболее просто задача решается применительно к поперечным фототокам. В случае возбуждения квантовых ям линейно поляризованным светом с вектором поляризации, ориентированным параллельно или перпендикулярно направлению регистрируемого фототока, линейный ФГЭ обращается в нуль, в то время как линейный эффект увлечения может наблюдаться. Аналогично при возбуждении поперечного фототока наклонным циркулярно поляризованным световым пучком линейный ФГЭ отсутствует, а линейный эффект увлечения может наблюдаться. С анализом продольных фототоков ситуация сложнее, поскольку, вообще говоря, при любой поляризации света линейный ФГЭ и эффект увлечения могут давать сравнимые по величине вклады в продольный фототок. В случае возбуждения эллиптически поляризованным светом дополнительный вклад в продольный фототок может быть связан с циркулярным ФГЭ. Выделить указанные вклады по отдельности можно путем анализа поляризационных зависимостей продольного фототока при различных (в том числе, взаимно обратных) направлениях волнового вектора света в структуре [5].

Эффект фотонного увлечения нашел широкое применение при создании фотоприемников для среднего и дальнего ИК диапазонов. Такие фотоприемники могут работать при комнатной температуре, отличаются высоким быстродействием (которое определяется временем релаксации импульса фотовозбужденных носителей заряда и может составлять доли пикосекунды) и чрезвычайно широким динамическим диапазоном. Для регистрации интенсивного излучения в среднем ИК диапазоне наиболее часто используются фотоприемники на основе объемных монокристаллов p -Ge или p -Si, работающие на прямых межподзонных переходах дырок [5]. Такие фотоприемники могут работать при очень высоких интенсивностях оптического излучения (10 MW/cm^2 и более). Фотоприемники среднего ИК диапазона на основе эффекта фотонного увлечения при мепподзонных переходах электронов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [69] имеют в несколько раз более высокую чувствительность, чем фотоприемники на объемных монокристаллах p -Ge или p -Si. Кроме того, они позволяют также обеспечить более высокое быстродействие. В фотоприемниках для дальнего ИК диапазона обычно используется эффект фотонного увлечения при непрямых переходах электронов в монокристаллах n -Ge, их спектральный диапазон соответствует длинам волн от 50 до 500 μm [5].

Тензор третьего ранга $\tilde{\mathbf{T}}$, фигурирующий в (2.3) и характеризующий *циркулярный эффект фотонного увлечения*, подобно тензору $\mathbf{T}$, описывающему линейный эффект фотонного увлечения, имеет отличные от нуля компоненты в кристаллах любой симметрии [43]. Тем не менее, как показано в [70], в кубических кристаллах циркулярный эффект увлечения отсутствует, он становится возможным лишь в одноосных кристаллах и системах с еще более низкой симметрией. Циркулярный эффект увлечения имеет особенности, общие с циркулярным ФГЭ. Во-первых, циркулярный эффект увлечения зависит от степени циркулярной поляризации света и меняет знак при переходе от левой эллиптической поляризации к правой. Во-вторых, при распространении в кристалле линейно поляризованной волны циркулярный эффект увлечения отсутствует. Но, в отличие от циркулярного ФГЭ, циркулярный эффект увлечения зависит от величины волнового вектора света. Подобно линейному

эффекту увлечения, циркулярный эффект увлечения связан с передачей импульса фотонов носителям заряда. При реверсе направления распространения света с заданной циркулярной поляризацией циркулярный ФГЭ меняет свой знак, а циркулярный эффект фотонного увлечения – сохраняет.

Циркулярный эффект фотонного увлечения был предсказан теоретически в 1980 году в работе [43], где обсуждалась феноменология эффекта. Некоторые возможные микроскопические механизмы циркулярного эффекта фотонного увлечения в объемных полупроводниках были рассмотрены в теоретической работе [71]. Однако экспериментально данный эффект был обнаружен только в 2006 году [A9, A10] в структурах с квантовыми ямами. Исследованиям данного эффекта в квантовых ямах GaAs/AlGaAs [A9–A14] и в графене [A15, A16] посвящены п. 2.2 и п. 2.3 диссертации. В объемных полупроводниках циркулярный эффект фотонного увлечения до сих пор не обнаружен.

Среди фотогальванических эффектов особое место занимают магнито-фотогальванические эффекты, т. е. фототоки, индуцированные магнитным полем. Магнитное поле нарушает симметрию относительно обращения времени, что обуславливает дополнительные механизмы генерации фототока. Например, в нецентросимметричных кубических кристаллах (такие кристаллы не обладают гиротропией) циркулярный фотогальванический эффект отсутствует. Однако при наличии внешнего магнитного поля этот эффект становится возможным [43], что впервые экспериментально наблюдалось в объемных монокристаллах *p*-GaAs [72]. В гиротропных кристаллах магнито-фотогальванические эффекты характеризуются большим многообразием. Поскольку гиротропия допускает существование полярного и аксиального векторов с компонентами, преобразующимися одинаково при всех преобразованиях симметрии данного кристалла, то оказывается возможным фототок с компонентами $j_\alpha \propto IB_\beta$, где I – интенсивность света внутри среды, а B_β – компоненты приложенного магнитного поля. Фототоки, для генерации которых необходимы одновременно гиротропия среды и внешнее магнитное поле, составляют класс магнито-гиротропных фотогальванических эффектов [5]. Исследованию особенностей этих эффектов в

квантовых ямах на основе соединений A^3B^5 [A17, A18] и A^2B^6 [A19, A20] посвящены п. 2.4 и п. 2.5 диссертации.

2.2. Циркулярный эффект увлечения электронов фотонами в квантовых ямах (110)-GaAs/AlGaAs

Циркулярный эффект увлечения электронов фотонами представляет собой фототок, обусловленный одновременной передачей импульса и углового момента фотонов электронной системе. В отличие от «классического» линейного эффекта увлечения, в циркулярном эффекте увлечения фототок меняет направление на противоположное при инверсии знака циркулярной поляризации света. В данном параграфе речь пойдет об экспериментальном обнаружении и исследовании циркулярного эффекта фотонного увлечения в асимметричных квантовых ямах (110)-GaAs/AlGaAs [A9–A14].

Феноменологическая теория. Объемные монокристаллы полупроводников с решеткой цинковой обманки (в частности, полупроводники A^3B^5) характеризуются точечной группой симметрии T_d . Квантовые ямы на основе этих полупроводников имеют более низкую симметрию. Рассматриваемые здесь асимметричные квантовые ямы GaAs/AlGaAs, выращенные в направлении $[110]$, обладают точечной группой симметрии C_s [1], которая включает всего два элемента: тождественное преобразование и одну плоскость зеркального отражения (определяемую кристаллографическими направлениями $[001]$ и $[110]$).

Рассмотрим генерацию латерального фототока в структуре с симметрией C_s при ее однородном фотовозбуждении. За направления декартовых осей координат x , y , и z выберем, соответственно, кристаллографические направления $[1\bar{1}0]$, $[00\bar{1}]$ и $[110]$. Анализ ограничений, накладываемых симметрией C_s на общее феноменологическое выражение (2.3), показывает, что компоненты латерального фототока можно описать следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}
j_x / I = & C_1(e_x e_y^* + e_y e_x^*) + C_2 l_z P_{circ} + C_3(e_x e_z^* + e_z e_x^*) + C_4 l_y P_{circ} + \\
& + q_x [X_1(|e_x|^2 + |e_y|^2) + X_2(|e_x|^2 - |e_y|^2) + X_3(e_y e_z^* + e_z e_y^*) + X_4 l_x P_{circ} + X_5 |e_z|^2] + \\
& + q_y [Y_1(e_x e_y^* + e_y e_x^*) + Y_2 l_z P_{circ} + Y_3(e_x e_z^* + e_z e_x^*) + Y_4 l_y P_{circ}] + \\
& + q_z [Z_1(e_x e_y^* + e_y e_x^*) + Z_2 l_z P_{circ} + Z_3(e_x e_z^* + e_z e_x^*) + Z_4 l_y P_{circ}],
\end{aligned} \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned}
j_y / I = & C_5 |e_z|^2 + C_6(|e_x|^2 + |e_y|^2) + C_7(|e_x|^2 - |e_y|^2) + C_8(e_y e_z^* + e_z e_y^*) + C_9 l_x P_{circ} + \\
& + q_x [X'_1(e_x e_y^* + e_y e_x^*) + X'_2 l_z P_{circ} + X'_3(e_x e_z^* + e_z e_x^*) + X'_4 l_y P_{circ}] + \\
& + q_y [Y'_1(|e_x|^2 + |e_y|^2) + Y'_2(|e_x|^2 - |e_y|^2) + Y'_3(e_y e_z^* + e_z e_y^*) + Y'_4 l_x P_{circ} + Y'_5 |e_z|^2] + \\
& + q_z [Z'_1(|e_x|^2 + |e_y|^2) + Z'_2(|e_x|^2 - |e_y|^2) + Z'_3(e_y e_z^* + e_z e_y^*) + Z'_4 l_x P_{circ} + Z'_5 |e_z|^2],
\end{aligned} \quad (2.11)$$

где $l_i \equiv q_i / q$ – направляющие косинусы волнового вектора света, константы C_m описывают линейный и циркулярный фотогальванические эффекты, а константы $X_\lambda, Y_\mu, Z_\nu, X'_\lambda, Y'_\mu, Z'_\nu$ – линейный и циркулярный эффекты увлечения. Остальные обозначения определены в п. 2.1.

Рассмотрим вклад в фототок, пропорциональный степени циркулярной поляризации света P_{circ} . В эксперименте такой циркулярный вклад (обозначим его j^{circ}) легко может быть выделен из общего фототока путем переключения поляризации $P_{circ} \rightarrow (-P_{circ})$ и вычисления полуразности двух измеряемых фототоков:

$$j^{circ} = \frac{j(P_{circ}) - j(-P_{circ})}{2}. \quad (2.12)$$

Из (2.10) и (2.11) следует, что

$$\begin{aligned}
j_x^{circ} / I = & C_2 l_z P_{circ} + C_4 l_y P_{circ} + \\
& + q_x X_4 l_x P_{circ} + q_y [Y_2 l_z P_{circ} + Y_4 l_y P_{circ}] + q_z [Z_2 l_z P_{circ} + Z_4 l_y P_{circ}],
\end{aligned} \quad (2.13)$$

$$\begin{aligned}
j_y^{circ} / I = & C_9 l_x P_{circ} + \\
& + q_x [X'_2 l_z P_{circ} + X'_4 l_y P_{circ}] + q_y Y'_4 l_x P_{circ} + q_z Z'_4 l_x P_{circ},
\end{aligned} \quad (2.13')$$

где слагаемые, не зависящие от волнового вектора света $\mathbf{q} \equiv (q_x, q_y, q_z)$, описывают циркулярный фотогальванический эффект, а слагаемые, пропорциональные проекциям волнового вектора, – циркулярный эффект фотонного увлечения.

В эксперименте, описываемом ниже, плоскость падения возбуждающего светового пучка совпадает с плоскостью xz и регистрируется циркулярный фототок в направлении x (т.е. продольный фототок). В такой конфигурации опыта $q_y = 0$ (и, соответственно, $l_y = 0$), тогда, согласно (2.12), циркулярный фототок описывается следующим выражением:

$$j_x^{circ} = [(C_2 + q_z Z_2)l_z + q_x X_4 l_x] P_{circ} I, \quad (2.14)$$

или, если вернуться к обозначениям через компоненты тензоров γ и $\tilde{\mathbf{T}}$, введенных в п. 2.1, –

$$j_x^{circ} = [(\gamma_{xz} + q_z \tilde{T}_{zz})l_z + q_x \tilde{T}_{xx} l_x] P_{circ} I. \quad (2.15)$$

Пусть возбуждающий световой пучок с интенсивностью I_0 падает под углом θ_0 на исследуемую структуру. Тогда $q_z = q \cos \theta$, $l_z = \cos \theta$, $l_x = \sin \theta$, где угол преломления θ определяется законом Снеллиуса: $\sin \theta = \sin \theta_0 / n_\omega$ (в приближении слабого поглощения: $n_\omega \gg k_\omega$, где $k_\omega = \frac{c}{2\omega} K(\omega)$ – показатель поглощения). Если падающий световой пучок циркулярно поляризован, то его степень циркулярной поляризации $P_{circ}^0 = \pm 1$, где знак «плюс» соответствует правой циркулярно поляризованной волне (поляризация σ_+), а знак «минус» – левой циркулярной поляризации (поляризация σ_-). Можно показать, что в этом случае внутри образца интенсивность света $I = n_\omega I_0 (t_p^2 + t_s^2) / 2$, а степень его циркулярной поляризации $P_{circ} = P_{circ}^0 \frac{2t_p t_s}{t_p^2 + t_s^2}$, где t_p и t_s обозначают определяемые формулами Френеля амплитудные коэффициенты прохождения p - и s -компонент электрического поля световой волны через поверхность структуры. В результате

для циркулярного фототока, нормированного на интенсивность падающего света, получаем:

$$j_x^{circ} / I_0 = t_p t_s [\gamma_{xz} \cos \theta + q \tilde{T}_{xzz} \cos^2 \theta + q \tilde{T}_{xxx} \sin^2 \theta] n_\omega P_{circ}^0, \quad (2.16)$$

где угловая зависимость френелевского коэффициента t_p , который соответствует компоненте электрического поля световой волны, лежащей в плоскости падения, описывается соотношением [73]:

$$t_p = \frac{2 \sin \theta \cos \theta_0}{\cos(\theta_0 - \theta) \sin(\theta_0 + \theta)}, \quad (2.17)$$

а для коэффициента t_s , соответствующего компоненте поля, перпендикулярной плоскости падения, аналогичная зависимость имеет вид [73]:

$$t_s = \frac{2 \sin \theta \cos \theta_0}{\sin(\theta_0 + \theta)}. \quad (2.18)$$

Выражая угол преломления через угол падения, произведение $t_p t_s$, фигурирующее в (2.15), можно записать следующим образом:

$$t_p t_s = \frac{4 n_\omega \cos^2 \theta_0}{(\sqrt{n_\omega^2 - \sin^2 \theta_0} + \cos \theta_0)(\sqrt{n_\omega^2 - \sin^2 \theta_0} + n_\omega^2 \cos \theta_0)}. \quad (2.19)$$

Анализ показывает, что в идеально симметричных квантовых ямах (110)-GaAs/AlGaAs (точечная группа симметрии C_{2v}) благодаря появлению дополнительной плоскости симметрии, лежащей в плоскости квантовой ямы (в наших обозначениях – плоскость xu), в рассматриваемой геометрии опыта наблюдение циркулярного эффекта увлечения невозможно и циркулярный фототок полностью определяется циркулярным ФГЭ:

$$j_x^{circ} / I_0 = t_p t_s \gamma_{xz} \cos \theta n_\omega P_{circ}^0. \quad (2.20)$$

Методика эксперимента. Реальные наноструктуры с квантовыми ямами (110)-GaAs/AlGaAs неизбежно обладают некоторой асимметрией в направлении роста и характеризуются точечной группой симметрии C_s . Рассмотрим фототок в

направлении $x \parallel [1 \bar{1} 0]$ в такой структуре *при нормальном падении света* в направлении навстречу оси z ($\theta = \theta_0 = 180^\circ$). В этом случае третье слагаемое в (2.16) равно нулю, и фототок j_x представляет собой суперпозицию циркулярного фотогальванического эффекта, характеризуемого коэффициентом γ_{xz} , и циркулярного эффекта фотонного увлечения, характеризуемого произведением $q\tilde{T}_{xzz}$:

$$j_x^{circ} / I_0 = t_p t_s [\gamma_{xz} \cos \theta + q\tilde{T}_{xzz} \cos^2 \theta] n_\omega P_{circ}^0. \quad (2.21)$$

Разделить два этих вклада можно, если дополнительно измерить циркулярный фототок при фотовозбуждении квантовых ям с обратной стороны ($\theta = \theta_0 = 0^\circ$). При этом $\cos \theta$ в (2.16) поменяет свое значение с -1 на $+1$, из-за чего произойдет инверсия знака фототока, обусловленного циркулярным ФГЭ. Это связано с тем, что для заданной циркулярной поляризации света при переходе от фронтального освещения к освещению с тыльной стороны направление вращения вектора напряженности электрического поля в плоскости квантовых ям сменится на противоположное. В то же время вклад циркулярного эффекта увлечения (пропорциональный компоненте волнового вектора фотона q_z) останется неизменным ввиду того, что $\cos^2 \theta$ в (2.16) остаётся равным $+1$. Зная соотношение интенсивностей фотовозбуждения квантовых ям с фронтальной и с тыльной стороны, можно однозначно определить соотношение вкладов циркулярного ФГЭ и циркулярного эффекта увлечения.

Возможен и альтернативный вариант разделения двух рассматриваемых вкладов. Для этого можно установить зеркало перпендикулярно световому пучку, прошедшему через образец, и сравнить величину циркулярного фототока в измерениях с зеркалом и без зеркала. При прохождении света через квантовые ямы туда и обратно фототоки за счет циркулярного ФГЭ складываются, а фототоки за счет циркулярного эффекта увлечения вычитаются. Это обусловлено тем, что при отражении света от зеркала в соотношении (2.15)

меняют знак одновременно и P_{circ} , и $l_z = \cos\theta$. Однако подобный опыт с зеркалом требует юстировки с очень высокой точностью.

Циркулярный эффект фотонного увлечения, описываемый третьим слагаемым в (2.16) и пропорциональный компоненте волнового вектора фотона q_x , может наблюдаться только *при наклонном падении света*, его зависимость от угла падения определяется множителем $t_p t_s \sin^2 \theta$. Исследование зависимости циркулярного фототока от угла падения позволяет, в принципе, выделить этот вклад и определить коэффициент $\tilde{T}_{xxx}$.

Эксперименты, в которых был впервые обнаружен циркулярный эффект фотонного увлечения, проводились на квантовых ямах GaAs/AlGaAs *n*-типа, выращенных вдоль низкосимметричного направления [110]. Наноструктуры были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии и содержали 100 периодов квантовых ям GaAs шириной $L_w = 8.2$ nm, разделенных барьерами $Al_{0.34}Ga_{0.66}As$ шириной 40 nm. Были исследованы две наноструктуры с одинаковой концентрацией двумерных электронов в квантовых ямах ($n_s \sim 7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ в каждой яме), но с различным профилем легирования. В одной наноструктуре (образец А) легированный кремнием слой толщиной 10 nm располагался в каждом барьере на расстоянии 10 nm от его центра. В другой наноструктуре (образец В) легированный слой такой же ширины создавался в центре каждого барьера. Образцы имели форму квадратов с размерами $5 \times 5 \text{ mm}^2$, стороны квадратов были ориентированы вдоль кристаллографических направлений $[1\bar{1}0]$ и $[00\bar{1}]$. По углам образца и по центру каждого его торца были изготовлены омические контакты для регистрации фототоков. Все измерения проводились при комнатной температуре ($T = 293$ K). Возбуждение осуществлялось CO_2 лазером с модулированной добротностью, рабочий диапазон которого (длины волн от 9.2 до 10.8 μm , энергии фотонов от 114 до 135 meV) соответствовал спектральной полосе межподзонных оптических переходов в квантовых ямах (центр линии межподзонного поглощения находился при $\lambda = 9.7 \mu\text{m}$, ширина линии составляла 1 μm). Длительность лазерных импульсов составляла ~ 300 ns, частота повторения не превышала 300 Hz. Пиковая мощность лазерного импульса P не

превышала 2 kW, для варьирования мощности фотовозбуждения применялись калиброванные аттенюаторы из CaF_2 .

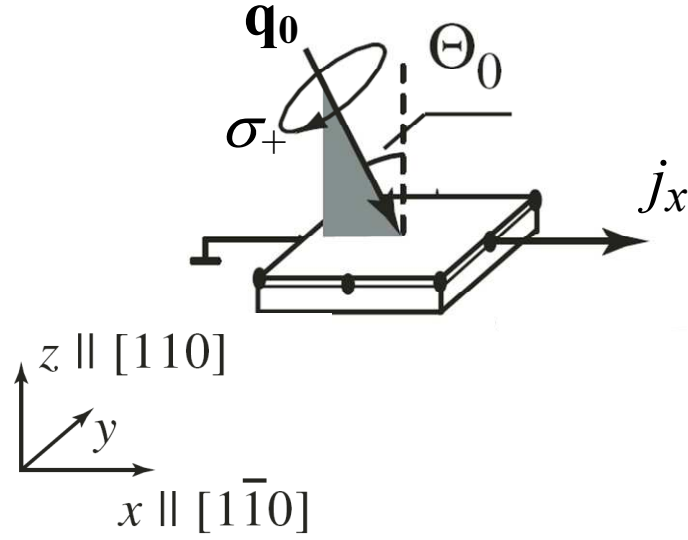


Рис. 2.2. Конфигурация эксперимента по исследованию циркулярного фототока в квантовых ямах (110)-GaAs/AlGaAs.

Фототок измерялся при нормальном и наклонном падении светового пучка. За направления декартовых осей координат x , y , и z были выбраны, соответственно, кристаллографические направления $[1\bar{1}0]$, $[00\bar{1}]$ и $[110]$. Геометрия эксперимента при наклонном падении света в плоскости xz показана на рис. 2.2, где для удобства вместо угла падения θ_0 показан смежный ему угол $\Theta_0 = 180^\circ - \theta_0$. Измерения проводились в отсутствие электрического смещения на образце, регистрировалось падение напряжения U на нагрузочном резисторе с сопротивлением $R_L = 50 \Omega$, и фототок определялся как $J = U/R_L$. Основное внимание было уделено исследованию циркулярного фототока J_x^{circ} , вклад которого в общий фототок пропорционален степени циркулярной поляризации света P_{circ} . Чтобы выделить вклад циркулярного фототока в общий фототок, мы измеряли сигнал фотоответа при поочередном возбуждении квантовых ям светом σ_+ - и σ_- -поляризации и вычисляли полуразность:

$$J_x^{circ} = \frac{J_x(\sigma_+) - J_x(\sigma_-)}{2}. \quad (2.22)$$

Фотовозбуждение циркулярно поляризованным светом (σ_+ либо σ_-) обеспечивалось с помощью ромба Френеля, установленного перед образцом на пути линейно поляризованного лазерного пучка.

Результаты эксперимента и их обсуждение. Проанализируем сначала результаты, полученные *при нормальном падении* светового пучка на поверхность наноструктуры ($\Theta_0 = 0^\circ$). Спектральные исследования, проведенные в пределах рабочей полосы длин волн CO_2 -лазера, выявили инверсию знака циркулярного фототока J_x^{circ} (см. рис. 2.3). Точка инверсии знака циркулярного фототока ($\lambda \approx 9.6 \mu\text{m}$) близка к спектральному положению максимума линии межподзонного поглощения в исследуемых квантовых ямах. Спектры оптического пропускания структур T были измерены при наклонном падении для света p - и s -поляризации с помощью фурье-спектрометра. На рис. 2.3 представлена спектральная зависимость отношения T_p/T_s , на которой четко выражен провал, соответствующий межподзонному резонансу (при $\lambda \approx 9.7 \mu\text{m}$).

Измерения циркулярного фототока, проведенные в условиях фотовозбуждения этой же структуры с тыльной стороны ($\Theta_0 = 180^\circ$) при нормальном падении лазерного пучка с длиной волны $\lambda = 10.61 \mu\text{m}$, продемонстрировали изменение знака фототока, что указывает на доминирование циркулярного ФГЭ (описываемого коэффициентом γ_{xz}) над циркулярным эффектом увлечения (характеризуемого произведением $q_z \tilde{T}_{xzz}$). Действительно, как отмечено выше, в феноменологическом выражении (2.21), описывающем циркулярный фототок при нормальном падении света, при переходе от фронтального освещения к освещению с тыльной стороны $\cos\theta$ меняет знак, а $\cos^2\theta$ сохраняет свою величину. В то же время изменение абсолютной величины циркулярного фототока не превышало погрешности измерений, и, в результате, измерить циркулярный эффект увлечения при нормальном падении света не

удалось. Можно лишь утверждать, что при $\lambda = 10.61 \mu\text{m}$ $|q_z \tilde{T}_{xzz}| \ll |\gamma_{xz}|$.
Эксперименты при $\lambda = 10.24 \mu\text{m}$ дали аналогичный результат.

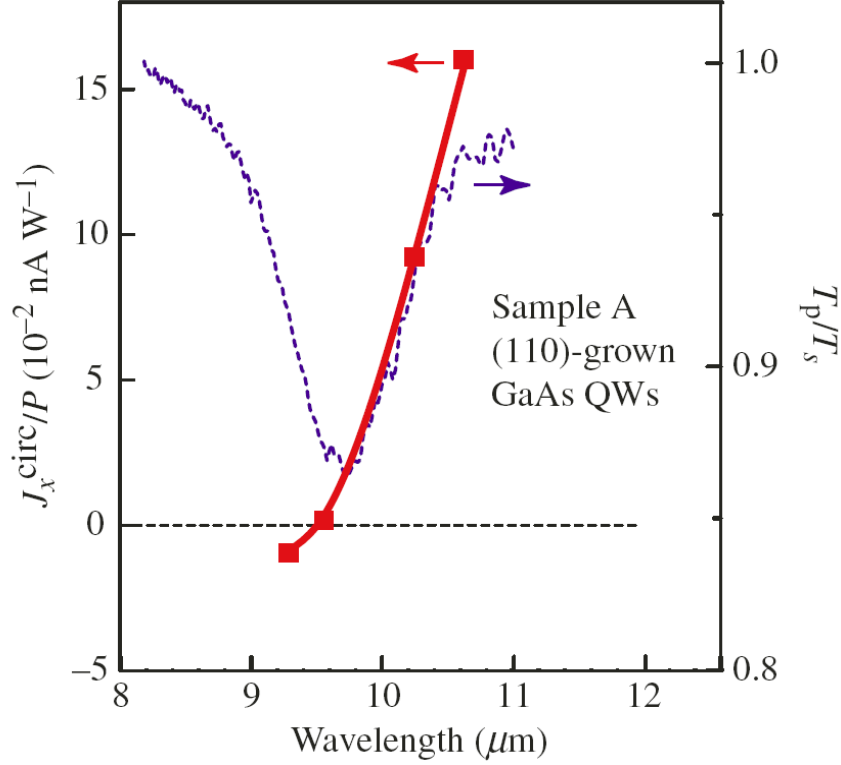


Рис. 2.3. Спектральная зависимость циркулярного фототока J_x^{circ} , нормированного на мощность фотовозбуждения P , при нормальном падении света (квадратики) и отношение T_p/T_s оптического пропускания для линейно поляризованного света p - и s -поляризации (штриховая кривая). Спектры оптического пропускания измерялись при наклонном падении света под углом $\Theta_0 = 60^\circ$. Представлены результаты для образца А.

Итак, при нормальном падении света основной вклад в фототок дает циркулярный ФГЭ. Поскольку циркулярный фототок меняет знак вблизи центра линии межподзонного поглощения (рис. 2.3), можно заключить, что наблюдаемый фототок главным образом связан с циркулярным ФГЭ, обусловленным асимметрией в распределении носителей заряда по импульсам, возникающей в процессе фотовозбуждения при межподзонных переходах,

вероятность которых зависит от знака циркулярной поляризации [74, 75]. Другой возможный микроскопический механизм циркулярного фототока – оптическая ориентация носителей, сопровождаемая спин-гальваническим эффектом [31, 77, 78], – очевидно, дает пренебрежимо малый вклад, т.к. этот механизм характеризуется качественно иной спектральной зависимостью: она повторяет спектральный контур линии поглощения [6].

Следуя модели, развитой в [75], дадим описание микроскопического механизма циркулярного ФГЭ при прямых межподзонных переходах электронов и спектральную инверсию направления фототока. В квантовых ямах с симметрией C_s спин-орбитальное взаимодействие расщепляет электронный спектр в каждой подзоне размерного квантования на две спиновые ветви с проекциями спина $s_z = \pm 1/2$ (z – направление роста структуры). Это расщепление описывается членом $\beta_{zx}\sigma_z k_x$ в эффективном гамильтониане, учитывающем спин-орбитальное взаимодействие (здесь β_{zx} – параметр, σ_z – матрица Паули). В соответствии с правилами отбора для межподзонных оптических переходов [31], падающая по нормали циркулярно поляризованная волна вызывает переходы с переворотом спина. В частности σ_- -волна (ее фотоны обладают угловым моментом -1) вызывает прямые оптические переходы из состояний подзоны $e1$ со спином $s_z = +1/2$ в состояния подзоны $e2$ со спином $s_z = -1/2$ (см. рис. 2.4).

Монохроматическое излучение с определенной энергией фотонов, например, $\hbar\omega_1 > E_{21}$ (E_{21} – энергетический зазор между подзонами размерного квантования $e1$ и $e2$) вызывает оптические переходы при вполне определенном волновом векторе $k_x^- < 0$, при котором энергия фотона в точности соответствует энергии прямого перехода, что отображено на рис. 2.4, a вертикальной стрелкой.

Следовательно, межподзонное возбуждение приводит к нарушению баланса между состояниями с положительными и отрицательными k_x в распределении электронов по импульсу в обеих подзонах, а значит, к

возникновению электрического тока. Поскольку энергетический зазор между подзонами размерного квантования $e1$ и $e2$ в исследуемых квантовых ямах

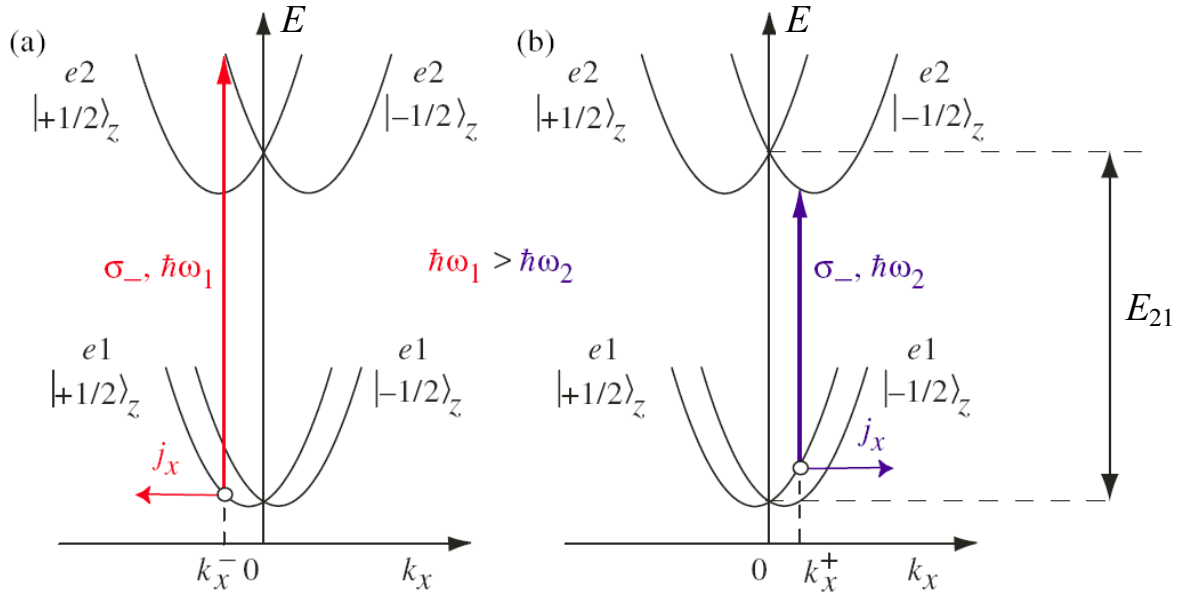


Рис. 2.4. Диаграмма, иллюстрирующая механизм циркулярного ФГЭ при прямых межподзонных переходах электронов в квантовых ямах симметрии C_s , а также объясняющая инверсию направления фототока при уменьшении энергии фотонов от $\hbar\omega_1$ (панель а) до $\hbar\omega_2$ (панель b) [A13]. Показан случай нормального падения левой циркулярно поляризованной волны (σ_-).

значительно превышает энергию продольных оптических фононов ($E_{21} \approx 120$ meV, $\hbar\Omega_{LO} = 35$ meV), неравновесное распределение электронов в подзоне $e2$ быстро релаксирует благодаря эмиссии оптических фононов. Из-за этого вклад подзоны $e2$ в электрический ток пренебрежимо мал. Следовательно, величина и направление электрического тока, показанного на рис. 2.4, а горизонтальной стрелкой, определяются групповой скоростью и временем релаксации импульса τ_{e1} генерированных светом «дырок» в подзоне $e1$, обладающих спином $s_z = +1/2$. Очевидно, что при переключении циркулярной поляризации с левой на правую, изображенную на рис. 2.4, а диаграмму оптических переходов следовало бы зеркально отразить относительно вертикальной оси, и электрический ток потечет в противоположном направлении (на рисунке не показано). Изменение знака фототока при смене знака

циркулярной поляризации – необходимый признак циркулярного ФГЭ. Спектральную инверсию знака фототока при фиксированном знаке циркулярной поляризации, специфичную для рассматриваемого механизма циркулярного ФГЭ, также легко пояснить с помощью этого модельного рисунка. Как показано на рис. 2.4, *b*, при уменьшении энергии фотона до $\hbar\omega_2 < E_{21}$ оптические переходы смещаются в область положительных k_x , и, соответственно, направление электрического тока j_x меняется на противоположное. Реверс направления тока происходит при энергии фотона, соответствующей оптическим переходам из минимумов спиновых ветвей подзоны $e1$.

Перейдем к анализу экспериментальных результатов, полученных *при наклонном падении* светового пучка на поверхность наноструктур. На рис. 2.5 представлена экспериментальная зависимость циркулярного фототока от угла падения Θ_0 для образца А на длине волны $\lambda = 10.61 \mu\text{m}$. В диапазоне углов падения $-60^\circ \leq \Theta_0 \leq 60^\circ$ фототок дважды меняет свой знак, инверсия знака наблюдается при углах падения $\Theta_0 \approx \pm 50^\circ$. Эксперимент, проведенный на образце В на длине волны $\lambda = 10.24 \mu\text{m}$, демонстрирует еще более резкую угловую зависимость: в нем инверсия знака циркулярного фототока наблюдается при углах падения $\Theta_0 \approx \pm 30^\circ$ (см. рис. 2.6). Следует отметить, что хотя при нормальном падении света все экспериментальные закономерности для циркулярного фототока, включая его спектр, удалось объяснить одним только циркулярным ФГЭ, для объяснения смены знака фототока по мере увеличения $|\Theta_0|$ необходимо дополнительно привлечь эффект фотонного увлечения, характеризуемый произведением $q_x \tilde{T}_{xxx}$ [см. (2.15)]. Действительно, согласно (2.16), сам по себе вклад циркулярного ФГЭ пропорционален $t_p t_s \gamma_{xz} \cos \theta$ и сохраняет свой знак во всем диапазоне углов падения Θ_0 от -90° до $+90^\circ$. С увеличением $|\Theta_0|$ абсолютная величина этого вклада убывает. Вклад эффекта фотонного увлечения также сохраняет свой знак во всем диапазоне углов падения (этот вклад пропорционален $t_p t_s q \tilde{T}_{xxx} \sin^2 \theta$), но его абсолютная величина,

напротив, возрастает по мере увеличения $|\Theta_0|$. Единственная возможность смены знака циркулярного фототока с изменением угла падения света, которую допускает феноменологическая теория, – это одновременное наличие сразу двух эффектов: циркулярного ФГЭ и циркулярного эффекта фотонного увлечения, причем обусловленные этими эффектами фототоки должны быть направлены *навстречу друг другу*. Последнее условие реализуется при $\text{sign}\tilde{T}_{xxx} = -\text{sign}\gamma_{xz} \cdot \text{sign}(\cos\theta)$ и, согласно (2.16), в этом случае суперпозиция двух эффектов может дважды менять знак в интервале углов падения Θ_0 от -90° до $+90^\circ$. Отметим, что при освещении наноструктуры с фронтальной поверхности $\text{sign}(\cos\theta) = -1$ (на рис. 2.5 и 2.6 представлены экспериментальные результаты именно для такой конфигурации опыта), а при освещении с тыльной стороны $\text{sign}(\cos\theta) = +1$.

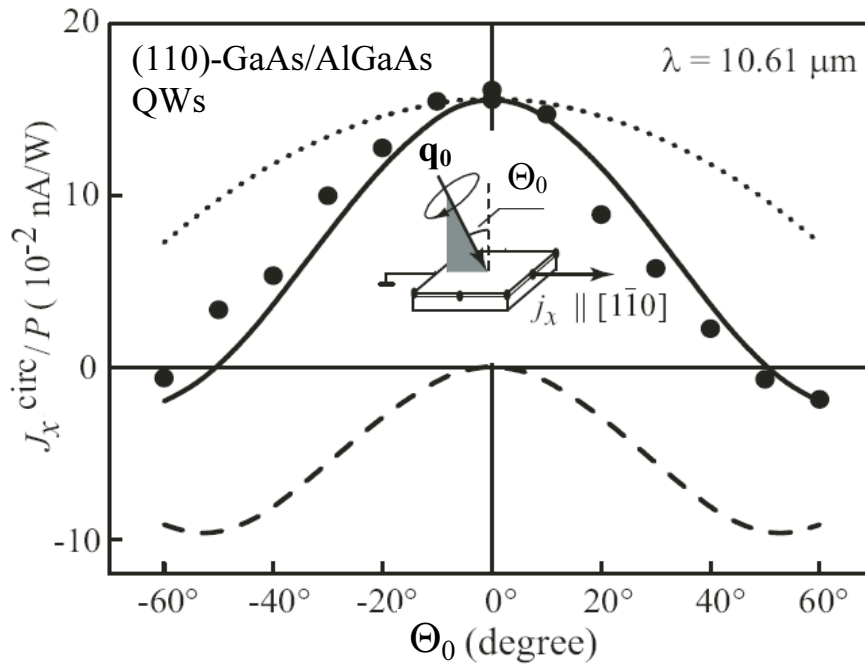


Рис. 2.5. Циркулярный фототок J_x^{circ} , нормированный на мощность лазерного пучка P , в зависимости от угла падения Θ_0 . Кружки – экспериментальные результаты для образца А. Точечная, штриховая и сплошная кривые отображают результаты анализа экспериментальных данных с помощью феноменологического соотношения (2.16). Точечная линия представляет вклад циркулярного ФГЭ в фототок, штриховая кривая – вклад циркулярного эффекта фотонного увлечения, а сплошная кривая – сумму этих вкладов.

Результаты аппроксимации экспериментальных угловых зависимостей циркулярного фототока с помощью феноменологического соотношения (2.16) для обоих исследованных образцов представлены на рис. 2.5 и 2.6. На каждом рисунке точечная линия представляет вклад циркулярного ФГЭ (первое слагаемое в (2.16)), штриховая кривая – вклад циркулярного эффекта фотонного увлечения (третье слагаемое в (2.16)), а сплошная кривая – сумму этих вкладов. При аппроксимации экспериментальных данных для каждого образца мы сначала находили величину коэффициента γ_{xz} – таким образом, чтобы точечная линия соответствовала экспериментальной величине циркулярного фототока при нормальном падении света, когда третье слагаемое в (2.16) равно нулю. Затем путем подбора величины произведения $q\tilde{T}_{xxx}$ штриховая кривая масштабировалась таким образом, чтобы достичь наилучшей аппроксимации экспериментальных данных сплошной кривой во всем диапазоне углов падения Θ_0 . Второе слагаемое, фигурирующее в (2.16), было исключено из рассмотрения, поскольку, как отмечалось выше, по величине оно значительно меньше первого. Результаты аппроксимации свидетельствуют о том, что феноменологическое соотношение (2.16) хорошо описывает экспериментальную угловую зависимость циркулярного фототока. В квантовых ямах GaAs/AlGaAs вклад циркулярного эффекта фотонного увлечения, характеризуемый произведением $q\tilde{T}_{xxx}$, достигает максимума при углах падения $\Theta_0 \approx \pm 50^\circ$ (при этих углах падения максимально произведение $t_p t_s \sin^2 \theta$).

Микроскопический механизм циркулярного эффекта фотонного увлечения связан с одновременной передачей импульса и углового момента фотонов электронной системе. Рассмотрим его, следуя теоретической модели, разработанной С.А. Тарасенко [A10, A13] применительно к циркулярному фототоку, обнаруженному в вышеописанных экспериментах на квантовых ямах симметрии C_s (речь идет о вкладе $q_x \tilde{T}_{xxx} l_x P_{circ} I$).

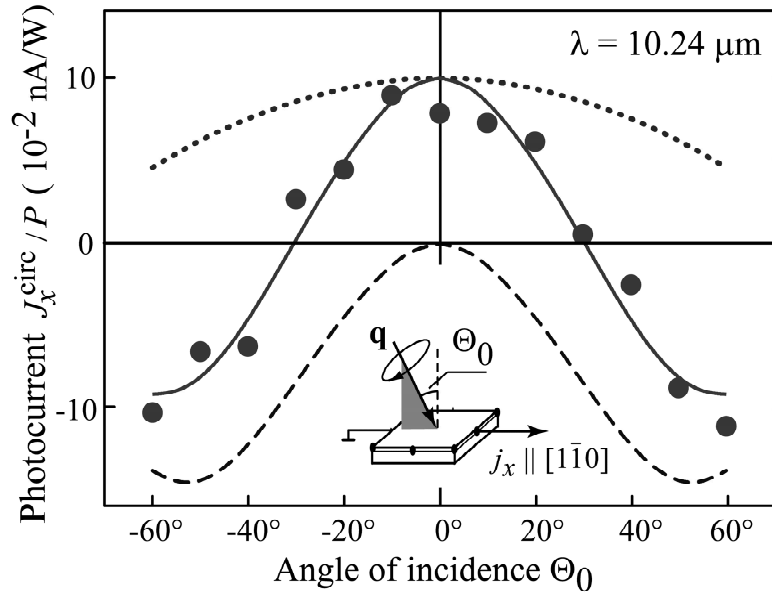


Рис. 2.6. Циркулярный фототок J_x^{circ} , нормированный на мощность лазерного пучка P , в зависимости от угла падения Θ_0 . Результаты для образца В. Обозначения те же, что и на рис. 2.5.

Компоненты тензора $\tilde{\mathbf{T}}$ меняют знак при операции инверсии времени. Это означает, что циркулярный эффект фотонного увлечения принципиально обусловлен процессами диссипации [43]. Рассматриваемая здесь модель эффекта включает три последовательных диссипативных процесса и иллюстрируется рисунком 2.7.

На первом этапе в процессе фотовозбуждения происходят межподзонные оптические переходы, вероятность которых зависит от волнового вектора и углового момента фотона (рис. 2.7, *b*). Важно подчеркнуть, что поглощение циркулярно поляризованного света при межподзонных переходах является спин-зависимым процессом. В то время как при нормальном падении циркулярно поляризованного света его поглощение обусловлено переходами с переворотом спина электрона (см. рис. 2.4; в такой конфигурации свет поляризован в плоскости квантовой ямы), при наклонном фотовозбуждении в поглощении доминируют спин-зависимые переходы с сохранением спина, вызываемые компонентой e_z вектора поляризации [78].

Рассмотрим для определенности мезподзонное фотовозбуждение светом σ_+ -поляризации. Доминирующие оптические переходы при поглощении σ_+ -фотонов показаны на рис. 2.7, *b* наклонной стрелкой. Проекция стрелки на ось k_x характеризует передачу импульса поглощаемого фотона электрону (на рис. 2.7, *b* компонента волнового вектора фотона, лежащая в плоскости квантовой ямы и передаваемая 2D-электрону, обозначена через q_x). Подобно тому, как это имеет место при линейном эффекте фотонного увлечения в квантовых ямах (см. рис. 2.1), при заданной энергии фотона переходы идут только при вполне определенном значении волнового вектора электрона в подзоне $e1$ (это состояние на рис. 2.7, *b* обозначена через k_{x1}), что определяется законами сохранения энергии и импульса. Циркулярно поляризованное фотовозбуждение нарушает баланс в заселенности состояний со спином $|+1/2\rangle_x$, параллельным компоненте волнового вектора света, лежащей в плоскости квантовой ямы, и состояний с антипараллельным спином $|-1/2\rangle_x$. Согласно правилам отбора [78], фотоны σ_+ -поляризации, имеющие положительный угловой момент, в основном опустошают электронные состояния подзоны $e1$ со спином $|-1/2\rangle_x$, в результате компонента S_x среднего спина электронов в состоянии k_{x1} в этой подзоне перестаёт быть равной нулю и становится положительной. Поскольку рассматриваемые оптические переходы идут с сохранением спина, электроны в конечном состоянии k_{x2} в подзоне $e2$ будут иметь средний спин $-S_x$. Состояния со спиновой поляризацией S_x отмечены на рис. 2.7, *b* сплошной горизонтальной стрелкой, а с поляризацией $-S_x$ — штриховой стрелкой. Горячие электроны со спиновой поляризацией $-S_x$, появившиеся в подзоне $e2$ в процессе фотовозбуждения, быстро теряют спиновую поляризацию в процессе энергетической релаксации за счет эмиссии оптических фононов. Следовательно, можно считать, что в результате фотовозбуждения только электроны основной подзоны $e1$ со вполне определенным волновым вектором (k_{x1} на рис. 2.7, *b*) обладают спиновой поляризацией S_x .

спиновой поляризации электронов при определенном значении волнового вектора k_{x1} , соответствующее этому волновому вектору эффективное магнитное поле будет воздействовать на электронный спин $\mathbf{S} = (S_x, 0, 0)$, ориентированный сразу после фотовозбуждения по оси x . Эффективное магнитное поле имеет z - и y -компоненты, что приводит к одновременной прецессии спина с угловыми частотами $\Omega_z = \frac{2}{\hbar} \beta_{zx} k_{x1}$ и $\Omega_y = \frac{2}{\hbar} \beta_{yx} k_{x1}$, где β_{zx} и β_{yx} – константы спин-орбитального взаимодействия [79]. В результате такой прецессии у спина появляются, соответственно, компоненты S_y и S_z (на рис. 2.7, c показана только компонента S_z). В условиях стационарного фотовозбуждения величина компонент S_y и S_z определяется средним углом поворота спина в эффективном магнитном поле.

Первые два этапа в совокупности можно рассматривать как специфический вид оптической ориентации электронных спинов, когда носителям заряда одновременно передаются импульс и угловой момент фотонов. Приведем аналитическое выражение, описывающее результирующую скорость генерации спиновых компонент S_y и S_z в подзоне $e1$ в приближении больцмановского распределения электронов [A10]:

$$\dot{S}_y \equiv \frac{dS_y}{dt} = -q_x \bar{E} \Lambda \frac{\beta_{zx} \tau_{e1}}{\hbar} \frac{q_x}{q} \frac{d\eta_z(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \frac{IP_{circ}}{\hbar\omega} \quad (2.23)$$

$$\dot{S}_z \equiv \frac{dS_z}{dt} = \left[\eta_{\parallel}(\hbar\omega) \frac{q_z}{2q} + q_x \bar{E} \Lambda \frac{\beta_{yx} \tau_{e1}}{\hbar} \frac{q_x}{q} \frac{d\eta_z(\hbar\omega)}{d\hbar\omega} \right] \frac{IP_{circ}}{\hbar\omega}, \quad (2.24)$$

где $\bar{E} = k_B T$ – средняя кинетическая энергия равновесных электронов; T – температура; $\eta_z(\hbar\omega)$ – поглощательная способность квантовых ям для света, поляризованного вдоль направления роста наноструктуры; безразмерный параметр

$$\Lambda = \frac{E_{21} \Delta (2E_g + \Delta)}{2E_g (E_g + \Delta) (3E_g + 2\Delta)}, \quad (2.25)$$

где E_g – ширина запрещенной зоны, а Δ – энергия спин-орбитального расщепления валентной зоны. Параметр Λ характеризует подмешивание состояний сложной валентной зоны к волновым функциям зоны проводимости [78, 80]. При учете такого подмешивания правила отбора по поляризации для межподзонных оптических переходов перестают быть жёсткими, и становится возможным поглощение света, поляризованного в плоскости квантовой ямы. Поглощательная способность для такой поляризации света $\eta_{\parallel}(\hbar\omega)$ пропорциональна поглощательной способности для разрешенных переходов $\eta_z(\hbar\omega)$:

$$\eta_{\parallel}(\hbar\omega) = \Lambda^2 \eta_z(\hbar\omega). \quad (2.26)$$

Отметим, что пропорциональные q_x члены в (2.23) и (2.24), которые собственно и определяют циркулярный эффект фотонного увлечения, пропорциональны производной $\frac{d\eta_z(\hbar\omega)}{d\hbar\omega}$ от контура линии межподзонного поглощения, т.е. имеют такую же резонансную спектральную особенность, что и линейный эффект фотонного увлечения в квантовых ямах (см. второе слагаемое в соотношении (2.9)). Что касается первого слагаемого в (2.24), отличного от нуля и при нормальном падении света, то оно определяет один из возможных механизмов циркулярного ФГЭ – оптическую ориентацию носителей заряда, которая в процессе спиновой релаксации приводит к генерации электрического тока. Как отмечалось выше, экспериментальные данные по спектру циркулярного фототока при нормальном падении показывают, что в нашем случае этот механизм дает пренебрежимо малый вклад в циркулярный фототок.

На заключительном, третьем, этапе происходит процесс релаксации компонент неравновесного электронного спина S_z и S_y , который сопровождается генерацией электрического тока. Этот эффект, называемый спин-гальваническим эффектом, обусловлен асимметричностью процесса спиновой релаксации [31, 77]. Механизм спин-гальванического эффекта схематично изображен на рис. 2.7, *d*, где учтено спин-орбитальное расщепление подзон размерного квантования,

обусловленное членами $\sigma_z k_x$ в эффективном электронном гамильтониане. Различие в заселенности спиновых ветвей $s_z = \pm 1/2$ основной подзоны ($n_{\uparrow} > n_{\downarrow}$) вызывает релаксацию спиновой компоненты S_z . Скорость процессов с переворотом спина зависит от величины волнового вектора в начальном и конечном состояниях, что отображается на рисунке изогнутыми стрелками разной толщины. Различие в скоростях переходов приводит к асимметричному распределению электронов по импульсу в пределах каждой спиновой ветви основной подзоны. В результате возникает электрический ток j_x . Симметричный анализ показывает, что релаксация компоненты спина S_y также сопровождается генерацией тока, направленного вдоль оси x .

Генерируемый фототок j_x содержит вклад, пропорциональный волновому вектору фотона q_x и степени циркулярной поляризации P_{circ} (поскольку, согласно соотношениям (2.23) и (2.24), спиновые компоненты S_y и S_z содержат такие вклады). Таким образом, циркулярный эффект фотонного увлечения, обнаруженный экспериментально в данной работе в квантовых ямах симметрии C_s , может быть объяснен в рамках рассмотренной микроскопической модели, включающей три этапа: (1) ориентацию электронных спинов при межподзонных оптических переходах, зависящих от поляризации и волнового вектора света, (2) спиновую прецессию в эффективном магнитном поле, обусловленном спин-орбитальным взаимодействием, и (3) генерацию электрического тока в процессе спиновой релаксации (спин-гальванический эффект).

2.3. Циркулярный эффект увлечения электронов фотонами в графене

Первые эксперименты по наблюдению циркулярного эффекта фотонного увлечения в графене были проведены в 2010 году на образцах, полученных методом механического отшелушивания от поверхности кристалла пиролитического графита [81], при их возбуждении непрерывным терагерцовым лазером [70]. Линейные размеры таких образцов графена составляют всего 10 – 20 μm , что значительно меньше диаметра лазерного пучка ($\sim 1\text{ mm}$). В результате

неизбежно происходит засветка периферии графенового слоя, и вследствие этого исследование фотогальванических эффектов и эффектов фотонного увлечения в таких образцах осложнено краевыми эффектами [70].

Аналогичные эксперименты были проведены также на эпитаксиальных слоях графена большой площади [82], полученных высокотемпературной сублимацией кремния с поверхности полуизолирующей подложки карбида кремния [83]. В этом случае удастся избежать засветки периферии образца и оказывается возможным исследование циркулярного эффекта фотонного увлечения в чистом виде. В работе [82] в качестве источников излучения использовались молекулярные газовые лазеры, которые давали возможность возбуждать образцы в терагерцовом спектральном диапазоне (на нескольких дискретных длинах волн в диапазоне 90 – 280 μm). Поскольку энергии фотонов в указанном спектральном диапазоне значительно меньше, чем энергия Ферми для исследованных образцов ($\hbar\omega \ll E_F$), в цитируемой работе циркулярный эффект фотонного увлечения рассматривался в классическом пределе и интерпретировался как циркулярный высокочастотный эффект Холла (на частоте световой волны). Если в квантовой теории циркулярного эффекта фотонного увлечения речь идет об одновременной передаче импульса и углового момента от фотонов к электронам, то в классической теории этот же эффект описывается как движение электронов под действием силы Лоренца, обусловленной одновременным воздействием электрического и магнитного полей циркулярно поляризованной световой волны. Микроскопический анализ, проведенный с помощью кинетического уравнения Больцмана, показал, что дополнительно к фототоку, обусловленному указанной силой Лоренца, необходимо учитывать также вклад, обусловленный пространственным градиентом электрического поля световой волны [70, 82]. Рассмотренная классическая модель объясняет экспериментально наблюдавшееся в терагерцовом диапазоне частот возрастание абсолютной величины циркулярного эффекта фотонного увлечения [82]. Эта модель, однако, предсказывает, что при дальнейшем возрастании частоты света величина эффекта должна достичь максимального значения (при $\omega \sim 1/\tau$, где τ –

время релаксации импульса электронов), а при еще более высоких частотах эффект начинает убывать пропорционально ω^{-3} .

В диссертационной работе проведены исследования циркулярных фототоков в слоях графена в среднем ИК диапазоне, при возбуждении их излучением CO₂-лазера ($\hbar\omega = 114 - 135$ meV). Энергии фотонов в этих экспериментах на порядок больше, чем в предшествующих исследованиях [70, 82], осуществленных в терагерцовом диапазоне. Для излучения CO₂-лазера выполнен критерий $\omega \gg 1/\tau$ и, согласно классической теории, циркулярный эффект фотонного увлечения должен быть подавлен. Тем не менее циркулярные фототоки были зарегистрированы и было показано, что они представляют собой суперпозицию двух эффектов: циркулярного эффекта фотонного увлечения и циркулярного ФГЭ, причем эти эффекты сравнимы по величине [A15].

Методика эксперимента. Исследования проведены на эпитаксиальных слоях графена, полученных высокотемпературной сублимацией кремния с поверхности полуизолирующей подложки 4H-SiC [83]. Образцы имели большую площадь (5×5 mm²); с помощью электронного микроскопа в этих образцах были зарегистрированы однородные области монослойного графена с площадью более 1000 μm^2 . Четыре контакта по центру противоположных сторон квадрата создавались путем нанесения слоя Ti толщиной 3 nm и слоя Au толщиной 100 nm (см. вставку на рис. 2.8). Сопротивление между контактами составляло около 2 k Ω (для каждой пары противоположащих контактов). Согласно холловским измерениям в слабых полях, слои графена имели проводимость *n*-типа, что обусловлено переносом заряда из SiC [84, 85]. Чтобы предотвратить нежелательное легирование из окружающего воздуха, образцы графена покрывались двумя слоями непроводящего полимера [86]. В трех исследованных образцах концентрация двумерных электронов составляла $(3-7) \cdot 10^{12}$ cm⁻², что соответствует энергии Ферми $E_F \sim 300$ meV. Холловская подвижность имела величину порядка 1000 cm²/V·s. Все параметры указаны для комнатной температуры.

Для возбуждения фототоков в среднем ИК диапазоне использовался перестраиваемый CO₂-лазер ($\lambda = 9.2 - 10.8 \text{ }\mu\text{m}$, $\hbar\omega = 114 - 135 \text{ meV}$). Основная часть экспериментов была проведена на лазере с модулированной добротностью, длительность импульса излучения составляла 250 ns (при частоте повторения 160 Hz), пиковая мощность излучения P не превышала 500 W и контролировалась с помощью германиевого детектора на эффекте фотонного увлечения. С помощью длиннофокусной линзы из BaF₂ (фокусное расстояние $F = 160 \text{ mm}$ при $\lambda = 9.2 \text{ }\mu\text{m}$, $F = 145 \text{ mm}$ при $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$) излучение фокусировалось на поверхности образца в пятно диаметром 1 mm, которое было заведомо меньше размеров образца. Это позволило избежать фотовозбуждения контактов и краев образца даже при наклонном падении света и исключить связанные с этим паразитные эффекты.

Геометрия эксперимента показана на рис. 2.8. Угол падения лазерного пучка варьировался от -30° до $+30^\circ$. Лазерный пучок был линейно поляризован в плоскости xz (при нормальном падении – вдоль оси x). С помощью ромба Френеля линейно поляризованное излучение преобразовывалось в эллиптически поляризованное. Степень циркулярной поляризации излучения, падающего на образец, могла варьироваться от -1 (левая циркулярно поляризованная волна, σ_-) до $+1$ (правая циркулярно поляризованная волна, σ_+) и определялась азимутом ромба Френеля φ :

$$P_{\text{circ}} = \sin 2\varphi . \quad (2.27)$$

Азимут $\varphi = 0$ соответствует положению ромба Френеля, когда его плоскость симметрии ориентирована перпендикулярно оси y . Форма эллипсов поляризации для нескольких углов φ показана вверху рис. 2.8.

В ходе экспериментов измерялись поперечный и продольный (по отношению к плоскости падения лазерного пучка) фототоки. Измерения проводились в диапазоне температур от 4.2 до 300 K в отсутствие внешнего смещения на образце. С помощью запоминающего осциллографа

регистрировалась эдс холостого хода, фототок короткого замыкания определялся делением эдс на сопротивление образца.

Дополнительно были проведены исследования с помощью непрерывного CO₂-лазера малой мощности (~ 0.1 W), что позволило исследовать фототоки в широком диапазоне интенсивностей фотовозбуждения. В этом случае излучение лазера модулировалось обтюратором, а сигнал фотоответа регистрировался с помощью селективного вольтметра.

Результаты эксперимента и их обсуждение. На рис. 2.8 представлены результаты измерения поперечного (j_y) и продольного (j_x) фототоков в зависимости от азимута ромба Френеля φ для нормального ($\Theta_0 = 0^\circ$) и наклонного ($\Theta_0 = -30^\circ$) падения лазерного пучка. Поперечный и продольный фототоки имеют качественно различные поляризационные зависимости.

При наклонном падении света в поперечном фототоке (j_y) преобладает вклад, пропорциональный степени циркулярной поляризации света $P_{circ} = \sin 2\varphi$, который меняет свой знак при переходе от правой циркулярно поляризованной волны ($\varphi = 45^\circ$) к левой ($\varphi = 135^\circ$). Полная зависимость поперечного фототока от φ хорошо описывается выражением

$$j_y = j_{y,A} \sin 2\varphi + j_{y,B} \sin 4\varphi + \xi, \quad (2.28)$$

где $j_{y,A} = AI_0\Theta_0$ и $j_{y,B} = BI_0\Theta_0$ – амплитуды циркулярного и линейного вкладов, соответственно, I_0 – интенсивность падающего света. Первое слагаемое в (2.28), пропорциональное $\sin 2\varphi$ (а, значит, пропорциональное степени циркулярной поляризации P_{circ}), представляет собой циркулярный фототок, а второе слагаемое, пропорциональное $\sin 4\varphi$, характеризует вклад, зависящий от степени линейной поляризации падающего излучения. Отметим, что поляризационно-независимый вклад ξ был зафиксирован лишь в нескольких экспериментах, его величина значительно меньше амплитуд $j_{y,A}$ и $j_{y,B}$, и в дальнейшем мы его не рассматриваем.

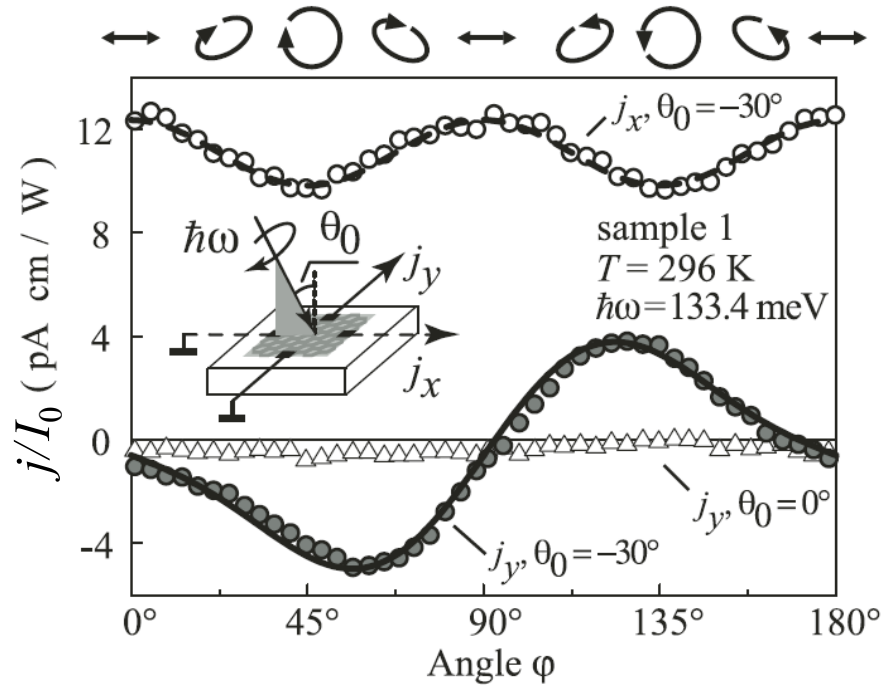


Рис. 2.8. Плотность латерального фототока j в графене, нормированная на интенсивность лазерного пучка I_0 , в зависимости от угла φ , определяющего степень циркулярной поляризации света. Экспериментальные данные получены при комнатной температуре, в условиях фотовозбуждения на длине волны $\lambda = 9.27 \mu\text{m}$ ($\hbar\omega = 133.4 \text{ meV}$). Пустые и закрашенные кружки показывают, соответственно, продольный j_x и поперечный j_y фототоки, измеренные при наклонном падении света ($\Theta_0 = -30^\circ$). Треугольники демонстрируют исчезновение фототока при нормальном падении света ($\Theta_0 = 0^\circ$). Линии отображают результаты аппроксимации эксперимента с помощью выражений (2.28) и (2.29). На вставке показана геометрия эксперимента, плоскость падения лазерного пучка и расположение контактов на поверхности графена. Эллипсы сверху рисунка указывают состояние поляризации падающего на графен светового пучка для различных значений азимута ромба Френеля φ (для наблюдателя, смотрящего вслед световой волне) [A15].

Результат аппроксимации экспериментальных данных с помощью выражения (2.28) показан на рис. 2.8 сплошной линией. Подчеркнем, что точно такой же характер поперечного фототока дают феноменологическая теория и

микроскопические модели, рассматриваемые ниже. В частности, при $\varphi = 45^\circ$ и $\varphi = 135^\circ$, когда падающее излучение поляризовано циркулярно и степень линейной поляризации равна нулю, фототок полностью определяется первым слагаемым в (2.28), а второе слагаемое обращается в нуль. Как показали эксперименты, амплитуда циркулярного фототока $j_{y,A}$ и амплитуда линейного фототока $j_{y,B}$ прямо пропорциональны углу падения Θ_0 , при смене знака Θ_0 эти фототоки также меняют знак. Эти закономерности иллюстрируются рисунком 2.9, а, где показаны угловые зависимости фототоков $j_{y,A}$ и $j_{y,B}$. При нормальном падении оба фототока близки к нулю (см. также экспериментальные данные на рис. 2.8, показанные треугольниками).

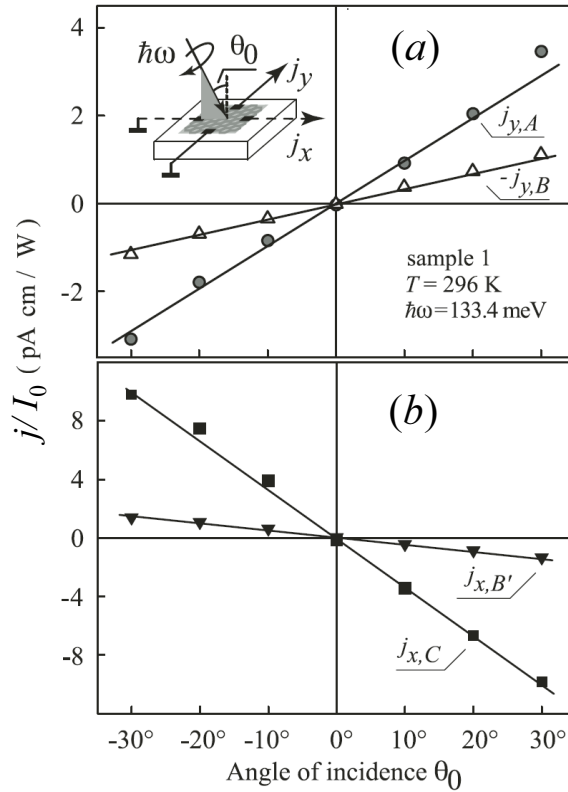


Рис. 2.9. Различные вклады в поперечный (a) и продольный (b) фототоки в графене в зависимости от угла падения лазерного пучка. Показанные на рисунке амплитуды фототоков $j_{y,A}(\Theta_0)$, $j_{y,B}(\Theta_0)$, $j_{x,B'}(\Theta_0)$ и $j_{x,C}(\Theta_0)$ определены путем аппроксимации экспериментальных данных с помощью соотношений (2.28) и (2.29). Сплошные линии соответствуют линейной аппроксимации $j \propto \Theta_0$. На вставке показана геометрия эксперимента [A15].

Экспериментальные результаты для продольного фототока j_x показаны на рис. 2.8 (пустые кружки), а также на рис. 2.9, *а*. В отличие от поперечного фототока, для правой ($\varphi = 45^\circ$) и левой ($\varphi = 135^\circ$) циркулярно поляризованных волн знак и величина продольного фототока одинаковые. В то же время, фототок является нечетной функцией угла падения Θ_0 , и его зависимость от угла φ хорошо аппроксимируется выражением

$$j_x = j_{x,B'} \cos 4\varphi + j_{x,C}, \quad (2.29)$$

где $j_{x,B'} = B'I_0\Theta_0$ ($B' \approx B$) и $j_{x,C} = CI_0\Theta_0$ представляют собой, соответственно, амплитуду линейного вклада и величину поляризационно-независимого вклада. Результаты аппроксимации экспериментальных данных с помощью (2.29) показаны штриховой линией. Экспериментальная зависимость продольного фототока от угла φ хорошо согласуется с теорией, обсуждаемой ниже.

На рис. 2.10 приведена спектральная зависимость циркулярного фототока, определяемого коэффициентом $A = j_{y,A}/(I_0\Theta_0)$. На этом рисунке коэффициент A представлен в зависимости от величины $\omega\tau$ (для двух образцов графена). В дополнение к результатам, полученным в данной работе для среднего ИК диапазона, на рисунке приведены также результаты для одного из этих образцов при значительно более низких частотах, лежащих в терагерцовом диапазоне ($f \leq 4$ THz, $\hbar\omega \leq 16$ meV). Результаты низкочастотных экспериментов, а также расчетная спектральная зависимость для циркулярного эффекта фотонного увлечения воспроизведены из работы [82]. Как видно из рисунка, для второго образца графена теория циркулярного эффекта фотонного увлечения удовлетворительно описывает экспериментальные данные во всем спектральном диапазоне, включая высокочастотную область. Однако для первого образца графена характерна иная закономерность. В то время как на низкочастотном краю спектрального диапазона CO₂-лазера эксперимент близок к расчетной кривой для циркулярного эффекта фотонного увлечения, при более высоких частотах экспериментально наблюдавшийся циркулярный фототок внезапно меняет свой

знак (см. белые кружки на рис. 2.10). Наблюдавшаяся спектральная инверсия знака циркулярного фототока указывает на то, что эксперимент не может быть описан в рамках одного только циркулярного эффекта фотонного увлечения.

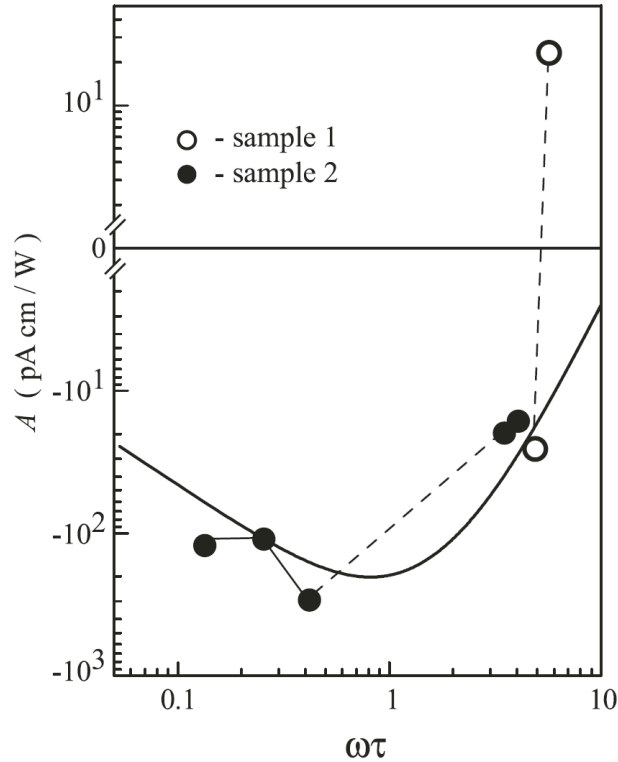


Рис. 2.10. Коэффициент $A = j_{y,A} / (I_0 \Theta_0)$, определяющий циркулярный фототок в графене, в зависимости от $\omega\tau$ [A15]. Белые кружки отображают результаты эксперимента для образца 1, черные кружки – для образца 2. Времена рассеяния импульса τ ($\tau = 2.8 \cdot 10^{-14}$ s для образца 1 и $\tau = 2.0 \cdot 10^{-14}$ s для образца 2) найдены из холловских значений подвижности электронов. Сплошные линии – расчет для циркулярного эффекта фотонного увлечения. Результаты расчета, а также экспериментальные данные для низких частот ($\omega\tau < 0.4$) воспроизведены из работы [82].

Более подробные результаты исследования спектральной зависимости циркулярного фототока представлены на рисунке 2.11. Эксперименты проводились на всех достаточно интенсивных линиях CO_2 -лазера в диапазоне энергий фотонов от 114 до 135 meV. Белые и темные кружки на этом рисунке соответствуют результатам, полученным для двух противоположных по знаку

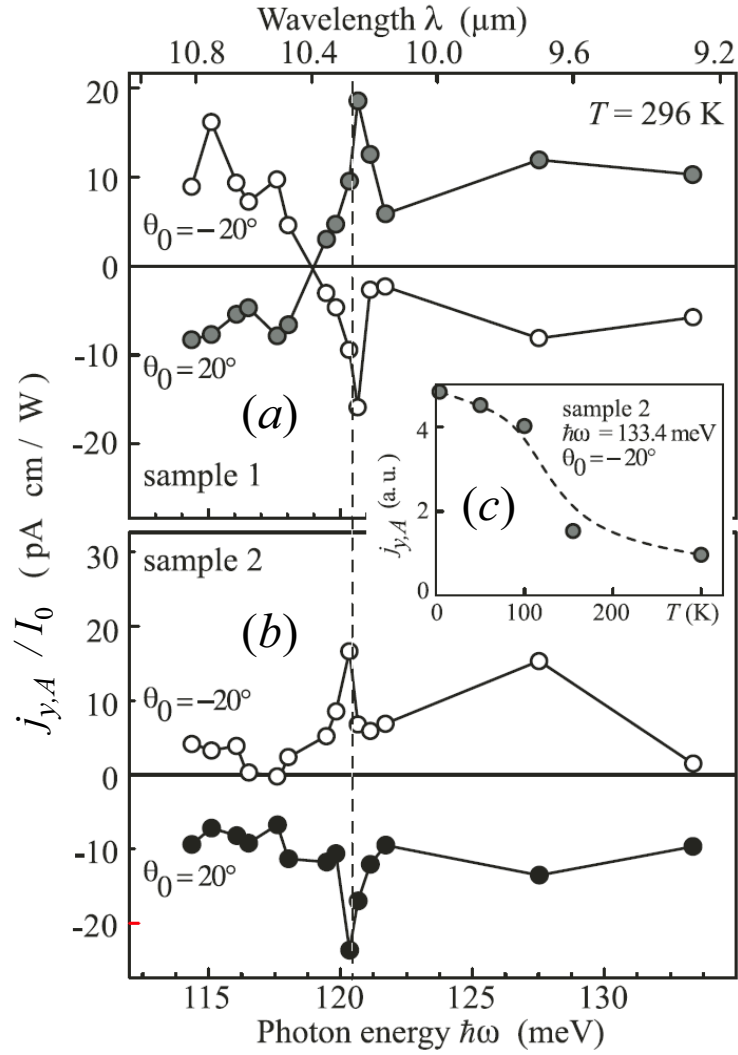


Рис. 2.11. Спектральная зависимость фототока $j_{y,A}$ в графене для циркулярно поляризованного света ($\varphi = 45^\circ$) при углах падения лазерного пучка $\Theta_0 = \pm 20^\circ$ для образца 1 (панель a) и образца 2 (панель b). На врезке: температурная зависимость фототока $j_{y,A}$ для образца 2 [A15].

углов падения $\Theta_0 = \pm 20^\circ$. Спектральная инверсия знака циркулярного фототока, обнаруженная в образце 1, происходит при энергии фотона 119 meV. Вблизи этой точки наблюдалась также спектральная инверсия знака циркулярного фототока в образце 3. В то же время в образце 2 во всем рабочем диапазоне CO_2 -лазера циркулярный фототок сохранял свой знак. Такое сильное различие спектров циркулярного фототока, обнаруженное в образцах графена с близкими значениями концентраций и подвижностей электронов, но выращенных в разных технологических циклах, может быть обусловлено различным влиянием

подложки SiC на слой графена. Действительно, связь с подложкой кардинально влияет на механизмы генерации фототока. Эта связь может варьироваться от образца к образцу, и ее трудно контролировать. Исследование эффектов фотонного увлечения, в принципе, может быть положено в основу метода такого контроля.

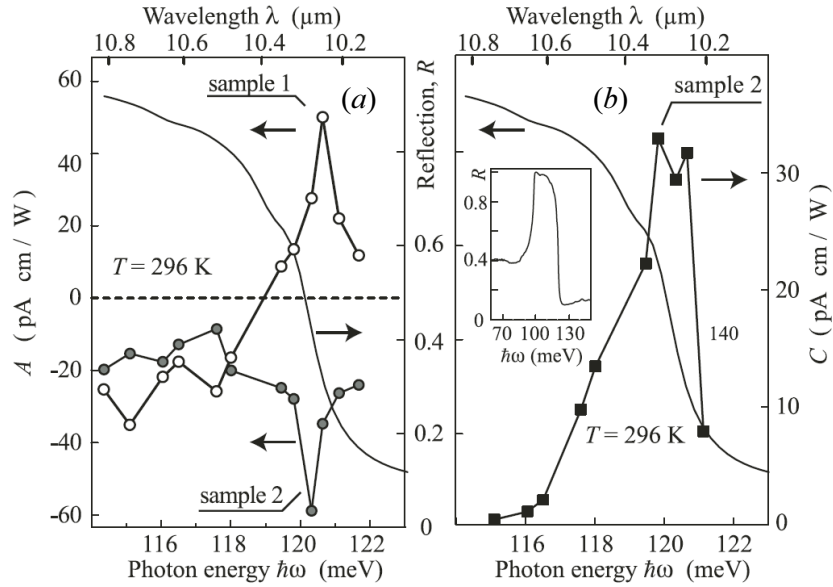


Рис. 2.12. Спектральные зависимости коэффициентов $A = j_{y,A}/(I_0 \Theta_0)$ (панель a) и $C = j_{x,C}/(I_0 \Theta_0)$ (панель b) в области резонанса. Сплошные кривые показывают спектр отражения образца (измерен на фурье-спектрометре). На врезке: спектр отражения образца в более широком диапазоне частот [A15].

Помимо спектральной инверсии знака, у циркулярного фототока экспериментально наблюдалась еще одна примечательная особенность: во всех образцах было обнаружено резонансное возрастание фототока при энергии фотона $\hbar\omega \approx 121$ meV (рис. 2.11 и рис. 2.12, a). Подобная резонансная особенность обнаружена и у поляризационно-независимого вклада в продольный фототок (рис. 2.12, b). Положение резонанса соответствует энергии продольного оптического (LO) фонона в материале подложки (4H-SiC). Это подтвердили измерения спектров отражения, проведенные с помощью фурье-спектрометра. Спектры отражения были измерены и со стороны графенового слоя, и со стороны подложки. Эти спектры оказались почти одинаковыми, оба демонстрировали

интенсивное отражение в полосе остаточных лучей карбида кремния (см. врезку на рис. 2.12, *b*). Сплошные кривые на панелях (*a*) и (*b*) рисунка 2.12 показывают что высокочастотный край полосы остаточных лучей, который соответствует энергии LO-фотона в 4H-SiC, совпадает с положением резонанса фототока. Известно, что на высокочастотном краю полосы остаточных лучей диэлектрическая проницаемость кристалла (в данном случае 4H-SiC) проходит через нуль, и в этой области спектра, очевидно, требуется специальное микроскопическое рассмотрение процесса генерации фототока.

Феноменологическая теория и микроскопические модели.

Теоретический анализ эффектов фотонного увлечения и фотогальванических эффектов в графене был проведен М.М. Глазовым, С.А. Тарасенко и Е.Л. Ивченко в работах [70, A15]. С целью интерпретации описанных выше экспериментальных данных, рассмотрим отдельные теоретические положения этих работ.

Идеальный графен имеет двумерную гексагональную кристаллическую решетку, которой соответствует точечная группа симметрии D_{6h} , содержащая пространственную инверсию. В результате оказывается возможной генерация фототока за счет совместного действия электрического и магнитного полей световой волны либо за счет передачи волнового вектора света ансамблю электронов. В первом случае декартовы компоненты фототока пропорциональны комбинациям произведений $E_\alpha B_\beta^*$, в то время как во втором случае – комбинациям произведений $q_\alpha E_\beta E_\gamma^*$. Здесь греческие индексы пробегают значения x, y, z . Для плоской волны компоненты ее магнитного поля можно выразить через сумму комбинаций $q_\mu E_\nu$, поэтому для целей феноменологического анализа достаточно рассмотреть фототок только как сумму комбинаций $q_\alpha E_\beta E_\gamma^*$. Если оси x и y ориентированы в плоскости графена, а ось z направлена по нормали к структуре, то при падении светового пучка в плоскости xz фототок в идеальном графене описывается следующими соотношениями [70]:

$$j_x / I = T_1 q_x \frac{|e_x|^2 + |e_y|^2}{2} + T_2 q_x \frac{|e_x|^2 - |e_y|^2}{2}, \quad (2.30)$$

$$j_y / I = T_2 q_x \frac{e_x e_y^* + e_x^* e_y}{2} - \tilde{T}_1 q_x i(e_x e_y^* - e_x^* e_y), \quad (2.31)$$

где j_x и j_y – плотность продольного и поперечного фототока, q_x – тангенциальная компонента волнового вектора падающей световой волны с частотой ω , $\mathbf{e}$ – вектор поляризации переменного электрического поля, возбуждаемого в слое графена падающей световой волной, $I = \frac{c}{8\pi} E^2$, E – амплитуда электрического поля в слое графена. Вклады в фототок, включающие z -компоненту электрического поля, исключены из рассмотрения, так как в идеальном графене в области средних частот они должны быть пренебрежимо малыми [A15].

Поскольку свет слабо поглощается в графене, можно положить, что электрическое поле, действующее на электроны в графене, примерно равно суммарному полю падающей и отраженной световых волн вблизи границы раздела вакуум/SiC. При этом латеральная компонента поля в графене такая же, как у поля внутри SiC, а отношение нормальных компонент поля в графене и SiC равно диэлектрической проницаемости SiC. Отметим, что физическая величина I служит лишь мерой квадрата амплитуды электрического поля в слое графена. Хотя она и имеет размерность интенсивности (с этой целью введен множитель $c/(8\pi)$), она не соответствует интенсивности ни одной из трех волн – падающей, отраженной или преломленной в подложку. Используя формулы Френеля для границы раздела вакуум/SiC, можно переписать соотношения (2.30) и (2.31) через интенсивность падающего света I_0 , угол падения Θ_0 и угол φ , определяющий степень циркулярной поляризации падающего излучения при использовании ромба Френеля [см. (2.27)]. Для малых углов падения $\sin \Theta_0 \approx \Theta_0$, и из (2.31) и (2.30) следует, что зависимости поперечного и продольного фототока от угла φ описываются, соответственно, выражениями (2.28) и (2.29), причем коэффициенты A , B и C связаны с феноменологическими константами T_1 , T_2 , $\tilde{T}_1$ следующим образом:

$$A \propto q\tilde{T}_1, \quad B = B' \propto qT_2, \quad C \propto qT_1, \quad (2.32)$$

где q – модуль волнового вектора падающей волны. Поскольку все слагаемые в соотношениях (2.30) и (2.31) пропорциональны компоненте волнового вектора света q_x , они описывают эффекты фотонного увлечения. В общем случае фототок содержит три вклада, иллюстрируемые на панелях (a), (b) и (c) рисунка 2.13 [A15]. Каждый из этих вкладов меняет знак при смене знака угла падения света. Первый вклад, соответствующий первому слагаемому в (2.30) и схематически изображенный на рис. 2.13, a, представляет собой поляризационно-независимый

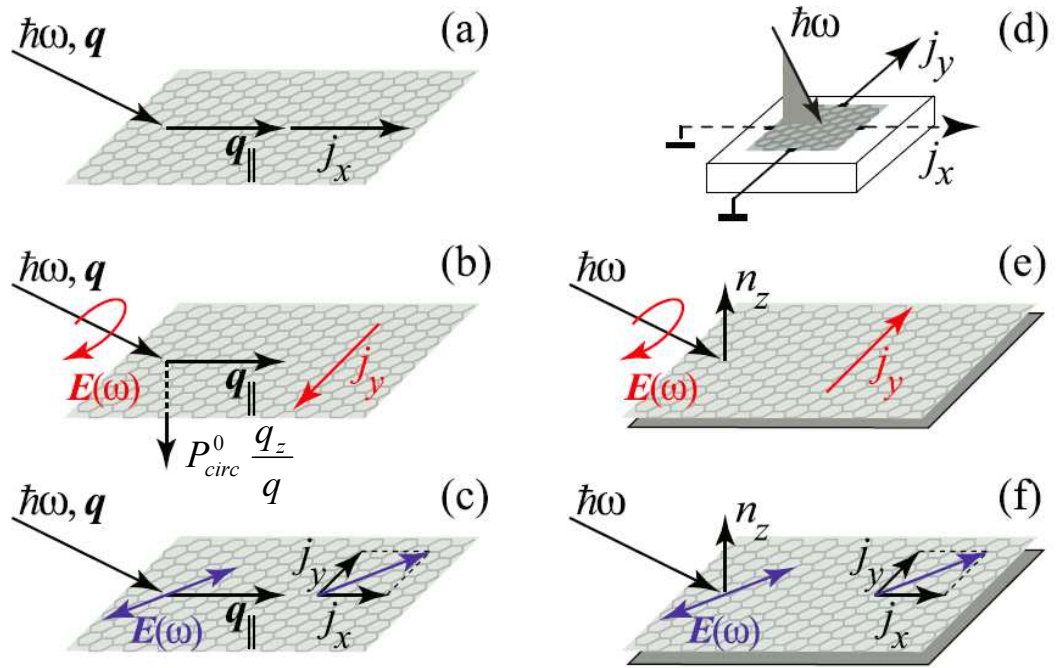


Рис. 2.13. Схематическое изображение возможных вкладов в эффекты фотонного увлечения и в фотогальванические эффекты в графене [A15]. Панели (a) – (c): Поляризационно-независимый, циркулярный и линейный эффекты фотонного увлечения. На панели (d) показана геометрия эксперимента. Панели (e) и (f): фотогальванические эффекты, разрешенные симметрией в графеновых образцах, расположенных на подложке. Волновой вектор падающей световой волны обозначен через q .

фототок, текущий в продольном (по отношению к плоскости падения) направлении. Второй вклад, соответствующий второму слагаемому в (2.31) и показанный на рис. 2.13, b, представляет собой поперечный по отношению к плоскости падения фототок. Эта компонента фототока зависит от степени

циркулярной поляризации света падающего света и меняет свое направление на обратное при переходе от правой циркулярной поляризации к левой. Это не что иное как циркулярный эффект фотонного увлечения. В диссертационной работе мы делаем основной акцент на исследовании в графене именно этого эффекта. Поперечный фототок, кроме того, содержит вклад, чувствительный к линейной поляризации света [см. рис. 2.13, *c*], обусловленный линейным эффектом фотонного увлечения [первое слагаемое в (2.31)]. Аналогичный вклад имеет и продольный фототок [второе слагаемое в (2.30)].

Реальные образцы графена, однако, располагаются на подложке, что делает направления z и $-z$ неэквивалентными и понижает симметрию до точечной группы C_{6v} . Такое понижение симметрии делает возможными фотогальванические эффекты, которые приводят к линейному и циркулярному фототокам [70]:

$$j_x / I = \chi_l \frac{e_x e_z^* + e_x^* e_z}{2} \quad (2.33)$$

$$j_y / I = \chi_l \frac{e_y e_z^* + e_y^* e_z}{2} + \chi_c i(e_y e_z^* - e_y^* e_z) , \quad (2.34)$$

характеризуемым двумя независимыми параметрами χ_l и χ_c . Эти вклады схематично показаны на панелях (e) и (f) рисунка 2.13. Из (2.33) и (2.34) следует, что линейный фототок течет вдоль проекции электрического поля на плоскость образца и имеет, вообще говоря, две компоненты (x и y). В отличие от линейного фототока, циркулярный фототок имеет только одну компоненту – по оси y , т.е. течет в плоскости графена перпендикулярно плоскости падения (см. второе слагаемое в (2.34)). Переписывая соотношения (2.33) и (2.34) через интенсивность падающего света I_0 , угол падения Θ_0 и угол φ , определяющий степень циркулярной поляризации падающего излучения, можно показать, что фототоки за счет фотогальванических эффектов зависят от поляризации падающего света точно таким же образом, как и фототоки, обусловленные эффектами фотонного увлечения, рассмотренные выше. Единственное отличие состоит в том, что фотогальванические эффекты не дают поляризационно-независимого вклада в

фототок. Таким образом, фотогальванические эффекты, описываемые соотношениями (2.33) и (2.34), дают лишь некоторый вклад в коэффициенты A , B и C , фигурирующие в формулах (2.28) и (2.29), но не приводят к появлению каких-либо дополнительных слагаемых в этих соотношениях. Если фототоки целиком обусловлены фотогальваническими эффектами, то для этих коэффициентов справедливы следующие соотношения:

$$A \propto \chi_c, \quad -2B = -2B' = C \propto \chi_l. \quad (2.35)$$

Из соотношений (2.30), (2.31), (2.33) и (2.34) следует, что феноменологическая теория, которая базируется только на соображениях симметрии и не требует знания микроскопических процессов взаимодействия света с графеном, хорошо описывает экспериментальные поляризационные зависимости фототоков, представленные на рис. 2.8, где аппроксимация экспериментальных данных проведена с помощью соотношений (2.28) и (2.29). Зависимости фототоков от угла падения света, представленные на рис. 2.9, также соответствуют феноменологическому описанию. В то же время следует отметить, что анализ зависимостей фототоков от угла падения и поляризации света сам по себе не позволяет выявить микроскопическую природу этих токов. Для этого требуются дополнительные соображения, основанные на микроскопической модели.

При рассмотрении микроскопических моделей важно соотношение между частотой фотона ω , характеристической энергией для электронов E_F (энергия Ферми) и скоростью релаксации их импульса $1/\tau$. Для исследованных образцов графена выполнено условие $E_F \gg \hbar/\tau$, что позволяет считать электроны свободными. Если энергия фотона пренебрежимо мала по сравнению с энергией Ферми для электронов ($\hbar\omega \ll E_F$), реализуется классический режим. В этом случае движение электронов может быть описано кинетическим уравнением для функции распределения f , зависящей от времени t , импульса $\mathbf{p}$ и вектора $\mathbf{r} = (x, y)$. Такое классическое описание удобно для анализа экспериментов на графене в терагерцовом спектральном диапазоне [82].

С повышением частоты классическое приближение становится неприменимым и следует использовать квантовое описание процессов оптического поглощения и генерации фототока. При этом, если $\hbar/\tau \ll \hbar\omega \leq E_F$, идут только не прямые внутризонные переходы электронов в пределах зоны проводимости графена. В более высокочастотном спектральном диапазоне, когда $\hbar\omega > E_F$, становятся возможны также не прямые межзонные переходы, при которых начальное состояние электрона находится в валентной зоне графена. При дальнейшем увеличении частоты, когда $\hbar\omega > 2E_F$, начинаются прямые межзонные переходы электронов, которые имеют значительно большую вероятность по сравнению с непрямыми переходами.

Для рассматриваемых здесь экспериментов при возбуждении графена CO₂-лазером выполнен критерий $\hbar/\tau \ll \hbar\omega \leq E_F$. Квантовая теория циркулярного эффекта фотонного увлечения для этого спектрального диапазона, где поглощение электромагнитного излучения обусловлено непрямыми внутризонными переходами электронов, разработана М.М. Глазовым [A15]. Такие переходы определяются не только взаимодействием электронов со световой волной, но включают также рассеяние электронов. Вероятность не прямых оптических переходов описывается во втором порядке теории возмущений. В рассматриваемом случае графена с проводимостью *n*-типа начальное и конечное состояния электрона лежат в зоне проводимости, а промежуточное состояние может находиться либо в зоне проводимости, либо в валентной зоне. Расчет показал, что в случае выполнения двойного сильного неравенства $\hbar/\tau \ll \hbar\omega \ll E_F$ квантовая теория предсказывает такую же спектральную зависимость циркулярного эффекта фотонного увлечения, как и классическая теория, рассмотренная в [82]:

$$j_A \propto q\tilde{T}_1 \propto 1/\omega^3. \quad (2.36)$$

В условиях эксперимента, осуществленного в данной диссертационной работе, $\hbar\omega/E_F \approx 1/3$, что не является пренебрежимо малой величиной, тем не менее классический расчёт дает величину циркулярного эффекта фотонного увлечения,

близкую к результатам эксперимента на образце 2 (см. рис. 2.10). В то же время на образцах 1 и 3 наблюдалась спектральная инверсия знака циркулярного фототока, которую нельзя объяснить в рамках рассмотренной микроскопической модели циркулярного эффекта фотонного увлечения. Однако подобную спектральную зависимость циркулярного фототока можно понять, если принять во внимание возможный дополнительный вклад циркулярного ФГЭ.

Микроскопическая теория циркулярного ФГЭ в графене также была разработана М.М. Глазовым [A15]. Согласно (2.34), фототок за счет этого эффекта может генерироваться только при наличии у падающего света z -компоненты электрического поля. Однако для идеальной двумерной модели графена, в которой учитываются только π -орбитали атомов углерода, невозможен какой-либо отклик на поле E_z . Следовательно, микроскопический механизм циркулярного ФГЭ в графене связан с наличием других зон электронного энергетического спектра, образованных из σ -орбиталей атомов углерода. Наиболее близкими к точке, где смыкаются зона проводимости и валентная зона графена (сформированные из π -орбиталей), являются сформированные из σ -орбиталей валентные зоны, которые удалены по шкале энергий примерно на 10 eV [87]. Непрямые оптические переходы между состояниями зоны проводимости графена идут одновременно двумя путями: (1) через промежуточные состояния в энергетических зонах, сформированных из π -орбиталей, и (2) через промежуточные состояния в ближайших валентных зонах, сформированных из σ -орбиталей. Как показано в [A15], квантовая интерференция этих двух процессов при возбуждении эллиптически поляризованным светом приводит к появлению фототока, знак которого меняется при переходе от правой эллиптической поляризации к левой. Аналогичный орбитальный механизм циркулярного ФГЭ ранее рассматривался в полупроводниковых наноструктурах с квантовыми ямами в работе [88], где было показано, что интерференционный член в вероятности не прямых внутриволновых оптических переходов является нечетной функцией волнового вектора электрона. Последнее обстоятельство приводит к асимметричному

распределению фотовозбужденных носителей заряда в $\mathbf{k}$ -пространстве и, следовательно, вызывает фототок.

Наличие подложки у графена делает возможным рассеяние электрона между энергетическими зонами, сформированными из орбиталей разных типов (π и σ). Например, это может быть связано с тем, что примеси, расположенные вблизи поверхности подложки, либо фононы, распространяющиеся в подложке, либо примеси, адсорбированные поверхностью графена из воздуха, создают эффективный потенциал, не симметричный по отношению к зеркальному отражению $z \rightarrow -z$. При этом, согласно расчету [A15], проведенному для вырожденного графена n -типа, коэффициент χ_c , характеризующий циркулярный ФГЭ, в спектральном диапазоне $\hbar/\tau \ll \hbar\omega \ll E_F$ обратно пропорционален энергии фотона:

$$\chi_c \propto \frac{E_F}{\hbar\omega}. \quad (2.37)$$

Сравнение (2.37) с теоретической спектральной зависимостью циркулярного эффекта фотонного увлечения (2.36), полученной для этого же спектрального диапазона, показывает, что вклад в циркулярный фототок фотогальванического эффекта параметрически больше вклада эффекта фотонного увлечения. Эта важная особенность связана с симметрией по отношению к инверсии времени: коэффициент χ_c , описывающий фотогальванический эффект, является чётным, в то время как коэффициент $\tilde{T}_1$, описывающий эффект увлечения, – нечётным. Благодаря этому при фотогальваническом эффекте циркулярный фототок может возникать непосредственно в момент фотовозбуждения носителей заряда, и дополнительные релаксационные процессы не требуются.

Теоретическая оценка коэффициента χ_c , проведенная в [A15] при $E_F/(\hbar\omega) \approx 3$ (что соответствует нашим экспериментам на графене в диапазоне частот CO_2 -лазера), дала значение $\sim 2 \cdot 10^{-11} \text{ A} \cdot \text{cm/W}$. Это близко к экспериментальной величине, полученной при $\hbar\omega = 133 \text{ meV}$ на образце 1, что

позволяет сделать вывод о доминировании циркулярного фотогальванического эффекта в этом образце при высоких частотах.

Циркулярные фототоки за счет эффекта фотонного увлечения и за счет фотогальванического эффекта имеют примерно одинаковую абсолютную величину при энергии фотона $\hbar\omega \sim 100 \text{ meV}$. Это означает, что при более низких частотах доминирует циркулярный эффект фотонного увлечения, в то время как при более высоких частотах может преобладать циркулярный фотогальванический эффект. Отметим, что знак фототока при циркулярном эффекте увлечения однозначно определяется типом проводимости образца и знаком P_{circ} : при возбуждении σ_+ -волной графена с проводимостью n -типа фототок отрицательный. В то же время знак фототока, обусловленного фотогальваническим эффектом, зависит от асимметрии образца. В общем случае эти два эффекта могут иметь противоположные знаки, что может проявиться в спектральной инверсии знака циркулярного фототока, наблюдавшейся в эксперименте (рис. 2.10).

Сильно асимметричное рассеяние может быть связано с примесями, которые обладают короткодействующим потенциалом и расположены на поверхности подложки или адсорбированы из воздуха на открытую поверхность графена. Такие примеси одинаково эффективны и в межзонном, и во внутризонном рассеянии. Очевидно, что степень асимметрии и даже ее знак, характеризующие связь графенового слоя с подложкой, зависят от условий роста и могут меняться от образца к образцу. Этим объясняется тот факт, что инверсия знака фототока была обнаружена не во всех образцах, особенно с учетом малой ширины области рабочих частот CO_2 -лазера. Кроме того, хотя в исследованных образцах и были зарегистрированы области монослойного графена, имеющие большую площадь, в отдельных частях образца возможно наличие многослойного графена [89].

Как показал проведенный в работе [A15] теоретический анализ, по сравнению с однослойным графеном, циркулярный ФГЭ в многослойном графене может быть усилен за счет межслойных связей. В то же время циркулярный эффект фотонного увлечения менее чувствителен к особенностям

энергетического спектра и процессов рассеяния, и его микроскопический механизм и величина в многослойном графене примерно такие же, как и в однослойном. Следовательно, наличие островков многослойного (в том числе, двуслойного) графена может влиять на соотношение эффекта фотонного увлечения и фотогальванического эффекта, и, в частности, приводить к сдвигу точки спектральной инверсии циркулярного фототока.

Особый случай представляет спектральная область от 99 до 120 meV, соответствующая полосе остаточных лучей материала подложки (4H-SiC). Нижняя граница этой области совпадает с энергией поперечного оптического фонона $\hbar\omega_{\text{TO}}$, а верхняя – с энергией продольного оптического фонона $\hbar\omega_{\text{LO}}$. При фотовозбуждении в этой области амплитуда электрического поля в слое графена имеет резонансные особенности, обусловленные сильной дисперсией диэлектрической проницаемости SiC (ее вещественная часть становится отрицательной в области частот $\omega_{\text{TO}} < \omega < \omega_{\text{LO}}$ [90, 91]), что приводит к резкой спектральной зависимости фототоков.

Детальные экспериментальные исследования циркулярного и линейного фототоков в графене в этой спектральной области были проведены в работе [A16] с помощью лазера на свободных электронах. Сопоставление экспериментальных спектров фототоков с теоретическими расчетами, выполненными Л.Е. Голубом [A16], подтвердило, что при оптическом возбуждении со стороны вакуума электрическое поле, действующее на электроны в графене, практически совпадает с суммарным полем падающей и отраженной световых волн вблизи границы раздела вакуум/SiC. При этом латеральная компонента поля в графене такая же, как у поля внутри SiC вблизи границы раздела вакуум/SiC, а отношение нормальных компонент поля в графене и SiC равно диэлектрической проницаемости SiC.

2.4. Магнито-фотогальванический эффект в квантовых ямах (001)-GaAs/AlGaAs

В научной литературе описаны магнито-фотогальванические эффекты в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах, возникающие при их возбуждении электромагнитным излучением видимого и инфракрасного диапазонов, включая дальний ИК диапазон (см. монографии [2, 5, 45]). В частности, было показано, что оптическое возбуждение структур с квантовыми ямами может приводить к генерации магнитоиндуцированных фототоков при не прямых внутриподзонных переходах электронов за счет асимметричного спин-зависимого рассеяния [92 – 94] или при прямых оптических переходах между спиновыми ветвями электронной подзоны [95, 96]. В магнитном поле возможна также генерация фототоков, обусловленных спин-независимыми диамагнитными механизмами [97 – 100].

В данном параграфе представлены результаты исследования фототоков, генерируемых в процессе межподзонных оптических переходов в квантовых ямах при наличии латерального магнитного поля. В отличие от межзонного оптического возбуждения, в данном случае речь идет о монополярных токах, поскольку в процесс фотовозбуждения вовлечен только один тип носителей заряда – свободные электроны. Исследования проведены на асимметричных квантовых ямах *n*-GaAs/AlGaAs, выращенных в направлении [001], симметрия которых соответствует точечной группе симметрии C_{2v} . Показано, что исследованный магнито-фотогальванический эффект обусловлен гиротропией исследованных квантовых ям, и, следовательно относится к классу магнито-гиротропных фотогальванических эффектов [5]. Отметим, что этот магнито-фотогальванический эффект связан с новым, ранее не обсуждавшимся, спин-независимым диамагнитным механизмом [A17, A18].

Эксперименты проведены на наноструктурах (001)-GaAs/AlGaAs, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Были выращены три структуры с 30 периодами квантовых ям в каждой. Структуры различались только шириной квантовых ям, концентрация двумерных электронов в квантовых

ямах у всех структур была одинакова (для каждой ямы $n_s \approx 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при $T = 4.2 \text{ K}$). Ширины квантовых ям ($L_w = 8.8, 8.2$ и 7.6 nm) были выбраны таким образом, чтобы энергетический зазор между двумя нижними подзонами размерного квантования $e1$ и $e2$ соответствовал спектральному диапазону CO_2 -лазера ($\lambda = 9.2 - 10.8 \text{ }\mu\text{m}$, $\hbar\omega = 114 - 135 \text{ meV}$). С помощью перестраиваемого по частоте CO_2 -лазера с модулированной добротностью в исследованных наноструктурах возбуждались прямые переходы электронов из подзоны $e1$ в подзону $e2$. Пиковая мощность лазерного импульса не превышала 2 kW , частота повторения импульсов составляла около 300 Hz . Лазерный пучок был линейно поляризован. С целью варьирования направления линейной поляризации на пути лазерного пучка были установлены ромб Френеля и линейный поляризатор с двумя плоскопараллельными пластинами из ZnSe , установленными под углом Брюстера. Лазерное излучение, проходя ромб Френеля становилось циркулярно поляризованным. Путем вращения линейного поляризатора из циркулярно поляризованного пучка можно было выделить линейно поляризованный пучок с произвольным направлением вектора поляризации. Исследования проводились как при нормальном, так и наклонном падении светового пучка на образец.

Направления осей декартовой системы координат были выбраны следующим образом: $x \parallel [\bar{1}\bar{1}0]$, $y \parallel [110]$ и $z \parallel [001]$. Внешнее магнитное поле $\mathbf{B}$ с индукцией до 1 T прикладывалось параллельно квантоворазмерным слоям в направлении x или y . С целью измерения фототоков на противоположных краях образца создавались омические контакты, позволявшие регистрировать фототоки в двух направлениях (x и y). Фототок J , генерируемый в образце в отсутствие внешнего смещения, регистрировался в режиме короткого замыкания через падение напряжения на нагрузочном резисторе с сопротивлением 50 Ohm (рис. 2.14, *с*). Измерения проводились с помощью широкополосного цифрового осциллографа.

При комнатной и гелиевой температурах исследованы зависимости магнитоиндуцированного фототока в образце от угла падения лазерного пучка и

его поляризации, а также от ориентации магнитного поля относительно кристаллографических осей.

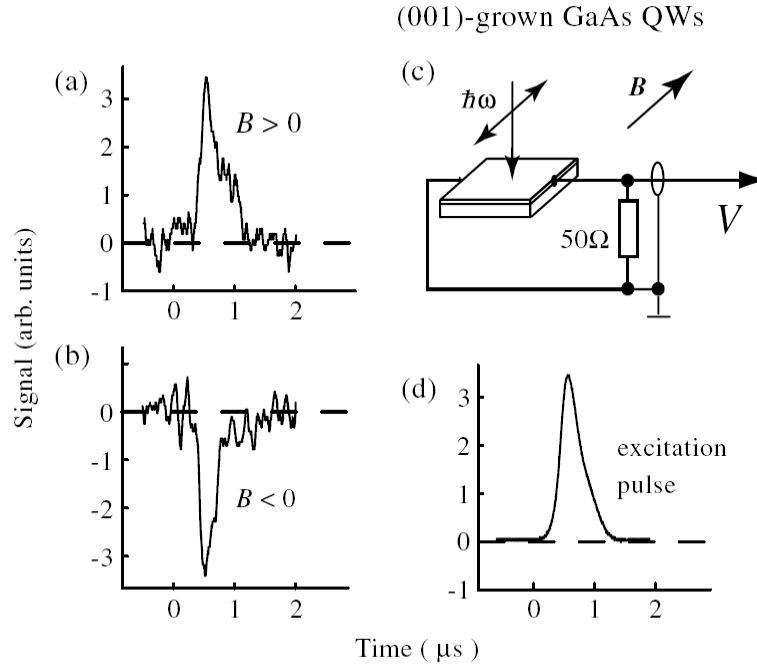


Рис. 2.14. Осциллограммы сигнала фототока при возбуждении квантовых ям (001)-GaAs/AlGaAs n -типа лазерным пучком ($\lambda = 10.27 \mu\text{m}$) в магнитном поле $B_y = 0.3 \text{ T}$ (a) и $B_y = -0.3 \text{ T}$ (b). Для сравнения на панели (d) показана осциллограмма импульса лазерного излучения, полученная с помощью малоинерционного детектора на основе эффекта фотонного увлечения. На панели (c) представлена схема эксперимента [A17].

При нормальном падении лазерного пучка в отсутствие магнитного поля возбуждение образцов линейно поляризованным светом не приводило к генерации электрического тока. Это согласуется с феноменологической теорией фотогальванических эффектов для структур, обладающих симметрией C_{2v} , к которым относятся рассматриваемые здесь асимметричные квантовые ямы (001)-GaAs/AlGaAs [2, 5, 79]. Приложение латерального магнитного поля индуцировало фототок, ориентированный в плоскости квантовой ямы перпендикулярно приложенному магнитному полю (для конфигураций $\mathbf{B} \parallel x \parallel [\bar{1}10]$ и $\mathbf{B} \parallel y \parallel [110]$). Основные характеристики сигналов оставались одинаковыми в обеих конфигурациях, поэтому в дальнейшем мы ограничимся анализом результатов для фототоков, регистрируемых в направлении x , при наличии магнитного поля,

ориентированного вдоль оси y . Осциллограммы импульсов фототока близки по форме к осциллограмме импульса лазерного излучения, регистрируемой малоинерционным линейным детектором на основе эффекта фотонного увлечения (рис. 2.14). Во всех образцах фототок был линеен по магнитному полю (рис. 2.15) и менял знак при инверсии поля (рис. 2.14, a, b).

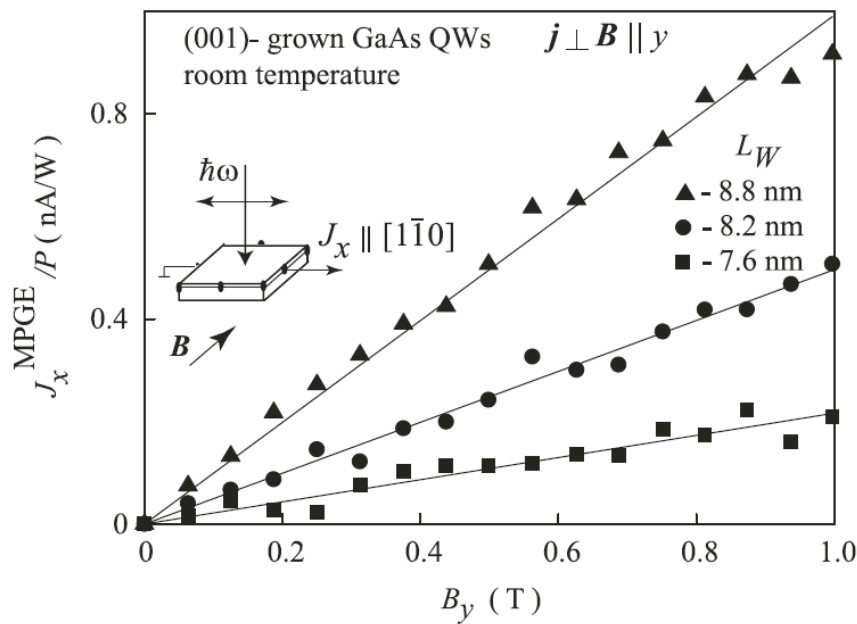


Рис. 2.15. Фототок в квантовых ямах (001)-GaAs/AlGaAs различной ширины в зависимости от величины магнитного поля, ориентированного по оси $y \parallel [110]$. Оптическое возбуждение производилось при нормальном падении лазерного пучка на трех различных длинах волн, соответствующих максимуму сигнала для каждой квантовой ямы: см. стрелки на рис.2.17 (λ_1 для квантовой ямы с $L_W = 8.8$ nm, λ_2 для $L_W = 8.2$ nm и λ_3 для $L_W = 7.6$ nm). Пиковая мощность лазерного пучка $P \approx 1$ kW. Фототок измерен в направлении, перпендикулярном магнитному полю, для излучения с линейной поляризацией, ортогональной $\mathbf{B}$ [A17].

При наклонном падении лазерного пучка фототок наблюдался и в отсутствие магнитного поля, что связано с линейным фотогальваническим эффектом и эффектом фотонного увлечения. С целью абстрагироваться от этих эффектов и исследовать в чистом виде вклад магнитоиндуцированного фототока,

который меняет знак при инверсии магнитного поля, мы определяли величину эффекта следующим образом:

$$J_x^{\text{MPGE}} = \frac{J_x(B_y^+) - J_x(B_y^-)}{2}, \quad (2.38)$$

где $J_x(B_y^+)$ и $J_x(B_y^-)$ – полные фототоки, измеряемые в направлении оси x для двух направлений магнитного поля (параллельного и антипараллельного оси y) с индукцией B .

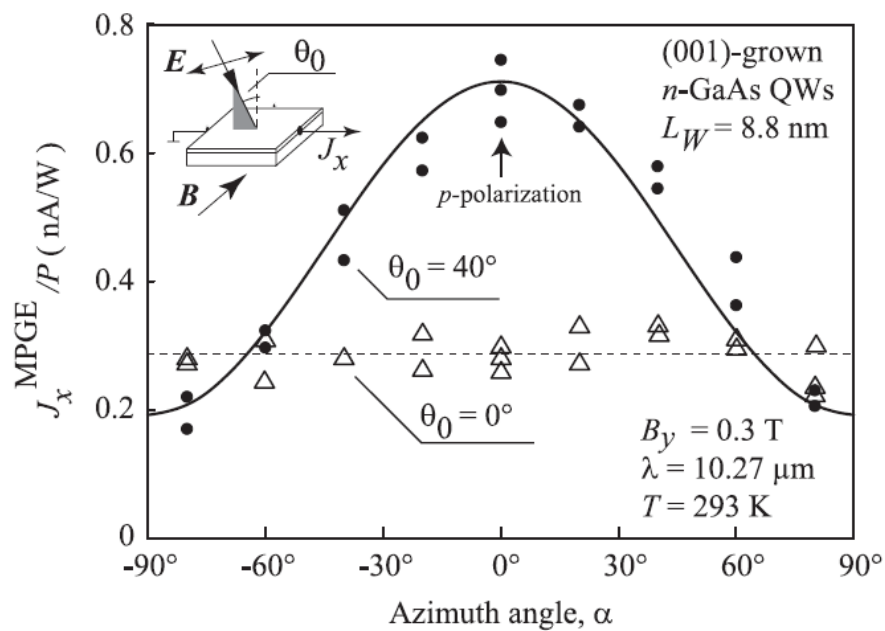


Рис. 2.16. Зависимость магнитоиндуцированного фототока J_x^{MPGE} , нормированного на мощность лазерного пучка P , от азимута плоскости поляризации излучения α при нормальном падении ($\theta_0 = 0^\circ$) и при наклонном падении ($\theta_0 = 40^\circ$). В последнем случае плоскость падения совпадает с плоскостью xz . Азимут $\alpha = 0^\circ$ соответствует максимальной величине компоненты электрического поля в направлении роста структуры z (p -поляризация). Сплошная и штриховая линии – результаты аппроксимации экспериментальных данных с помощью феноменологического соотношения (2.39) [A17].

Поляризационные зависимости фототока J_x^{MPGE} при нормальном и наклонном падении лазерного пучка качественно различны (рис. 2.16). В условиях нормального падения магнитоиндуцированный фототок практически не зависит от поляризации. В то же время при наклонном падении фототок

становится поляризационно зависимым: он достигает максимума для излучения, поляризованного в плоскости падения (p -поляризация, азимут плоскости поляризации $\alpha = 0^\circ$), и минимума для ортогональной поляризации, когда

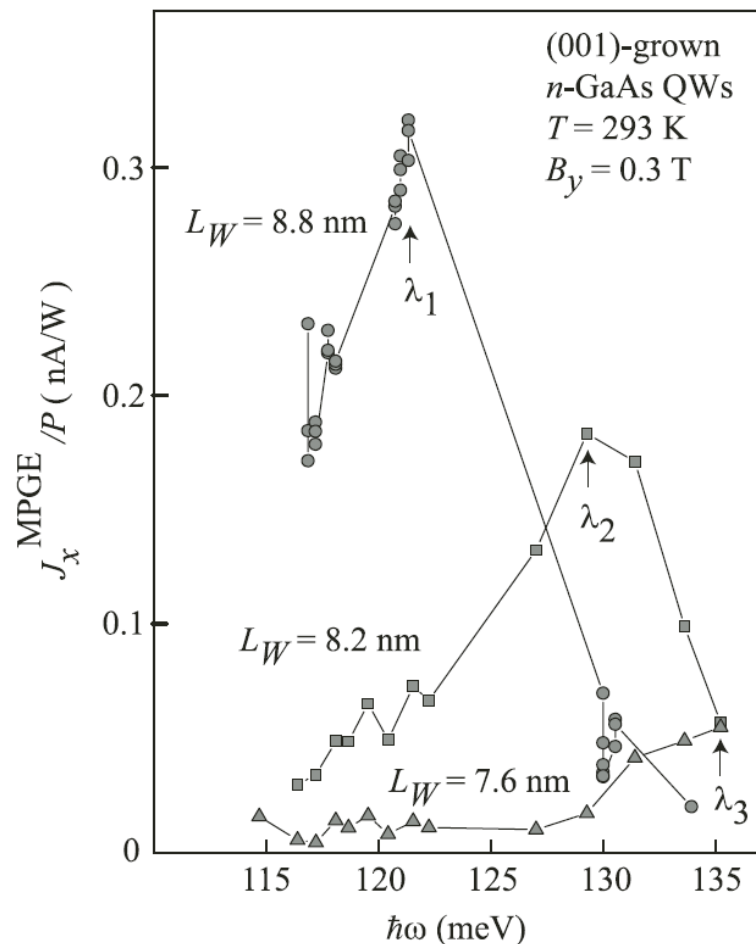


Рис. 2.17. Спектральные зависимости магнитоиндуцированного фототока J_x^{MPGE} , нормированного на мощность лазерного пучка P , в магнитном поле $B_y = 0.3 \text{ T}$. Зависимости измерены для трех наноструктур (001)-GaAs/AlGaAs с различной шириной квантовых ям при нормальном падении излучения для комнатной температуры. Стрелками указаны длины волн, использованные на рис. 2.15 [A17].

электрическое поле излучения не имеет компоненты вдоль оси роста квантовых ям z (s -поляризация, $\alpha = 90^\circ$). Такая азимутальная зависимость фототока качественно согласуется с азимутальной зависимостью оптического поглощения при межподзонных переходах электронов в квантовых ямах.

Спектральные зависимости фототока имеют резонансный вид (рис. 2.17), при этом спектральный контур фототока близок к спектральному контуру линии межподзонного поглощения (рис. 2.18). По мере уменьшения ширины квантовой ямы пик фототока и пик межподзонного поглощения смещаются в коротковолновую сторону (рис. 2.17). Все это указывает на то, что измеряемый фототок обусловлен межподзонами переходами электронов.

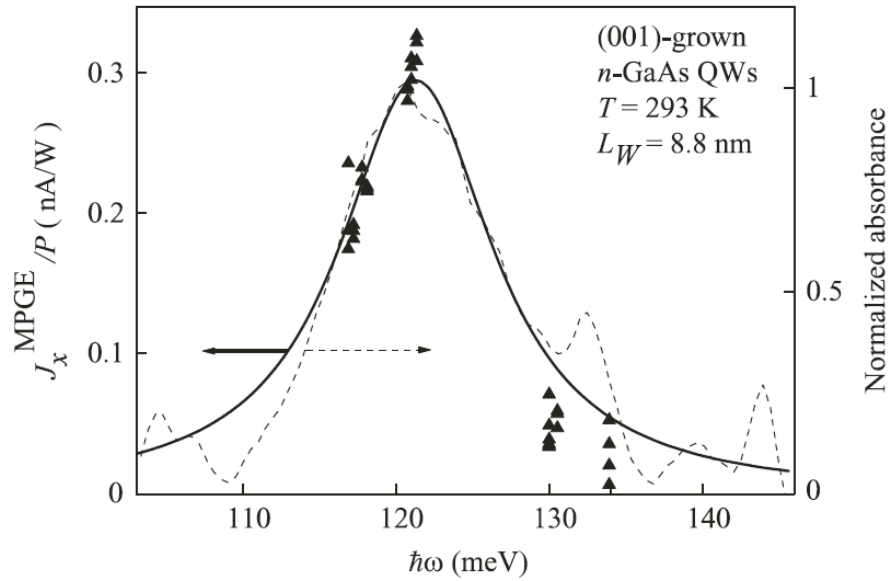


Рис. 2.18. Спектральная зависимость магнитоиндуцированного фототока J_x^{MPGE} , нормированного на мощность лазерного пучка P , в магнитном поле $B_y = 0.3 \text{ Т}$. Фототок измерен при нормальном падении излучения для комнатной температуры. Сплошная кривая – результат аппроксимации экспериментальных данных (треугольники) лоренцевским контуром. Штриховой линией показан нормированный спектр поглощательной способности, измеренный в многопроходной геометрии [A17].

Мы предположили, что и поляризационная зависимость фототока полностью определяется поляризационной зависимостью межподзонного поглощения. Рассматривая структуру с квантовыми ямами как поглощающую оптически одноосную среду со слабой анизотропией показателя преломления ($n_z \approx n_{\parallel} \approx n$) и сильной анизотропией поглощательной способности $\eta_z \gg \eta_{\parallel}$ (здесь индексы z и $\parallel$ относятся к излучению, поляризованному вдоль оси z и в плоскости

квантовой ямы, соответственно), можно получить следующее феноменологическое выражение для поляризационной зависимости поглотительной способности квантовых ям в случае линейно поляризованного света:

$$\eta(\alpha, \theta) = t_p^2 \cos^2 \alpha (\eta_{\parallel} \cos^2 \theta + \eta_z \sin^2 \theta) + t_s^2 \eta_{\parallel} \sin^2 \alpha, \quad (2.39)$$

где θ – угол преломления, определяемый законом Снеллиуса $\sin \theta = \sin \theta_0 / n_w$, а t_p и t_s – коэффициенты пропускания поверхности образца для p - и s -компоненты амплитуды электрического поля световой волны (2.17, 2.18). Используя соотношение (2.39) для аппроксимации экспериментальной поляризационной зависимости магнитоиндуцированного фототока (рис. 2.16), можно найти отношение $\eta_{\parallel} / \eta_z$. В результате аппроксимации установлено, что в исследованных структурах с асимметричными квантовыми ямами (001)-GaAs/AlGaAs n -типа отношение $\eta_{\parallel} / \eta_z = 0.02$. Зная этот параметр, можно определить отношение вероятности межзонных оптических переходов для света p -поляризации ($\alpha = 0^\circ$) к вероятности переходов для света s -поляризации ($\alpha = 90^\circ$) при произвольном угле падения света. Эта величина равна

$$\left(\frac{\eta_z \sin^2 \theta + \cos^2 \theta}{\eta_{\parallel}} \right) \frac{t_p^2}{t_s^2}.$$

Согласно расчету матричных элементов межподзонных переходов электронов для квантовых ям n -типа в простом однозонном приближении [101], такие переходы запрещены для света, поляризованного в плоскости квантовой ямы, и разрешены только при наличии ненулевой z -компоненты у электрического поля световой волны. Следовательно, в этой простейшей модели отношение $\eta_{\parallel} / \eta_z$ равно нулю. Более полная теоретическая модель прямых межподзонных переходов учитывает подмешивание состояний сложной валентной зоны к волновым функциям зоны проводимости [78, 80], при этом правила отбора по поляризации для межподзонных оптических переходов перестают быть жёсткими, и становится возможным поглощение света, поляризованного в

плоскости квантовой ямы. Расчет отношения $\eta_{\parallel}/\eta_z$ по этой модели (см. формулы (2.25) и (2.26)) дает величину $\sim 3 \cdot 10^{-5}$. Согласно результатам нашего эксперимента, для структуры с квантовыми ямами *n*-GaAs шириной 8.8 nm отношение $\eta_{\parallel}/\eta_z$ на 3 порядка больше. Отметим, что в экспериментальной работе [102], посвященной исследованию фотодетекторов на основе квантовых ям GaAs, для квантовых ям шириной 8.1 nm было найдено отношение $\eta_{\parallel}/\eta_z = 0.002$, которое также значительно превышает предсказываемую теорией величину (превышение составляет два порядка). Это означает, что теоретическая модель, рассмотренная в [78, 80], не вполне адекватно описывает запрещенные межподзонные оптические переходы в реальных наноструктурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs. По-видимому, указанная модель занижает вероятность оптических переходов для излучения, поляризованного в плоскости ямы, из-за того, что она не учитывает асимметрию квантовых ям в направлении роста структуры, а также различие эффективных масс электрона в потенциальной яме и в барьере. Существенное различие в экспериментальных значениях $\eta_{\parallel}/\eta_z$, полученных в нашей работе [A17] и в работе [102], может быть связано с разными технологическими режимами выращивания наноструктур, и, как результат – с разной степенью структурной асимметрии квантовых ям.

Согласно феноменологической теории магнито-фотогальванических эффектов (см. [2, 5, 45]), в структурах симметрии C_{2v} *x*-компонента электрического тока, возникающего в условиях возбуждения линейно поляризованным светом при приложении магнитного поля $\mathbf{B} = (0, B_y, 0) \parallel y$, в линейном по магнитному полю приближении описывается следующим выражением [A17]:

$$j_x = [C_1(e_x^2 + e_y^2) + C_2(e_x^2 - e_y^2) + C_3 e_z^2] B_y I, \quad (2.40)$$

где $\mathbf{e} = (e_x, e_y, e_z)$ – единичный вектор поляризации света внутри среды (в рассматриваемом случае линейно поляризованного фотовозбуждения его можно

считать вещественным); I – интенсивность света внутри среды, она связана с интенсивностью падающего света I_0 следующим выражением:

$$I = n_{\omega} I_0 [(t_s^2 - t_p^2) \sin^2 \alpha + t_p^2], \quad (2.41)$$

а френелевские коэффициенты t_p и t_s описываются соотношениями (2.17) и (2.18). Поскольку при нормальном падении излучения ($e_z = 0$, $e_x^2 + e_y^2 = 1$) мы наблюдали только поляризационно-независимый магнитоиндуцированный ток в направлении, перпендикулярном магнитному полю, можно заключить, что коэффициент C_2 пренебрежимо мал по сравнению с C_1 . При наклонном падении был зафиксирован также вклад, описываемый коэффициентом C_3 , причем, как показал эксперимент, $C_3 \gg C_1$. Выше отмечалось, что экспериментальная поляризационная зависимость магнитоиндуцированного фототока при наклонном падении света (см. рис. 2.16) целиком может быть описана поляризационной зависимостью поглощательной способности η , характеризуемой соотношением (2.39). Это означает, что коэффициенты C_1 и C_3 , фигурирующие в феноменологическом выражении (2.40), соотносятся так же, как поглощательные способности $\eta_{||}$ и η_z , т.е. определяются единым параметром γ : $C_1 = \gamma \eta_{||}$ и $C_3 = \gamma \eta_z$.

Как известно, микроскопически магнито-фотогальванические эффекты могут быть связаны с разнообразными спин-зависимыми (см. [92 – 96]) и спин-независимыми (диамагнитными) механизмами [97 – 100]. Анализ различных вкладов в линейный по латеральному магнитному полю фототок, возникающий в квантовых ямах при межподзонных оптических переходах электронов, был проведен С.А. Тарасенко [А17], при этом для каждого механизма были получены микроскопические выражения для вклада в фототок, обусловленного z -компонентой поля световой волны (третье слагаемое в (2.40), определяемое константой C_3). Оценки показали, что наблюдавшийся в асимметричных квантовых ямах n -GaAs/AlGaAs магнито-фотогальванический эффект обусловлен диамагнитным механизмом, а именно связан с наличием линейных по $\mathbf{k}$ диамагнитных членов в вероятности рассеяния, что приводит к асимметричной релаксации фотовозбужденных носителей в $\mathbf{k}$ -пространстве. Спектр фототока,

обусловленного этим механизмом, повторяет контур линии межподзонного поглощения. Что касается спин-зависимых механизмов, которые могут давать аналогичную спектральную зависимость фототока, то их вклад в магнитоиндуцированный фототок оказывается несущественным в рассматриваемом случае квантовых ям GaAs/AlGaAs, поскольку они являются немагнитными и характеризуются не очень большим спин-орбитальным взаимодействием.

Подчеркнем, что исследование поляризационной зависимости магнитоиндуцированного фототока при оптическом возбуждении межподзонных переходов в квантовых ямах с симметрией C_{2v} является удобным инструментом измерения поглощательной способности для запрещенных переходов $\eta_{||}$. Величина $\eta_{||}$ часто так мала, что ее, в отличие от поглощательной способности для разрешенных переходов η_z , оказывается невозможно определить по величине оптического пропускания квантовых ям для соответствующей поляризации даже в образцах с многопроходной геометрией. В то же время с помощью измерений фототока можно найти отношение $\eta_{||}/\eta_z$, даже не прибегая к многопроходной геометрии, — достаточно измерить поляризационную зависимость магнитоиндуцированного фототока при наклонном падении лазерного пучка на исследуемую структуру.

2.5. Магнито-фотогальванический эффект в квантовых ямах

HgTe/HgCdTe

Снятие спинового вырождения электронного энергетического спектра в квантовых ямах из нецентросимметричных полупроводников описывается суммой гамильтониана Дрессельхауза, который характеризует спин-орбитальное взаимодействие в полупроводниках без центра инверсии (этот вклад возрастает с уменьшением ширины квантовой ямы), и гамильтониана Рашбы, который учитывает вклад, обусловленный асимметрией структуры, т.е. отсутствием симметрии при инверсии оси квантовой ямы [3, 5, 34]. Квантовые ямы на основе

HgTe/HgCdTe весьма привлекательны для исследований эффектов, связанных со спин-орбитальным взаимодействием. Как известно, такие квантовые ямы характеризуются весьма специфической зонной структурой, которая в зависимости от ширины квантовой ямы и температуры может быть либо нормальной, либо инвертированной [103]. Узкозонные квантовые ямы на основе HgTe характеризуются чрезвычайно большим спин-орбитальным расщеплением Рашбы: оно может достигать 30 meV, что в несколько раз превышает расщепление по спину для других полупроводниковых материалов [104, 105].

В данном параграфе представлены результаты исследований магнито-фотогальванического эффекта в асимметричных квантовых ямах HgTe/HgCdTe, выращенных в направлении [001] и имеющих симметрию C_{2v} [A19, A20]. Согласно предшествующим экспериментальным исследованиям асимметричных квантовых ям на основе полупроводников A^3B^5 , магнитоиндуцированный фототок линейно зависит от индукции приложенного магнитного поля B (см. [A17] и цитируемые там работы). Проведенные нами эксперименты на квантовых ямах HgTe/HgCdTe с *инвертированной* зонной структурой дали неожиданный результат: в сильных полях была обнаружена существенно *нелинейная* зависимость фототока от B . С другой стороны, квантовые ямы HgTe/HgCdTe с нормальным порядком энергетических зон демонстрировали практически линейную полевую зависимость магнитоиндуцированного фототока.

Эксперименты проводились на четырех различных структурах с квантовыми ямами $Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te/HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te$, которые отличались друг от друга шириной квантовой ямы: $L_W = 5, 8, 12$ и 22 nm. Структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на поверхности (001) подложки $Cd_{0.96}Zn_{0.04}Te$. Образцы характеризовались следующими параметрами (при $T = 4.2$ K): поверхностная концентрация электронов n_s лежала в диапазоне от $1 \cdot 10^{11}$ до $2 \cdot 10^{12}$ см⁻², подвижность составляла от $5 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^5$ см²/V·s. С целью регистрации фототоков изготавливались меза-структуры диаметром 4 mm в форме клевера-четырёхлистника (см. вставку на рис. 2.19, а). Для этого использовались методы электронно-лучевой литографии и сухого травления. Две

пары омических контактов создавались путем вжигания индия, они позволяли регистрировать фототоки в направлениях $x \parallel [100]$ и $y \parallel [010]$. Измерение фототоков производилось в отсутствие внешнего смещения через падение напряжения на нагрузочном резисторе с сопротивлением 50 Ohm. Образцы помещались в оптическом криостате, который позволял исследовать магнито-фотогальванический эффект в диапазоне температур от 4.2 до 300 К. С помощью сверхпроводящего магнита в плоскости квантовой ямы в направлении x создавалось магнитное поле с индукцией B_x от -7 до $+7$ Т.

Магнитоиндуцированные токи измерялись в условиях фотовозбуждения гетероструктур линейно поляризованным излучением среднего инфракрасного или терагерцового диапазона при нормальном падении лазерного луча. Как уже отмечалось, в отсутствие магнитного поля в структурах симметрии C_{2v} при нормальном падении света фототоки не возникают (см. п. 2.4). Конфигурация эксперимента показана на вставке к рис. 2.19, *a*. В среднем ИК диапазоне источником излучения служил CO_2 -лазер с модулированной добротностью ($\hbar\omega = 114\text{--}135$ meV), который имел пиковую мощность 1.2 kW при длительности лазерного импульса ~ 300 ns. Для измерений в терагерцовом диапазоне применялся молекулярный газовый лазер с оптической накачкой от ТЕА CO_2 -лазера. При использовании в качестве активной среды аммиака (NH_3) такой лазер давал линейно поляризованное излучение с энергиями фотонов $\hbar\omega = 4.4, 8.4$ и 13.7 meV в виде импульса длительностью ~ 100 ns с пиковой мощностью $P \sim 3$ kW. При использовании фторметана (CH_3F) лазер давал излучение с энергией фотонов $\hbar\omega = 2.5$ meV.

Эксперименты проводились в условиях фотовозбуждения образцов линейно поляризованным излучением. В терагерцовом диапазоне, чтобы варьировать угол α между плоскостью поляризации падающего излучения и магнитным полем, использовались полуволновые пластики из кристаллического кварца. В среднем ИК-диапазоне для этой же цели на пути светового пучка устанавливались ромб Френеля и линейный поляризатор на основе ZnSe. Направлению вектора поляризации вдоль оси x соответствует азимут $\alpha = 0^\circ$ (см. вставку на рис. 2.19, *b*).

Рассмотрим сначала экспериментальные результаты, полученные в среднем ИК-диапазоне. Возбуждение образцов падающим по нормали излучением при наличии внешнего магнитного поля $\mathbf{B} \parallel x$ приводило к появлению фототока J_y , ориентированного по оси y . При варьировании мощности фотовозбуждения P в пределах от 10 W до 1.2 kW зависимость $J_y(P)$ была линейной. На рис. 2.19, *a* представлена зависимость фототока от магнитного поля для структуры HgTe/HgCdTe с квантовой ямой $L_W = 12$ nm при температуре 200 K. Показаны фототоки для двух поляризаций падающего излучения: $\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$ и $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$. В обоих случаях фототок является нечетной функцией B_x , однако его величина и характер зависимости от магнитного поля зависят от взаимной ориентации векторов $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$. Характер поляризационной зависимости фототока при изменении азимута плоскости поляризации α иллюстрируется рисунком 2.19, *b*. Экспериментальные данные хорошо аппроксимируются следующим выражением:

$$J_y(\alpha, B) = J_0(B_x) + J_1(B_x) \cos 2\alpha + J_2(B_x) \sin 2\alpha. \quad (2.42)$$

Измерения для двух фиксированных направлений линейной поляризации ($\alpha = 0^\circ$ и 90°) позволяют определить по отдельности два вклада в фототок: величину поляризационно-независимого вклада (J_0) и амплитуду одного из двух поляризационно-зависимых (J_1):

$$J_0 = \frac{J_y(0^\circ) + J_y(90^\circ)}{2}, \quad J_1 = \frac{J_y(0^\circ) - J_y(90^\circ)}{2}. \quad (2.43)$$

Рисунок 2.20 демонстрирует зависимость J_0 и J_1 от магнитного поля для квантовых ям с шириной 8 и 22 nm при $T = 200$ K. Характер полевой зависимости фототоков в этих образцах существенно разный. Так в квантовой яме с $L_W = 8$ nm оба фототока (J_0 и J_1) линейно зависят от магнитного поля, в то время как в квантовой яме с $L_W = 22$ nm каждый из этих токов может быть представлен в виде суперпозиции линейного и кубического по полю вкладов:

$$J_0(B_x) = a_0 B_x + b_0 B_x^3, \\ J_1(B_x) = a_1 B_x + b_1 B_x^3. \quad (2.44)$$

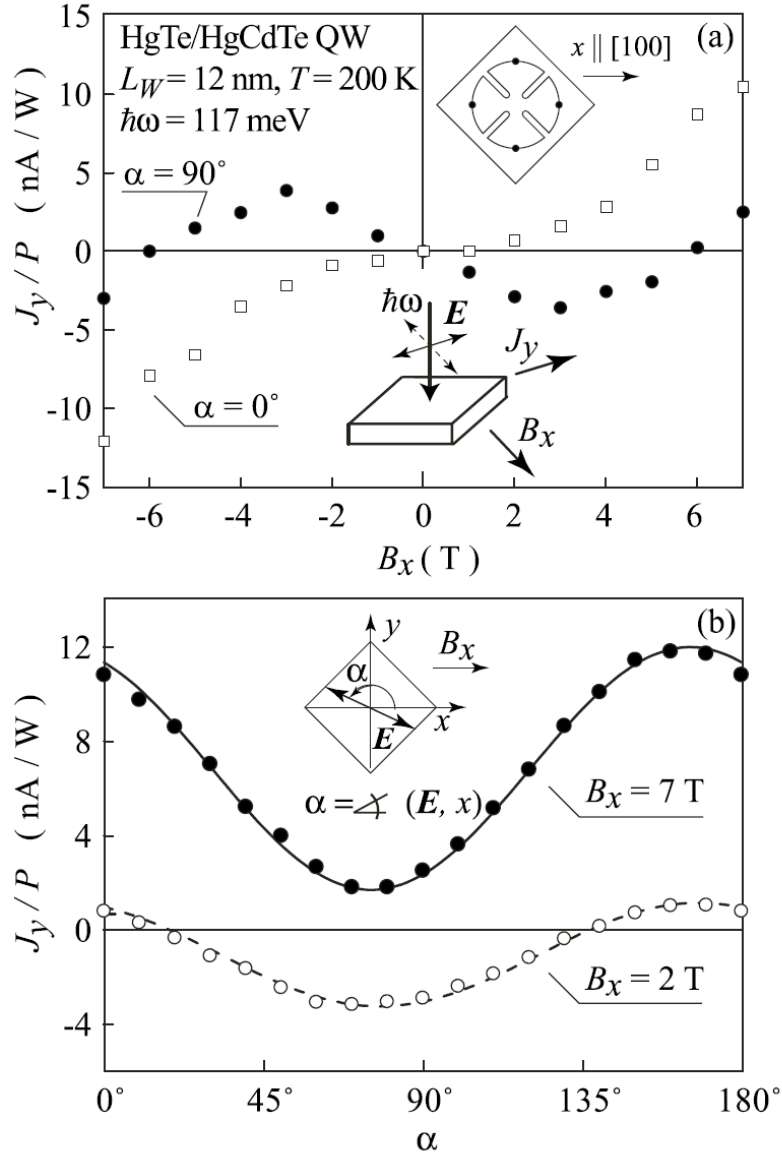


Рис. 2.19. Зависимости фототока от магнитного поля и поляризации излучения для структуры HgTe/HgCdTe с квантовой ямой $L_W = 12$ nm при температуре 200 K в условиях фотовозбуждения в среднем ИК-диапазоне ($\hbar\omega = 117$ meV, $P \approx 0.3$ kW) [A19]. (a) Полевая зависимость фототока для двух взаимно ортогональных линейных поляризаций ($\alpha = 0^\circ$ и 90°). (b) Поляризационная зависимость фототока при двух значениях индукции магнитного поля, экспериментальные данные аппроксимированы кривыми, соответствующими выражениям (2.42). На вставках показаны конфигурация эксперимента, а также направление приложенного магнитного поля $\mathbf{B}$ и ориентация колебаний электрического поля $\mathbf{E}$ излучения относительно кристаллографических направлений в образце.

Как видно из рис. 2.20, кубический по магнитному полю вклад более ярко выражен у поляризационно-независимого фототока J_0 . Эксперименты показали, что именно поляризационно-независимый фототок J_0 доминирует почти при всех температурах, даже в области слабых магнитных полей, где полный фототок практически линеен по полю (см. вставку на рис. 2.20, *b*). Поэтому основное внимание в экспериментах было уделено поляризационно-независимому фототоку.

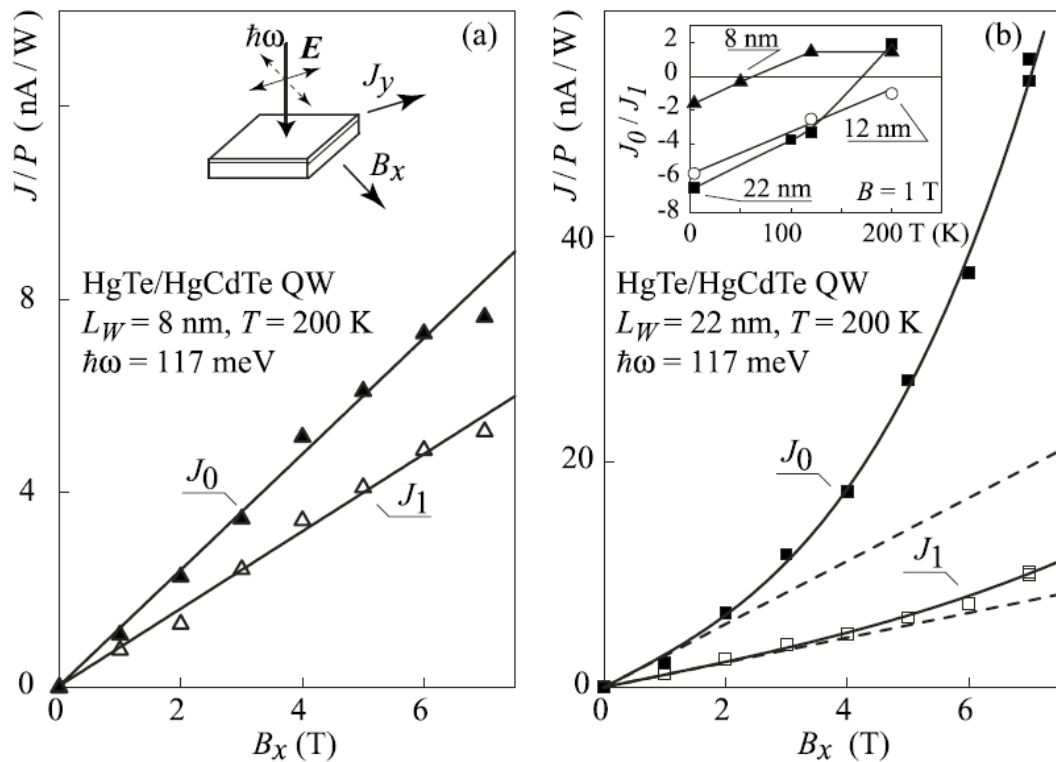


Рис. 2.20. Поляризационно-независимый ток J_0 и поляризационно-зависимый ток J_1 для структур HgTe/HgCdTe с квантовыми ямами разной ширины ($L_W = 8$ и 12 nm) в зависимости от магнитного поля [A19]. Представлены результаты эксперимента при температуре 200 K в условиях фотовозбуждения в среднем ИК-диапазоне ($\hbar\omega = 117$ meV, $P \approx 0.3$ kW). Экспериментальные данные аппроксимированы сплошными кривыми, соответствующими выражениям (2.44). Штриховые линии на панели (b) демонстрируют линейный вклад в фототоки. На вставках – конфигурация эксперимента и температурная зависимость отношения J_0/J_1 для квантовых ям с $L_W = 8$, 12 и 22 nm при $B_x = 1$ T.

Следует подчеркнуть, что обнаружение кубического по магнитному полю фототока явилось большой неожиданностью. В предшествующих исследованиях магнитоиндуцированных фототоков, выполненных на различных структурах, наблюдались только линейные по магнитному полю фототоки (см. [A17] и цитируемые там работы). Важно отметить, что кубический по магнитному полю вклад (второе слагаемое в (2.44)) может достигать большой величины. Так, например, в квантовых ямах с $L_W = 22$ nm при индукциях свыше 6 Т он превосходит линейный по магнитному полю вклад в фототок.

В гетероструктуре HgTe/HgCdTe с $L_W = 12$ nm полевая зависимость фототока также содержит кубический вклад. Более того, в этом образце коэффициенты a и b имеют противоположные знаки, что приводит к инверсии знака магнитоиндуцированного фототока при $B \approx 4$ Т (при $T = 200$ К).

С уменьшением температуры вид экспериментальных полевых зависимостей фототока существенно меняется (рис. 2.21). При $T = 4.2$ К у всех образцов линейный по магнитному полю вклад в фототок становится отрицательным. При этой температуре даже у образца со сравнительно узкой квантовой ямой ($L_W = 8$ nm) появляется кубический по B вклад в фототок (рис. 2.21, c), который отсутствовал при высоких температурах (рис. 2.21, a, b). Этот кубический вклад положителен, и, видимо, приводит к смене знака полного фототока при достаточно сильных полях ($B > 7$ Т), которые лежат за пределами доступного в нашем эксперименте диапазона. В то же время при промежуточной температуре $T = 120$ К в образцах с шириной квантовой ямы 12 и 22 nm инверсия знака магнитоиндуцированного фототока наблюдается уже при $B < 7$ Т. Заметим, что при возбуждении CO₂-лазером структуры с самой узкой квантовой ямой ($L_W = 5$ nm) магнитоиндуцированные фототоки были слишком слабы, чтобы сделать однозначный вывод о характере полевой зависимости (результаты на рис. 2.21 не показаны).

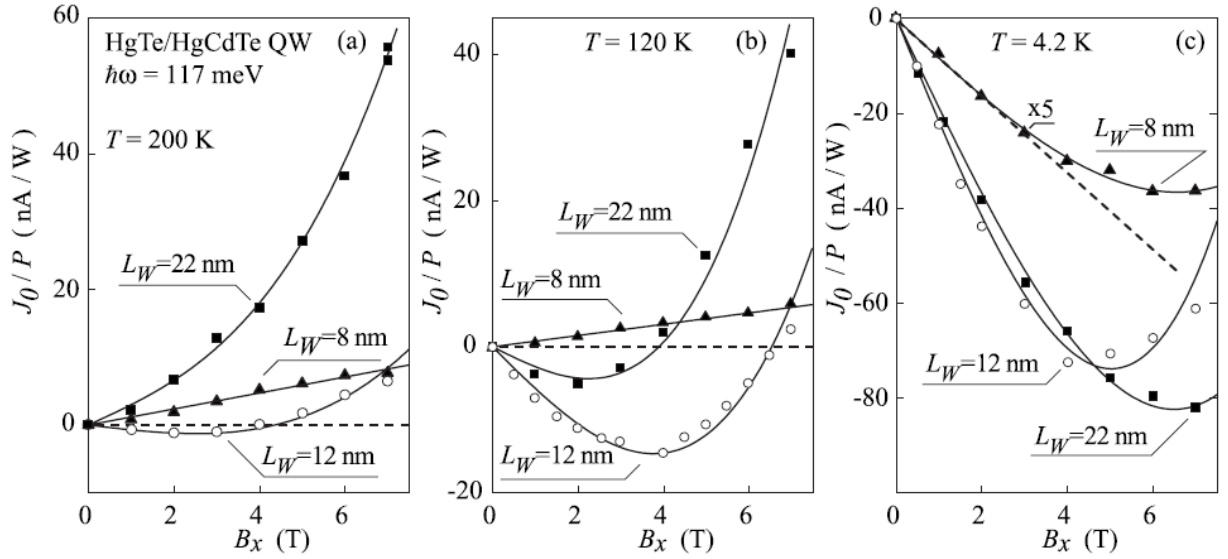


Рис. 2.21. Зависимость поляризационно-независимого вклада в фототок от приложенного магнитного поля для квантовых ям HgTe/HgCdTe различной ширины при трёх температурах. Фотовозбуждение осуществлялось CO₂-лазером ($\hbar\omega = 117$ meV, $P \approx 0.3$ kW). Экспериментальные зависимости аппроксимируются кривыми $J_0(B_x) = a_0 B_x + b_0 B_x^3$, которые показаны сплошными линиями [A19].

Теперь проанализируем результаты, полученные в терагерцовом спектральном диапазоне. При энергиях фотонов $\hbar\omega$ в диапазоне от 2.5 до 13.7 meV магнитоиндуцированные фототоки наблюдались во всех квантовых ямах, включая структуру с $L_w = 5$ nm. Наблюдаемая в эксперименте поляризационная зависимость фототока в квантовой яме с $L_w = 22$ nm (на рис. 2.22 показаны результаты для $\hbar\omega = 4.4$ meV) хорошо описывается выражением (2.42).

Зависимость фототока J_0 в этой же структуре от магнитного поля показана на рис. 2.23, а. Эксперимент показал, что в такой широкой квантовой яме и в терагерцовом диапазоне фототок демонстрирует значительную величину кубического по B вклада в сильных магнитных полях. При высоких температурах полевая зависимость фототока хорошо описывается соотношением (2.44), т.е. является суммой линейного и кубического по B вкладов. При понижении температуры (см. кривую для $T = 4.2$ K) появляется дополнительный вклад в виде

резонансного пика при $B \approx 4$ Т. Положение этого пика зависит от частоты фотовозбуждения, при уменьшении частоты положение пика смещается в область слабых полей по линейному закону. Эксперимент показал (см. рис. 2.24), что для широкой квантовой ямы ($L_W = 22$ nm) абсолютные величины коэффициентов a_i и b_i , характеризующих линейный и кубический по B вклады в фототок J_i ($i = 1, 2$), в терагерцовом диапазоне (при $\hbar\omega = 2.5$ meV) примерно на два порядка больше, чем в среднем ИК-диапазоне (при $\hbar\omega = 117$ meV). При этом некоторые коэффициенты при переходе из среднего ИК-диапазона в терагерцовый испытывают инверсию знака. В терагерцовом диапазоне частотная зависимость коэффициентов следует закону $\propto \omega^{-2} \propto \lambda^2$.

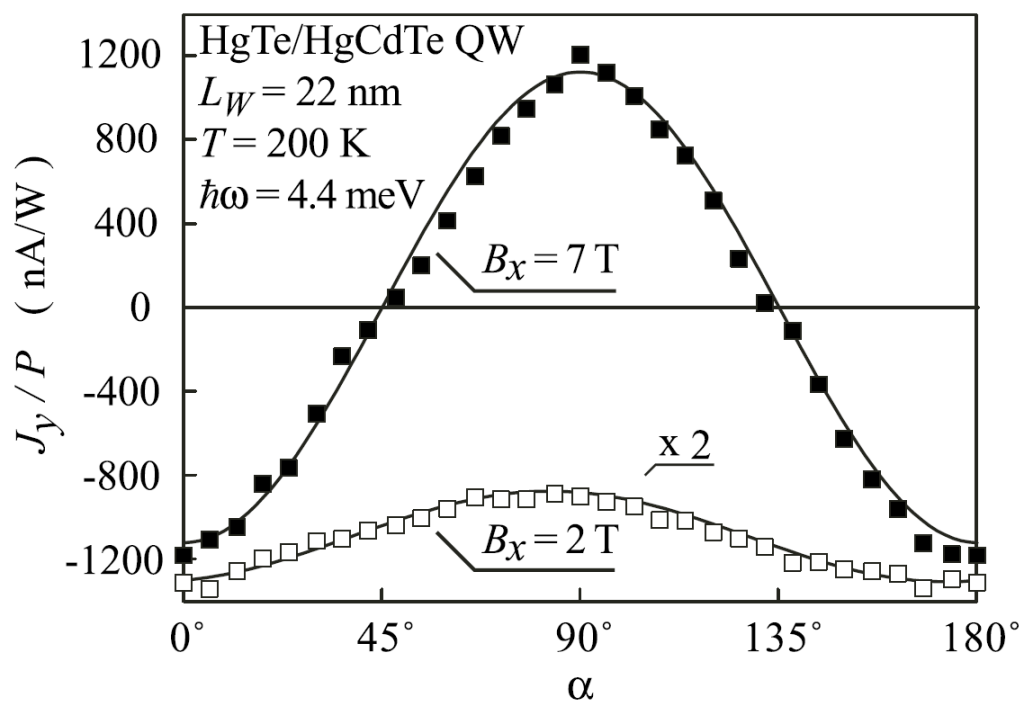


Рис. 2.22. Поляризационная зависимость фототока J_y для структуры HgTe/HgCdTe с квантовой ямой $L_W = 22$ nm при температуре 200 K в условиях фотовозбуждения терагерцовым излучением ($\hbar\omega = 4.4$ meV, $P \approx 50$ W) для двух магнитных полей [A19]. Сплошные линии – результат аппроксимации экспериментальных данных с помощью (2.42).

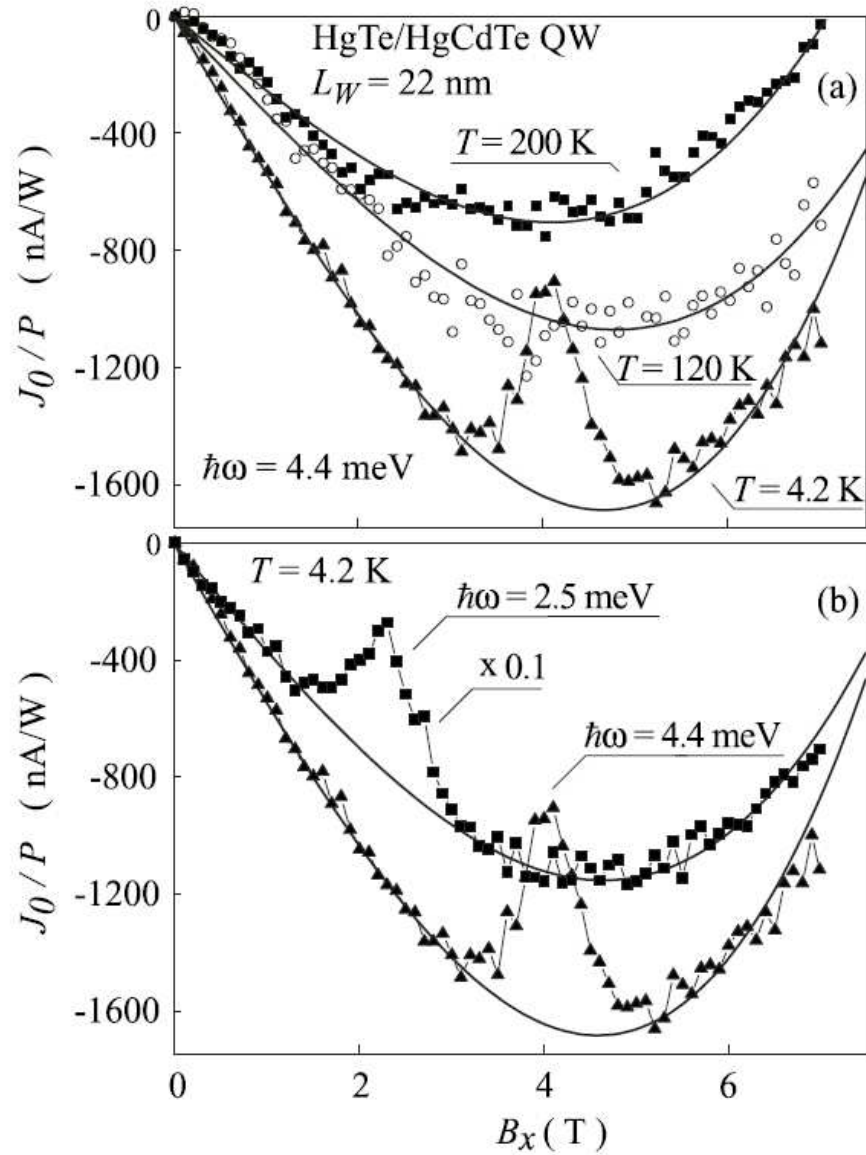


Рис. 2.23. Полевая зависимость поляризационно-независимого вклада J_0 в фототок для структуры HgTe/HgCdTe с квантовой ямой $L_W = 22$ nm в условиях фотовозбуждения терагерцовым излучением [A19]. (a) Результаты для трех температур при возбуждении излучением с $\hbar\omega = 4.4$ meV, $P \approx 50$ W. (b) Результаты при $T = 4.2$ K для двух энергий фотонов. Сплошные линии – результат аппроксимации экспериментальных данных с помощью (2.42).

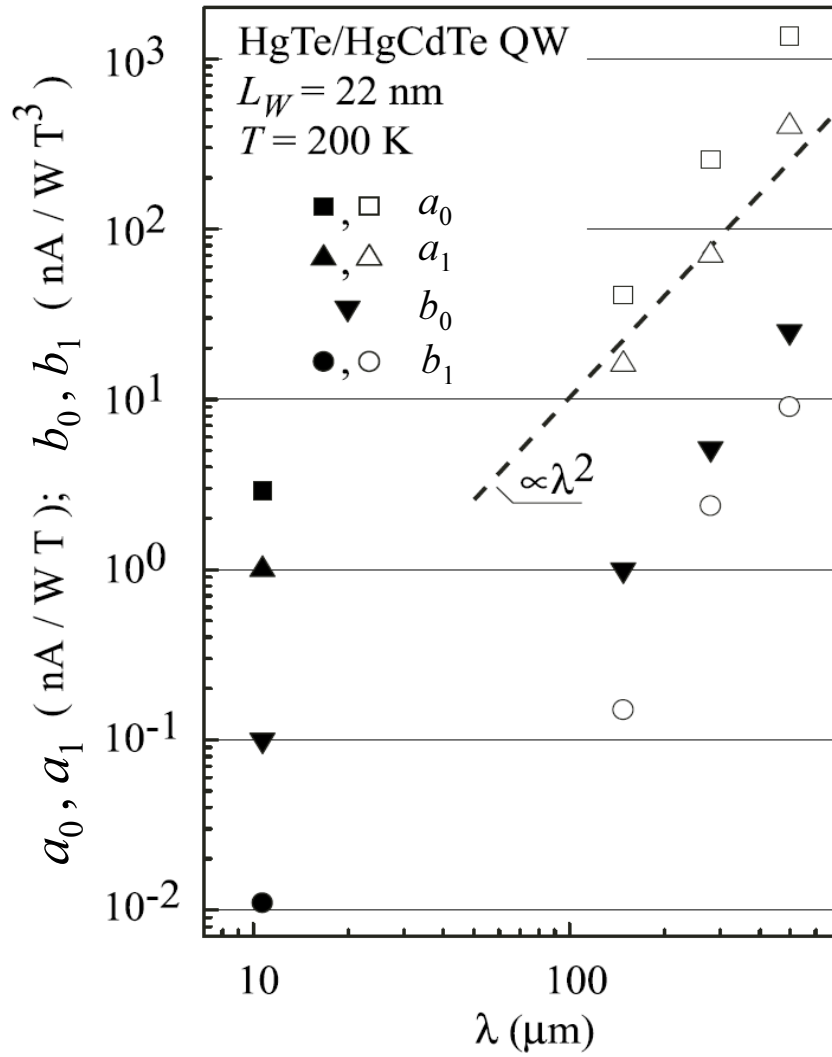


Рис. 2.24. Спектральные зависимости абсолютных значений коэффициентов a_0 , a_1 , b_0 и b_1 (см. формулы (2.44)) для структуры HgTe/HgCdTe с квантовой ямой $L_W = 22$ nm при $T = 200$ K [A19]. Символы с черной заливкой соответствуют отрицательным значениям коэффициентов, а с белой – положительным. Штриховая линия отображает зависимость $\propto \lambda^2$.

В отличие от широких квантовых ям, в самых узких квантовых ямах ($L_W = 5$ nm) в терагерцовом диапазоне наблюдалась лишь линейная зависимость фототока от магнитного поля вплоть до 7 Т (рис. 2.25). Отметим, что при температуре жидкого гелия при фотовозбуждении на определенной частоте ($\hbar\omega = 4.4$ meV) наблюдались искажения линейной зависимости от магнитного поля (см. врезку на рис. 2.25, *b*), обусловленные наложением сильно размытого

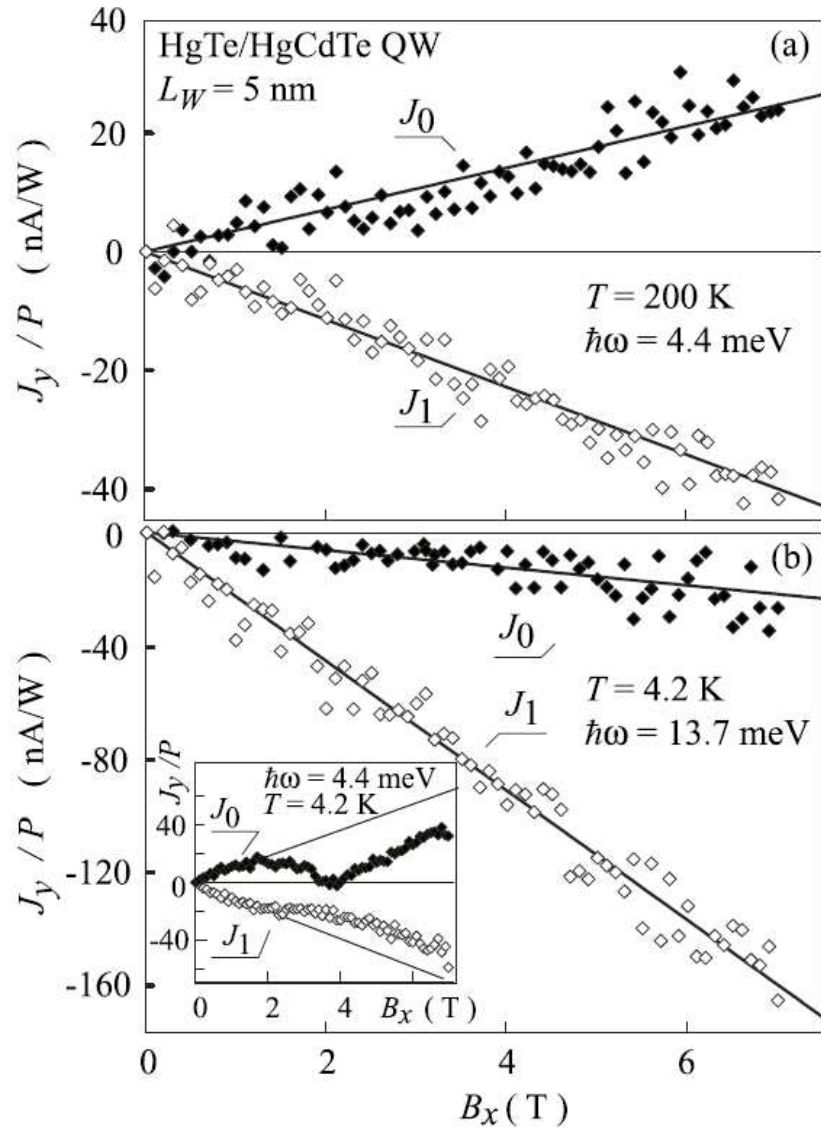


Рис. 2.25. Полевая зависимость магнитоиндуцированного фототока, нормированного на мощность фотовозбуждения, для структуры HgTe/HgCdTe с квантовой ямой $L_W = 5$ nm [A19]. (a) Поляризационно-независимый ток J_0 и поляризационно-зависимый ток J_1 при температуре $T = 200$ K в условиях возбуждения терагерцовым излучением $\hbar\omega = 4.4$ meV. (b) То же при $T = 4.2$ K и $\hbar\omega = 13.7$ meV (на врезке: при $T = 4.2$ K и $\hbar\omega = 4.4$ meV). Сплошные линии – результат аппроксимации экспериментальных данных линейными функциями $J_y \propto B_x$ (на врезке аппроксимация проводилась по экспериментальным точкам в области слабых полей).

пика, расположенного вблизи $B = 4$ Т. Выше отмечалось, что аналогичный пик наблюдался в этом же положении и в широких квантовых ямах (см. рис. 2.23), однако там его полуширина была в 4 раза меньше. С увеличением энергии фотонов до 13.7 meV этот пик смещается далеко за пределы исследуемого диапазона магнитных полей, что позволяет наблюдать линейную полевую зависимость фототока в неискаженном виде.

Феноменологическую теорию магнитоиндуцированных фототоков в квантовых ямах симметрии C_{2v} с учетом кубической нелинейности по магнитному полю разработали Л.Е. Голуб, С.А. Тарасенко и Е.Л. Ивченко [A19], они рассмотрели также возможные микроскопические механизмы нелинейного магнито-фотогальванического эффекта, наблюдавшегося нами в квантовых ямах (001)-HgTe/HgCdTe [A19]. Согласно феноменологической теории, при возбуждении квантовых ям линейно поляризованным излучением, падающим по нормали на поверхность структуры, приложение внешнего магнитного поля вдоль оси $x \parallel [100]$ приводит к генерации электрического тока вдоль оси $y \parallel [010]$, поляризационная зависимость которого описывается соотношением (2.42), а полевая зависимость – соотношениями (2.44) и выражением $J_2(B_x) = a_2 B_x + b_2 B_x^3$. Эти феноменологические соотношения полностью согласуются с описанными выше экспериментальными результатами для квантовых ям HgTe/HgCdTe.

При обсуждении микроскопических механизмов фототоков необходимо учитывать, что с изменением ширины квантовых ям HgTe/HgCdTe и/или температуры энергетический спектр двумерных электронов может кардинально меняться, при определенных условиях в таких квантовых ямах реализуется инвертированный порядок энергетических зон [103]. Теоретические расчеты зонной структуры для квантовых ям HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te различной ширины были проведены Е.Г. Новик [A19]. На рис. 2.26 представлены результаты расчетов для квантовых ям шириной $L_w = 8$ nm, на рисунке используются те же обозначения подзон размерного квантования («подзоны тяжелых дырок» H_i , «электронные подзоны» E_i и «подзоны легких дырок» L_i), что и в работе [106] – в соответствии со свойствами волновых функций в этих подзонах при $k_{\parallel} = 0$.

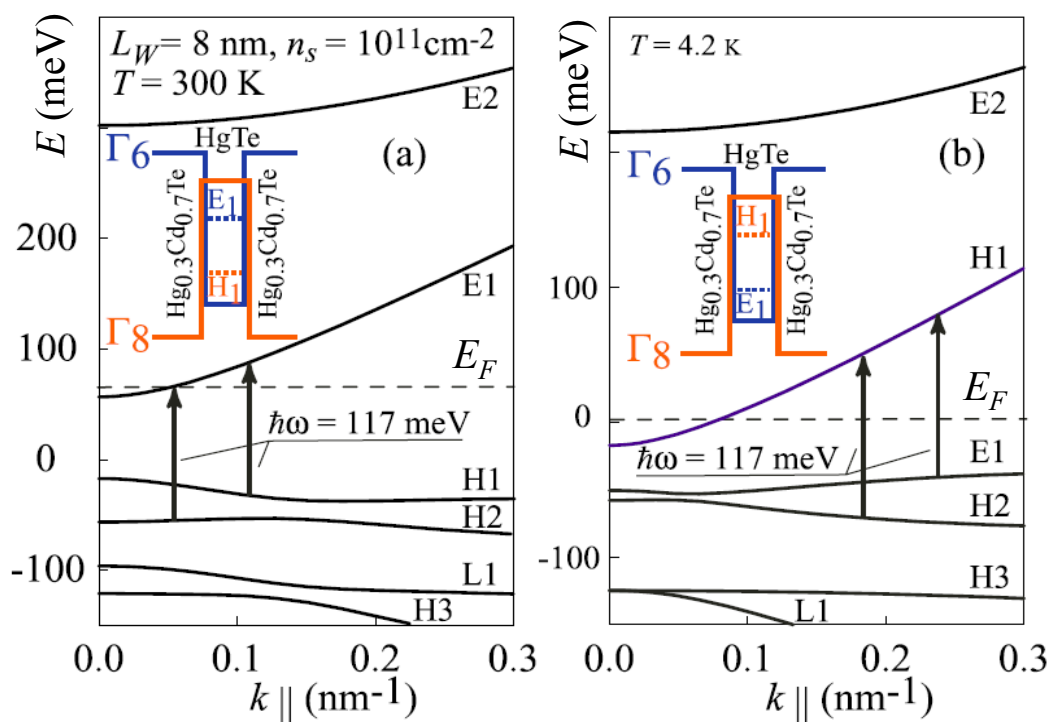


Рис. 2.26. Энергетический спектр электронов в квантовых ямах HgTe/HgCdTe шириной 8 nm при двух температурах: 300 K (a) и 4.2 K (b) [A19]. Стрелками показаны прямые оптические переходы при возбуждении квантовых ям в среднем ИК-диапазоне ($\hbar\omega = 117$ meV). На врезках показан энергетический профиль квантовых ям с неинвертированной (a) и инвертированной (b) зонной структурой.

Согласно расчетам, при гелиевой температуре ($T = 4.2$ K) в квантовых ямах с шириной $L_W < 6$ nm электронные подзоны E_i формируют зону проводимости, а дырочные подзоны H_i и L_i – валентную зону, т.е. реализуется ситуация с нормальным порядком зон. При этой же температуре квантовые ямы с шириной $L_W \geq 6$ nm характеризуются инвертированной зонной структурой: в них подзона $H1$ располагается выше подзоны $E1$ и становится самой нижней подзоной в зоне проводимости. Пример инвертированной зонной структуры показан на рис. 2.26, b, где приведены результаты расчета для квантовых ям шириной 8 nm при гелиевой температуре. С ростом температуры критическая ширина квантовых ям, при которой инвертируется их зонная структура, увеличивается. За счет этого,

например, при комнатной температуре ($T = 300$ К) квантовые ямы с шириной 8 nm имеют нормальный порядок зон (см. рис. 2.26, *a*). Расчеты зонной структуры для квантовых ям с $L_W = 12$ и 22 nm показывают, что она является инвертированной во всем диапазоне температур, в котором проводились наши эксперименты: от 4.2 до 200 К. В то же время квантовые ямы с шириной 5 nm в этом же диапазоне температур характеризуются неинвертированной зонной структурой. Анализ зонной структуры исследованных образцов выявил тот факт, что *нелинейный* по полю магнито-фотогальванический эффект наблюдается исключительно в квантовых ямах, имеющих *инвертированную* зонную структуру. Для квантовых ям с неинвертированной зонной структурой характерна линейная зависимость фототоков от магнитного поля.

Расчеты показывают, что среднее ИК-излучение с энергией фотонов порядка 100 meV во всех исследованных образцах вызывает прямые межзонные переходы электронов (на рис. 2.26 они показаны стрелками). Энергии фотонов при возбуждении терагерцовым излучением (в наших экспериментах $\hbar\omega = 2.5 - 13.7$ meV) значительно меньше ширины запрещенной зоны и межподзонных интервалов, следовательно, в этом случае возможны лишь не прямые внутривозонные оптические переходы (поглощение Друде). При низких температурах, когда $k_B T < \hbar\omega$, терагерцовое излучение может дополнительно вызывать ионизацию примесей, а также внутрицентровые переходы и прямые переходы электронов между расщепленными по спину подзонами (речь идет о зеемановском расщеплении во внешнем магнитном поле). Эти процессы могут иметь резонансный характер и отвечать за пики, наблюдающиеся при температуре жидкого гелия на зависимостях фототока от магнитного поля. Сравнительно большая ширина этих пиков (0.7 – 3 Т) указывает на то, что скорее всего они связаны с ионизацией примеси.

Кубический по магнитному полю вклад в фототок, который впервые наблюдался в данной работе, может быть связан с несколькими микроскопическими механизмами, связанными с асимметрией оптических переходов или релаксации носителей заряда в **k**-пространстве. Как уже

отмечалось, кубическая нелинейность наблюдается только в квантовых ямах $\text{HgTe}/\text{Hg}_{0.3}\text{Cd}_{0.7}\text{Te}$ с инвертированной зонной структурой.

В терагерцовом спектральном диапазоне возбуждаются не прямые внутриподзонные оптические переходы (коэффициент поглощения $\propto \omega^{-2} \propto \lambda^2$), и фототок связан преимущественно с обусловленной магнитным полем асимметрией рассеяния электронов на фононах и статических дефектах [107]. Асимметрия рассеяния в магнитном поле может иметь как спин-зависимую, так и диамагнитную (спин-независимую) природу.

Спин-зависимый механизм фототока иллюстрируется рисунком 2.27, а, где показаны не прямые оптические переходы в двух спиновых подзонах. Вертикальные стрелки обозначают оптические переходы из начального состояния $k_y = 0$, а горизонтальные стрелки изображают акт рассеяния в конечное состояние, которое характеризуется либо положительным, либо отрицательным волновым вектором электрона k'_y . Поскольку рассеяние зависит от спина [93, 108], вероятности переходов в состояния с положительными и отрицательными k'_y не равны друг другу (это иллюстрируется горизонтальными стрелками разной толщины). Вследствие этого поглощение света свободными электронами приводит к появлению чисто спиновых токов (на рисунке они обозначены как $i_\uparrow$ и $i_\downarrow$), когда частицы с противоположной ориентацией спина движутся в противоположных направлениях. Эти спиновые фототоки возникают непосредственно на стадии фотовозбуждения. Заметим, что процессы энергетической релаксации электронов, нагретых на стадии фотовозбуждения, также асимметричны (поскольку энергетическая релаксация сопровождается рассеянием электронов в $\mathbf{k}$ -пространстве), а значит, они тоже приводят к появлению спиновых токов. Под воздействием внешнего магнитного поля, которое приводит к зеемановскому расщеплению электронных состояний, происходит спиновая ориентация электронов в основной подзоне зоны проводимости. Благодаря этому спиновые фототоки конвертируются в электрический ток $\mathbf{j}$, величина которого в первом приближении пропорциональна зеемановскому расщеплению Δ_z . Подчеркнем, что электрический ток,

обусловленный асимметрией фотовозбуждения является поляризационно-зависимым, в то время как фототок, связанный с асимметрией энергетической релаксации, является поляризационно-независимым [93]. В квантовых ямах с инвертированной зонной структурой основная подзона зоны проводимости формируется из состояний зоны Γ_8 (Н1 на рис. 2.26, *b*). Зеемановское расщепление Δ_Z состояний тяжелых дырок, обусловленное латеральным магнитным полем, зависит от B сильно нелинейно [109]. Поскольку для рассматриваемого механизма $j(B) \propto \Delta_Z(B)$, фототок демонстрирует нелинейную зависимость от магнитного поля. В узких квантовых ямах с $L_W = 5$ nm основная подзона зоны проводимости (E1) формируется из состояний зоны Γ_6 . В этом случае зеемановское расщепление линейно по B , и по этой причине в экспериментах на узких квантовых ямах кубический вклад в фототок не наблюдается.

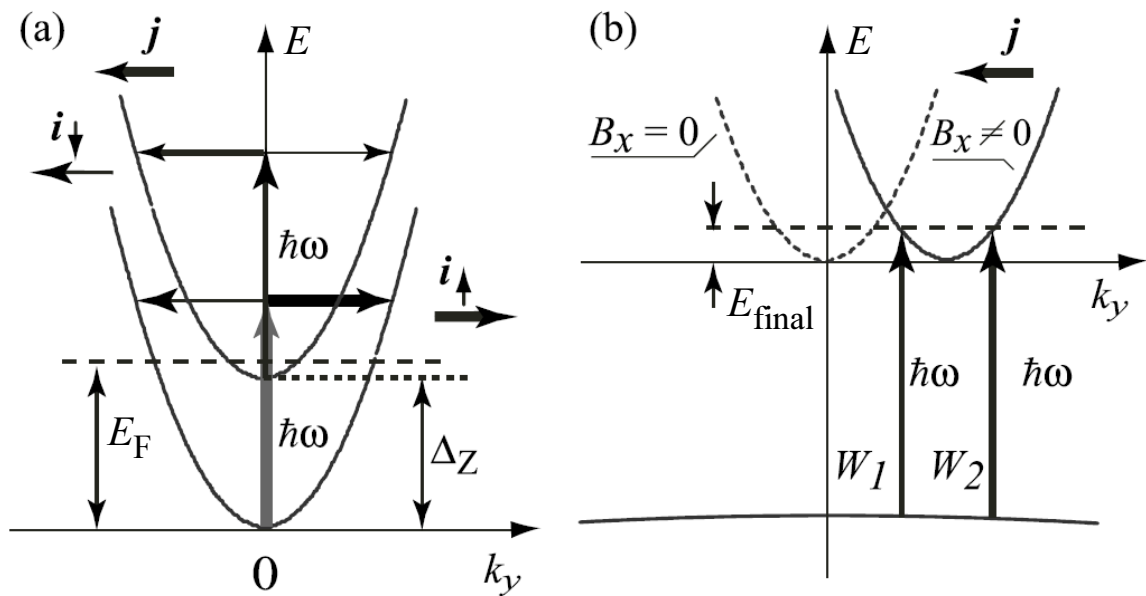


Рис. 2.27. Микроскопические модели магнито-фотогальванического эффекта. (а) спин-зависимый механизм при непрямых внутриподзонных переходах, (б) диамагнитный (спин-независимый) механизм при прямых межзонных переходах [A19].

Диамагнитный механизм магнито-фотогальванического эффекта при поглощении излучения свободными электронами также связан с асимметрией электронного рассеяния в магнитном поле [110, 111]. Однако в данном случае асимметрия возникает из-за индуцированного магнитным полем смешивания состояний различных подзон размерного квантования, которое никак не связано с зеемановским расщеплением. Такое смешивание более эффективно для подзон, сформированных из одних и тех же блоховских состояний (например, E1 и E2 или H1 и H2) и определяется отношением $\hbar e B / (m^* c)$ к межподзональному энергетическому интервалу ΔE , где m^* – эффективная масса в плоскости квантовой ямы. Для квантовых ям с инвертированной зонной структурой основная подзона H1 близка к дырочному типу, который характерен для подзон валентной зоны (см. рис. 2.26, *b*). Поэтому в магнитных полях с индукцией в несколько тесла указанное отношение перестает быть малым, что приводит к нелинейной зависимости фототока от магнитного поля. С другой стороны, в квантовых ямах с неинвертированной зонной структурой (см. рис. 2.26, *a*) энергетический интервал между двумя нижними электронными подзонами E1 и E2 превышает 200 meV, вследствие чего магнитоиндуцированный фототок линейно зависит от B .

Фототоки при возбуждении квантовых ям излучением среднего ИК-диапазона также могут быть связаны с описанными выше механизмами. Кроме того, в этой области спектра существенную роль могут играть прямые межзонные оптические переходы. Такой механизм был предложен в [97], он связан с индуцированным магнитным полем сдвигом подзон размерного квантования в $\mathbf{k}$ -пространстве, который линеен по магнитному полю. Энергетический спектр квантовой ямы с учетом диамагнитного сдвига показан на рис. 2.27, *b*. Следует отметить, что в исследуемых квантовых ямах подзоны валентной зоны не параболические, а практически плоские (см. рис. 2.26). В этом случае диамагнитный сдвиг основной подзоны зоны проводимости приводит к появлению фототока только в том случае, если вероятность оптических переходов зависит от волнового вектора электронов. В широких квантовых ямах

HgTe, где реализуется инвертированная зонная структура и подзоны валентной зоны расположены близко друг к другу, можно ожидать, что магнитное поле существенно влияет на характер зависимости вероятности межзонных переходов от волнового вектора. Это приводит к нелинейной зависимости фототока от магнитного поля [A19].

Среди рассмотренных спин-зависимых и диамагнитных механизмов магнито-фотогальванического эффекта в квантовых ямах HgTe/Hg_{0.3}Cd_{0.7}Te с инвертированной зонной структурой наиболее вероятной причиной наблюдавшейся нелинейности фототока по магнитному полю является кубическое по B зеемановское расщепление нижней подзоны зоны проводимости. Чтобы доказать это утверждение требуются дополнительные эксперименты, например, по исследованию электронного спинового резонанса.

2.6. Резюме по второй главе

Экспериментально обнаружен циркулярный эффект увлечения электронов фотонами: при возбуждении полупроводниковых структур циркулярно поляризованным светом зарегистрирован фототок, который для заданной циркулярной поляризации пропорционален абсолютной величине волнового вектора света, а при переходе от правой циркулярной поляризации света к левой меняет свое направление на обратное.

Фототок, обусловленный циркулярным эффектом фотонного увлечения, зарегистрирован в асимметричных квантовых ямах (110)-GaAs/AlGaAs в направлении $[1\bar{1}0]$ при наклонном падении излучения CO₂-лазера. Показано, что феноменологическая теория циркулярного ФГЭ и циркулярного эффекта фотонного увлечения в структурах с симметрией C_s хорошо описывает экспериментальные данные по циркулярным фототокам в исследованных наноструктурах.

В квантовых ямах GaAs/AlGaAs циркулярный эффект фотонного увлечения может быть объяснен трехступенчатым процессом, включающим

ориентацию электронных спинов при межподзонных оптических переходах, спиновую прецессию в эффективном магнитном поле, обусловленном спин-орбитальным взаимодействием, и генерацию тока в процессе спиновой релаксации. Микроскопическая модель, соответствующая такому трехступенчатому процессу, была разработана С.А. Тарасенко [A10].

Проведены исследования циркулярных фототоков в эпитаксиальном слое графена большой площади в среднем ИК-диапазоне, при возбуждении их излучением CO_2 -лазера, а также лазера на свободных электронах. Показано, что фототоки представляют собой суперпозицию двух эффектов: циркулярного эффекта фотонного увлечения и циркулярного ФГЭ, причем циркулярный эффект фотонного увлечения доминирует при малых энергиях фотонов. Экспериментальные данные для графена удовлетворительно согласуются с феноменологической теорией и микроскопическими моделями, разработанными М.М. Глазовым, С.А. Тарасенко, Л.Е. Голубом и Е.Л. Ивченко в работах [70, A15, A16]. Особый случай представляет спектральная область, соответствующая полосе остаточных лучей материала подложки (SiC). При фотовозбуждении в этой области амплитуда электрического поля в слое графена имеет резонансные особенности, обусловленные сильной дисперсией диэлектрической проницаемости SiC, что приводит к резкой спектральной зависимости фототоков.

Впервые магнито-фотогальванический эффект исследован в спектральной области, соответствующей межподзонным переходам в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Линейный по магнитному полю фототок, имеющий резонанс в полосе межподзонного поглощения, наблюдался не только при наклонном падении линейно поляризованного света, но также и при нормальном падении. Показано, что исследование поляризационной зависимости магнито-фотогальванического эффекта при наклонном падении света позволяет определить отношение вероятностей межподзонных оптических переходов для излучения s - и p -поляризации.

В квантовых ямах HgTe/HgCdTe обнаружен и исследован магнито-фотогальванический эффект. Установлена следующая важная закономерность: в квантовых ямах HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой

магнитоиндуцированный фототок с ростом магнитного поля становится сильно нелинейным. Такого не наблюдалось ни в одной из работ, посвященных исследованиям магнито-фотогальванического эффекта в квантовых ямах на основе полупроводников A^3B^5 . В указанных работах была продемонстрирована линейная зависимость магнитоиндуцированного фототока от магнитного поля, аналогичный результат получен нами в квантовых ямах $HgTe/HgCdTe$ с нормальным (неинвертированным) порядком энергетических зон. Это позволяет заключить, что, исследуя полевую зависимость магнито-фотогальванического эффекта, можно легко определить, является ли инвертированным зонный спектр квантовых ям при любом заданном наборе параметров (ширина и глубина ям, температура).

Глава 3. Модуляция света и фотолюминесценция в квантовых ямах

Данная глава диссертационной работы посвящена исследованиям в квантовых ямах амплитудной и фазовой модуляции света в сильных электрических полях, а также эмиссии спонтанного и стимулированного излучения в условиях интенсивной оптической накачки.

Модуляция света в полупроводниках является одновременно и интересным физическим явлением, и удобным инструментом исследования полупроводниковых материалов и структур [112, А3]. Изучение природы модуляции света, связанной с воздействием электрического поля, позволило установить ряд новых фундаментальных закономерностей. Применительно к исследованию многих известных эффектов, возникающих при протекании электрического тока, оптические модуляционные методы оказываются значительно чувствительнее прочих. Исследования модуляции поглощения и преломления света в полупроводниках и полупроводниковых структурах, в частности, в наноструктурах, позволяет получать информацию о деталях зонной структуры, о распределении носителей заряда по энергии и импульсу, о механизмах рассеяния [113 – 118, А3, А7, А21, А22]. Плодотворными оказались оптические исследования электрических неустойчивостей, в частности, акустоэлектрических доменов [32] и пинч-эффекта [119], а также контактных явлений (инжекция, экстракция, эксклюзия) [120, А8]. Кроме того, интерес к модуляции света в полупроводниках обусловлен важным прикладным значением подобных исследований: электрооптические эффекты широко применяются для создания оптических дефлекторов, затворов и модуляторов [61, А3].

Ввиду присущей квантовым ямам анизотропии, при исследовании их электрооптических свойств возможны две принципиально разные конфигурации эксперимента: либо с поперечным, либо с латеральным электрическим полем.

В рамках данной работы электрооптические свойства в *латеральном* электрическом поле экспериментально исследованы для ряда различных

наноструктур с квантовыми ямами на основе полупроводников A^3B^5 . Обнаружено и исследовано изменение двулучепреломления и оптического поглощения в спектральной области межподзонных переходов, проанализированы микроскопические механизмы наблюдавшейся модуляции света [A3, A21, A23–A35]. В частности, проведены теоретические расчеты, показывающие, как непараболичность энергетического спектра квантовых ям, обменное взаимодействие горячих электронов и трансформация их функции распределения с ростом поля приводят к модуляции двулучепреломления и оптического поглощения [A23–A27].

Экспериментально исследована трансформация спектров внутризонного поглощения света электронами в квантовой яме при воздействии *поперечного* электрического поля. В дополнение к известному эффекту Штарка были обнаружены осцилляции поглощения в спектральной полосе, соответствующей процессу фотоионизации квантовых ям. Проведены теоретические расчеты, описывающие механизм наблюдавшихся осцилляций. Показано, что они возникают за счет инфинитного движения электронов в направлении роста структуры [A22, A36–A40].

Фотолюминесценция квантовых ям в диссертационной работе также исследовалась *в сильно неравновесных условиях*. В условиях мощного фотовозбуждения короткими лазерными импульсами спектр люминесценции кардинально отличается от спектра фотолюминесценции при низких уровнях накачки и позволяет более детально исследовать энергетический спектр квантовых ям. В случае, когда длительность импульса фотовозбуждения значительно меньше времени жизни носителей и сравнима с временем релаксации при межподзонных переходах, реализуется сильно неравновесное распределение носителей по состояниям, что позволяет определять энергии высоколежащих возбужденных уровней размерного квантования. Исследования, проведенные на трехуровневых квантовых ямах InGaAs/AlGaAs ступенчатой формы, продемонстрировали возможность получения инверсии населенностей между двумя нижними возбужденными уровнями в условиях интенсивной излучательной межзонной рекомбинации двумерных электронов и дырок через

основные состояния [A41–A44]. В исследованной ступенчатой квантовой яме энергетический зазор между двумя нижними возбужденными уровнями соответствует среднему ИК-диапазону (~ 80 meV), а линия лазерной генерации на межзонных переходах лежит в ближнем ИК-диапазоне (~ 1300 meV), что открывает возможность для создания двуцветного лазера, работающего одновременно в двух указанных спектральных диапазонах. Принципы действия подобного двуцветного лазера ранее обсуждались в работах [A45–A53].

3.1. Двулучепреломление и оптическое поглощение в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в латеральном электрическом поле

В данном параграфе рассматриваются результаты исследований оптических свойств различных наноструктур GaAs/AlGaAs в латеральном электрическом поле [A3, A21, A23–A35]. Были изучены три объекта: наноструктуры GaAs/AlGaAs и GaAs/AlAs с селективным легированием в области квантовых ям, а также легированные в барьерной области наноструктуры с асимметричными парами туннельно-связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs. Эксперименты проводились в среднем ИК-диапазоне и были нацелены на исследование оптических явлений при межподзонных переходах носителей заряда в квантовых ямах. Интерес многих исследователей к физике межподзонных переходов связан, в первую очередь, с созданием детекторов и быстродействующих модуляторов ИК-излучения на квантовых ямах, а также квантовых каскадных лазеров [121 – 123]. В то же время, насколько нам известно, к моменту начала исследований, описываемых в данном параграфе, в научной литературе не было данных по оптическим явлениям при межподзонных переходах в условиях разогрева носителей заряда электрическим полем. Проведение подобных исследований открывает путь к созданию новых типов оптоэлектронных приборов на квантовых ямах, в основе которых лежит физика двумерных горячих электронов.

Методика эксперимента. Для проведения оптических и электрооптических измерений была выбрана многопроходная геометрия,

поскольку она обеспечивает увеличение чувствительности измерений примерно на порядок [A22]. Два торца образца были подвергнуты шлифовке и оптической полировке таким образом, что их плоскости были взаимно параллельны и ориентированы под углом 45° к направлению роста структуры z (см. рис. 3.1). Образец располагался в оптическом криостате, оптическое излучение вводилось в структуру и выводилось из нее через полированные скошенные торцы. Перед началом измерений производилась юстировка, которая обеспечивала падение света на входную грань образца строго по нормали (с точностью 0.2°). В такой геометрии опыта угол между волновым вектором света в наноструктуре и осью z составляет 45° , световой пучок испытывает многократное полное внутреннее отражение на границе раздела образца с воздухом, что приводит к увеличению длины хода световой волны через слои с квантовыми ямами. При этом имеется возможность исследовать поглощение и преломление световых волн как s - , так и p -поляризации (см. рис. 3.1). В качестве источника ИК-излучения использовались либо глобар в паре с монохроматором, что позволяло проводить спектральные исследования, либо CO_2 -лазер, работавший в непрерывном режиме и имевший возможность перестройки в пределах нескольких дискретных линий. При исследованиях равновесных спектров поглощения использовался пироэлектрический фотодетектор.

Латеральное электрическое поле создавалось в квантовых ямах в направлении, параллельном входной и выходной граням образца, это направление выбрано в качестве оси x (см. рис. 3.1). Для этого на двух других торцах образца были нанесены омические контакты (Au). С целью предотвращения джоулева разогрева образца электрическое поле прикладывалось в виде коротких импульсов (длительность ~ 200 ns).

На рис. 3.1 изображена схема электрооптических измерений для конфигурации, когда на образец падает линейно поляризованное излучение CO_2 -лазера и вектор поляризации падающего излучения $\mathbf{e}$ составляет угол $\alpha = 45^\circ$ с осью y . В такой конфигурации в квантовых ямах одновременно распространяются волны с s - и p -поляризацией, причем абсолютная величина амплитуды у этих

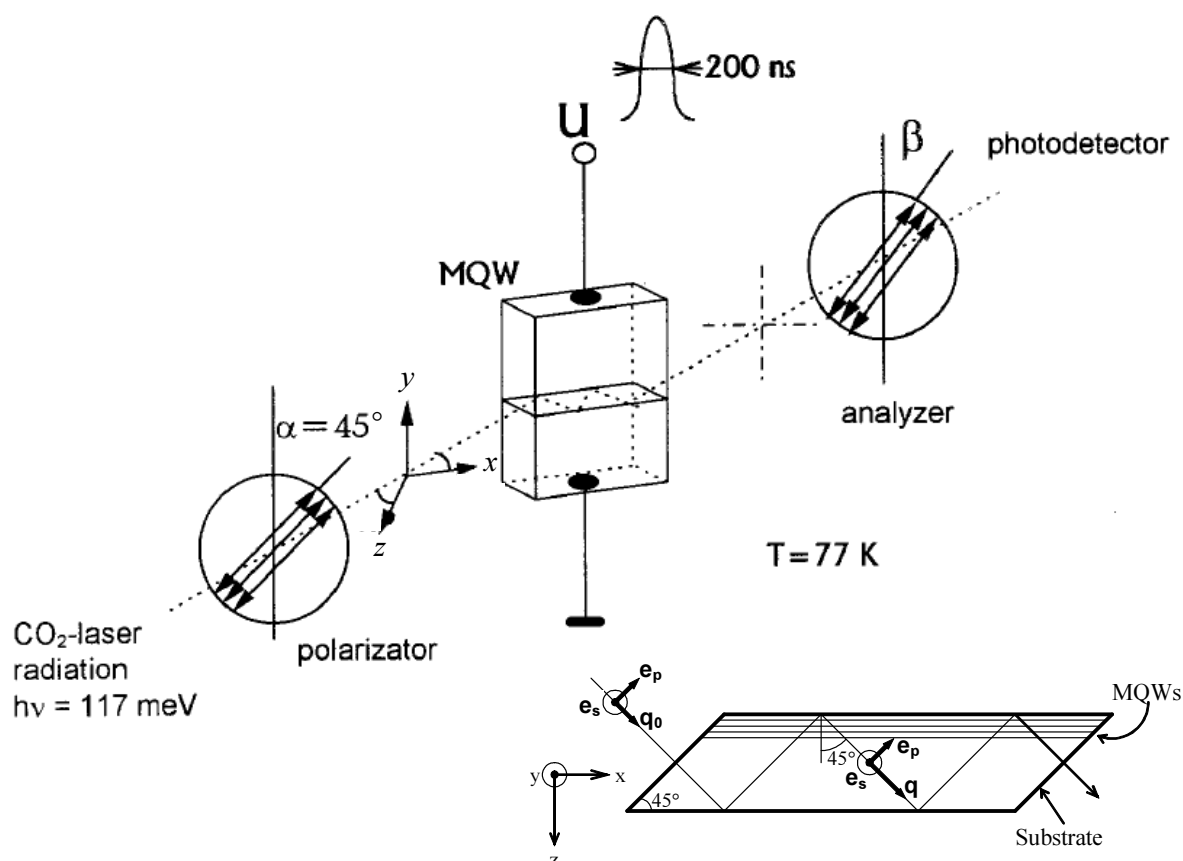


Рис. 3.1. Схема электрооптических измерений, направления поляризации и ход лучей в образце с квантовыми ямам.

волн одинакова. Для s -компоненты вектор поляризации ориентирован параллельно оси y ($\mathbf{e}_s \parallel y$), а для p -компоненты – в перпендикулярном направлении ($\mathbf{e}_p \perp y$). Модуляция света квантово-размерной структурой в продольном электрическом поле регистрировалось малоинерционным фотоприемником Ge:Hg, охлажденным до температуры твердого азота (63 K), при азимутальных углах анализатора $\beta = 0^\circ$ (s -поляризация) и 90° (p -поляризация). Сигнал регистрировался с помощью запоминающего осциллографа. Наряду с амплитудной модуляцией, обусловленной изменением коэффициента поглощения, в эксперименте измерялась и фазовая модуляция, обусловленная анизотропным изменением показателя преломления структуры в электрическом поле. С целью определить сдвиг фаз между s - и p -компонентами световой волны модуляция интенсивности света на выходе анализатора дополнительно

измерялась при других значениях угла β : $0^\circ < \beta < 90^\circ$. В качестве анализатора использовалась реплика-поляризатор на полиэтилене (1200 штрихов на миллиметр).

Наноструктуры GaAs/AlGaAs с селективным легированием в области квантовых ям. В данных структурах обнаружены и исследованы эффекты изменения двулучепреломления и поглощения ИК-излучения при прямых переходах электронов между подзонами размерного квантования, вызванные разогревом электронов латеральным электрическим полем. Проведенный теоретический анализ показал, что наблюдавшиеся эффекты объясняются обменным взаимодействием и непараболичностью энергетического спектра горячих электронов [A3, A21, A23–A27].

Эксперименты проведены на структуре, имеющей 50 периодов легированных (концентрация доноров $N_D = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) квантовых ям из GaAs шириной 10.2 nm, разделенных барьерами из $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ шириной 25.4 nm. Концентрация двумерных электронов в каждой яме составляла $6.1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Все исследования проводились при охлаждении образца до температуры жидкого азота ($T = 77 \text{ K}$).

В отсутствие электрического поля образец демонстрировал интенсивную линию поглощения для волны p -поляризации вблизи энергии фотонов $\hbar\omega = 111 \text{ meV}$. Для световой волны s -поляризации в этой спектральной области заметно лишь слабое поглощение, обусловленное в основном непрямыми внутриподзонными переходами электронов. В силу соотношений Крамерса–Кронига, которые связывают между собой вещественную и мнимую части диэлектрической проницаемости [124], различие в спектрах поглощения волн этих поляризаций обуславливает и отличие показателей преломления для них: $n_p \neq n_s$. Действительно, для каждой поляризации показатель преломления n связан с коэффициентом поглощения α следующим соотношением [124]:

$$n(\omega) - 1 = \frac{c}{\pi} \int_0^\infty \frac{\alpha(\omega') d\omega'}{(\omega')^2 - \omega^2} \quad (3.1)$$

Отсюда следует, что величина линейного двулучепреломления $n_p - n_s$ связана с линейным дихроизмом $\alpha_p - \alpha_s$ аналогичным интегральным выражением:

$$n_p(\omega) - n_s(\omega) = \frac{c}{\pi} \int_0^\infty \frac{[\alpha_p(\omega') - \alpha_s(\omega')] d\omega'}{(\omega')^2 - \omega^2}. \quad (3.2)$$

В конфигурации опыта, показанной на рис. 3.1, линейно поляризованная падающая световая волна возбуждает в образце одновременно две нормальные волны (с p -поляризацией и s -поляризацией). Благодаря линейному двулучепреломлению по мере распространения в образце этих волн между ними возникает сдвиг фаз, и в результате излучение на выходе из образца оказывается эллиптически поляризованным даже в равновесных условиях [125]. Анализируя форму эллипса поляризации на выходе из образца, можно определить разницу коэффициентов поглощения p - и s -волн ($\alpha_p - \alpha_s$), а также величину двулучепреломления ($n_p - n_s$).

Приложение достаточно сильного латерального электрического поля к квантовым ямам приводит к разогреву двумерных электронов, что вызывает изменение коэффициентов поглощения $\Delta\alpha_p$ и $\Delta\alpha_s$, а также изменение двулучепреломления $\Delta|n_p - n_s|$. Электрооптические измерения были проведены на коротковолновом крыле линии межподзонного поглощения (при энергиях фотонов $\hbar\omega = 117, 123$ и 129 meV). Вблизи вершины межподзонного пика было обнаружено заметное уменьшение коэффициента поглощения α_p в электрическом поле (рис. 3.2), в то же время модуляция поглощения для волны s -поляризации не наблюдалась. Характерно, что наблюдавшееся «просветление» образца быстро ослабевало по мере спектрального удаления от вершины пика равновесного поглощения. Это позволило заключить, что, в первом приближении, разогрев электронов приводит к «красному» сдвигу линии поглощения. В поле $E \approx 1000$ V/cm величина сдвига, соответствующего наблюдаемым значениям модуляции поглощения, составляет около 2 meV. Данные по индуцированному электрическим полем двулучепреломлению

$\Delta|n_p - n_s|$, которые также представлены на рис. 3.2, соответствуют такой же величине спектрального сдвига (это следует из численных расчетов, базирующихся на соотношении (3.2)).

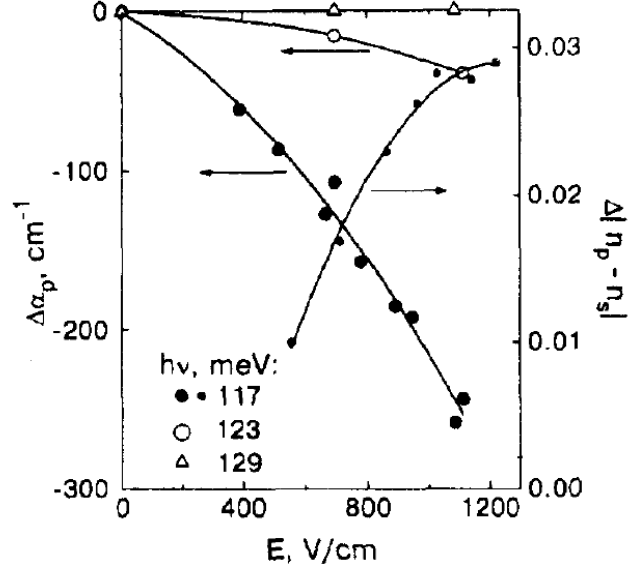


Рис. 3.2. Влияние продольного электрического поля на коэффициент поглощения света α_p и величину двулучепреломления $|n_p - n_s|$ в квантовых ямах GaAs/AlGaAs при $T = 77$ К [A26].

Заметим, что при межзонных переходах электронов в квантовых ямах (при $\hbar\omega > E_g$, где E_g – ширина запрещенной зоны для материала ямы) также имеет место различие в поглощении света двух поляризаций: $\alpha_p \neq \alpha_s$. Эти переходы дают вклад в двулучепреломление в спектральной области $\hbar\omega < E_g$ [126], в том числе в полосе межподзонных переходов. В структурах n -типа с легированными ямами при межзонных переходах $\alpha_p(\hbar\omega) = \alpha_{p0}(\hbar\omega)[1 - f_1(E_{\hbar\omega})]$ и $\alpha_s(\hbar\omega) = \alpha_{s0}(\hbar\omega)[1 - f_1(E_{\hbar\omega})]$, где α_{p0} и α_{s0} – коэффициенты поглощения для нелегированных ям, $f_1(E_{\hbar\omega})$ – функция распределения электронов в первой подзоне, соответствующая межзонному переходу с поглощением фотона $\hbar\omega$. При разогреве электронов $f_1(E_{\hbar\omega})$ меняется, следовательно, меняются α_p и α_s , а это, согласно соотношениям Крамерса–Кронига, приводит к изменению показателей

преломления n_p и n_s . Другими словами, межзонный вклад в двулучепреломление должен меняться с разогревом электронов. Этот эффект имеет значительную величину при $\hbar\omega \approx E_g$ и быстро убывает с уменьшением энергии квантов света. Как показывают оценки, для энергий фотонов $\hbar\omega = 117 \dots 129$ meV, которые использовались в наших электрооптических экспериментах, межподзонный вклад в $\Delta|n_p - n_s|$ превышает межзонный более чем на порядок. Поэтому при дальнейшем анализе результатов мы пренебрегаем межзонным вкладом.

Природа обнаруженного «красного» сдвига линии межподзонного поглощения может быть связана с эффектами непараболичности и обменного взаимодействия. Мы провели модельный расчет трансформации линии межподзонного поглощения, вызванной разогревом двумерных электронов. В качестве нулевого приближения для энергетического спектра 2D-электронов нами использована модель У. Экенберга [127], учитывающая эффекты непараболичности. В соответствии с этой моделью, кривизна дисперсионных кривых $E_n(\mathbf{k}_{||})$ для основной ($n = 1$) и возбужденной ($n = 2$) подзон существенно различна, что уже само по себе приводит к спектральному сдвигу линии поглощения при разогреве электронов в «красную» область – за счет перераспределения электронов по состояниям в $\mathbf{k}_{||}$ -пространстве (здесь через $\mathbf{k}_{||}$ обозначен двумерный волновой вектор электрона в плоскости квантовой ямы).

Дальнейшие расчеты показали, что значительно более заметное влияние на трансформацию линии межподзонного поглощения при разогреве электронов оказывает их обменное взаимодействие. Из-за обменных эффектов перераспределение электронов в $\mathbf{k}_{||}$ -пространстве при их разогреве сопровождается изменением формы дисперсионных кривых $E_n(\mathbf{k}_{||})$. Для вычисления обменных поправок к энергетическому спектру 2D-электронов мы использовали результаты работы [128], обобщив их на случай ненулевой электронной температуры и рассмотрев дополнительно возбужденные подзоны ($n > 1$):

$$\Delta E_n(\mathbf{k}_{\parallel}) = -\frac{e^2}{\varepsilon} \int d\mathbf{r} \int d^3\mathbf{r}' \sum_m \sum_{\mathbf{k}'} f_m(\mathbf{k}_{\parallel}') \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \psi_{m\mathbf{k}_{\parallel}'}^*(\mathbf{r}') \psi_{n\mathbf{k}_{\parallel}}(\mathbf{r}') \psi_{m\mathbf{k}_{\parallel}'}(\mathbf{r}) \psi_{n\mathbf{k}_{\parallel}}^*(\mathbf{r}), \quad (3.3)$$

где $\Delta E_n(\mathbf{k}_{\parallel})$ - обменная поправка к энергии электрона с двумерным волновым вектором $\mathbf{k}_{\parallel}$ в n -ой подзоне ($n = 1, 2, 3 \dots$), $\psi_{n\mathbf{k}_{\parallel}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel}} \varphi_n(z)$ - волновая функция электрона, $\mathbf{r} = (\mathbf{r}_{\parallel}, z)$, $\mathbf{r}_{\parallel}$ - двумерный вектор в плоскости слоя (S - площадь структуры), z - координата в ортогональном направлении, $\varphi_n(z)$ - волновая функция электрона в одномерной яме, $f_m(\mathbf{k}_{\parallel})$ - функция распределения электронов в m -й подзоне. Выражение (3.3) позволяет приближенно учесть обменное взаимодействие в рамках одноэлектронного приближения.

Предполагая, что все возбужденные подзоны свободны от электронов:

$$f_n(\mathbf{k}_{\parallel}) = 0, \quad (n \geq 2), \quad (3.4)$$

а распределение электронов по состояниям в нижней подзоне ($n = 1$) описывается функцией Ферми-Дирака с некоторой температурой T_e :

$$f_1(\mathbf{k}_{\parallel}) = \left(\exp \left(\frac{E_1(\mathbf{k}_{\parallel}) - E_F}{k_B T_e} \right) + 1 \right)^{-1}, \quad (3.5)$$

можно преобразовать интеграл (3.3) к следующему виду:

$$\Delta E_n(\mathbf{k}_{\parallel}) = -2\pi \frac{e^2}{\varepsilon} \int \frac{d^2 k_{\parallel}'}{(2\pi)^2} f_1(\mathbf{k}_{\parallel}') \int dx \int dx' \varphi_1^*(x') \varphi_n(x') \varphi_1(x) \varphi_n^*(x) \frac{\exp(-|\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel}'| \cdot |x - x'|)}{|\mathbf{k}_{\parallel} - \mathbf{k}_{\parallel}'|}. \quad (3.6)$$

С помощью этого выражения мы провели численные расчеты обменных поправок к энергетическому спектру электронов в основной и возбужденной подзонах как для равновесных ($T_e = T$), так и для горячих ($T_e > T$) электронов. Расчеты проводились для квантовой ямы GaAs/Al_{0.33}Ga_{0.67}As ($L_W = 10.2$ nm) при температуре решетки $T = 77$ К. Энергия Ферми E_F , соответствующая заданному значению температуры электронов T_e , находилась из условия нормировки функции распределения $f_1(\mathbf{k}_{\parallel})$ на концентрацию 2D-электронов ($6.1 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$).

Нормировки проводилась итерационным методом – с учетом обменных поправок для основной подзоны $\Delta E_1(\mathbf{k}_{\parallel})$. Результаты расчета представлены на рис. 3.3.

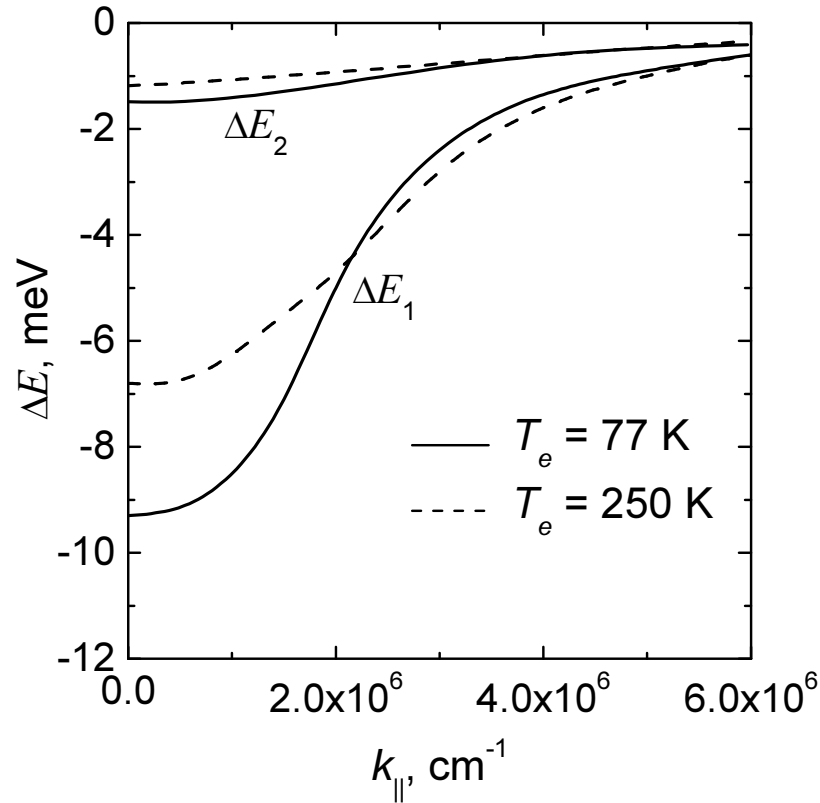


Рис. 3.3. Обменные поправки к энергетическому спектру двумерных электронов в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Сплошные линии соответствуют равновесным электронам ($T_e = T = 77$ K), штриховые – горячим электронам ($T_e = 250$ K).

Расчет показал, что обменное взаимодействие сдвигает электронные состояния вниз по шкале энергий, причем для первой подзоны этот сдвиг в несколько раз больше, чем для второй. Величина обменных поправок максимальна в центре подзон (при $k_{\parallel} = 0$) и монотонно убывает с ростом абсолютной величины волнового вектора. При повышении температуры электронов обменные поправки при $k_{\parallel} = 0$ уменьшаются из-за перераспределения электронов из центра первой подзоны в состояния с большими $k_{\parallel}$. Таким

образом, при разогреве электронов электрическим полем происходит не только их перераспределение по состояниям в $\mathbf{k}_{\parallel}$ -пространстве, но еще и меняется энергия этих состояний.

Для полученного энергетического спектра двумерных электронов $E_n(\mathbf{k}_{\parallel}) + \Delta E_n(\mathbf{k}_{\parallel})$ была рассчитана спектральная кривая поглощения света в области межподзонных переходов из основной подзоны в возбужденную:

$$\alpha(\hbar\omega) \propto \frac{1}{\hbar\omega} \int d^2k_{\parallel} |M|^2 \delta(E_2(\mathbf{k}_{\parallel}) + \Delta E_2(\mathbf{k}_{\parallel}) - E_1(\mathbf{k}_{\parallel}) - \Delta E_1(\mathbf{k}_{\parallel}) - \hbar\omega) f_1(\mathbf{k}_{\parallel}) [1 - f_2(\mathbf{k}_{\parallel})], \quad (3.7)$$

где матричный элемент перехода $M \approx 0$ для волны s -поляризации и $M \neq 0$ для волны p -поляризации. Подчеркнем, что в (3.7) f_1 и f_2 определяются температурой электронов T_e ; M , E_1 и E_2 – температурой решетки T , а ΔE_1 и ΔE_2 зависят от обеих температур.

На рис. 3.4 представлены результаты расчета формы линии межподзонного поглощения для исследованной структуры в равновесии и в условиях разогрева электронов. Для более удобного сравнения с экспериментом расчетная линия поглощения дополнительно уширена по Лоренцу (величина уширения $2\Gamma_0 = 2.7 \text{ meV}$ подобрана в соответствии с экспериментальной кривой равновесного поглощения). Расчетные кривые изображены в относительной шкале $\hbar\omega - \hbar\omega_0$, где $\hbar\omega_0$ – равновесное положение пика поглощения. Это позволяет абстрагироваться от деполяризационного сдвига, который имеет заметную величину, но, как показывают оценки, почти не меняется с разогревом электронов.

Как видно из рисунка, рассмотренная модель предсказывает при разогреве электронов «красный» сдвиг пика межподзонного поглощения и его уширение, что качественно соответствует описанным выше экспериментальным данным по модуляции света в латеральном электрическом поле. Сопоставляя наблюдавшееся в эксперименте уменьшение коэффициента поглощения света $\Delta\alpha_p$ при $\hbar\omega = 117$ и

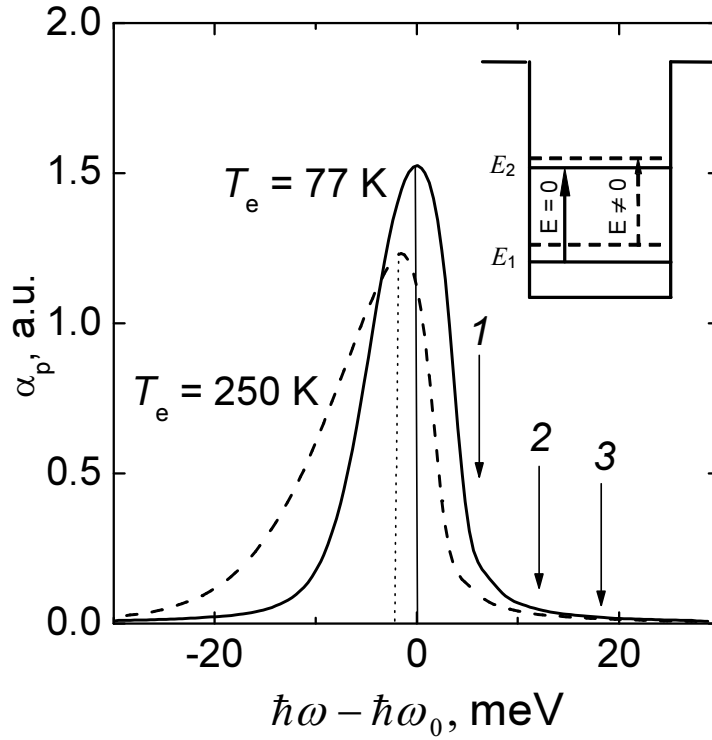


Рис. 3.4. Сдвиг и уширение линии межподзонного поглощения при разогреве 2D-электронов в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs. На вставке показаны оптические переходы электронов в квантовой яме при $k_{||} = 0$. Сплошные линии соответствуют равновесным электронам ($T_e = T = 77$ K), штриховые – горячим электронам ($T_e = 250$ K). Стрелки 1, 2, 3 указывают положение линий излучения CO₂-лазера, на которых была экспериментально исследована электрооптическая модуляция (соответственно, 117, 123 и 129 meV).

123 meV с семейством расчетных кривых межподзонного поглощения на горячих электронах, можно получить полевую зависимость температуры горячих электронов. В частности, для поля $E = 1000$ V/cm получаем, что электроны разогреваются до температуры $T_e \approx 250$ K (в этом поле средняя мощность, приобретаемая одним электроном, $e\mu_n E^2 = 3.7 \cdot 10^{-10}$ W, где μ_n – электронная подвижность). Это хорошо согласуется с данными для температуры горячих электронов, полученными в работе [129] для подобных квантовых ям в результате

анализа экспериментов по горячей фотолуминесценции (при такой же мощности, приходящейся на один электрон). Таким образом, рассмотренная здесь модель оптических эффектов при межподзонных переходах горячих электронов качественно и количественно согласуется с экспериментом.

Наноструктуры GaAs/AlAs с селективным легированием в области квантовых ям. Эксперименты с квантовыми ямами GaAs/AlAs были нацелены на исследование перераспределения электронов между уровнями размерного квантования в греющих электрических полях [A28, A29]. В теоретической работе [130] В.Я. Алешкиным и А.А. Андроновым был предложен метод создания инверсии населенности между уровнями размерного квантования в подобных наноструктурах, который предполагалось использовать для получения стимулированного излучения в среднем ИК-диапазоне. В гетероструктурах GaAs/AlAs слои GaAs являются потенциальными ямами для электронов Γ -долин, а слои AlAs – ямами для электронов X-долин. В основе предложенного метода получения инверсии населенности лежат три особенности электронного транспорта в квантоворазмерных структурах GaAs/AlAs в латеральном электрическом поле. Во-первых, быстрый рост вероятности перехода электрона между слоями GaAs и AlAs с увеличением энергии электрона. Во-вторых, значительное превышение электронной температуры в Γ -долине над температурой в X-долинах в сильных электрических полях. В-третьих, подавление возврата электронов из X-долины в слое AlAs в нижнюю Γ -долину в слое GaAs. Согласно расчетам [130], эти особенности должны приводить к гигантскому накоплению горячих электронов в X-долинах AlAs, превышающему аналогичное накопление в условиях эффекта Ганна в объемном GaAs более чем на порядок (в близких электрических полях). Можно ожидать, что в достаточно сильных электрических полях указанное накопление приведет к инверсии населенности как между подзонами Γ -долин GaAs, так и к гигантской инверсии населенности между Γ - и X-долинами (см. рис. 3.5).

Структура с квантовыми ямами GaAs/AlAs была сконструирована таким образом, чтобы энергетический интервал между двумя нижними уровнями

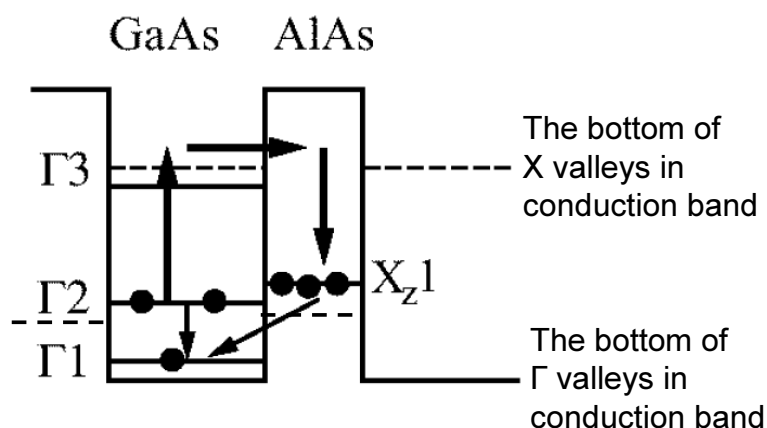


Рис. 3.5. Диаграмма, иллюстрирующая Γ – X перенос и накопление электронов в X -долине при разогреве электронов в латеральном электрическом поле. Тонкими стрелками показаны излучательные переходы [A29].

размерного квантования для электронов в слое GaAs (Γ_2 – Γ_1) составлял примерно 117 meV (наиболее интенсивная линия излучения CO_2 -лазера). Соответствующий расчет проводился для температуры 100 К, при которой проводилась основная часть экспериментов. Исследуемая структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии и включала 100 периодов чередующихся слоев GaAs толщиной 10 nm и AlAs толщиной 2.5 nm. В такой структуре самым нижним электронным уровнем является уровень Γ_1 в Γ -долине слоя GaAs, при этом основной уровень размерного квантования X_z1 в X_z -долине слоя AlAs располагается несколько выше возбужденного уровня Γ_2 (см. рис. 3.5). Через X_z мы обозначаем X -долину в зоне проводимости AlAs, характеризуемую самой большой эффективной массой в направлении роста структуры (ось z). Согласно расчету, выполненному В.Я. Алешкиным, полный спектр уровней размерного квантования включает 8 уровней: $\Gamma_1 = 39$ meV, $\Gamma_2 = 148$ meV, $\Gamma_3 = 308$ meV, $\Gamma_4 = 500$ meV, $\Gamma_5 = 709$ meV, $X_z1 = 195$ meV, $X_z2 = 293$ meV, $X_z3 = 436$ meV. Центральная часть каждого слоя GaAs легировалась кремнием, который является донором ($N_D = 6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), ширина легированного слоя составляла 5 nm. Подвижность электронов в слабых полях была сравнительно низкой (около

1000 cm²/V·s при $T = 77$ K), что указывает на существенную роль примесного рассеяния.

Равновесные спектры оптического пропускания (T_p и T_s) измерялись для двух поляризаций света (p и s , см. рис. 3.1). Суммарная длина оптического хода в квантоворазмерных слоях составляла 17.7 μm . Анализ спектральной зависимости отношения T_p/T_s позволяет найти спектр линейного дихроизма $\alpha_p - \alpha_s$. Равновесные спектры линейного дихроизма для трех температур образца представлены на рис. 3.6. Эти спектры получены путем деконволюции экспериментально измеренных спектров с учетом аппаратной функции спектрометра. В соответствии с правилами отбора для межподзонных переходов, $\alpha_p \gg \alpha_s$ (см. п. 2.4), и потому в области межподзонного резонанса $\alpha_p - \alpha_s \approx \alpha_p$, т.е. спектральная зависимость коэффициента поглощения для света p -поляризации практически совпадает со спектром линейного дихроизма.

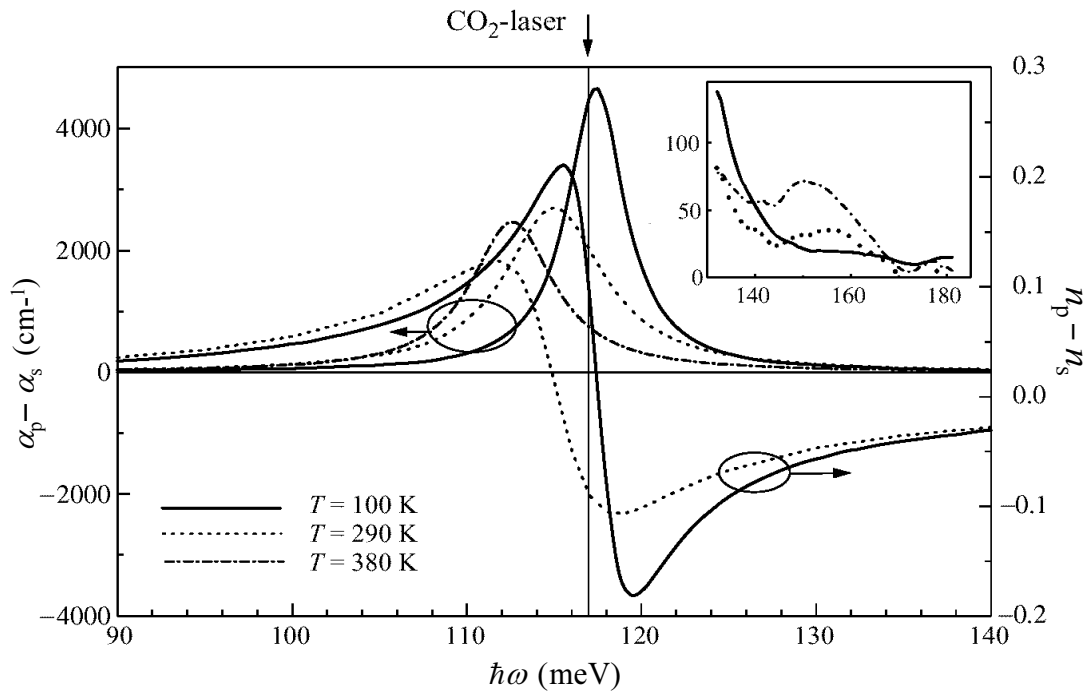


Рис. 3.6. Равновесные спектры линейного дихроизма и линейного двулучепреломления квантовых ям GaAs/AlAs для различных температур [A29]. Спектры дихроизма восстановлены из экспериментально измеренных спектров с учетом аппаратной функции спектрометра. Спектры двулучепреломления рассчитаны по спектрам дихроизма с помощью соотношения (3.2).

При температуре 100 К наблюдается интенсивная линия межподзонного поглощения для света p -поляризации, соответствующая переходам электронов Г1–Г2. Центр линии соответствует энергии фотона $\hbar\omega = 117.4$ meV. С повышением температуры эта линия испытывает уширение и смещается в длинноволновую сторону («красный» сдвиг). При высоких температурах появляется вторая, более слабая, линия поглощения при энергиях фотонов около 150 meV. Эта линия, видимо, связана с межподзonnными переходами Г2–Г3; возрастание ее интенсивности с температурой обусловлено увеличением заселенности подзоны Г2.

Используя соотношение Крамерса–Кронига в форме (3.2) и экспериментальные спектры линейного дихроизма $\alpha_p - \alpha_s$, мы рассчитали спектральную зависимость линейного двулучепреломления $n_p - n_s$. Результаты расчета представлены на рис. 3.6. Величина дихроизма в полосе межподзонного резонанса меняется весьма значительно: от -0.18 до $+0.22$ при температуре 100 К и от -0.11 до $+0.13$ при температуре 290 К.

Результаты электрооптических экспериментов на лазерной линии $\hbar\omega = 117$ meV представлены на рис. 3.7. При температуре 100 К наблюдается весьма значительное оптическое просветление образца для света p -поляризации. При напряженности поля 3500 V/cm изменение коэффициента поглощения достигает величины $\Delta\alpha_p = -1000$ см⁻¹, что составляет 25% равновесного значения α_p . В этих же условиях изменение величины двулучепреломления $\Delta|n_p - n_s| \approx 0.1$.

Наблюдающаяся электрооптическая модуляция вызвана двумя причинами. В дополнение к перераспределению электронов между уровнями размерного квантования, исследование которого представляет собой главную цель данных экспериментов, модуляция связана также с обусловленным обменным взаимодействием сдвигом уровней при разогреве электронов электрическим полем. Роль обменного взаимодействия в межподзонном поглощении света была исследована в [A23–A27]. Как отмечалось выше, в условиях разогрева двумерных

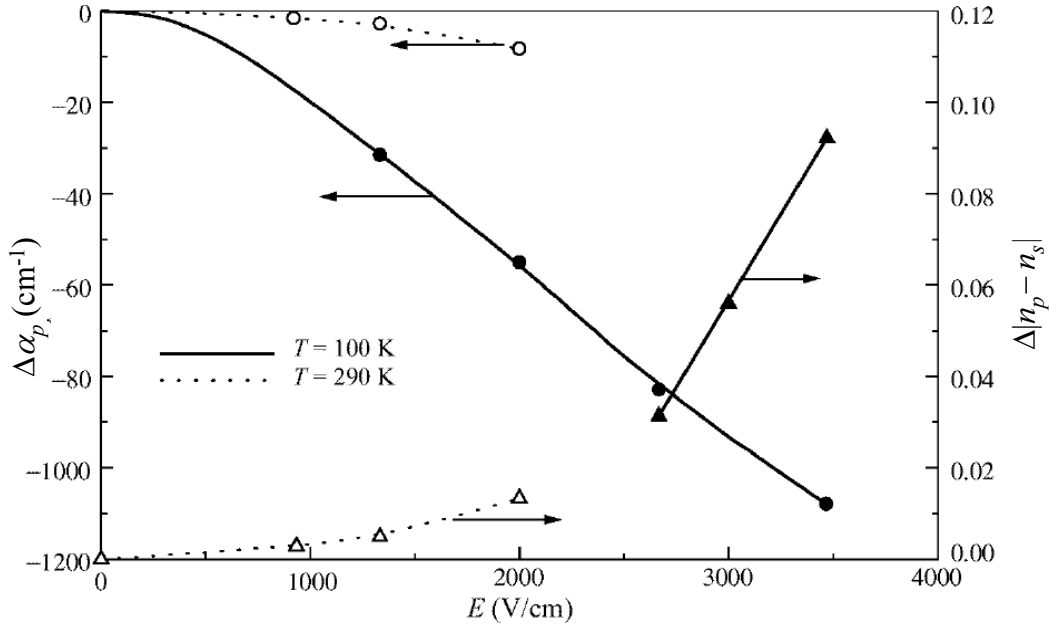


Рис. 3.7. Изменение коэффициента поглощения для света p -поляризации и модуляция линейного двулучепреломления в латеральном электрическом поле. Результаты эксперимента на квантовых ямах GaAs/AlAs при $\hbar\omega = 117$ meV [A29].

электронов линия межподзонного поглощения испытывает «красный» сдвиг благодаря обменному взаимодействию электронов.

Спектральная зависимость линейного двулучепреломления в области межподзонного резонанса в первом приближении пропорциональна производной от спектра $\alpha_p(\hbar\omega)$. Как ясно из рис. 3.6, если измерения проводятся в центре линии межподзонного поглощения Γ_1 – Γ_2 , то ее сдвиг дает основной вклад в модуляцию двулучепреломления. В то же время определяющий вклад в модуляцию коэффициента поглощения α_p дает перераспределение электронов между уровнями Γ_1 и Γ_2 . Это позволило по результатам эксперимента, представленным на рис. 3.7, независимо определить величину спектрального сдвига линии поглощения и степень перераспределения электронов между уровнями. При температуре $T = 100$ K в максимальном электрическом поле (3500 V/cm) величина «красного» сдвига равна 0.7 meV, а относительное уменьшение разности $n_{\Gamma_1} - n_{\Gamma_2}$ составляет около 25%, где n_{Γ_1} и n_{Γ_2} – электронные концентрации на уровнях Γ_1 и Γ_2 , соответственно. Близкое значение «красного»

сдвига линии межподзонного поглощения дает его оценка методом, описанным в [A26], с учетом малой величины подвижности электронов в данной структуре. Это подтверждает, что сдвиг линии обусловлен обменным взаимодействием. В то же время модуляция коэффициента поглощения α_p связана, главным образом, с междолинным (Γ - X)-переносом электронов. В работе [130], где рассматривался перенос электронов между Γ - и X-долинами в сильном латеральном электрическом поле, расчетное значение $n_{\Gamma 1} - n_{\Gamma 2}$ в поле 3500 V/cm близко к результатам описываемых здесь экспериментов. Опираясь на результаты проведенных исследований, можно ожидать, что инверсия населенности между уровнями уровнях $\Gamma 1$ и $\Gamma 2$ в данной структуре может быть достигнута лишь в значительно более сильных полях: $E > 8$ kV/cm.

Наноструктуры с асимметричными парами туннельно-связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs, легированные в барьерной области. Выше рассмотрена модуляция света латеральным электрическим полем в простых прямоугольных квантовых ямах, разделенных барьерами, туннелирование через которые пренебрежимо мало. В данной работе исследованы также наноструктуры с асимметричными парами туннельно-связанных квантовых ям GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, легированные в барьерной области [A30–A35]. Каждая пара содержит узкую и широкую квантовую ямы с туннельно-прозрачным барьером между ними, а потенциальные барьеры между соседними парами настолько широки, что практически непрозрачны. Показано, что в такой структуре механизм модуляции коэффициента поглощения и показателя преломления в электрическом поле связан с разогревом и пространственным переносом электронов.

Дизайн исследованной структуры показан на рис. 3.8, *a*. Узкая квантовая яма формировалась в слое GaAs толщиной 5 nm, а широкая яма – в слое $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ толщиной 8.3 nm. Эти ямы разделены барьером $\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{As}$ толщиной 2 nm, который характеризуется большой туннельной прозрачностью. Квантово-механический расчет, проведенный для такой наноструктуры, показывает, что она имеет четыре уровня размерного квантования (см. рис. 3.8, *a*). При этом уровни с энергиями E_1 и E_4 генетически связаны с узкой,

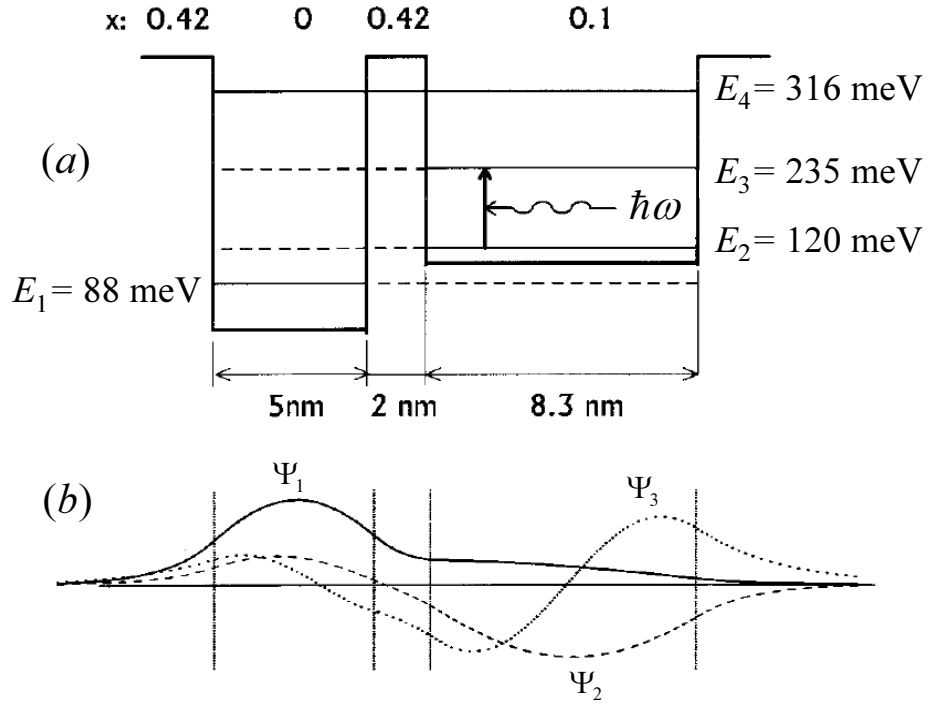


Рис. 3.8. Уровни размерного квантования в туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs (a) и волновые функции электрона на трех нижних уровнях (b) [A31].

более глубокой квантовой ямой, в то время как состояния с энергиями E_2 и E_3 порождены широкой квантовой ямой, которая является более мелкой. Это проявляется, в частности, в том, что волновая функция Ψ_1 , соответствующая уровню E_1 , преимущественно локализована в пределах узкой ямы, а волновая функция Ψ_2 состояния E_2 локализована в широкой яме (см. рис. 3.8, b). Кроме того, значения квадратов оптических матричных элементов $|M_{fi}|^2 = \left| \int \Psi_f^* \hat{p}_z \Psi_i dz \right|^2$, определяющих вероятности межподзонных оптических переходов $i \rightarrow f$, сильно отличаются. Наибольший вклад в межподзонное поглощение дают переходы между соседними уровнями, генетически связанными с одной и той же квантовой ямой: $|M_{32}|^2 = 1$ и $|M_{41}|^2 = 0.89$, а другие переходы характеризуются значительно меньшей вероятностью: $|M_{31}|^2 = 0.16$; $|M_{42}|^2 = 0.0062$ (значения $|M_{fi}|^2$

нормированы на величину $|M_{32}|^2$). Отметим, что рассматриваемая система туннельно-связанных квантовых ям была сконструирована таким образом, чтобы линия межподзонного поглощения $2 \rightarrow 3$ соответствовала кванту излучения CO_2 -лазера, а расстояние $E_2 - E_1$ было меньше энергии оптического фонона $\hbar\omega_0 = 37 \text{ meV}$.

Методом молекулярно-лучевой эпитаксии была выращена структура, содержащая 150 пар туннельно-связанных квантовых ям $\text{GaAs}/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. Пары ям разделялись между собой туннельно-непрозрачным барьером $\text{Al}_{0.42}\text{Ga}_{0.58}\text{As}$ (ширина барьера 20 nm). Эти широкие барьеры в своей центральной части были легированы кремнием, поверхностная концентрация электронов в расчете на пару квантовых ям составляла $N_s = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Поскольку в данной структуре двумерные электроны и ионизованные доноры пространственно разделены, подвижность электронов оказывается в несколько раз больше, чем в рассмотренных выше структурах с селективным легированием в области квантовых ям.

С целью уточнения параметров структуры и положения энергетических уровней мы исследовали равновесные спектры оптического пропускания образца (T_p и T_s) для двух поляризаций света (p и s , см. рис. 3.1). В результате анализа спектральной зависимости отношения T_p/T_s был получен спектр линейного дихроизма $\alpha_p - \alpha_s$. Равновесные спектры линейного дихроизма для двух температур образца представлены на рис. 3.9.

Как отмечалось выше, в области полос межподзонного поглощения спектр линейного дихроизма $\alpha_p - \alpha_s$ с хорошим приближением отображает спектр поглощения для света p -поляризации. На спектре выделяются две четко выраженные полосы поглощения. Их сопоставление со структурой уровней размерного квантования (см. рис. 3.8) с учетом величин матричных элементов межподзонных оптических переходов позволяет связать длинноволновую полосу с переходами $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$, а коротковолновую полосу с переходами $1 \rightarrow 4$ (в эту полосу незначительный вклад дают также переходы $2 \rightarrow 4$). Трансформацию

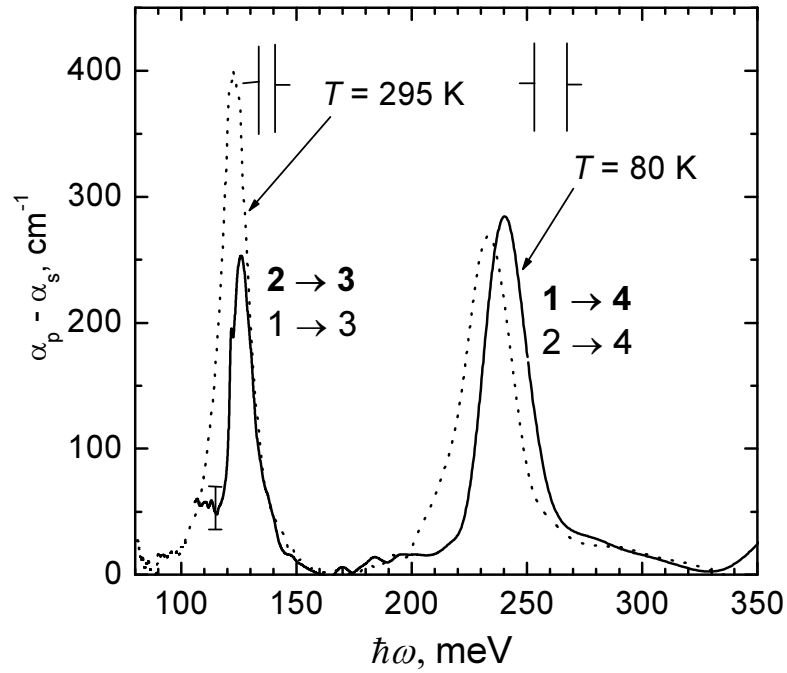


Рис. 3.9. Равновесные спектры линейного дихроизма туннельно-связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs [A31].

спектров поглощения с температурой можно объяснить следующим образом. При температуре 80 К электроны сосредоточены преимущественно на основном уровне размерного квантования E_1 . С ростом температуры происходит заполнение возбужденного уровня E_2 . Однако, в силу соотношения между матричными элементами $|M_{32}|^2 \gg |M_{31}|^2$, даже незначительное увеличение концентрации электронов на втором уровне с ростом температуры приводит к заметному увеличению поглощения. Поскольку поглощение в пределах второй полосы определяется практически только электронами первого уровня ($|M_{41}|^2 \gg |M_{42}|^2$), то небольшое уменьшение концентрации электронов на этом уровне при увеличении температуры слабо влияет на интенсивность поглощения во второй полосе.

Эксперимент показал, что в равновесных спектрах поглощения пики, соответствующие переходам $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$, накладываются друг на друга, в то время как расчет для диаграммы, представленной на рис. 3.8, *a*, предсказывает спектральный интервал между ними величиной 32 meV. Это связано с тем, что

указанная диаграмма не вполне точно отражает профиль дна зоны проводимости исследуемой структуры. Она не учитывает искажения профиля потенциала, вызванные селективным легированием структуры в барьерной области. Как известно, при таком селективном легировании в структуре возникает электрическое поле, обусловленное объемным зарядом электронов, локализованных в квантовых ямах, а также объемным зарядом ионизованных доноров, находящихся в барьере. Точное распределение потенциала вдоль направления роста структуры может быть получено с помощью самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Здесь мы ограничимся качественным рассмотрением вопроса о том, как искажения профиля дна зоны проводимости сказываются на спектрах равновесного поглощения и электрооптической модуляции. Примерный профиль дна зоны проводимости с учетом объемного заряда приведен на рис. 3.10.

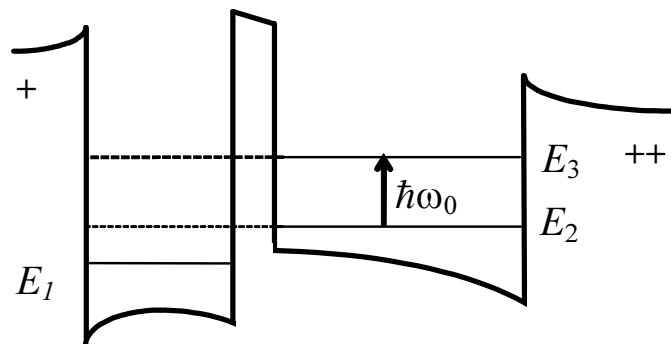


Рис. 3.10. Профиль дна зоны проводимости в селективно легированных туннельно-связанных квантовых ямах с учетом объемного заряда [A31].

Искажение потенциального рельефа приводит к понижению энергии уровней E_2 и E_3 , а также к уменьшению энергетического интервала между уровнями E_1 и E_2 . Видимо, уменьшением интервала между этими уровнями до ~ 15 мэВ объясняется слияние пика $1 \rightarrow 3$ с пиком $2 \rightarrow 3$ в равновесных спектрах поглощения (см. рис. 3.9).

Электрооптические исследования показали, что модуляция поглощения наблюдается только для излучения p -поляризации, которая является активной для оптических межподзонных переходов ($\Delta\alpha_p(E) \neq 0$, $\Delta\alpha_s(E) = 0$). Полевая зависимость изменения коэффициента поглощения структуры представлена на рис. 3.11, a . Модуляционная кривая состоит из двух участков: нарастание в относительно слабых электрических полях и незначительный спад в области сильных полей.

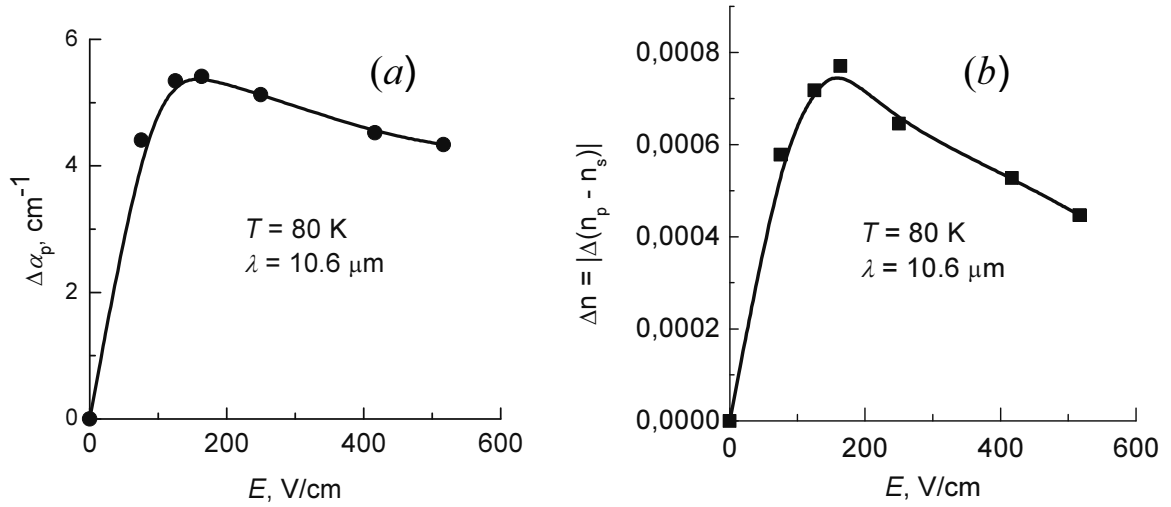


Рис. 3.11. Электрооптическая модуляция на длине волны $10.6 \mu\text{m}$ в туннельно-связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs при $T = 80 \text{ K}$ [A31]. (a) Полевая зависимость изменения коэффициента поглощения для света p -поляризации. (b) Полевая зависимость величины линейного двулучепреломления.

Как отмечалось выше, в спектральной области, соответствующей межподзонным переходам, линейный дихроизм сопровождается линейным двулучепреломлением. Изменение величины линейного двулучепреломления, вызванное электрическим полем, однозначно определяется изменением спектра линейного дихроизма и может быть рассчитано с помощью интегрального соотношения, которое следует из выражения (3.2):

$$\Delta n = \left| \Delta(n_p(\omega) - n_s(\omega)) \right| = \left| \frac{c}{\pi} \int_0^\infty \frac{[\Delta\alpha_p(\omega') - \Delta\alpha_s(\omega')] d\omega'}{(\omega')^2 - \omega^2} \right|. \quad (3.8)$$

Мы интересуемся здесь лишь абсолютной величиной индуцированного электрическим полем двулучепреломления $\Delta n = \left| \Delta(n_p(\omega) - n_s(\omega)) \right|$, поскольку с помощью используемой нами методики измерений знак индуцированного двулучепреломления определить невозможно. На рис. 3.11, *b* представлена экспериментальная зависимость Δn от напряженности электрического поля. Характер этой зависимости подобен характеру экспериментальной кривой $\Delta\alpha_p(E)$.

Микроскопический механизм модуляции коэффициента поглощения в латеральном электрическом поле в такой структуре заключается в следующем. Как отмечалось выше, на длине волны $10.6 \text{ }\mu\text{m}$ ($\hbar\omega = 117 \text{ meV}$) вклад в поглощение дают одновременно переходы $1 \rightarrow 3$ и $2 \rightarrow 3$. В отсутствие электрического поля и в слабых электрических полях (когда температура электронов T_e лишь незначительно превышает температуру решетки $T = 80 \text{ K}$) электроны преимущественно сосредоточены в основной подзоне E_1 и пространственно локализованы в узкой квантовой яме. Продольное электрическое поле, разогревая электроны, приводит к заполнению вышележащих состояний этой подзоны. В результате становятся возможными переходы электронов в возбужденную подзону E_2 (благодаря рассеянию на фононах, примесях и шероховатостях гетерограниц). Отметим, что это сопровождается туннелированием электронов в широкую яму, т.е. их *переносом в реальном пространстве*. Увеличение концентрации электронов в возбужденной подзоне E_2 приводит к существенному увеличению поглощения на переходах $2 \rightarrow 3$, а значит, и суммарного коэффициента поглощения, поскольку переходы $2 \rightarrow 3$ имеют в 6 раз больший квадрат матричного элемента по сравнению с переходами $1 \rightarrow 3$. Увеличению поглощения на переходах $2 \rightarrow 3$ способствует также выполнение условия $E_2 - E_1 < \hbar\omega_0$ (здесь $\hbar\omega_0$ – энергия оптического фотона), благодаря которому мала вероятность обратного рассеяния электронов из подзоны E_2 в подзону E_1 с испусканием оптического фонона. Этими причинами объясняется участок роста на полевой зависимости коэффициента поглощения (см. рис. 3.11, *a*). Но, наряду с механизмом, обеспечивающим рост

коэффициента поглощения, в сильных полях начинают играть заметную роль конкурирующие факторы. В частности, в сильных полях становится заметным более сильный разогрев электронов в возбужденной подзоне E_2 по сравнению с основной подзоной. Это может быть связано с относительным ослаблением роли рассеяния на несовершенствах интерфейсов (гетерограниц) в широкой яме. Заметим, что средние энергии и функции распределения электронов в подзонах E_1 и E_2 могут быть различными по той причине, что электрон-электронное рассеяние между подзонами E_1 и E_2 сильно ослаблено из-за пространственного разделения электронов этих подзон. Увеличение средней энергии в возбужденной подзоне E_2 приводит к интенсивному рассеянию с испусканием оптических фононов с переходом электронов обратно в основную подзону, что приводит к насыщению и даже небольшому спаду поглощения в сильных электрических полях, что и было зарегистрировано на эксперименте (см. рис. 3.11, *a*).

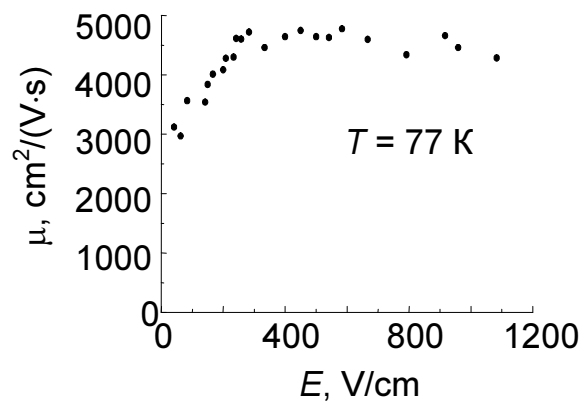


Рис. 3.12. Зависимость подвижности электронов от напряженности латерального электрического поля [A31].

Подтверждением роли переноса электронов в реальном пространстве из узкой ямы в широкую в рассматриваемых наноструктурах являются экспериментальные данные по полевой зависимости подвижности электронов (рис. 3.12). Малое значение подвижности в слабых полях объясняется значительным рассеянием на несовершенствах интерфейса, когда электроны локализованы в узкой квантовой яме. С ростом поля происходит заполнение состояний возбужденной подзоны E_2 , электроны частично локализуются в более

широкой яме, в которой рассеяние на интерфейсе относительно слабое, и подвижность начинает расти. В еще более сильных полях вступают в действие описанные выше механизмы, обеспечивающие обратный отток электронов в основную подзону, и подвижность начинает уменьшаться.

3.2. Модуляция оптического поглощения квантовых ям GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле

Экспериментальные исследования, проводившиеся ранее на квантовых ямах в поперечном электрическом поле показали, что в достаточно сильных полях линия межподзонного поглощения испытывает штарковский сдвиг и уширение [131 – 133]. Этот эффект используется, в частности, в быстродействующих модуляторах света [131]. В теоретических работах [134, 135] рассмотрена бесконечно глубокая квантовая яма с вертикальными стенками в поперечном электрическом поле и показано, что пики межподзонного поглощения с ростом поля должны смещаться в область больших энергий и становиться более интенсивными. В ямах конечной глубины ситуация существенно иная, и в значительной степени это связано с возможностью фотоионизации квантовых ям. В теоретических работах [136 – 138] рассмотрена фотоионизация квантовых ям в отсутствие электрического поля, рассчитаны спектральные зависимости коэффициента поглощения света двумерными электронами. В работе [139] теоретически исследован процесс оптического выброса электронов из квантовой ямы во внешнем электрическом поле, перпендикулярном плоскости ямы и показано, что сильное электрическое поле может значительно изменить спектр оптического поглощения. В частности, в данной работе было предсказано, что в полосе фотоионизации должны возникать квазипериодические осцилляции поглощения, период которых растет с ростом поля. Однако экспериментально указанные осцилляции ранее не наблюдались. Одной из задач данной диссертационной работы являлось экспериментальное исследование оптического поглощения квантовых ям в сильном поперечном электрическом поле и обнаружение квазипериодических осцилляций в полосе

фотоионизации. Указанные эксперименты, а также относящиеся к ним теоретические расчеты составляют содержание данного параграфа [A22, A36–A40].

Методика эксперимента. Исследованная структура включала 50 квантовых ям GaAs шириной $L_w = 5.1$ nm, разделенных барьерами $\text{Al}_{0.33}\text{Ga}_{0.67}\text{As}$ шириной 25.4 nm, выращенных на полуизолирующей подложке GaAs. Концентрация электронов в каждой квантовой яме составляла $3 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Между подложкой и квантово-размерными слоями имелся легированный слой толщиной 0.5 μm с концентрацией электронов $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, к которому, после локального травливания квантово-размерных слоев, были созданы четыре точечных омических контакта по углам образца (общая площадь образца составляла $6 \times 4 \text{ mm}^2$). Аналогичный легированный слой имелся на свободной поверхности структуры, в его центральной части были созданы два точечных контакта. Точечные контакты на каждом из проводящих слоев были соединены между собой. Такая геометрия контактов обеспечивала возможность создания поперечного электрического поля в образце. Для увеличения чувствительности измерений использовалась многопроходная конфигурация образца (см. вставку на рис. 3.1). Благодаря многократным полным внутренним отражениям суммарная длина оптического хода светового пучка по квантово-размерным слоям составляла 17 μm .

Исследования равновесного оптического поглощения и электрооптической модуляции проводились при температуре жидкого азота (77 K). Оптическая схема экспериментальной установки была аналогична изображенной на рис. 3.1. Отличие состояло лишь в том, что в качестве источника излучения использовался глобар в паре с инфракрасным монохроматором (в котором диспергирующим элементом служила призма NaCl), а в качестве фотоприемника – фоторезистор CdHgTe, охлажденный до температуры жидкого азота. И равновесные спектры оптического пропускания образца, и электрооптическая модуляция регистрировались одним и тем же фотоприемником. Спектральные исследования проводились в диапазоне длин волн $\lambda = 4.6\text{--}9.5 \mu\text{m}$. Перед образцом был установлен поляризатор (реплика-поляризатор на полиэтилене), поворачивая

который можно было возбуждать в квантово-размерных слоях либо волну s -поляризации, либо волну p -поляризации. Для измерения равновесных спектров пропускания использовался обтюратор.

Поперечное электрическое поле прикладывалось к образцу в виде импульсов длительностью $2\ \mu\text{s}$. Сигнал с фотоприемника усиливался широкополосным усилителем и регистрировался с помощью импульсного синхронного детектора и цифрового вольтметра.

Результаты эксперимента. По измеренным равновесным спектрам оптического пропускания образца для световых волн p -поляризации и s -поляризации был получен спектр линейного дихроизма $\alpha_p - \alpha_s$, представленный на рис. 3.13. На спектре отчетливо виден пик при $\hbar\omega = 170\ \text{meV}$, соответствующий межподзонам переходам $e1 \rightarrow e2$. Простейший расчет методом

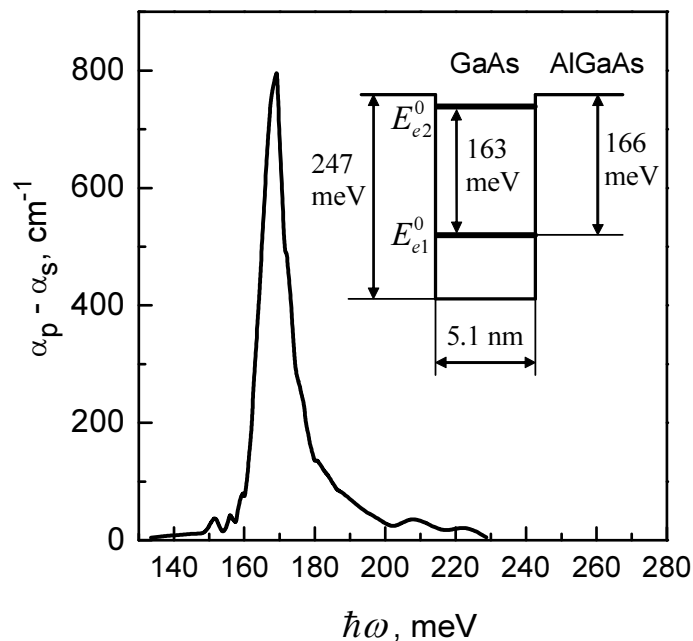


Рис. 3.13. Равновесный спектр линейного дихроизма для двухуровневой квантовой ямы GaAs/AlGaAs при $T = 77\ \text{K}$ [A38]. На врезке – результаты расчета уровней размерного квантования без учета деполяризационного сдвига.

эффективной массы в одноэлектронном приближении (без учета непараболичности и коллективных эффектов) дает для исследованных квантовых ям два дискретных уровня: $E_{e1}^0 = -166\ \text{meV}$ и $E_{e2}^0 = -3\ \text{meV}$ (энергии

отсчитываются от потолка ямы; глубина ямы $V = 247 \text{ meV}$). То есть, согласно этой модели, пик межподзонного поглощения ожидается при энергии фотона $\hbar\omega = E_{e2}^0 - E_{e1}^0 = 163 \text{ meV}$. Сдвиг экспериментально наблюдаемого пика на $+7 \text{ meV}$ по отношению к расчетному обусловлен эффектом деполяризации [A22]. Процесс фотоионизации квантовой ямы, когда электроны под действием оптического возбуждения переходят из основной подзоны $e1$ в континуум состояний над ямой, в этой модели имеет порог по энергии фотонов, равный 166 meV . Поскольку ширина линии межподзонного поглощения превышает энергетический интервал между центром этой линии и порогом фотоионизации, полоса фотоионизации накладывается на коротковолновое крыло линии межподзонного резонанса, в результате эта линия в эксперименте выглядит асимметричной: она более интенсивна в области больших энергий фотонов (рис. 3.13).

Как отмечалось в п. 3.1, в спектральной полосе межподзонных переходов $\alpha_p \gg \alpha_s$, и, следовательно, $\alpha_p - \alpha_s \approx \alpha_p$, т.е. спектр линейного дихроизма с хорошим приближением отображает спектр поглощения для света p -поляризации. Ниже будет показано, что аналогичная закономерность имеет место и в полосе фотоионизации.

Перейдем к результатам электрооптических исследований в поперечном электрическом поле. Для волны s -поляризации электрооптическая модуляция отсутствовала во всем исследованном спектральном диапазоне. Измеренная зависимость модуляции поглощения для волны p -поляризации приведена на рис 3.14.

В спектральной области $\hbar\omega < 200 \text{ meV}$ характер наблюдавшихся спектров модуляции соответствует штарковскому сдвигу линии межуровневого поглощения $e1 \rightarrow e2$ в электрическом поле, а также ее уширению. На уширение линии указывает то, что в центральной части равновесного пика поглощения ($\hbar\omega \approx 170 \text{ meV}$) увеличение напряженности поперечного электрического поля

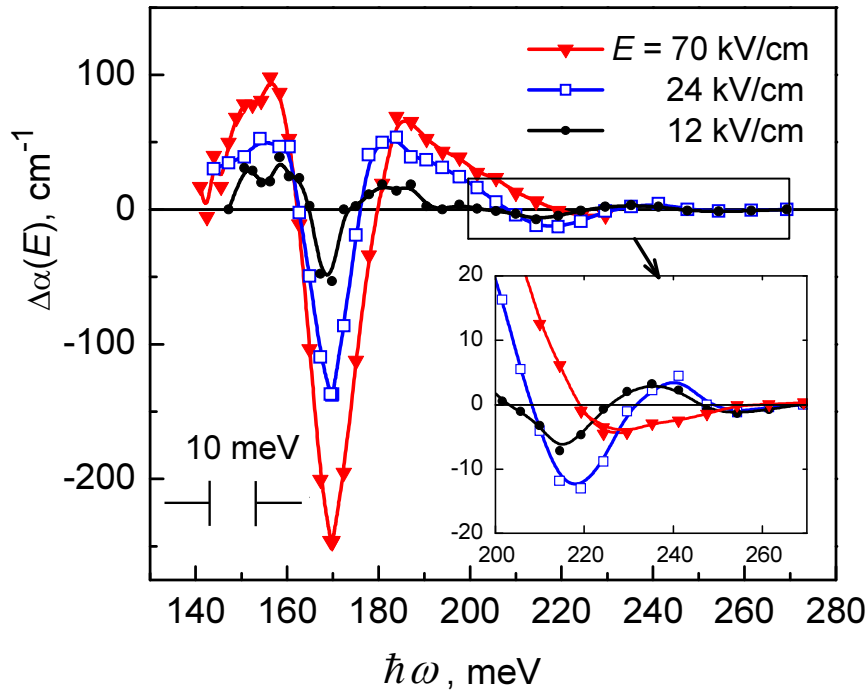


Рис. 3.14. Спектральная зависимость электропоглощения $\Delta\alpha(E) = \alpha_E - \alpha_0$ для света p -поляризации при различных напряженностях поперечного поля E . Результаты эксперимента для двухуровневой квантовой ямы GaAs/AlGaAs при $T = 77$ К [A38].

приводит к оптическому просветлению образца ($\Delta\alpha(E) = \alpha_E - \alpha_0 < 0$), а слева и справа к полосе просветления примыкают области затемнения, в которых $\Delta\alpha(E) > 0$. Это уширение связано с тем, что поперечное электрическое поле делает возможным туннелирование электронов из второй подзоны ($e2$) в надбарьерное пространство. Сдвиг и уширение линии межподзонного поглощения ранее наблюдались в [131, 132]. По равновесному спектру поглощения и кривым модуляции можно восстановить неравновесные спектры поглощения в поперечном электрическом поле. Анализ последних показывает, что максимальному электрическому полю, которое было достигнуто в эксперименте ($E = 70$ kV/cm), соответствует штарковский сдвиг линии межподзонного поглощения $+3$ meV. Этот результат хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [132].

Наиболее важным результатом описываемых здесь исследований в поперечном электрическом поле, по нашему мнению, является

экспериментальное обнаружение осцилляций в спектрах модуляции поглощения при энергиях фотонов $\hbar\omega > 200 \text{ meV}$. В отсутствие электрического поля в этой спектральной области наблюдается слабое оптическое поглощение, обусловленное оптическими переходами из основной подзоны $e1$ в континуум состояний над ямой. Согласно расчету [138], для ям, близким к резонансным, при $\hbar\omega > |E_1^0| + |E_2^0|$ поглощение должно монотонно убывать с ростом энергии фотонов, что и наблюдалось в эксперименте (рис. 3.13). Создание поперечного электрического поля приводит к трансформации энергетического спектра электронов в яме. Как показано в теоретической работе [139], на фоне континуума состояний над ямой в дополнение к редко расположенным уровням прямоугольной ямы возникает серия квазидискретных уровней, обусловленных линейным потенциалом внешнего поля. В результате в спектре оптического поглощения возникают пики, соответствующие переходам электронов с основного уровня E_1^0 на эти квазидискретные уровни. С увеличением напряженности поперечного поля спектральный интервал между этими пиками увеличивается [139]. С этими предсказаниями теории качественно согласуются результаты наших электрооптических экспериментов. На вставке к рис. 3.14 показаны спектры электропоглощения в полосе фотоионизации вдали от линии межуровневого поглощения. При фиксированном поле электропоглощения квазипериодически меняет знак. С ростом напряженности внешнего поля энергетический интервал между нулями на кривой электропоглощения монотонно увеличивается.

С целью более детальной интерпретации полученных экспериментальных данных нами был проведен теоретический расчет равновесного спектра оптического поглощения для исследованной структуры, а также спектров оптического поглощения в сильном поперечном электрическом поле [A22].

Расчет равновесного спектра оптического поглощения и его сравнение с экспериментом. Рассмотрим спектральную область $\hbar\omega < E_g$, когда межзонные оптические переходы не возбуждаются. Для квантовой ямы с двумя уровнями размерного квантования спектр поглощения, обусловленного прямыми

оптическими переходами электронов, представляет собой суперпозицию узкой линии межподзонного резонанса и более широкой полосы фотоионизации.

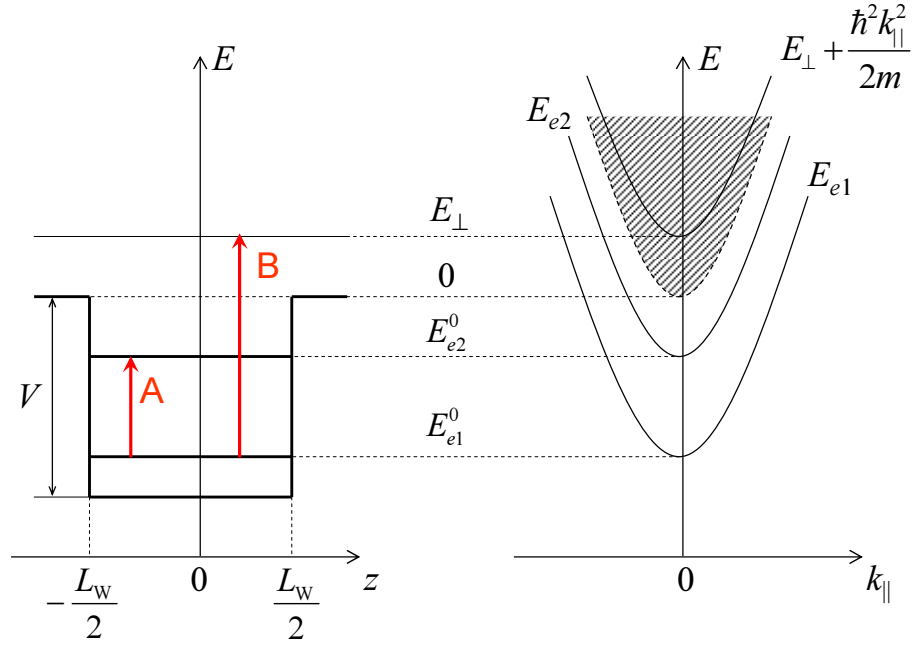


Рис. 3.15. Прямые оптические переходы в квантовой яме, соответствующие межподзonnому поглощению (стрелка А) и процессу фотоионизации (стрелка В).

На рис.3.15 стрелкой А показан межподзонный переход $e1 \rightarrow e2$, а стрелка В соответствует процессу фотоионизации, который обусловлен переходами электронов из основной подзоны размерного квантования $E_{e1} = E_{e1}^0 + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m}$ в континуум состояний над ямой.

Линию межподзонного поглощения для света, линейно поляризованного по оси z , можно описать выражением [A22]:

$$\alpha_{21}(\hbar\omega) = \frac{256 \pi^2 e^2 \hbar^2 (N_1 - N_2)}{9 n_b c L_w^2 (L_w + L_B) \omega m^2} \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma}{(E_2 - E_1 - \hbar\omega)^2 + \Gamma^2}, \quad (3.9)$$

где N_1 и N_2 – концентрации двумерных электронов в подзонах $e1$ и $e2$, показатель преломления n_b и эффективная масса m полагаются одинаковыми в материале

квантовой ямы и барьера, параметр Γ учитывает все возможные микроскопические механизмы спектрального уширения линии (непараболичность законов дисперсии, релаксационные процессы и др.), а также аппаратное уширение, вносимое спектрометром.

Расчет коэффициента оптического поглощения, связанного с процессом фотоионизации квантовых ям линейно поляризованным по оси z светом, в случае параболического закона дисперсии для электронов и в отсутствие релаксационных процессов дает следующую спектральную зависимость [A22]:

$$\alpha(\hbar\omega) = \frac{4\pi^2 e^2 N_1}{n_b c m^2 \omega (L_w + L_B)} \left| M(E_{e1}^0 + \hbar\omega) \right|^2, \quad (3.10)$$

где через $M(E_{\perp})$ обозначен интеграл

$$M(E_{\perp}) = \int dz \varphi_{E_{\perp}}^*(z) \hat{p}_z \varphi_{e1}(z). \quad (3.11)$$

Здесь $\hat{p}_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial z}$ обозначает z -компоненту оператора импульса, функция $\varphi_{e1}(z)$ – волновая функция электрона в одномерной яме, соответствующая основному уровню E_{e1}^0 , а $\varphi_{E_{\perp}}(z)$ – нечетная волновая функция, соответствующая уровню континуума для этой ямы (определена при энергиях $E_{\perp} \geq 0$).

С целью сопоставления расчетного спектра коэффициента поглощения с экспериментальным, соотношение (3.10) имеет смысл феноменологически уширить по Лоренцу (по тем же причинам, по которым выше было произведено уширение линии межподзонного поглощения):

$$\tilde{\alpha}(\hbar\omega) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Gamma \alpha(\hbar\omega') d(\hbar\omega')}{(\hbar\omega - \hbar\omega')^2 + \Gamma^2}. \quad (3.12)$$

Результирующий спектр коэффициента поглощения $\alpha_z(\hbar\omega)$, учитывающий и межподзонные переходы, и процесс фотоионизации, описывается суммой:

$$\alpha_z(\hbar\omega) = \alpha_{21}(\hbar\omega) + \tilde{\alpha}(\hbar\omega). \quad (3.13)$$

Результаты расчета равновесного спектра поглощения для исследованной квантовой ямы, проведенного с помощью соотношений (3.9)–(3.13), представлены на рис. 3.16.

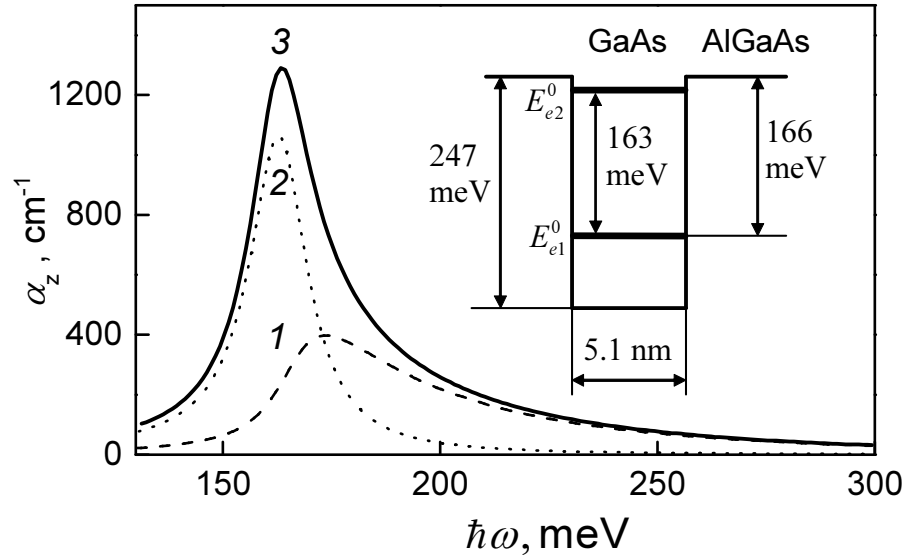


Рис. 3.16. Равновесный спектр внутризонного поглощения квантовых ям GaAs/AlGaAs (расчет для света, линейно поляризованного вдоль оси z). 1 – полоса фотоионизации, 2 – пик межподзонного поглощения, 3 – результирующее поглощение. Для удобства сопоставления с экспериментом в расчеты феноменологически введено спектральное уширение по Лоренцу ($\Gamma = 8 \text{ meV}$). При таком уширении обеспечивается наилучшее совпадение расчетного равновесного спектра поглощения с экспериментальным (подгонка производилась для спектров, нормированных на максимум).

Результаты расчета хорошо согласуются с экспериментальными данными, представленными на рис. 3.13. Из-за того, что уровень E_{e2}^0 расположен очень близко к верху ямы, узкий симметричный пик межподзонного поглощения сливается с широкой полосой фотоионизации, и результирующая кривая поглощения имеет вид асимметричного пика. Его коротковолновое крыло более интенсивно благодаря вкладу в поглощение переходов электронов под действием света с уровня E_{e1}^0 в континуум состояний над ямой. Амплитуда экспериментального пика примерно в 1.6 раза меньше, чем на расчетной кривой

$\alpha_z(\hbar\omega)$. Это в первую очередь связано с тем, что в эксперименте был получен спектр поглощения для света p -поляризации, когда вектор поляризации ориентирован под углом 45° к оси z . В этом случае коэффициент поглощения должен быть меньше в два раза, чем для света с поляризацией по оси z , для которой производился расчет [A22]: $\alpha_p(\hbar\omega) = \cos^2 45^\circ \cdot \alpha_z(\hbar\omega) = \frac{1}{2} \alpha_z(\hbar\omega)$. Таким образом, использованная для расчета теоретическая модель обеспечивает точность в определении абсолютной величины коэффициента поглощения $\sim 20\%$. Что касается спектрального сдвига экспериментально наблюдаемого пика равновесного поглощения на $+7 \text{ meV}$ по отношению к расчетному, то, как отмечалось выше, он обусловлен эффектом деполяризации, не учтённым в расчетах.

Расчет спектров оптического поглощения в сильном поперечном электрическом поле. Рассмотрим, к каким внутризонным оптическим эффектам приводит приложение электрического поля вдоль оси роста структуры с квантовой ямой (см. рис. 3.17).

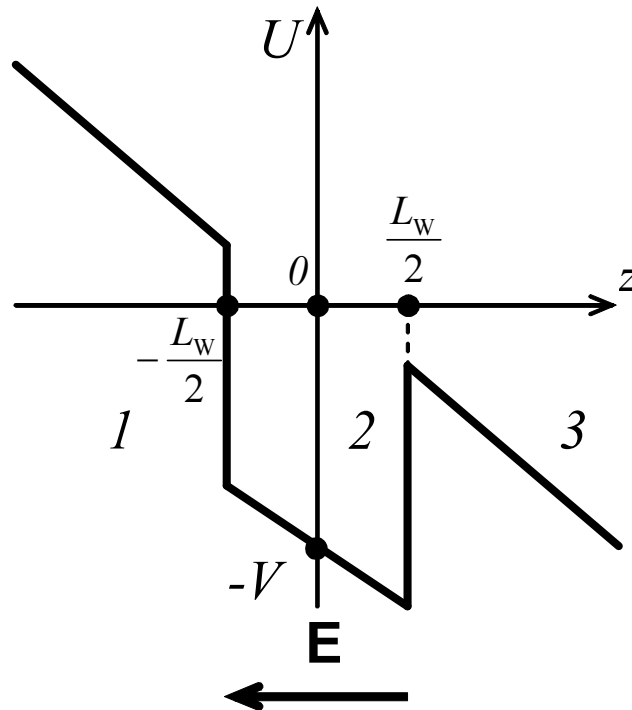


Рис. 3.17. Квантовая яма в поперечном электрическом поле.

В этом случае движение в направлении оси z описывается одномерным уравнением Шредингера, где к равновесному потенциалу прямоугольной квантовой ямы $U(z)$ добавляется линейный по z потенциал приложенного электрического поля $\mathbf{E}$:

$$\frac{d^2\varphi}{dz^2} + \frac{2m}{\hbar^2} [E_{\perp} - U(z) + eEz] \varphi = 0. \quad (3.14)$$

Волновые функции электрона внутри квантовой ямы и по обеим сторонам от нее представляют собой линейные комбинации функций Эйри первого и второго рода:

$$\varphi_{E_{\perp}}(z) = \begin{cases} \varphi_1(z) = B_1 \text{Ai}(-\xi(z + z_B)) + B_2 \text{Bi}(-\xi(z + z_B)) & z < -\frac{L_w}{2} \\ \varphi_2(z) = B_3 \text{Ai}(-\xi(z + z_A)) + B_4 \text{Bi}(-\xi(z + z_A)) & |z| \leq \frac{L_w}{2} \\ \varphi_3(z) = B_5 \text{Ai}(-\xi(z + z_B)) + B_6 \text{Bi}(-\xi(z + z_B)) & z > \frac{L_w}{2} \end{cases}, \quad (3.15)$$

где $\xi = \left(\frac{2eEm}{\hbar^2} \right)^{\frac{1}{3}}$; $z_A = \frac{E_{\perp} + V}{eE}$; $z_B = \frac{E_{\perp}}{eE}$.

Строго говоря, в данной задаче при любых энергиях движение электрона является инфинитным в одну сторону – в положительном направлении оси z . Даже для электрона в глубине ямы имеется конечная вероятность туннелирования через треугольный потенциальный барьер в надбарьерную область, расположенную справа от ямы. Вследствие этого, для ямы конечной глубины имеется континуум состояний не только над ямой (что характерно для ситуации в отсутствие электрического поля), но и внутри нее. Коэффициенты $B_1 - B_6$, характеризующие волновую функцию при заданной энергии, находятся из условий непрерывности волновой функции и ее производной на границах ямы $z = \pm L_w/2$, которые дают 4 уравнения. Пятым условием является затухание функции φ_1 при $z \rightarrow -\infty$, откуда $B_2 = 0$. Последнее, шестое уравнение определяется условием нормировки. В данной задаче удобно использовать нормировку на δ -функцию от энергии [140]:

$$\int dz \varphi_{E_{\perp}}^*(z) \varphi_{E_{\perp}}(z) = \delta(E'_{\perp} - E_{\perp}). \quad (3.16)$$

Используя асимптотики функций Эйри и рассматривая поток φ_3 в направлении к началу координат, можно показать, что (3.16) приводит к следующему уравнению:

$$B_5^2 + B_6^2 = \frac{\xi^2}{eE}. \quad (3.17)$$

Вообще говоря, описанная система уравнений допускает аналитическое решение, однако, получаемые при этом алгебраические выражения для B_1 и B_3 – B_6 настолько громоздки, что привести их здесь не представляется возможным. Поэтому мы ограничимся описанием процедуры расчета и приведем затем численные результаты для исследуемой структуры.

Для упрощения расчета используем следующее приближение: положим, что для состояний континуума в глубине ямы отсутствует туннелирование через треугольный барьер, т.е. $\varphi_3(z \rightarrow +\infty) = 0$. Отсюда следует, что для этих состояний не только $B_2 = 0$, но и $B_5 = 0$.

Для оставшихся четырех констант граничные условия дают однородную систему уравнений, которая имеет отличное от нуля решение, только если ее определитель равен нулю. Последнее условие позволяет найти энергию дискретного уровня $E_{e1}^0(E)$ в глубине ямы, который соответствует финитному движению вдоль оси z . О наличии дискретного основного уровня (подзоны) размерного квантования $E_{e1}^0(E)$ и расположенного выше него континуума возбужденных состояний можно говорить в достаточно широкой области полей: $E \ll E^* = \sqrt{mV^3} / \hbar e$. Существующий при $E = 0$ уровень E_{e2}^0 уже в слабых полях размывается в континуум состояний из-за туннелирования электрона через треугольный барьер. Подчеркнем, что с ростом приложенного поля меняется наклон дна ямы, а также уменьшается высота треугольного потенциального барьера с правой стороны ямы, поэтому энергия уровня E_{e1}^0 зависит от поля. Расчет показывает, что для рассматриваемых квантовых ям в поле $E = 40$ kV/cm уровень E_{e1}^0 смещается вниз по шкале энергий на 0.3 meV относительно своего равновесного положения, а в поле 100 kV/cm – на 1.9 meV.

Рассмотрим оптические переходы электронов из основной подзоны в континуум возбужденных состояний. С учетом свободного движения электрона в плоскости квантовой ямы плавные огибающие волновых функций начального (i) и конечного (f) состояний можно записать в следующем виде (по аналогии с волновыми функциями, фигурирующими в (3.3)):

$$\psi_i(E, \mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel}) \varphi_{e1}(E, z), \quad (3.18)$$

$$\psi_f(E, \mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{S}} \exp(i\mathbf{k}'_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel}) \varphi_{E_{\perp}}(E, z). \quad (3.19)$$

На рис. 3.18 показаны волновые функции $\varphi_{e1}(E, z)$ и $\varphi_{E_{\perp}}(E, z)$, характеризующие движение электрона по оси z , для поля $E = 40 \text{ kV/cm}$.

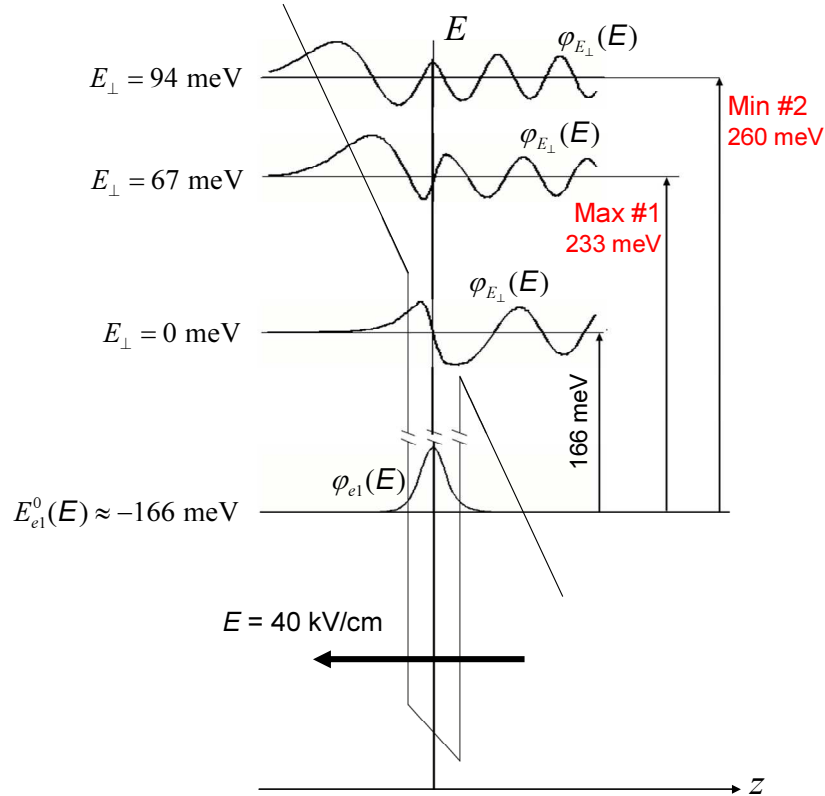


Рис. 3.18. Волновые функции, характеризующие движение электрона по оси z в электрическом поле $E = 40 \text{ kV/cm}$. Показана волновая функция начального состояния φ_{e1} и волновая функция конечного состояния $\varphi_{E_{\perp}}$ для нескольких характерных значений энергии поперечного движения $E_{\perp}$, в частности, в точках экстремумов кривой неравновесного поглощения $\alpha_E(\hbar\omega)$ (см. рис. 3.19). Схематично показан также потенциальный профиль квантовой ямы.

Рассчитывая далее дипольный матричный элемент для перехода $i \rightarrow f$ под действием света, линейно поляризованного вдоль оси z , и суммируя вероятность оптических переходов по всем возможным начальным и конечным состояниям, приходим к следующему выражению для коэффициента поглощения квантовых ям в электрическом поле E (см. [A22]):

$$\alpha_E(\hbar\omega) = \frac{4\pi^2 e^2 N_1}{n_b c m^2 \omega (L_W + L_B)} \left| M_E(E_{e1}^0(E) + \hbar\omega) \right|^2, \quad (3.20)$$

где

$$M_E(E_{\perp}) = \int dz \varphi_{E_{\perp}}^*(E, z) \hat{p}_z \varphi_{e1}(E, z). \quad (3.21)$$

Результаты расчета спектральной кривой неравновесного поглощения квантовых ям GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле, проведенные с помощью выражения (3.20), представлены на рис. 3.19. В отличие от спектра равновесного поглощения, в поперечном поле при частотах света, превышающих частоту межподзонного резонанса, коэффициент поглощения демонстрирует немонотонную спектральную зависимость. Например, в поле $E = 20$ kV/cm, при энергиях фотонов $\hbar\omega = 200, 223, 242, 259, 274, 288, 301$ meV поглощение обращается в 0, это точки локальных минимумов. Между соседними локальными минимумами располагаются локальные максимумы. Это позволяет говорить о том, что на фоне континуума состояний над квантовой ямой в дополнение к редко расположенным уровням прямоугольной ямы возникает серия квазидискретных уровней, обусловленных линейным потенциалом внешнего поля [139]. При фиксированной напряженности поля период осцилляций неравновесного поглощения монотонно уменьшается с ростом частоты света. С увеличением напряженности электрического поля период осцилляций возрастает. Анализ показывает, что период осцилляций близок к межуровневому расстоянию в спектре энергетических уровней для треугольной потенциальной ямы с бесконечной вертикальной стенкой [139]:

$$E_n - E_{n-1} = \frac{3\pi}{4} \left(\frac{eE\hbar}{\sqrt{2m}} \right)^{2/3} \left[\left(2n - \frac{1}{2} \right)^{2/3} - \left(2n - \frac{5}{2} \right)^{2/3} \right], \quad (3.22)$$

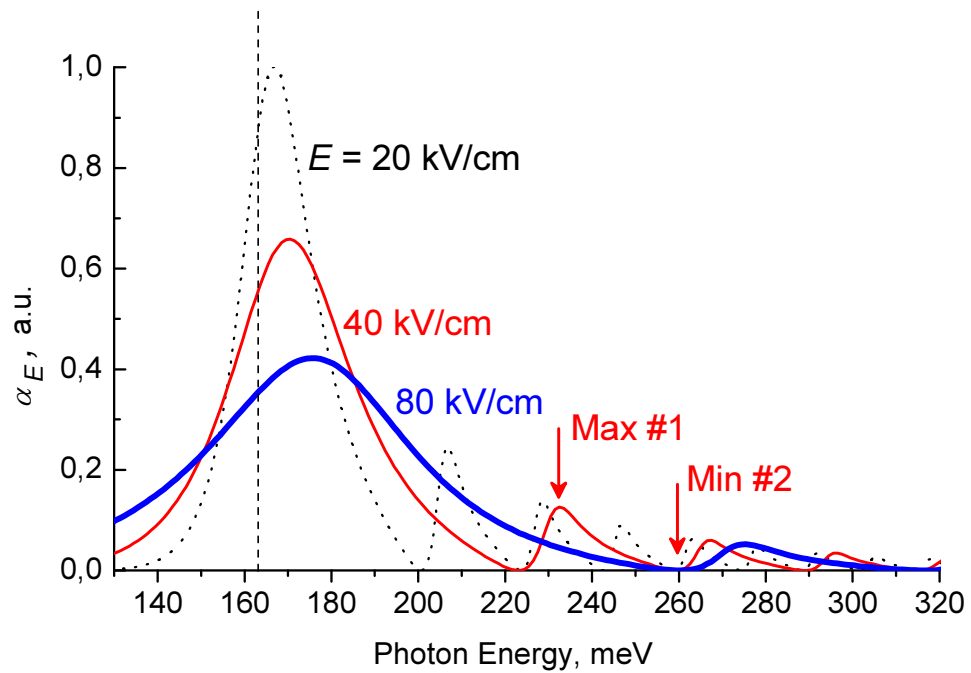


Рис. 3.19. Теоретические спектры коэффициента поглощения α_E квантовых ям GaAs/AlGaAs при различных напряженностях поперечного электрического поля E . Расчет проведен с помощью выражения (3.20), т.е. без учета какого-либо спектрального уширения. Вертикальные стрелки указывают на первый максимум и второй минимум поглощения в полосе фотоионизации при $E = 40$ kV/cm. Вертикальная штриховая линия соответствует частоте межподзонного резонанса в отсутствие поля (без учета деполяризационного сдвига).

где n — номер уровня (любое натуральное число). Отметим, что нули неравновесного поглощения наблюдаются при таких прямых оптических переходах, когда волновая функция, характеризующая поперечное (по отношению к плоскости квантовой ямы) движение электрона в конечном состоянии f , является четной функцией z внутри ямы (точнее — в области пространства, где волновая функция основного уровня не является пренебрежимо малой). Это с очевидностью следует из выражения (3.21) и того факта, что волновая функция начального состояния $\varphi_{el}(E, z)$ является четной функцией z . Для иллюстрации этого положения на рис. 3.18 показана волновая функция

$\varphi_{E_{\perp}}(E, z)$ при $E = 40 \text{ kV/cm}$, соответствующая конечному состоянию электрона при оптическом переходе с уровня $E_{e1}^0(E)$ под воздействием излучения с энергией фотонов $\hbar\omega = 260 \text{ meV}$. Как видно из рис. 3.19, при этой энергии фотона в поле $E = 40 \text{ kV/cm}$ наблюдается второй минимум неравновесного поглощения (стрелка Min #2). Наоборот, точке максимума на спектре неравновесного поглощения (например, Max #1 на рис. 3.19) соответствует нечетная волновая функция в конечном состоянии электрона (см. волновую функцию $\varphi_{E_{\perp}}(E, z)$ при $E_{\perp} = 94 \text{ meV}$ на рис. 3.18).

Сравнение расчетного спектра модуляции коэффициента поглощения с экспериментальным. С целью сопоставления расчетного спектра модуляции коэффициента поглощения с экспериментальным, спектральная кривая (3.20) подвергалась феноменологическому уширению по Лоренцу с помощью соотношения (3.12). На рис. 3.20 представлены результаты расчета спектра внутризонного поглощения для поля $E = 40 \text{ kV/cm} \ll E^* = 2000 \text{ kV/cm}$, для сравнения на этом же рисунке приведен расчетный равновесный спектр α_0 , который анализировался ранее на рис. 3.16. Для расчета обоих спектров

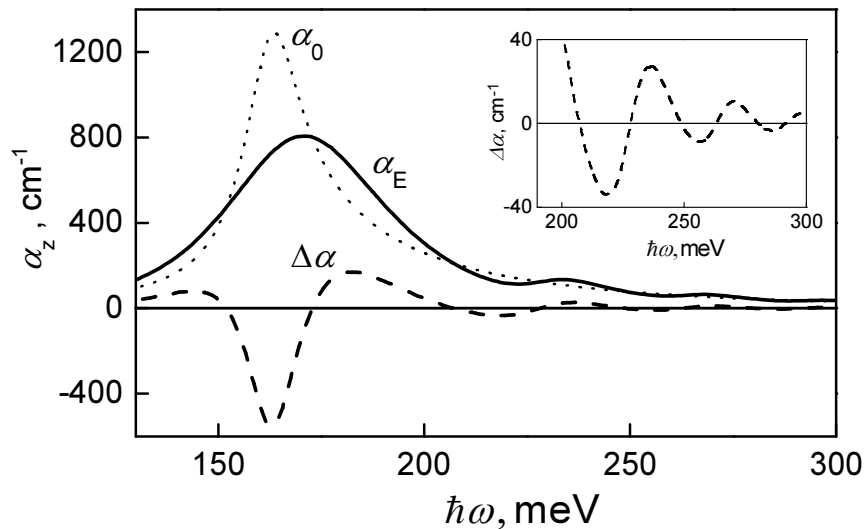


Рис. 3.20. Спектры поглощения квантовых ям GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле α_E и в его отсутствие α_0 , а также спектр электропоглощения $\Delta\alpha(E) = \alpha_E - \alpha_0$ (расчет). Для удобства сопоставления с экспериментом в расчеты введено спектральное уширение по Лоренцу ($\Gamma = 8 \text{ meV}$).

использовался один и тот же параметр лоренцевского уширения ($\Gamma = 8 \text{ meV}$), который обеспечивал наиболее точную аппроксимацию равновесного экспериментального спектра поглощения. Сопоставление спектров α_E и α_0 позволяет сделать следующие заключения. Во-первых, электрическое поле приводит к уширению пика межподзонного поглощения и его сдвигу в коротковолновую область. Это так называемый эффект Штарка, который обусловлен уширением квазидискретного уровня E_{e2} и его сдвигом вверх относительно уровня E_{e1} за счет увеличения наклона дна ямы и возрастания прозрачности барьера в сильном электрическом поле.

Во-вторых, в полосе фотоионизации возникают квазипериодические осцилляции поглощения, период которых убывает с частотой света, но увеличивается с ростом поля. При малой напряженности поля ($E = 20 \text{ kV/cm}$) в исследованном спектральном диапазоне период осцилляций близок к фактору уширения $2\Gamma = 16 \text{ meV}$ (см. рис. 3.19), и вследствие этого осцилляции в полосе фотоионизации очень сильно сглажены. В поле 40 kV/cm период осцилляций заметно превосходит 2Γ , и они четко видны и в эксперименте (рис. 3.14), и на расчетной кривой (рис. 3.20). Спектральные положения экстремумов на экспериментальной и теоретической кривых $\Delta\alpha(E) = \alpha_E - \alpha_0$ близки друг к другу. В поле 70 kV/cm в экспериментально исследованном спектральном диапазоне ($\hbar\omega \leq 270 \text{ meV}$) уместается только один период осцилляций, что также соответствует расчету.

Варьируя модельные параметры в расчете модуляции электропоглощения и подгоняя его под эксперимент, можно независимо определить параметры квантовой ямы: ширину L_W и глубину V . Анализ показывает, что этот метод диагностики обеспечивает наибольшую точность ($\sim 1\%$ по каждому параметру) для квантовых ям, близких к резонансным (термин «квантовые ямы, близкие к резонансным» определен в [138]). Кроме того, исследование спектра электропоглощения в поперечном поле позволяет определить глубину залегания основного уровня в квантовой яме (т.е. порог фотоионизации в отсутствие поля) – даже тогда, когда на равновесном спектре поглощения полоса фотоионизации сливается с линией межподзонного поглощения, как, например, на рис. 3.16. Для

этого достаточно исследовать осцилляции электропоглощения в зависимости от электрического поля и провести экстраполяцию спектральных положений пиков поглощения к нулевому полю. Как показал проведенный анализ, независимо от номера пика поглощения в полосе фотоионизации, его спектральное положение в предельно слабом электрическом поле стремится к порогу фотоионизации.

Таким образом, с точки зрения метрики квантовых ям, исследования электропоглощения в поперечном поле являются достаточно информативными.

3.3. Фотолюминесценция в трехуровневых квантовых ямах InGaAs/AlGaAs ступенчатой формы

Наноструктуры с трехуровневыми квантовыми ямами ступенчатой формы перспективны с точки зрения создания двуцветного лазера, который может генерировать излучение одновременно в двух диапазонах – в среднем инфракрасном (СИК) и ближнем инфракрасном (БИК) [A45–A53, 141]. При этом эмиссия излучения в СИК-диапазоне обусловлена оптическими переходами электронов между двумя верхними подзонами размерного квантования ($e3$ и $e2$), а эмиссия в БИК-диапазоне связана с излучательной межзонной рекомбинацией электронов и дырок через основные состояния ($e1$ и $hh1$). Согласно расчетам, пороговый уровень накачки (электрической или оптической) для генерации лазерного излучения в СИК-диапазоне примерно на порядок превышает порог генерации в БИК-диапазоне. Условие инверсии населенности между подзонами $e3$ и $e2$ может быть обеспечено специальным профилем квантовых ям, когда верхний электронный уровень $e3$ в квантовой яме является метастабильным благодаря слабому перекрытию его волновой функции с волновыми функциями уровней $e1$ и $e2$. В создании инверсии населенности важную роль играет стимулированное БИК-излучение, которое интенсивно опустошает подзону $e1$ и поддерживает в ней неизменную величину концентрации электронов при уровнях накачки, превышающих пороговый. Если бы стимулированное БИК-излучение отсутствовало, то при накачке, превышающей пороговый уровень в 10 раз,

квазиуровень Ферми оказался бы выше дна подзоны e_2 , что препятствует созданию инверсии населенности между подзонами e_3 и e_2 . Кроме того при таком уровне накачки концентрация электронов в квантовых ямах стала бы настолько большой, что интенсивное межэлектронное взаимодействие также внесло бы свой вклад в разрушение инверсии населенности [A49].

Рабочий спектральный диапазон подобных лазерных наноструктур, а также уровень инверсии населенности очень сильно зависят от энергетического спектра квантовых ям, поэтому их характеристика является важным этапом создания двухцветного СИК/БИК-лазера. Исследование фотолюминесценции является удобным и надежным методом определения положения электронных и дырочных уровней в квантовых ямах. В то же время очень трудно наблюдать пики фотолюминесценции, связанные с переходами электронов из возбужденных подзон размерного квантования в непрерывном режиме. Это обусловлено малой заселенностью возбужденных уровней и быстрой внутризонной релаксацией носителей заряда. Увеличение интенсивности накачки приводит к уширению пиков, и спектр люминесценции становится малоинформативным. В диссертационной работе проведены исследования фотолюминесценции ступенчатых квантовых ям в предельно неравновесных условиях [A41–A44]. Электронно-дырочные пары оптически возбуждаются с помощью очень коротких импульсов интенсивного лазерного излучения с энергией фотонов $\hbar\omega > E_g$. Получаемые при этом спектры фотолюминесценции позволяют четко выявить целый ряд пиков, характеризующих переходы между основными и возбужденными состояниями электронов и дырок.

Образцы. Экспериментально исследованы структуры с тремя периодами ступенчатых квантовых ям на основе твердых растворов InGaAs и AlGaAs. На рис. 3.21 показаны потенциальный профиль одной квантовой ямы, расчетные положения электронных и дырочных уровней, а также межзонные переходы, обладающие большой силой осциллятора.

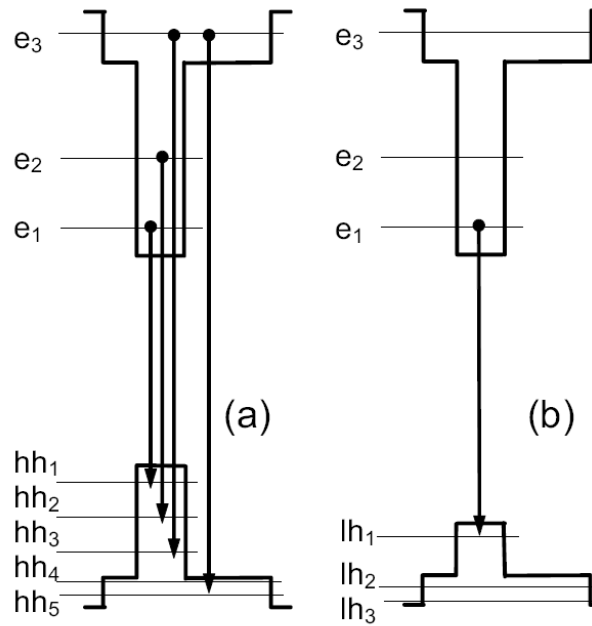


Рис. 3.21. Диаграмма потенциального профиля для квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$ и основные межзонные излучательные переходы электронов в подзоны тяжелых (a) и лёгких (b) дырок [A42].

Ширина узкой квантовой ямы $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ составляла 6 nm, ширина широкой ямы $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}/\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$ – 21.2 nm, слои с квантовыми ямами были разделены барьерами $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{As}$ по 20 nm. Квантово-размерные слои располагались в центре БИК-волновода, сформированного слоями AlGaAs с переменным составом и встроенного в i -слой p – i – n -структуры. Структура выращивалась методом молекулярно-лучевой эпитаксии на проводящей подложке n -GaAs ($n = 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), а сверху структуры имелся сильно легированный слой p -GaAs ($p = 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, толщина слоя 0.6 μm), что позволяло осуществить электрическую инжекцию неравновесных носителей. Оптический резонатор ($L \sim 2 \text{ mm}$) создавался путем скалывания структуры.

В зоне проводимости имеется три уровня размерного квантования, энергетические интервалы между которыми соответствуют СИК-диапазону: $e_2 - e_1 = 141 \text{ meV}$ и $e_3 - e_2 = 80 \text{ meV}$. Согласно расчету, наибольшей силой осциллятора обладают следующие межзонные переходы: $e_1 - hh_1 = 1300 \text{ meV}$,

$e1-lh1 = 1362 \text{ meV}$, $e2-hh2 = 1496 \text{ meV}$, $e3-hh3 = 1659 \text{ meV}$, $e3-hh5 = 1716 \text{ meV}$ (расчет проведен для комнатной температуры).

Экспериментальные результаты для непрерывного режима. При протекании достаточно сильного поперечного электрического тока ($j \geq 2500 \text{ A/cm}^2$) в структуре со ступенчатыми квантовыми ямами наблюдалась лазерная генерация в БИК-диапазоне, обусловленная межзонными переходами электронов $e1-hh1$ (рис. 3.22, *a*). Следовательно, одно из необходимых условий создания двухцветного лазера выполнено. Мы получили также лазерную генерацию в БИК-диапазоне при оптической накачке структуры с помощью второй гармоники лазера на Nd:YAG с синхронизацией мод. В последнем случае верхний сильно легированный слой $p\text{-GaAs}$ предварительно удалялся путем химического травления. Пороговая плотность оптической накачки для лазерной генерации в БИК-диапазоне составляла около 800 W/cm^2 (рис. 3.22, *b*). Обе зависимости были измерены при достаточно большой длительности импульса возбуждения (около $0.5 \text{ }\mu\text{s}$), на несколько порядков превосходившей время жизни неравновесных носителей заряда, т.е. измерения проводились в

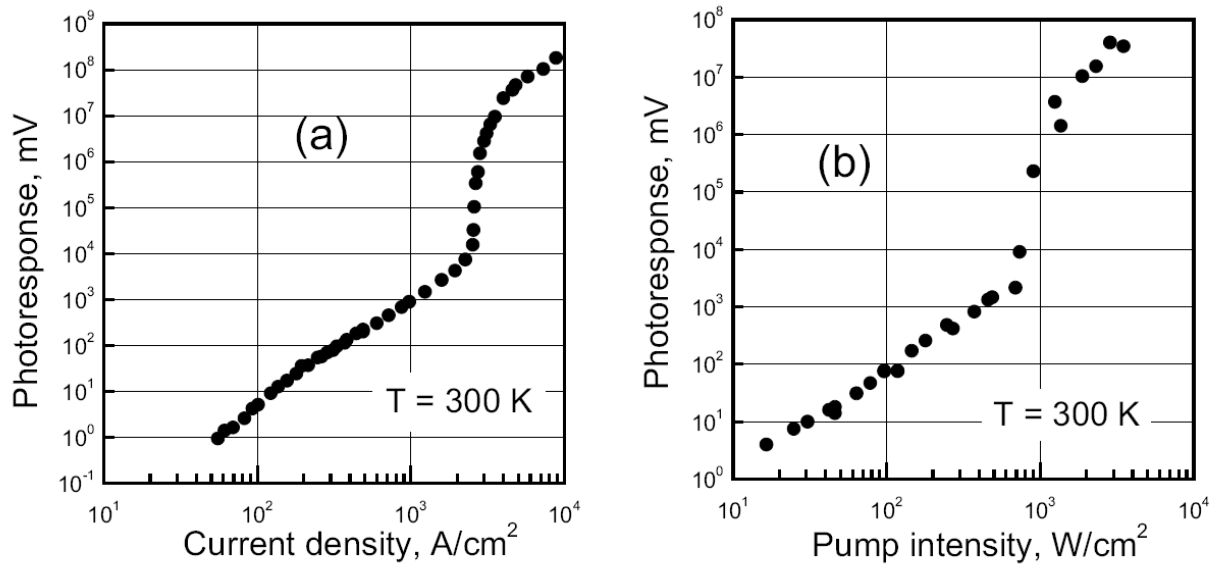


Рис. 3.22. Возникновение лазерной генерации излучения с энергией фотонов $\hbar\omega = 1310 \text{ meV}$ в условиях токовой инжекции (*a*) и межзонной оптической накачки (*b*) [A42]. Образец имел длину резонатора $L \sim 2 \text{ mm}$, излучение регистрировалось с торца.

квазинепрерывном режиме. При оптической накачке структура также давала одну узкую линию лазерной генерации на межзонных переходах электронов – через основные состояния электронов и дырок в квантовых ямах ($e1-hh1$).

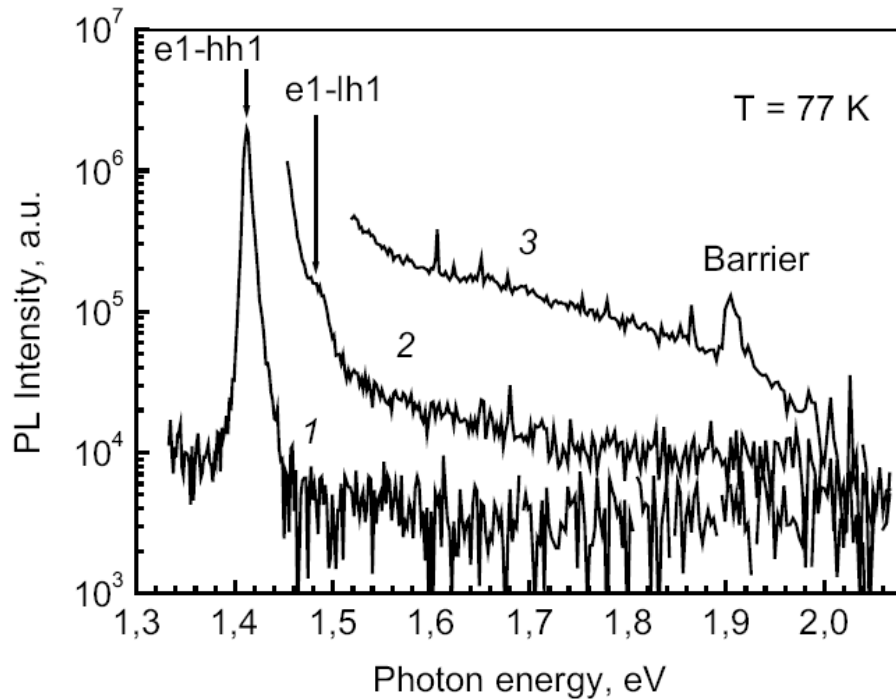


Рис. 3.23. Спектр фотолуминесценции в БИК-диапазоне, измеренный в непрерывном режиме при различных интенсивностях накачки: 1 – 0.04 W/cm^2 , 2 – 20 W/cm^2 , 3 – 1000 W/cm^2 [A42].

Спектральные исследования фотолуминесценции в непрерывном режиме в образце без резонатора проводились с помощью аргонового лазера. Лазер работал в непрерывном режиме и имел мощность излучения $\sim 1 \text{ W}$, лазерный пучок фокусировался на поверхности образца с помощью сферической линзы. Излучение люминесценции с помощью объектива собиралось с фотовозбужденной поверхности образца на входной щели решеточного спектрометра с CCD-камерой. На спектрах фотолуминесценции в непрерывном режиме (рис. 3.23) четко видны линии, соответствующие межзонным переходам $e1-hh1$ и $e1-lh1$, но эти спектры не позволяют выявить переходы электронов из высоколежащих подзон размерного квантования.

Методика эксперимента по исследованию люминесценции в условиях интенсивной оптической накачки пикосекундными импульсами. Основная цель исследования трехуровневых квантовых ям InGaAs/AlGaAs состояла в том, чтобы выявить оптические переходы электронов, связанные с высоколежащими подзонами размерного квантования $e2$ и $e3$. В связи с этим были проведены эксперименты по изучению люминесценции в условиях фотовозбуждения предельно интенсивными лазерными импульсами. Предварительно был определен предел допустимых интенсивностей оптической накачки – пока не происходило разрушение слоев, в которых поглощается возбуждающий лазерный пучок. Оптическая накачка производилась с помощью второй гармоники лазера на Nd:YLF с синхронизацией мод ($\lambda = 523$ nm, энергия импульса 4.5 μ J). Длительность импульсов накачки составляла 3.2 ps, что значительно меньше времени жизни неравновесных носителей заряда и сравнимо с временем межподзонной релаксации. Это позволяет реализовать сильно неравновесное распределение носителей по состояниям и четко различить в спектре фотолюминесценции переходы электронов из нескольких возбужденных подзон. Для регистрации спектров люминесценции использовался решеточный спектрометр с CCD-камерой.

Исследования фотолюминесценции проводились двумя методами. В первом эксперименте (см. рис. 3.24, *a*) оптическому возбуждению подвергался очень маленький участок поверхности структуры: лазерный пучок фокусировался на поверхности образца в круглое пятно диаметром 30 μ m (для этого использовалась сферическая линза). Излучение люминесценции собиралось с этого же участка поверхности. Таким образом измерялся спектр эмиссии спонтанного излучения.

Во втором эксперименте (см. рис. 3.24, *b*) поверхность образца возбуждалась узкой полоской излучения (20 μ m) , которая формировалась цилиндрической линзой и простиралась на всю длину резонатора. При этом излучение люминесценции собиралось с торца образца. Таким образом измерялись спектры фотолюминесценции в условиях лазерной генерации.

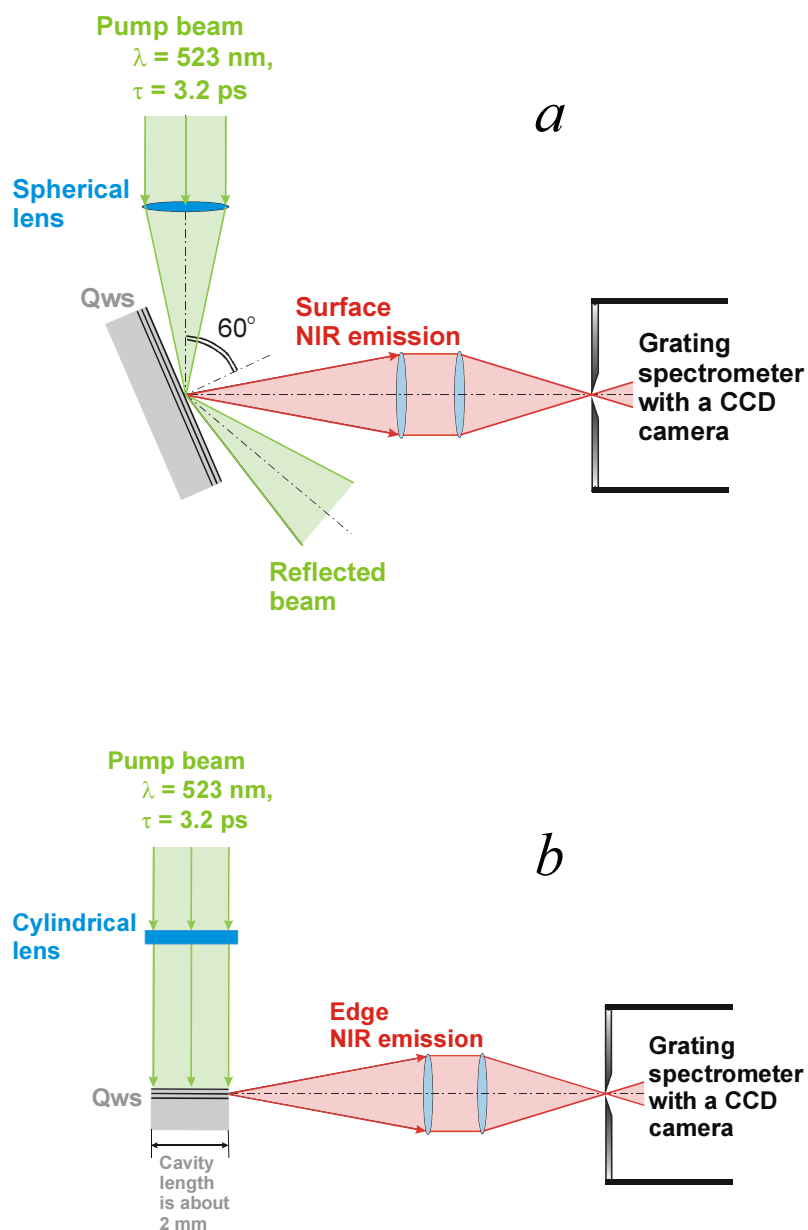


Рис. 3.24. Оптическая схема эксперимента по исследованию излучения фотолюминесценции с поверхности образца (*a*) и с торца структуры (*b*).

Обсуждение экспериментальных результатов по исследованию люминесценции в условиях интенсивной оптической накачки. Спектры эмиссии спонтанного излучения, полученные с поверхности образца при оптической накачке пикосекундными импульсами, представлены на рис. 3.25, *a*. Эти спектры существенно отличаются от аналогичных спектров, измеренных в непрерывном режиме.

Крайне неравновесные условия позволяют наблюдать ряд дополнительных

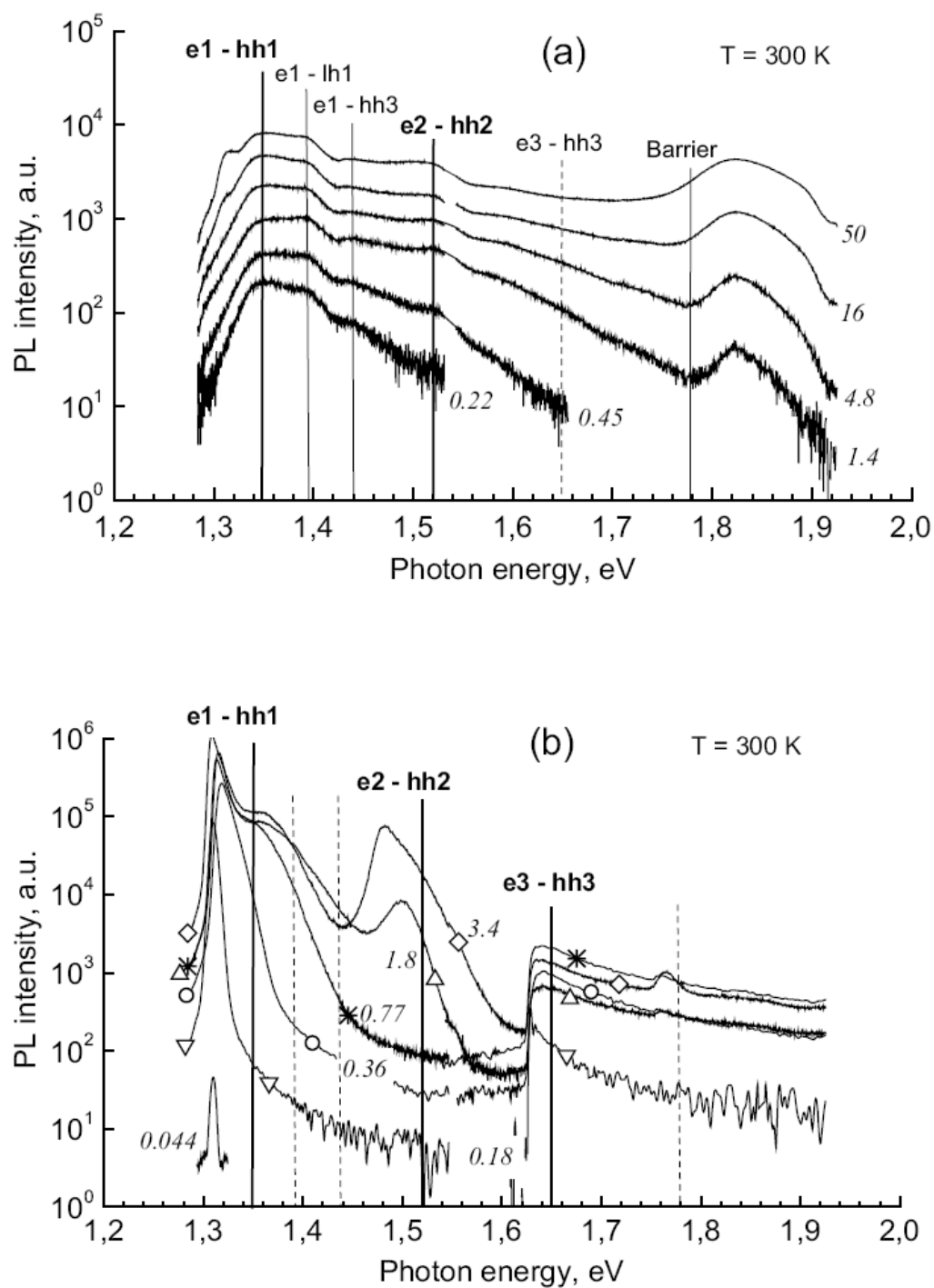


Рис. 3.25. Спектры БИК-фотолуминесценции в режимах спонтанной (a) и стимулированной (b) эмиссии при интенсивной накачке пикосекундными лазерными импульсами [A42]. Числа у кривых обозначают плотность энергии лазерного импульса в mJ/cm^2 . Вертикальные прямые показывают расчётные значения энергий межзонных переходов.

линий фотолуминесценции, соответствующих межзонным переходам, а именно, переходам $e1-hh3$ и $e2-hh2$, а также переходам между состояниями в барьере. К сожалению, на этих спектрах не видна линия, соответствующая переходам $e3-hh3$, которая также представляет интерес. С другой стороны, эта линия четко проявляется на спектрах краевой фотолуминесценции (рис. 3.25, *b*), когда с помощью цилиндрической линзы вся область оптического резонатора в образце засвечивается лазерным пучком. В последнем случае благодаря оптическому волноводу и резонатору возникает эмиссия стимулированного излучения, и можно наблюдать острые пики, соответствующие одновременной лазерной генерации на переходах $e1-hh1$, $e2-hh2$ и $e3-hh3$. Все эти три пика имеют «красный» сдвиг по отношению к соответствующим линиям в режиме спонтанной эмиссии. Еще раз подчеркнем, что в непрерывном режиме (при интенсивностях фотовозбуждения вплоть до 4 kW/cm^2) наблюдалась лишь одна линия лазерной генерации, соответствующая межзонным переходам через основные состояния электронов и дырок.

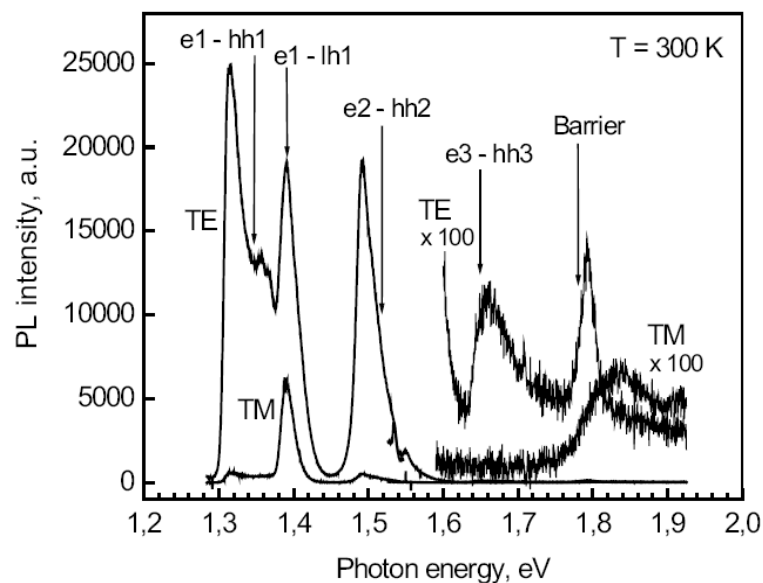


Рис. 3.26. Спектры стимулированной эмиссии с торца образца для ТЕ- и ТМ-поляризации. Стрелки показывают расчётные значения энергий межзонных переходов. Плотность энергии импульса оптической накачки равна 3 mJ/cm^2 , что соответствует интенсивности фотовозбуждения 0.9 GW/cm^2 . В опытах использовался образец без оптического резонатора, стимулированная эмиссия наблюдалась в условиях сверхлюминесценции [А42].

Исследование поляризационной зависимости фотолюминесценции (рис. 3.26) помогает выяснить природу наблюдавшихся спектральных линий. Это обеспечивается правилами отбора для межзонных излучательных переходов в квантовых ямах [142]. Рекомбинация электронов с участием тяжелых дырок сопровождается лишь эмиссией излучения с ТЕ-поляризацией (см. переходы $e1-hh1$, $e2-hh2$ и $e3-hh3$ на рис. 3.26). Рекомбинация с участием легких дырок сопровождается эмиссией излучения двух поляризаций (ТЕ и ТМ) одновременно (см. линию $e1-lh1$ на на рис. 3.26). При межзонных излучательных переходах между трехмерными состояниями в барьере также возникает эмиссия излучения обеих поляризаций.

Следует отметить, что стимулированная эмиссия может быть получена в образце с оптическим волноводом даже в отсутствие резонатора. В этом случае мы имеем дело с так называемой сверхлюминесценцией, когда волновод обеспечивает эффективное усиление света, распространяющегося вдоль освещенной полосы [143]. Спектры сверхлюминесценции качественно подобны

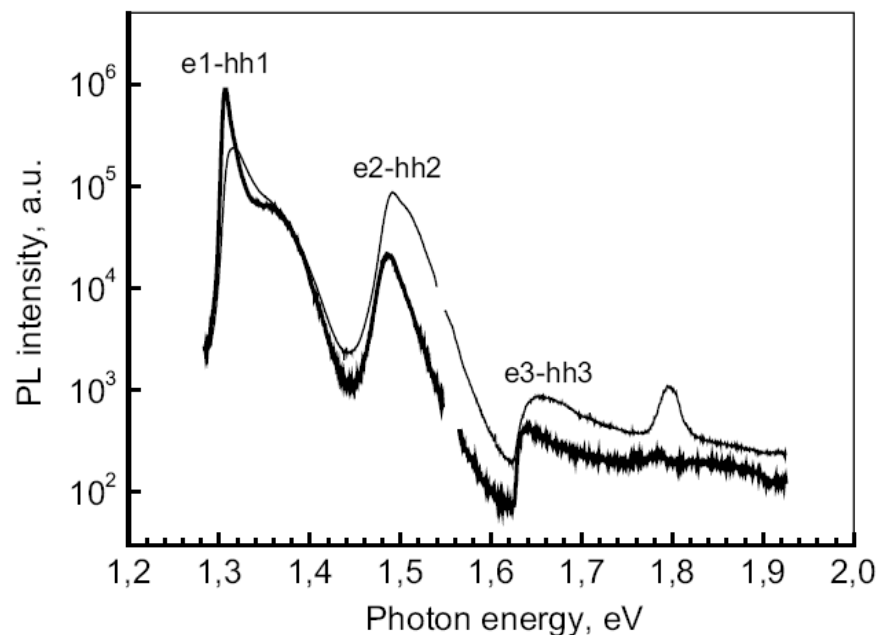


Рис. 3.27. Спектры пикосекундной фотолюминесценции в условиях сверхлюминесценции (тонкая линия) и лазерной генерации (жирная линия). В обоих случаях область фотовозбуждения на поверхности образца имела размеры $20\ \mu\text{m} \times 2\ \text{mm}$, плотность энергии импульса оптической накачки составляла $3.4\ \text{mJ/cm}^2$ [A42].

спектрам лазерной генерации, но в последнем случае все линии стимулированной эмиссии более узкие (см. рис. 3.27). Кроме того, в режиме лазерной генерации линия $e1-hh1$ сильнее доминирует над двумя другими линиями.

Наиболее важная особенность спектров фотолюминесценции в режиме лазерной генерации заключается в том, что при определенных условиях интенсивность линии $e3-hh3$ превышает интенсивность линии $e2-hh2$ (при сохраняющемся доминировании линии $e1-hh1$ – см. рис. 3.25, *b*). Такое инверсное соотношение интенсивностей линий реализуется, когда плотность энергии импульса накачки лежит в диапазоне между 0.1 и 1 мДж/см², а при более высоких интенсивностях оптической накачки имеет место обратная ситуация. Подчеркнем, что этот результат подтверждает обсуждавшуюся в [А45–А53, 141] возможность получения инверсной населенности между двумя верхними подзонами ($e3$ и $e2$) в трехуровневой квантовой яме в условиях интенсивного опустошения основной подзоны за счет эмиссии стимулированного излучения при электронных переходах $e1-hh1$. В рассмотренной ступенчатой квантовой яме энергетический зазор $e3-e2$ соответствует СИК-диапазону (~ 80 меВ), а линия лазерной генерации на переходах $e1-hh1$ лежит в БИК-диапазоне (~ 1300 меВ), что открывает возможность для создания двуцветного лазера, работающего одновременно в двух указанных спектральных диапазонах.

В случае, когда рекомбинация электронов и дырок целиком обусловлена их излучательными переходами, интегральная интенсивность фотолюминесценции должна быть пропорциональна квадрату интенсивности накачки. Однако при достаточно высоких уровнях фотовозбуждения начинают играть заметную роль процессы оже-рекомбинации, в результате чего интегральная интенсивность фотолюминесценции отклоняется от квадратичной зависимости от уровня накачки.

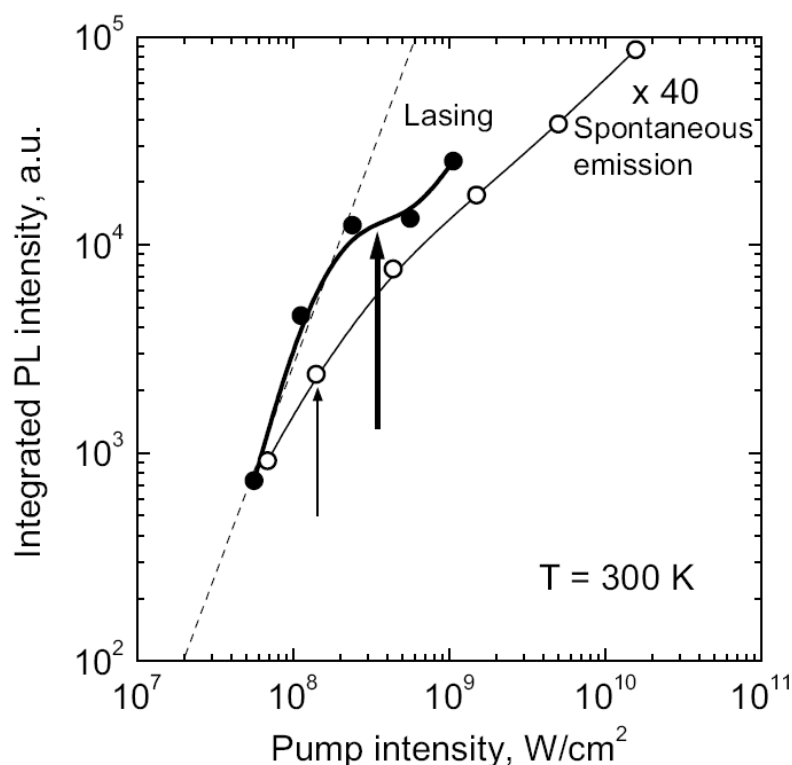


Рис. 3.28. Зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции от интенсивности накачки в режиме спонтанной эмиссии (тонкая линия) и в условиях лазерной генерации (жирная линия) [A42]. Стрелки соответствуют интенсивностям накачки, при которых скорость оже-рекомбинации равна скорости излучательной рекомбинации.

Важным является тот факт, что в режиме лазерной генерации время жизни носителей заряда существенно уменьшается и средняя концентрация носителей заряда в квантовых ямах не столь велика, как в режиме спонтанной эмиссии при той же интенсивности накачки. По этой причине в режиме лазерной генерации оже-рекомбинация начинает конкурировать с излучательной рекомбинацией при значительно более высоких интенсивностях накачки, чем в режиме спонтанной эмиссии (см. стрелки на рис. 3.28).

3.4. Резюме по третьей главе

В различных наноструктурах с квантовыми ямами на основе полупроводников A^3B^5 при воздействии латерального электрического поля

экспериментально обнаружено и исследовано изменение двулучепреломления и оптического поглощения в спектральной области межподзонных переходов. Результаты исследований могут быть использованы для создания модуляторов излучения среднего ИК-диапазона.

Проведенные теоретические расчеты для наноструктур GaAs/AlGaAs с селективным легированием в области квантовых ям показали, что наблюдавшуюся в этих структурах модуляцию двулучепреломления и оптического поглощения в латеральном поле можно адекватно описать, учитывая непараболичность энергетического спектра квантовых ям, обменное взаимодействие горячих электронов и трансформацию их функции распределения с ростом поля.

В структурах с легированными квантовыми ямами GaAs/AlAs при разогреве электронного газа латеральным электрическим полем наблюдалась модуляция линейного двулучепреломления при $\lambda = 10.6$ мкм, также обусловленная эффектом обменного взаимодействия, в то время как модуляция оптического поглощения на этой длине волны определяется в основном междолинным ($\Gamma - X$) переносом 2D-электронов.

Наноструктуры с асимметричными парами туннельно-связанных квантовых ям GaAs/AlGaAs, легированные в барьерной области, демонстрируют еще один механизм модуляции линейного двулучепреломления и оптического поглощения: разогрев электронов латеральным электрическим полем и их перенос в реальном пространстве за счет туннелирования между узкой и широкой квантовыми ямами.

Исследована модуляция внутризонного поглощения квантовых ям *n*-GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле. Впервые экспериментально обнаружены квазипериодические осцилляции поглощения в спектральной полосе, соответствующей процессу фотоионизации квантовых ям. Проведены теоретические расчеты, удовлетворительно описывающие наблюдавшуюся модуляцию поглощения. Показано, что пики поглощения, возникающие в полосе фотоионизации под воздействием поперечного электрического поля, обусловлены переходами электронов с дискретного уровня в глубине квантовой

ямы на квазидискретные уровни, порожденные линейным потенциалом внешнего поля и расположенные на фоне континуума состояний над квантовой ямой. Исследования спектров электропоглощения в поперечном поле позволяют независимо определять ширину и глубину квантовых ям.

В трехуровневых квантовых ямах InGaAs/AlGaAs ступенчатой формы исследованы спонтанная эмиссия и лазерная генерация в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах при интенсивной оптической накачке пикосекундными импульсами (плотность энергии в импульсе от 0.1 до 50 мДж/см²). Анализ поляризационного состава излучения и трансформации его спектров при варьировании уровня оптической накачки позволили идентифицировать пять линий межзонных переходов. Проведенные исследования продемонстрировали возможность получения инверсии населенностей между двумя нижними возбужденными уровнями электронов (в условиях интенсивной излучательной межзонной рекомбинации двумерных электронов и дырок через основные состояния). Это открывает возможность для создания двуцветного лазера, работающего одновременно в среднем инфракрасном и ближнем инфракрасном диапазонах.

Глава 4. Терагерцовая электролюминесценция в объемных полупроводниках и наноструктурах

К терагерцовому (ТГц) спектральному диапазону обычно относят электромагнитное излучение с частотами от 0.2 THz до 15 THz, что соответствует длинам волн от 1500 μm до 20 μm [5]. Интенсивное освоение этого спектрального диапазона началось во второй половине 20-го века и осуществлялось одновременно с обоих его краев: с низкочастотного, который смыкается с миллиметровым диапазоном радиоволн, и с высокочастотного, который примыкает к среднему ИК-диапазону оптических волн. В связи с этим терагерцовый диапазон иногда называют также субмиллиметровым, а иногда – дальним ИК-диапазоном.

Терагерцовое излучение находит все более широкое применение в науке и технике, в частности, в фундаментальных и прикладных исследованиях в области физики, химии, биологии и медицины. Именно в этом спектральном диапазоне наблюдаются циклотронные резонансы и колебания решеток в твердых телах, внутрицентровые переходы между примесными уровнями в различных полупроводниках и полупроводниковых соединениях. Кроме того, в этом диапазоне находится большое число линий, соответствующих вращательным и колебательно-вращательным переходам молекул, в том числе больших органических молекул, что дает возможность и для их исследования, и для селективного воздействия на них [144]. Следует отметить, что, в отличие от рентгеновского, ТГц излучение не является ионизирующим, оно безопасно для человека и животных. Поэтому использование ТГц излучения позволяет развивать новые методы спектроскопии биологических объектов [145], изучать процессы в живых клетках, диагностировать состояние внутренних органов человека и животных (терагерцовая томография). Терагерцовые волны обладают свойством проникать сквозь такие материалы как пластик, бумага, керамика, жидкости, ткани. Это позволяет получать изображения различных предметов, скрытых от визуального обнаружения [146], что находит свое применение в

системах безопасности. Методы скоростной терагерцовой «time-domain»-спектроскопии, использующей фемтосекундные импульсы излучения, позволяют быстро выявлять характерные спектральные особенности («fingerprints») различных молекул и, вполне возможно, что эти методы в ближайшем будущем придут на смену классической фурье-спектроскопии дальнего ИК-диапазона [5]. Это имеет важное значение для обнаружения и идентификации пластиковой взрывчатки [147], опасных химических веществ, наркотиков [148], контроля качества пищевых продуктов. Невозможно перечислить все области применений терагерцового излучения, их круг постоянно расширяется.

Классические вакуумные источники ТГц излучения (лампы обратной волны, клистроны, гиротроны) работают на частотах ниже 1.4 THz [144]. С точки зрения возможностей перестройки по спектру наиболее удобны лазеры на свободных электронах [5], однако они представляют собой уникальное оборудование, не доступное для многих исследователей. В научных исследованиях в области физики полупроводников и полупроводниковых структур в качестве источников ТГц излучения чаще всего используются устройства, принцип действия которых основан на методах квантовой электроники, оптоэлектроники и нелинейной оптики [5, 144], в частности молекулярные газовые лазеры с оптической накачкой, генераторы разностной частоты, фемтосекундные широкополосные эмиттеры. Важным достижением на пути создания полупроводниковых источников ТГц излучения стали лазеры на межподзонных переходах дырок в *p*-Ge, которые перестраиваются по частоте и перекрывают спектральный диапазон от 1 до 4.2 THz [8, A3]. Эти лазеры работают при криогенных температурах в сильном электрическом и магнитном полях, и потому они довольно громоздки. В последние годы было предпринято много попыток по созданию компактных твердотельных источников ТГц излучения [149]. В частности, были разработаны резонансно-туннельные диоды с частотой генерации до 0.71 THz [150] и квантово-каскадные лазеры на арсенид-галлиевых гетероструктурах с частотами излучения в диапазоне 1 – 5 THz [151, 152]. В то же время поиск возможностей для создания новых компактных и

удобных в использовании источников ТГц излучения по-прежнему остается актуальным.

В данной главе диссертации исследуются эмиссия терагерцового (ТГц) излучения из полупроводниковых микро- и наноструктур в сильных электрических полях. Исследована терагерцовая электролюминесценция в условиях пробоя примесных центров, в том числе с участием резонансных уровней доноров и акцепторов. Кроме того, исследовано тепловое излучение горячих электронов в ТГц диапазоне. В результате проведенных исследований расширен класс полупроводниковых микро- и наноструктур, которые могут быть использованы для создания источников ТГц излучения.

4.1. Терагерцовая электролюминесценция в напряженной микроструктуре $p\text{-GaAsN/GaAs}$

Один из возможных путей создания малогабаритных твердотельных источников ТГц излучения – это лазеры на полупроводниках, легированных мелкими водородоподобными примесями. Существенный прогресс достигнут в области разработки лазеров на легированном кремнии [8, 153]. Детально исследована ТГц лазерная генерация в монокристаллах $n\text{-Si}$ при их *оптической накачке* в среднем ИК-диапазоне (с помощью CO_2 -лазера). Подобные исследования проведены на кремнии, легированном различными мелкими донорами: фосфором [154, 155], висмутом [156, 157], сурьмой [158, 159] и мышьяком [155, 160]. Линии излучения этих лазеров соответствуют внутрицентровым переходам электронов и лежат в спектральном диапазоне 5 – 7 THz.

Для практических применений более удобны источники излучения с *электрической накачкой*. Интенсивная эмиссия спонтанного ТГц излучения в условиях электрической накачки наблюдалась из приборов на основе кремния, легированного фосфором, галлием и бором [161–163]. Насколько нам известно, получить стимулированное излучение из кремния в условиях электрической

накачки не удалось. Как показано в работе [163], у источников ТГц излучения на основе внутрицентровых переходов в объемном кремнии максимальная рабочая температура не может превышать 40 К.

Эмиссия спонтанного ТГц излучения в сильных электрических полях, приводящих к ударной ионизации примесей, наблюдалась в *n*-Ge, легированном Sb, As и P [164, 165], а также в *p*-Ge, легированном Ga [166, 167]. При воздействии сильных электрических полей на одноосно сжатые кристаллы Ge:Ga наблюдалось стимулированное излучение ТГц диапазона. В работе [168] было экспериментально показано, что оно связано с инверсной заселенностью расщепленных сжатием акцепторных состояний. Известно, что в Ge, Si и в большинстве соединений A^3B^5 одноосная деформация снимает вырождение вершины валентной зоны и приводит к расщеплению акцепторных состояний. В условиях одноосного сжатия на энергетической диаграмме дырочных состояний подзона легких дырок (*lh*) смещается вниз, а подзона тяжелых дырок (*hh*) – вверх. При достаточно сильном одноосном сжатии акцепторные уровни, связанные с подзоной тяжелых дырок, попадают в полосу энергий, соответствующих континууму состояний подзоны легких дырок (см. рис. 4.1), т.е. становятся резонансными (квазилокализованными) [169]. Механизм возникновения внутрицентральной инверсной населенности между нижним резонансным состоянием *1s* и локализованными состояниями акцептора, связанными с подзоной легких дырок, рассмотрен в [169, 170]. В условиях, когда энергетический интервал между резонансным уровнем и дном подзоны легких дырок меньше энергии оптического фотона, сильное электрическое поле опустошает локализованные состояния в запрещенной зоне за счет процессов ударной ионизации, приводит к захвату и накоплению дырок на резонансном акцепторном уровне, а также в состояниях подзоны легких дырок с близкой энергией. Таким образом, внутрицентровая инверсия населенности и внутризонная инверсия населенности формируются одновременно. Накопление дырок на резонансном уровне сопровождается интенсивной эмиссией ТГц излучения, обусловленной оптическими переходами дырок на опустошенные локализованные состояния акцепторов. В работе [168] эксперименты

проводились при направлении электрического поля, параллельном направлению сжатия. Исследования, выполненные в [171, A54], показали, что с целью получения более интенсивного стимулированного ТГц излучения в одноосно сжатом p -Ge предпочтительнее выбирать направление электрического поля перпендикулярно направлению сжатия.

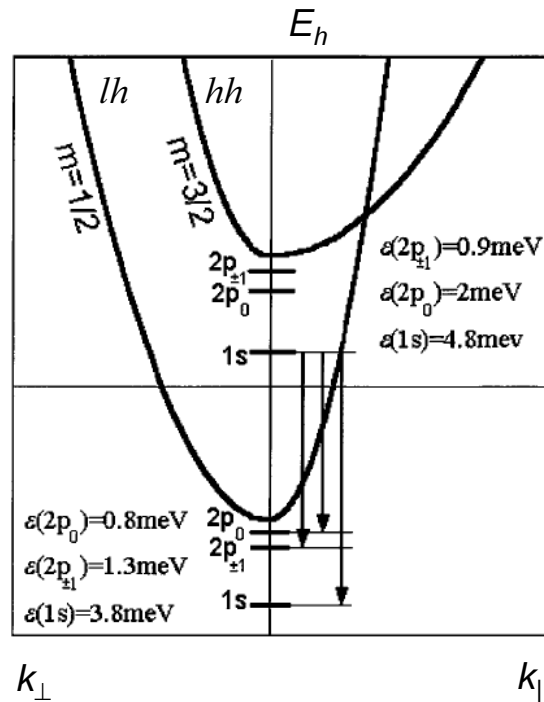


Рис. 4.1. Акцепторные уровни для Ge:Ga в условиях сильного одноосного сжатия в направлении $[111]$. Стрелки указывают оптические переходы, соответствующие эмиссии стимулированного ТГц излучения [168, 169]. $\mathbf{k}_{\parallel} \parallel [111]$, $\mathbf{k}_{\perp} \perp [111]$.

С точки зрения практических применений, в ТГц лазере на мелких примесях для создания одноосной деформации целесообразно использовать не внешнее давление, а встроенные механические напряжения, возникающие в чередующихся тонких слоях полупроводников с различными периодами кристаллической решетки. В работе [172] был реализован подобный лазер на основе легированных бором наноструктур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$, выращенных на кремниевой подложке. Импульсное электрическое поле прикладывалось в плоскости квантово-размерного слоя $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, т.е. перпендикулярно направлению

деформации. Показано, что наблюдавшееся стимулированное ТГц излучение ($\lambda \sim 100 \mu\text{m}$) обусловлено инверсией населенности между резонансным и локализованным акцепторными состояниями.

Аналогичный механизм создания внутрицентральной инверсии населенности может быть реализован в напряженных микроструктурах $p\text{-GaAsN/GaAs}$ с малым содержанием азота. Такие микроструктуры легко скалываются по плоскостям спайности, например, (110), что облегчает процедуру изготовления высокочастотного оптического резонатора по сравнению со структурами $p\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$. Две специфических особенности – возможность управлять величиной встроенных напряжений и удобство изготовления оптического резонатора – делают структуры GaAsN/GaAs особенно привлекательными для создания ТГц лазеров. В данном разделе диссертации описываются экспериментальные исследования ТГц электролюминесценции напряженных эпитаксиальных слоев GaAsN:Be , а также исследования вольт-амперных характеристик [A55–A61]; проводится сопоставление результатов эксперимента с теоретическими расчетами, выполненными Д.В. Козловым [A58–A61]. Параллельно проведены аналогичные исследования в ненапряженных слоях GaAs , легированных бериллием. Сопоставительный анализ результатов для напряженных слоев $p\text{-GaAsN}$ и ненапряженных слоев $p\text{-GaAs}$ проводился с целью выделить вклад в эмиссию излучения напряженных слоев $p\text{-GaAsN}$, который обусловлен оптическими переходами между расщепленными сжатием акцепторными уровнями. В ТГц диапазоне заметный вклад в эмиссию излучения из этих структур могут, в принципе, давать также прямые межподзонные переходы дырок, переходы зона – акцептор и не прямые внутривозонные переходы горячих дырок.

Образцы. Микроструктуры GaAsN/GaAs были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на полуизолирующей подложке GaAs , ориентированной в плоскости (001), при температуре 430°C . Образцы содержат десять периодов чередующихся слоев GaAsN толщиной $0.1 \mu\text{m}$ и GaAs толщиной $0.5 \mu\text{m}$. Концентрация азота в слоях GaAsN составляет 1.8 %, что контролировалось по спектрам фотолюминесценции при комнатной температуре

[173]. Слои GaAsN были упруго-напряженными, встроенные механические напряжения эквивалентны одноосной деформации сжатия в направлении роста структуры. Обусловленное одноосной деформацией расщепление подзон тяжелых и легких дырок составляло 21 meV (методика измерения этого параметра описана в [173]). Слои GaAsN были легированы акцепторной примесью (Be) с концентрацией $N_A = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, в слоях GaAs легирование не проводилось. В качестве реперных образцов методом молекулярно-лучевой эпитаксии были выращены ненапряженные микроструктуры p -GaAs/GaAs с различной концентрацией Be ($N_A = 2.8 \cdot 10^{16} \dots 4.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), толщина легированного эпитаксиального слоя в этих микроструктурах варьировалась от 0.5 до 2 μm , т.е. была близка к суммарной толщине проводящих слоев в напряженной структуре p -GaAsN/GaAs. Образцы с латеральными размерами примерно $5 \times 5 \text{ mm}^2$ изготавливались путем скалывания структур по плоскостям спайности, электрические контакты изготавливались путем вжигания узких полосок индия, расстояние между контактами составляло 3 mm. Для проведения спектральных исследований использовались образцы большей площади (примерно $4 \times 9 \text{ mm}^2$) с расстоянием между контактами 7.5 mm.

Методика измерений. Вольт-амперные характеристики (ВАХ) измерялись в образцах, непосредственно погруженных в жидкий гелий ($T = 4.2 \text{ K}$) или жидкий азот ($T = 77 \text{ K}$). Измерения в области слабых электрических полей проводились на постоянном токе, а исследования в области примесного пробоя и в постпробойных полях – в импульсном режиме (длительность импульсов электрического поля составляла 10 μs , частота повторения – 40 Hz), что позволяло избежать джоулева нагрева образца.

Зависимость интегральной интенсивности ТГц люминесценции от электрического поля также исследовалась в импульсном режиме, излучение регистрировалось с помощью фотоприемника Ge:Ga, расположенного непосредственно в жидком гелии на расстоянии $\sim 1 \text{ cm}$ от исследуемого образца. Излучение собиралось в телесном угле $\Omega \sim 0.25 \text{ sr}$. Фотоприемник был снабжен фильтром из черного полиэтилена с целью исключить регистрацию возможного

паразитного излучения в видимом и ближнем ИК-диапазонах. В этих условиях спектральная полоса чувствительности фотоприемника ограничена интервалом от 2.2 до 7.3 THz (по уровню 0.2 от максимальной чувствительности).

Спектральные исследования ТГц электролюминесценции проводились с помощью фурье-спектрометра в режиме step-scan, методика измерений подобна описанной в работе [174]. Спектральное разрешение составляло 0.6 meV. С целью исключить поглощение на парах воды, внутренний объем спектрометра был откачан до уровня $6 \cdot 10^{-2}$ Torr. Образец закреплялся на охлаждаемом пальце гелиевого криостата. Для обеспечения хорошего теплового контакта и предотвращения электрического пробоя образца через подложку, образец приклеивался на сапфировую пластинку, которая затем приклеивалась к пальцу криостата. Для этого использовался секундный клей "Супер-момент". Температура образца в ходе эксперимента контролировалась с помощью термодатчика, установленного на пальце криостата. Криостат позволял вводить в образец до 0.7 W средней электрической мощности, при этом температура образца не превышала 10 K. Излучение с поверхности образца проходило через выходное окно криостата, изготовленное из TPX, попадало в фурье-спектрометр и на его выходе детектировалось с помощью охлаждаемого жидким гелием кремниевого болометра QMS Instruments. Расстояние между входным окном спектрометра и выходным окном криостата составляло менее 2 mm, поглощение на атмосферных парах воды в этом зазоре было пренебрежимо малым и не вносило искажений в измеряемые спектры ТГц электролюминесценции.

Напряжение на образец подавалось в виде последовательности импульсов длительностью 10 μ s с частотой ~ 500 Hz, которая была промодулирована меандром с частотой 75 Hz (см. рис. 4.2). Это, с одной стороны, исключало чрезмерный нагрев образца и вскипание жидкого гелия в оптическом криостате, а с другой позволяло регистрировать излучение электролюминесценции с помощью инерционного кремниевого болометра, максимальная рабочая частота которого составляет 75 Hz. Сигнал фотоответа с болометра поступал на вход синхронного детектора SR530 и измерялся на частоте 75 Hz при времени накопления сигнала ~ 2 s.

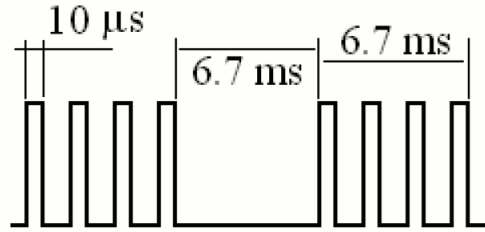


Рис. 4.2. Форма импульса напряжения на образце при спектральных исследованиях ТГц электролюминесценции в напряженной микроструктуре *p*-GaAsN/GaAs.

В эксперименте измерялась зависимость величины сигнала фотоответа от разности хода двух световых пучков, разделенных внутри фурье-спектрометра с помощью светоделителя из лавсана. Разность хода изменялась путем перемещения одного из плоских зеркал фурье-спектрометра. Положение зеркала, соответствующее нулевой разности хода, определялось по максимуму сигнала фотоответа. Полученная интерферограмма затем численно пересчитывалась в спектр ТГц излучения путем обратного фурье-преобразования.

Результаты эксперимента и их обсуждение. Чтобы определить диапазон электрических полей, в которых происходит примесный пробой, были исследованы вольт-амперные характеристики (рис. 4.3). Сравнивая ВАХ для ненапряженных слоев *p*-GaAs с различной концентрацией Ве (кривые 1, 2 и 3), можно заключить, что в допробойной области электрических полей ($E < 100 \text{ V/cm}$) ВАХ близка к линейной, и проводимость в этой области носит прыжковый характер. Действительно, при понижении концентрации акцепторов от $4.2 \cdot 10^{17}$ до $1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ электропроводность уменьшается в $2 \cdot 10^6$ раз, что соответствует экспоненциальной концентрационной зависимости, характерной для прыжковой проводимости [175]:

$$\sigma(N_A) = \sigma_0 \exp\left(-\frac{1.73}{aN_A^{1/3}}\right) \exp\left(-\frac{E_F - E_A}{k_B T}\right), \quad (4.1)$$

где a – эффективный Борковский радиус, E_A – энергия основного состояния акцептора (для GaAs:Be $a = 3.9$ nm и $E_A = 28$ meV [175, 176]), k_B – постоянная Больцмана, E_F – энергия Ферми, которая зависит от уровня легирования и степени

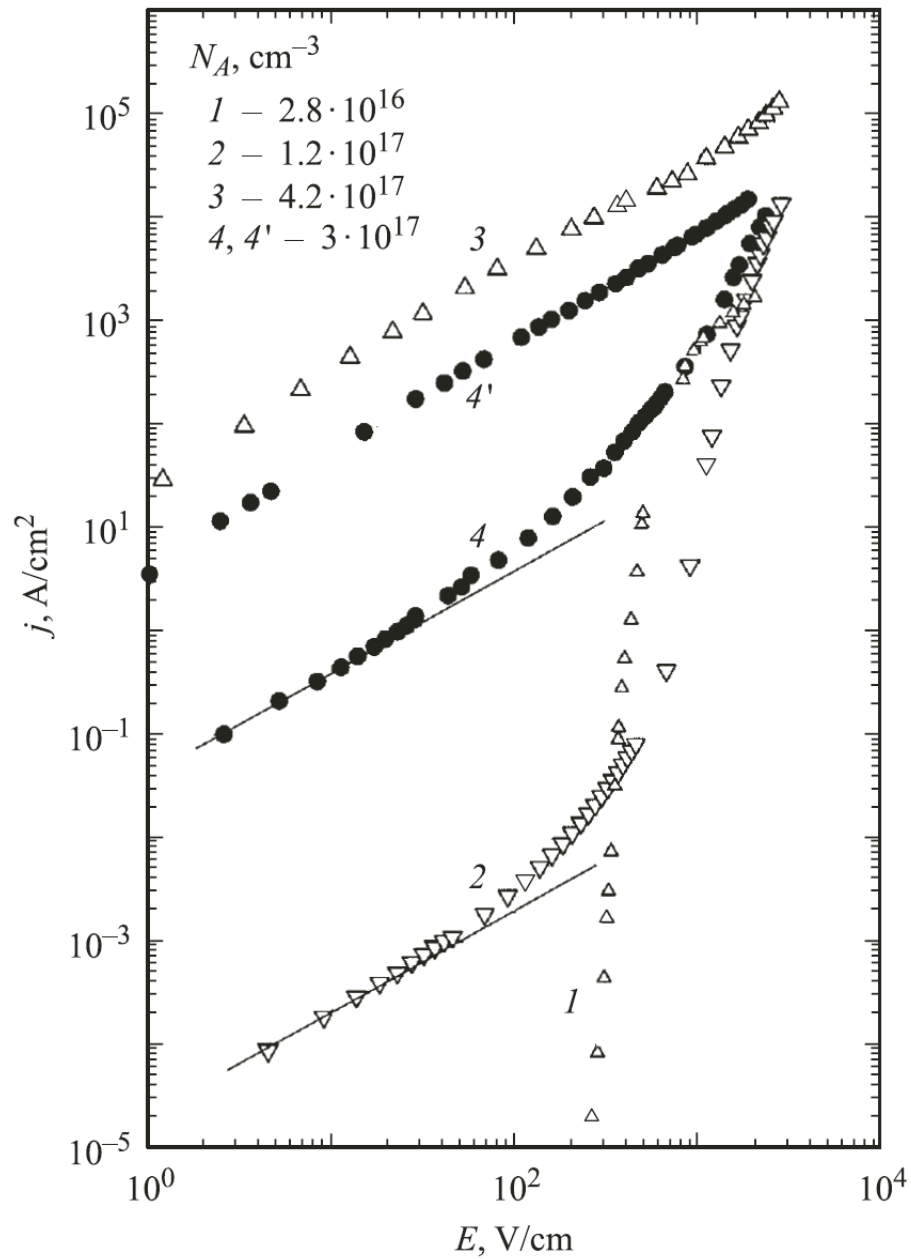


Рис. 4.3. ВАХ ненапряженных слоев p -GaAs с различным уровнем легирования при $T = 4.2$ К (1 – 3) и напряженных слоев p -GaAsN при $T = 4.2$ К (4) и $T = 77$ К (4') [A56].

компенсации. При увеличении электрического поля наблюдается резкий (на несколько порядков) рост электропроводности, соответствующий примесному пробоя (кривые 1 и 2). При достаточно сильных полях, когда все акцепторы уже ионизованы, ВАХ снова близка к линейной и определяется подвижностью дырок в валентной зоне. Наиболее отчетливо это видно для образца с $N_A = 2.8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1), в этом образце в поле 1000 V/cm ионизовано 80 % акцепторов. При увеличении концентрации акцепторов напряженность поля пробоя растет. Отметим, что при $N_A = 4.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ подвижность дырок при прыжковой проводимости близка к подвижности дырок в валентной зоне, и участок примесного пробоя практически незаметен (кривая 3).

Вольт-амперная характеристика напряженной микроструктуры $p\text{-GaAsN/GaAs}$ при $T = 4.2 \text{ К}$ (кривая 4) имеет подобный вид: в полях до 100 V/cm наблюдается прыжковая проводимость, затем начинается примесный пробой и проводимость легированных эпитаксиальных слоев растет, так как подвижность дырок в валентной зоне примерно на два порядка выше. При $T = 77 \text{ К}$ практически все акцепторы в этой структуре термически ионизованы, благодаря чему ВАХ близка к линейной во всем диапазоне полей (кривая 4'). Сопоставление экспериментальных данных для двух температур позволяет заключить, что при $T = 4.2 \text{ К}$ в полях свыше 2000 V/cm большая часть примесей ионизована.

Измерения интегральной интенсивности ТГц электролюминесценции в напряженной микроструктуре $p\text{-GaAsN/GaAs}$ показали, что в полях $E > 1300 \text{ V/cm}$ интенсивность люминесценции резко нарастает (рис. 4.4). На рисунке воспроизведены также ВАХ для этой структуры, и видно что при $T = 4.2 \text{ К}$ именно в этой области полей идет интенсивный пробой примеси. Вообще говоря, наблюдаемая в этой структуре эмиссия спонтанного ТГц излучения может быть связана с несколькими микроскопическими механизмами: переходы дырок между уровнями акцепторов, расщепленных деформацией сжатия; прямые переходы дырок между подзонами тяжелых и легких дырок; переходы из валентной зоны на уровни акцепторов и непрямые внутривалентные переходы горячих дырок. Для выяснения доминирующего механизма ТГц электролюминесценции были проведены дополнительные эксперименты.

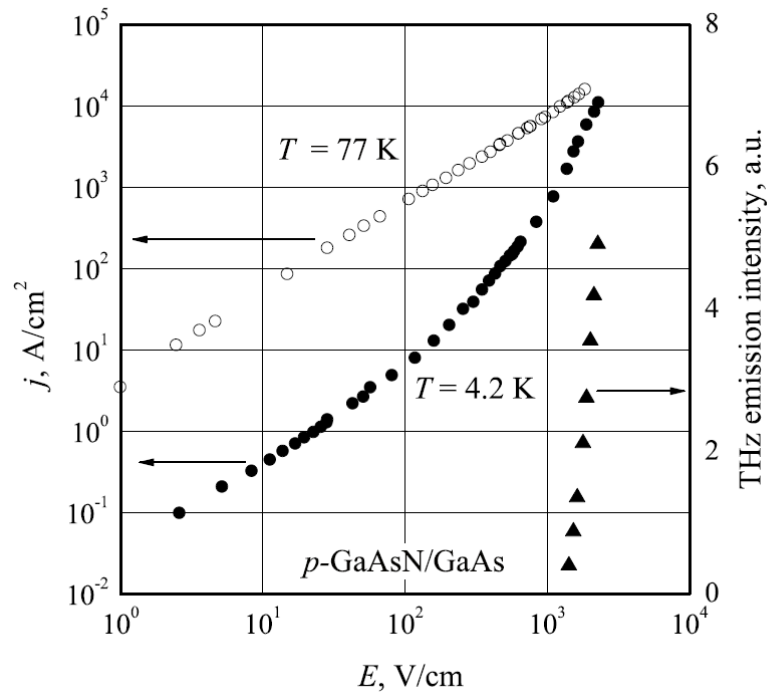


Рис. 4.4. Полевая зависимость интегральной интенсивности ТГц электролюминесценции для напряженной структуры *p*-GaAsN/GaAs при $T = 4.2$ К, а также ВАХ этой структуры для двух температур [A58].

Во-первых, была исследована электролюминесценция в реперных образцах – ненапряженных слоях *p*-GaAs с близким уровнем легирования. Сопоставление полученных данных с экспериментальными результатами для напряженных слоев *p*-GaAsN проводится на рис. 4.5, где интегральный сигнал фототока U_{PD} представлен как функция удельной мощности, выделяемой при протекании электрического тока в образце. Кривая 1 отображает результаты измерений для слоев *p*-GaAsN с концентрацией акцепторов $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, а кривые 3 и 4 представляют результаты для слоев *p*-GaAs с концентрациями акцепторов $4.2 \cdot 10^{17}$ и $1.2 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Эмиссия ТГц излучения в ненапряженных слоях *p*-GaAs может быть обусловлена прямыми межподзонами переходами дырок, переходами валентная зона – акцептор, непрямыми внутриподзонами переходами горячих дырок. В напряженных слоях *p*-GaAsN дополнительно к этим трем каналам эмиссии излучения может наблюдаться излучение, обусловленное оптическими переходами дырок между расщепленными сжатием акцепторными уровнями. Вычитая из экспериментальной кривой 1 результат эвристической интерполяции

к $N_A = 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ экспериментальных кривых 3 и 4, получаем кривую 2, которая приближенно характеризует интегральную интенсивность излучения, обусловленного внутрицентровыми переходами дырок между расщепленными сжатием акцепторными уровнями. Сопоставление кривой 2 с кривой 1 говорит в пользу того, что именно этот механизм излучения доминирует в напряженных слоях $p\text{-GaAsN}$.

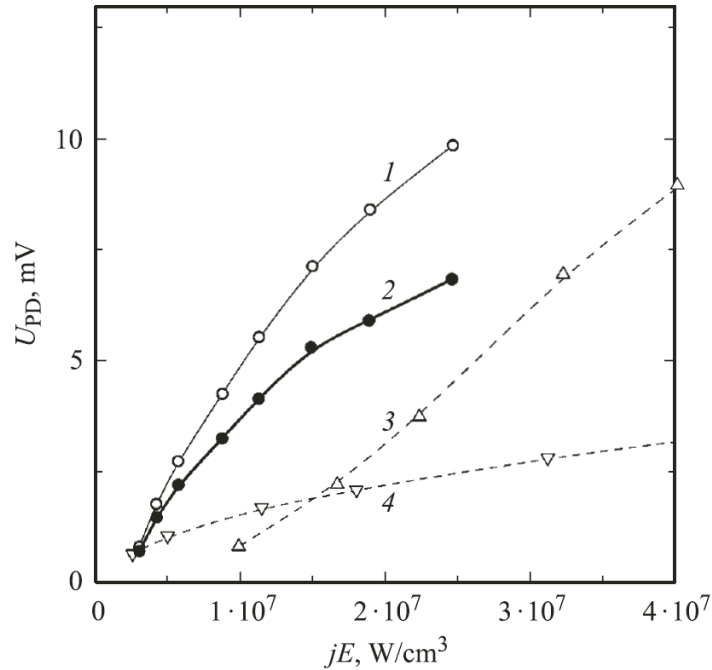


Рис. 4.5. Электролюминесценция напряженных слоев $p\text{-GaAsN}$ (1, 2) и ненапряженных слоев $p\text{-GaAs}$ (3, 4) при $T = 4.2 \text{ K}$ [A56]. Пояснения в тексте.

Во-вторых, были проведены спектральные исследования ТГц электролюминесценции из напряженных слоев $p\text{-GaAsN}$ в условиях примесного пробоя. Типичный экспериментальный спектр электролюминесценции на начальном участке примесного пробоя представляет собой серию узких линий (см. рис. 4.6, *a*). Теоретический расчет энергетического спектра дырок для исследованных напряженных эпитаксиальных слоев GaAsN:Be был выполнен Д.В. Козловым [A58], результаты расчета представлены на рис. 4.6, *b*.

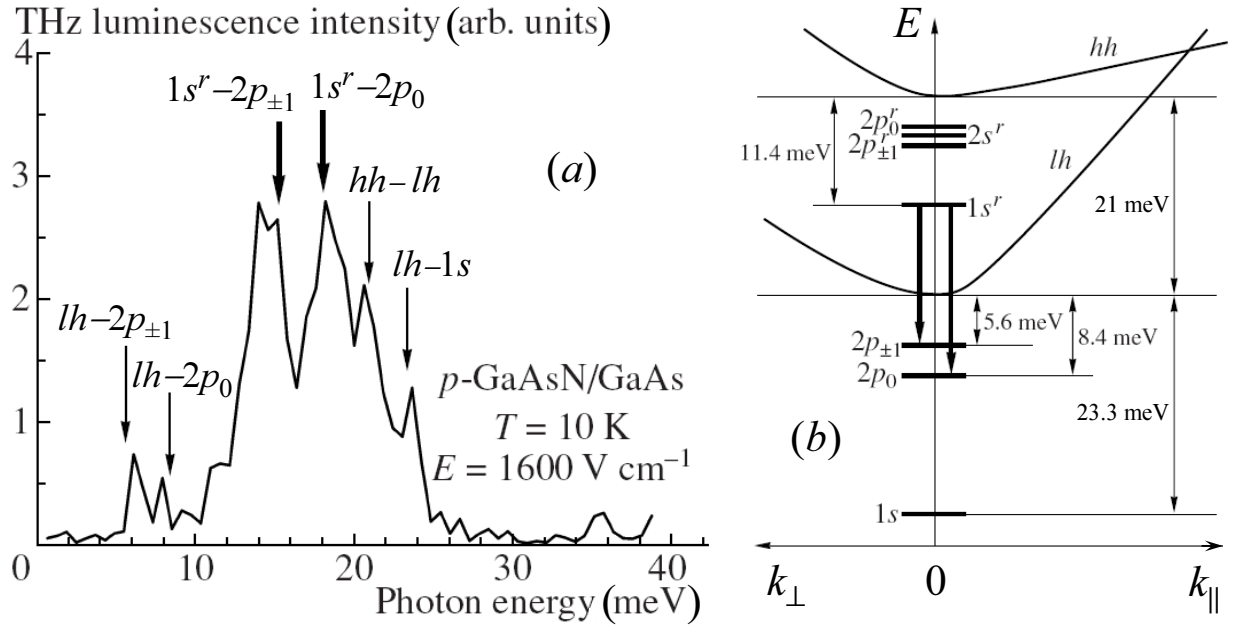


Рис. 4.6. (а) Спектры ТГц электролюминесценции напряженной структуры $p\text{-GaAsN/GaAs}$ в сильном латеральном электрическом поле ($E = 1600 \text{ V/cm}$). Результаты эксперимента при $T = 10 \text{ K}$. Стрелки указывают спектральное положение различных оптических переходов в соответствии с расчетным энергетическим спектром.

(b) Расчетный энергетический спектр резонансных и локализованных состояний бериллия в напряженном слое $\text{GaAs}_{1-x}\text{N}_x$ с содержанием азота $x = 0.018$ [A58].

Как видно из рисунка, расчетные энергии для возможных прямых оптических переходов хорошо согласуются с измеренными в эксперименте линиями ТГц излучения. В частности, можно заключить, что два наиболее интенсивных пика на экспериментальном спектре ТГц электролюминесценции обусловлены оптическими переходами дырок с резонансного акцепторного уровня $1s'$ на уровни локализованных состояний $2p_{\pm 1}$ и $2p_0$. Выше указывалось, что именно такой механизм эмиссии излучения перспективен для создания новых лазеров ТГц диапазона с электрической накачкой на основе полупроводников с мелкими примесями. Как видно из рис. 4.6, а, дырочные переходы $hh-lh$, $lh-2p_{\pm 1}$, $lh-2p_0$ и $lh-1s$ дают значительно менее интенсивные линии излучения. Что касается вклада

в ТГц излучение не прямых внутриподзонных переходов горячих дырок, то на начальном участке примесного пробоя он пренебрежимо мал.

4.2. Терагерцовая электролюминесценция в квантовых ямах n -GaAs/AlGaAs

В структурах с квантовыми ямами также возможно возникновение резонансных примесных уровней. Как показывают теоретические расчеты, резонансные состояния примесных центров возникают под верхними подзонами размерного квантования, а также под трехмерным континуумом [177 – 180]. При этом структура энергетических уровней зависит от ширины и глубины квантовых ям, положения примесного уровня относительно центра квантовой ямы, наличия механических напряжений. Все это дает дополнительные возможности управления энергетическим спектром примесных состояний в квантовых ямах, что имеет большое значение для различных практических приложений. Экспериментально оптические переходы с участием резонансных примесных уровней в квантовых ямах наблюдались в спектрах оптического поглощения [181] и фотопроводимости [182] в дальнем ИК-диапазоне. Эмиссия стимулированного ТГц излучения ($\lambda \sim 100 \mu\text{m}$), связанная с формированием резонансных акцепторных состояний, наблюдалась в напряженных структурах с квантовыми ямами $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ в сильных электрических полях [172].

В диссертационной работе впервые обнаружена и исследована эмиссия спонтанного ТГц излучения в ненапряженных структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, в которых присутствуют резонансные состояния донорной примеси [A61–A67].

Техника эксперимента. Исследовалась наноструктура GaAs/AlGaAs, содержащая 200 квантовых ям GaAs шириной 30 nm, центральная часть которых была легирована кремнием ($N_{\text{Si}} = 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). Квантовые ямы были разделены барьерами $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ шириной 7 nm. Дизайн наноструктуры показан на рис. 4.7, а. Согласно расчетам, выполненным Л.В. Гавриленко и В.Я. Алешкиным

для данной наноструктуры [A67], энергетический зазор между первой и второй подзонами размерного квантования составляет около 15 meV, а возбужденное состояние донорной примеси $2p_z$ попадает в континуум состояний первой подзоны, т.е. является резонансным (см. рис. 4.7, *b*). Здесь и далее используются обозначения примесных уровней, принятые в работе [181]. Предполагалось, что

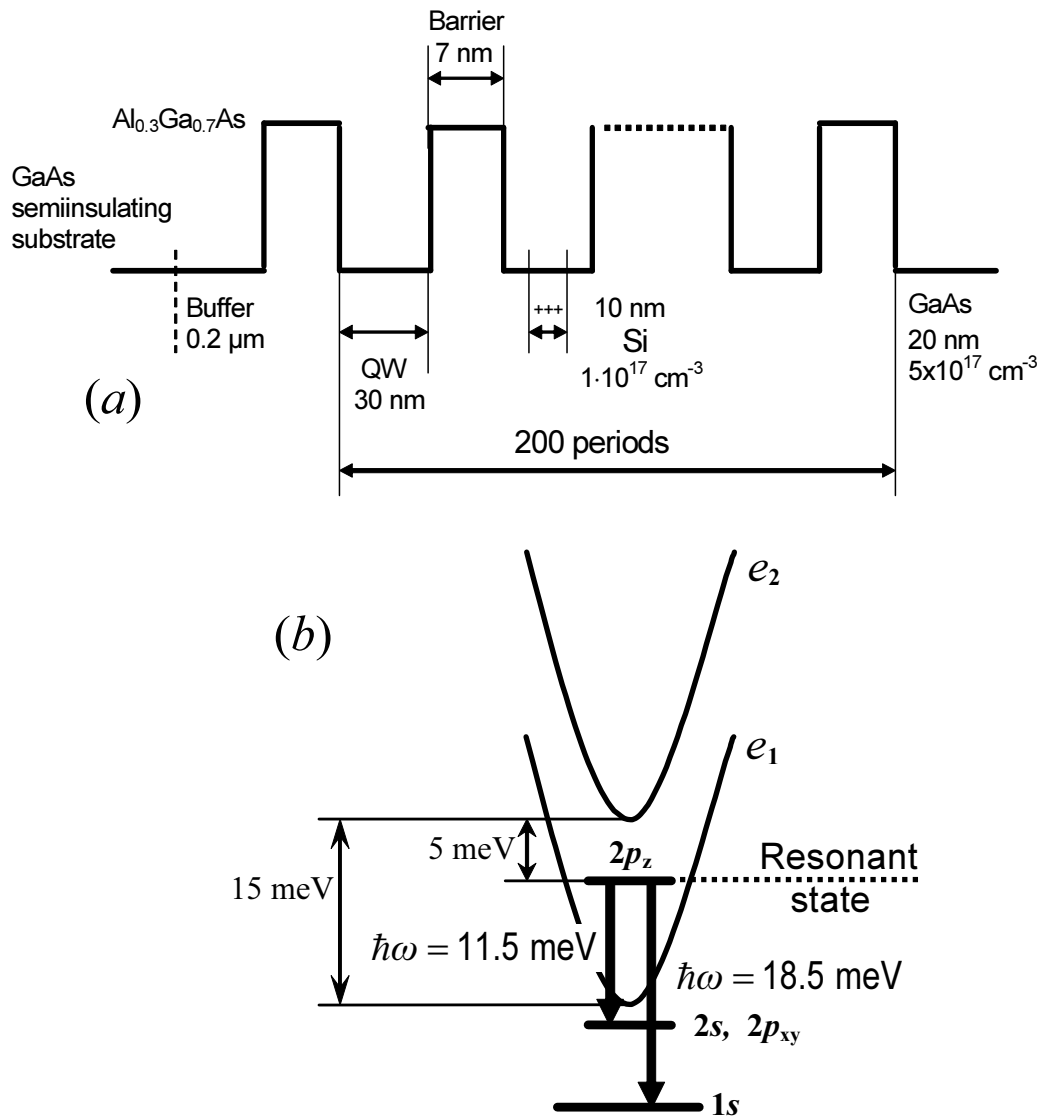


Рис. 4.7. Дизайн наноструктуры с квантовыми ямами n -GaAs/AlGaAs (*a*) и энергетическая диаграмма электронных состояний в квантовой яме с учетом состояний донорной примеси (*b*). Оптические переходы между резонансным и локализованными состояниями донора показаны жирными вертикальными стрелками.

при достаточно низких температурах латеральное электрическое поле будет приводить к примесному пробоя, обеспечивая заполнение первой подзоны размерного квантования. Электроны первой подзоны могут рассеиваться во вторую подзону, а также захватываться на резонансный уровень, при этом возможна эмиссия излучения ТГц диапазона, связанная как с межподзонными переходами электронов, так и с переходами между резонансным и локализованными состояниями примеси. Локализованным состояниям примеси соответствуют уровни $1s$, $2s$ и $2xy$ (см. рис. 4.7, *b*).

Экспериментально были исследованы вольт-амперные характеристики, а также ТГц электролюминесценция. Все эксперименты проводились при гелиевых температурах ($T = 4.2 - 7$ K), методика эксперимента детально описана в п. 4.1. Латеральные размеры образцов: расстояние между контактами $L = 4 \dots 9$ mm, ширина контактов: $W = 2 \dots 5$ mm. Сопротивление образцов в слабых электрических полях варьировалось в диапазоне от 300 до 1800 Ohm (при $T = 4.2$ K).

Результаты эксперимента и их обсуждение. Измеренные вольт-амперные характеристики представлены на рис. 4.8. При температуре жидкого азота (77 K) ВАХ остается практически линейной при изменении электрического поля на четыре порядка. Это указывает на то, что при этой температуре все доноры *термически* ионизованы (расчетная глубина залегания основного состояния донора составляет всего 8.8 meV). С другой стороны, при температуре жидкого гелия (4.2 K) доноры преимущественно выморожены, и в достаточно сильных электрических полях ($E > 10$ V/cm) наблюдается значительный сверхлинейный рост плотности электрического тока, связанный с процессом примесного пробоя. Именно в этой области полей становится заметным излучение электролюминесценции. Интегральная интенсивность ТГц излучения, регистрируемая фотоприемником Ge:Ga в полосе частот от 2.2 до 7.3 THz, демонстрирует сверхлинейный рост вплоть до напряженностей поля $E \sim 100$ V/cm (см. рис. 4.8). Отметим, что при дальнейшем увеличении электрического поля в образце возникали электрические неустойчивости, связанные с акусто-

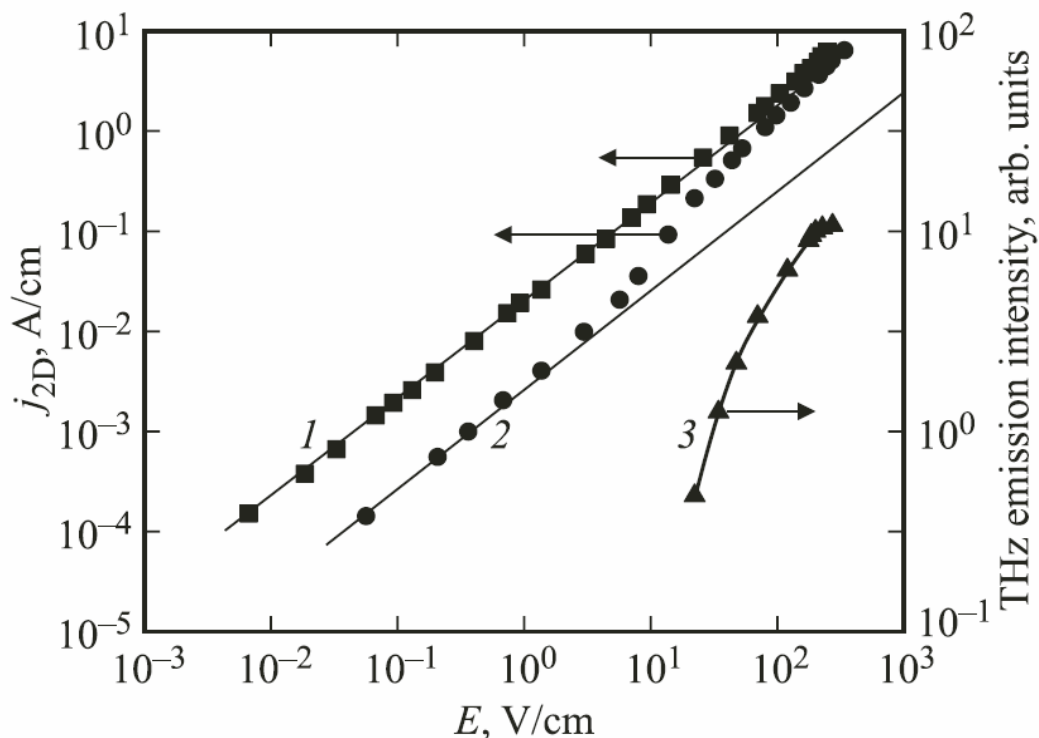


Рис. 4.8. Вольт-амперные характеристики наноструктуры n -GaAs/AlGaAs при температурах 77 К (1) и 4.2 К (2), а также полевая зависимость интегральной интенсивности ТГц излучения при $T = 4.2$ К (3) [А67].

электрическими доменами (при $E \geq 190$ В/см). В этих условиях рост интенсивности ТГц излучения с полем прекращался.

Спектральные зависимости интенсивности ТГц излучения для нескольких значений напряженности поля в области примесного пробоя представлены на рис. 4.9, а. При напряженности поля $E = 34$ В/см в спектре доминирует линия с энергией фотона около 14 meV. Согласно расчету электронного энергетического спектра, эта линия может быть связана с оптическими переходами горячих электронов из нижней подзоны размерного квантования e_1 в основное состояние донорной примеси $1s$ (см. рис. 4.9, б). Слабые линии излучения с энергиями фотонов менее 10 meV могут быть связаны с переходами электронов между локализованными состояниями примеси ($2s-1s$, $2p_{xy}-1s$).

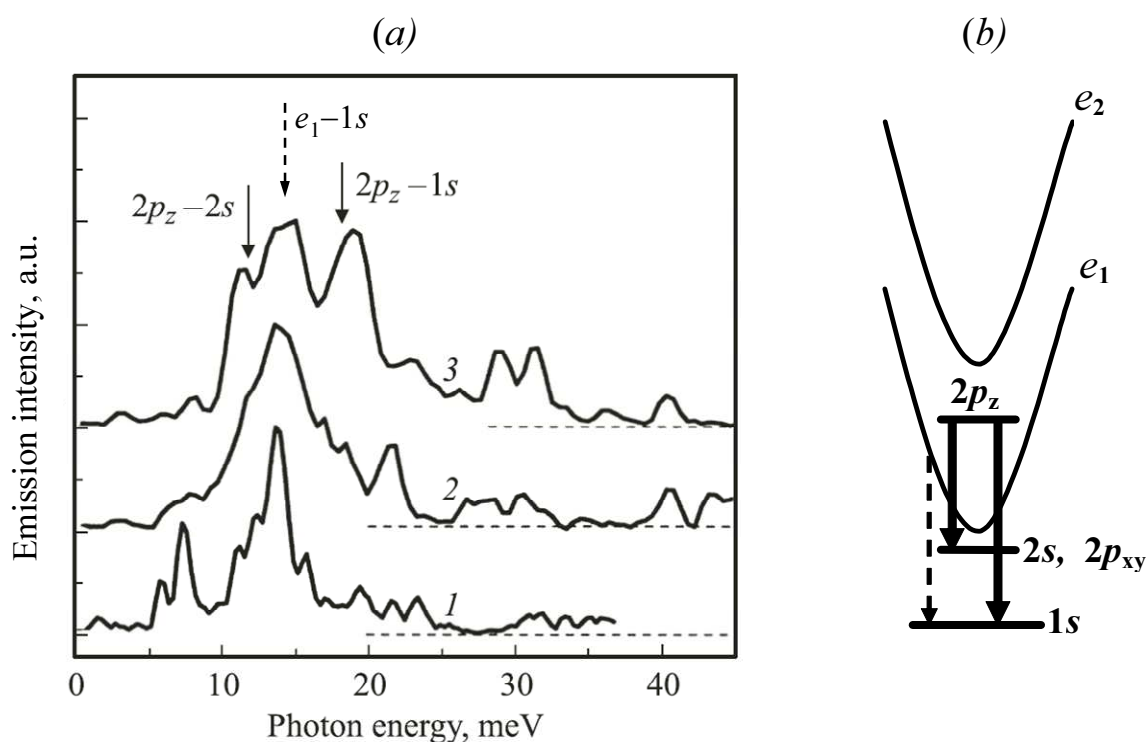


Рис. 4.9. Спектры эмиссии ТГц излучения из наноструктур n -GaAs/AlGaAs в латеральном электрическом поле с напряженностью 34 (1), 43 (2) и 49 V/cm (3) при $T = 5.5 - 7$ К (а) и диаграмма основных оптических переходов (б). Сплошными стрелками показаны внутрицентровые переходы с резонансного донорного уровня, штриховой стрелкой – переходы горячих электронов из подзоны e_1 в основное состояние примеси [А67].

С увеличением напряженности электрического поля основная линия ТГц излучения уширяется и немного сдвигается в область больших энергий фотонов (рис. 4.9, а). Дополнительно появляются линии излучения с энергиями фотонов вблизи 11.5 и 18.5 meV. Спектральное положение этих линий хорошо согласуется с энергией оптических переходов из резонансного состояния донора $2p_z$ в локализованные состояния $2s$ и $1s$, соответственно. Это позволяет утверждать, что в описываемых экспериментах по электролюминесценции в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs в условиях примесного пробоя наблюдались излучательные внутрицентровые переходы электронов с участием резонансного уровня.

4.3. Эмиссия терагерцового излучения в эпитаксиальных слоях *n*-GaN в сильных электрических полях

Возможности применения нитрида галлия для создания эмиттеров ТГц излучения с электрической накачкой в последнее десятилетие привлекают внимание многих исследователей [183]. Нитрид галлия обладает уникальным сочетанием физических свойств: для него характерны сильное взаимодействие электронов с полярными оптическими фононами, высокая дрейфовая скорость насыщения для электронов, большая энергия полярных оптических фононов, высокая электрическая прочность, высокая температурная стабильность. Предпринимаются попытки создания квантово-каскадного лазера на основе этого материала. Недавно сообщалось о наблюдении эмиссии спонтанного ТГц излучения из квантово-каскадных структур GaN/AlGaN (частота излучения 1.37 THz, мощность 20 pW) [184]. Насколько нам известно, лазерная генерация в подобных структурах пока не получена. Эмиссия спонтанного ТГц излучения наблюдалась также при возбуждении плазмонов в транзисторных структурах GaN/AlGaN с субмикронной длиной затвора [185]. В работе [186] методом Монте-Карло проведено моделирование пролетного резонанса в импульсном и координатном пространстве при эмиссии оптических фононов и показано, что нитрид галлия весьма перспективен для создания эмиттера ТГц излучения на основе этого эффекта. Эмиссия стимулированного излучения миллиметрового диапазона, обусловленная пролетным резонансом электронов, ранее экспериментально наблюдалась в объемном InP [187], однако эксперименты по наблюдению пролетного резонанса в объемном GaN оказались безуспешными ввиду недостаточно высокого качества материала.

Альтернативная возможность получить эмиссию ТГц излучения в объемном *n*-GaN связана с пробоем мелких примесных центров в сильных электрических полях. В пп. 4.1 и 4.2 было рассмотрено использование внутрицентровых оптических переходов в условиях пробоя примеси для получения ТГц излучения в напряженной микроструктуре *p*-GaAsN/GaAs и в квантовых ямах *n*-GaAs/AlGaAs, в обоих случаях доминировали внутрицентровые переходы с участием резонансных состояний. В данном параграфе исследуется ТГц

электролюминесценция, связанная с внутрицентровыми оптическими переходами в ненапряженных эпитаксиальных слоях n -GaN, где резонансных состояний примеси нет [A68–A74].

Образцы. Легированные кремнием эпитаксиальные слои гексагонального нитрида галлия, толщиной 4 μm были выращены методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (metalorganic vapor-phase epitaxy, MOVPE) на c -плоскости сапфира, предварительно покрытой буферным слоем GaN толщиной 2 μm . В качестве источников галлия, азота и кремния использовались аммиак, триметил галлия и силан соответственно. Были исследованы 5 серий образцов с различным уровнем легирования. При комнатной температуре концентрация электронов n в исследованных образцах составляет $4.1 \cdot 10^{16}$, $3.1 \cdot 10^{17}$, $1.4 \cdot 10^{18}$, $3.4 \cdot 10^{18}$ и $4.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (пронумеруем эти образцы #1 ... #5 в порядке возрастания концентрации). Указанные значения n получены в результате измерений электропроводности и эффекта Холла методом Ван-дер-Пау. В образце с $n = 4.1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, который специально не легировался, донорные состояния образованы кремнием, кислородом и вакансиями галлия [188 – 190]. В образцах с невысокими концентрациями атомов Si примесная зона отсутствует и проводимость при комнатной температуре обусловлена ионизованными донорами, которые составляют 87% от общего числа некомпенсированных доноров: $n(300 \text{ K}) \approx 0.87(N_D - N_A)$, где N_D и N_A – полные концентрации доноров и акцепторов. Указанное соотношение соответствует глубине залегания основного донорного уровня Si равной 30.2 meV [191]. При достаточно сильном легировании формируется примесная зона, и тогда $n(300 \text{ K}) = N_D - N_A$. Подвижность электронов при комнатной температуре в образцах ##1–4 была примерно одинакова: 210–270 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, а в образце #5 существенно меньше: $\sim 100 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$. На поверхности каждого образца с помощью фотолитографии были созданы два электрических контакта Ti/Au шириной $W = 3 \dots 4 \text{ mm}$, расстояние между контактами L варьировалось от 0.9 до 3.4 mm.

Вольт-амперные характеристики и их анализ. Формирование примесной зоны. Вольт-амперные характеристики измерялись в импульсном

режиме (детали эксперимента описаны в п. 4.1). Примесный пробой хорошо заметен на низкотемпературных вольт-амперных характеристиках полупроводниковых образцов с относительно низким уровнем легирования (когда примесная зона еще не образуется). Согласно проведенным нами экспериментам, в случае *n*-GaN это справедливо для концентраций нескомпенсированных доноров менее $3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Рассмотрим экспериментальные ВАХ для специально не легированного образца GaN (образец #1), в котором концентрация нескомпенсированных доноров $N_D - N_A = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. На рис. 4.10 представлены зависимости плотности тока j от приложенного напряжения U в логарифмическом масштабе. Характер этих зависимостей существенно изменяется с температурой. При комнатной температуре, когда бóльшая часть доноров термически ионизована, вольт-амперные характеристики демонстрируют линейный режим в диапазоне от 5 до 700 В. При температуре жидкого гелия (4.2 К) наблюдается резкое нарастание электропроводности (более чем на порядок) при напряжениях, превышающих 50 В (пороговое напряжение четко видно на этом же графике, построенном в линейном масштабе, – см. подобные ВАХ на рис. 4.12, *b*). Эта особенность соответствует увеличению концентрации свободных электронов за счет процессов примесного пробоя. При напряжении 300 В все доноры оказываются ионизованными, и дальнейшее увеличение напряжения сопровождается сублинейным режимом ВАХ вследствие уменьшения подвижности электронов при их разогреве электрическим полем [192 – 194].

Следует отметить, что при температуре жидкого азота (77 К) в рассматриваемом образце термически ионизовано лишь около 15% доноров. Это подтверждается расчетом температурной зависимости концентрации свободных электронов, выполненным в соответствии с теорией [195]. Расчет производился для GaN:Si, где глубина залегания основного уровня донора составляет -30.2 meV [191]. В отличие от Si:P (этот материал также используется для создания эмиттеров ТГц излучения с электрической накачкой [161, 163]), у которого при 77 К доноры практически полностью термически ионизованы, в *n*-GaN при этой температуре имеется возможность реализовать примесный пробой с помощью

электрического поля. Это хорошо видно на экспериментальной ВАХ для азотной температуры (рис. 4.10). Пороговое напряжение пробоя составляет ~ 50 В.

Низкополевая электропроводность GaN при 300 и 77 К обусловлена свободными электронами, термически заброшенными в зону проводимости с донорных центров. Отношение низкополевых проводимостей при этих температурах равно примерно 3.5 (см. рис. 4.10), что меньше отношения электронных концентраций (см. вставку на этом рисунке), поскольку подвижность электронов при 300 К в 1.5 раза меньше, чем при 77 К. Значения низкополевых проводимостей при этих двух температурах, полученные с

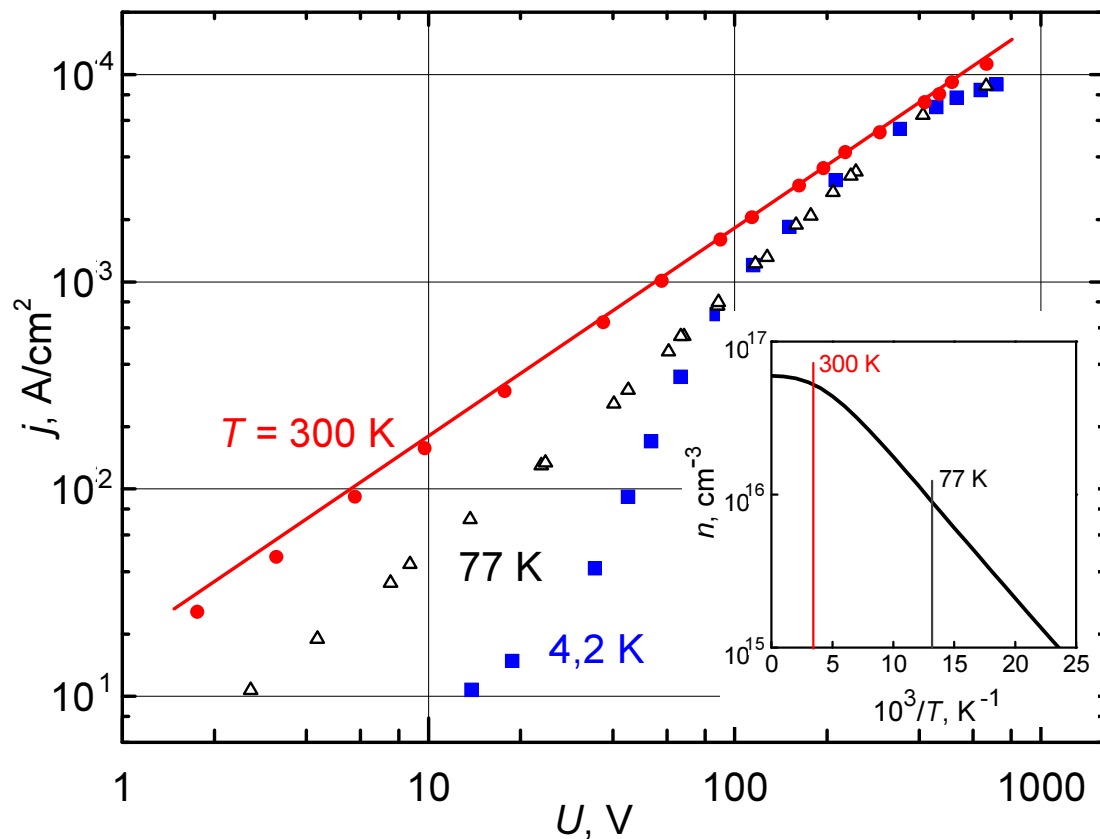


Рис. 4.10. Вольт-амперные характеристики эпитаксиального слоя *n*-GaN при различных температурах [A71]. Образец #1A ($N_D - N_A = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, расстояние между контактами $L = 0.9 \text{ mm}$). На вставке: зависимость концентрации свободных электронов от обратной температуры (расчет для некомпенсированного *n*-GaN при $N_D = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

помощью двухзондового импульсного метода (рис. 4.10), хорошо согласуются с независимыми измерениями электропроводности и эффекта Холла на этой же структуре с помощью четырехзондового метода на постоянном токе. Следовательно, можно заключить, что в экспериментах, иллюстрируемых рисунком 4.10, падение напряжения на контактах пренебрежимо мало. Это позволяет находить напряженность электрического поля внутри образца с помощью соотношения $E = U/d$. В частности, пороговое поле примесного пробоя в специально не легированном образце составляет 550 V/cm. Следует отметить, что в отдельных образцах из этой же структуры напряжение пробоя превышало 50 V (см., например, кривую для образца #1В на рис. 4.12, *b*, где пороговое напряжение достигает 103 V), что, очевидно, связано с бóльшим сопротивлением контактов.

Исследование вольт-амперных характеристик в широком диапазоне напряженностей электрического поля позволяет проследить, как по мере повышения уровня легирования происходит формирование примесной зоны. Известно, что в полупроводнике *n*-типа примесная зона образуется, когда среднее расстояние между нескомпенсированными донорами $d_D = (N_D - N_A)^{-1/3}$ становится сравнимым с боровским радиусом для электрона, локализованного вблизи донора, $a_B = \frac{\epsilon \hbar^2}{m_e e^2}$ (ϵ – статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника, m_e – эффективная масса электрона). Для нитрида галлия с решеткой вюрцита величина статической диэлектрической проницаемости зависит от направления электрического поля относительно гексагональной оси: $\epsilon_{||} = 10.4$ и $\epsilon_{\perp} = 9.5$ [196], эффективную массу электронов можно считать изотропной: $m_e = 0.2m_0$ [197]. При этих параметрах эффективный боровский радиус $a_B = 2.6$ nm.

Проанализируем низкотемпературные ($T = 4.2$ K) вольт-амперные характеристики для образцов GaN:Si с различным уровнем легирования (рис. 4.11). Три образца с наиболее низкой концентрацией нескомпенсированных

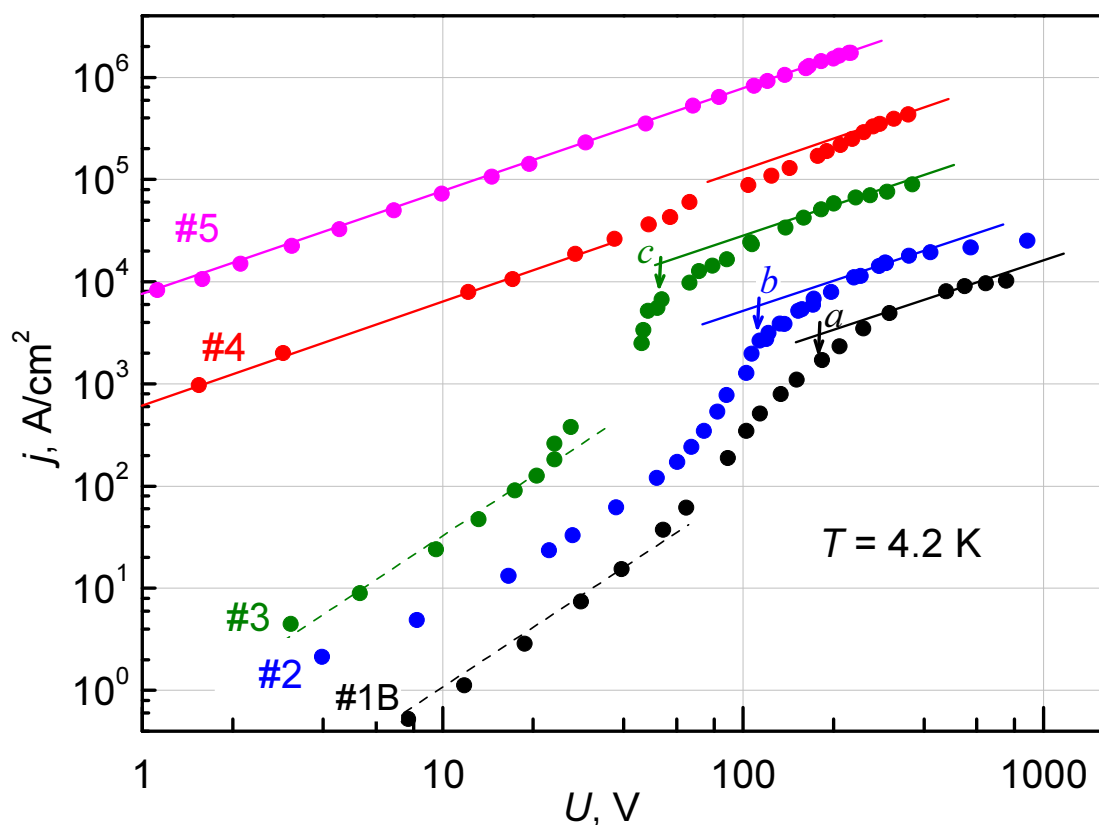


Рис. 4.11. Вольт-амперные характеристики эпитаксиальных слоев *n*-GaN с различным уровнем легирования (образцы ##1–5) при температуре жидкого гелия. Расстояние между контактами $L = 0.9$ mm. Сплошные линии соответствуют аппроксимации линейной функцией, штриховые – квадратичной [A71, A74].

доноров (#1B, #2, #3) демонстрируют качественно подобный характер ВАХ. В области низких напряжений плотность тока в этих образцах квадратична по напряжению, что соответствует инжекции электронов через контакт (режим тока, ограниченного пространственным зарядом). Донорные атомы не дают вклада в электропроводность, так как при температуре жидкого гелия они полностью выморожены. С ростом электрического поля начинается более резкое нарастание тока, что связано с увеличением концентрации свободных носителей заряда за счет ударной ионизации доноров горячими электронами. Наконец, наступает примесное истощение, концентрация электронов в зоне проводимости достигает максимального значения $n = N_D - N_A$, и ВАХ становится линейной, а затем и

сублинейной. Последнее обстоятельство обусловлено уменьшением подвижности электронов в сильных электрических полях за счет все более интенсивных процессов рассеяния электронов с эмиссией полярных оптических фононов.

По мере повышения уровня легирования от $4.5 \cdot 10^{16}$ до $1.6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, порог примесного пробоя смещается в область более низких напряжений (от 103 В в образце #1В до 35 В в образце #3). По-видимому, это связано с уширением примесных уровней. Известно, что при увеличении концентрации доноров расстояние между соседними примесными атомами уменьшается, воздействие экранированного кулоновского потенциала одного донора на другой становится все сильнее, и это приводит к так называемому «классическому уширению примесных уровней» [198]. В результате средняя энергия ионизации основного состояния примеси уменьшается. Такое уменьшение энергии ионизации при увеличении концентрации примесей экспериментально наблюдалось как для доноров, так и для акцепторов в Ge, Si, GaAs и других полупроводниках A^3B^5 [199].

В образце #4 с уровнем легирования $N_D - N_A = 3.4 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ расстояние между нескомпенсированными донорами сравнительно мало: $d_D = 6.7 \text{ nm} = 2.6 a_B$. Анализ ВАХ показывает, что этого уже достаточно для формирования примесной зоны в GaN. Действительно, в области слабых и средних напряжений ($U = 1 - 40 \text{ V}$) ВАХ демонстрирует линейный характер, причем величина электропроводности при гелиевой температуре лишь в два раза меньше электропроводности при комнатной температуре. Это позволяет заключить, что при понижении температуры вымораживания свободных носителей заряда не происходит и проводимость при гелиевой температуре осуществляется по примесной зоне. При увеличении напряжения от 40 до 300 В электропроводность увеличивается примерно в два раза, что, по-видимому, обусловлено перебросом носителей из примесной зоны в зону проводимости за счет процессов ударной ионизации и тем, что подвижность электронов в зоне проводимости в два раза превышает их подвижность в примесной зоне.

Отметим, что при уровне легирования $N_D - N_A = 1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (образец #3), при котором $d_D = 8.9 \text{ nm} = 3.5 a_B$, формирования примесной зоны еще не происходит. Следовательно, можно заключить, что критическое расстояние между нескомпенсированными донорами, при котором происходит переход Мотта в $n\text{-GaN}$, составляет величину $(3 \pm 0.4) a_B$. Отметим, что в германии и кремнии переход Мотта наблюдается при относительно более слабом легировании: $d_D \approx 4.8 a_B$ [200].

В образце #5 с максимальным уровнем легирования ($N_D - N_A = 4.8 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) ВАХ линейна во всем исследованном диапазоне электрических полей. Это свидетельствует в пользу того, что при столь высокой концентрации доноров примесная зона сливается с зоной проводимости. В этом образце среднее расстояние между донорами $d_D = 2.8 \text{ nm}$, то есть приблизительно равно боровскому радиусу.

Результаты исследования ТГц электролюминесценции и их анализ. Терагерцовая электролюминесценция для образцов $n\text{-GaN}$, в которых примесная зона отсутствует, имеет общие закономерности. С помощью фотоприемника Ge:Ga регистрировалась интегральная эмиссия ТГц излучения в полосе энергий фотонов от 9.3 до 30.4 meV (длины волн от 41 до 134 μm), измерения проводились при $T = 4.2 \text{ K}$, излучение собиралось в телесном угле 0.25 sr (техника эксперимента описана в п.4.1). На рис. 4.12, *a* представлены экспериментальные зависимости интегральной интенсивности ТГц излучения от приложенного напряжения для трех образцов с различным уровнем легирования. Для сравнения на рис. 4.12, *b* для этих же образцов приведены ВАХ в линейном масштабе. Анализ представленных на рис. 4.12 экспериментальных данных позволяет заключить, что ТГц электролюминесценция имеет пороговый характер, причем ее порог близок к порогу примесного пробоя. Уменьшение порогового напряжения примесного пробоя при увеличении уровня легирования сопровождается соответствующим уменьшением порога ТГц электролюминесценции. Это справедливо для всех образцов с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_D - N_A \leq 1.6 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

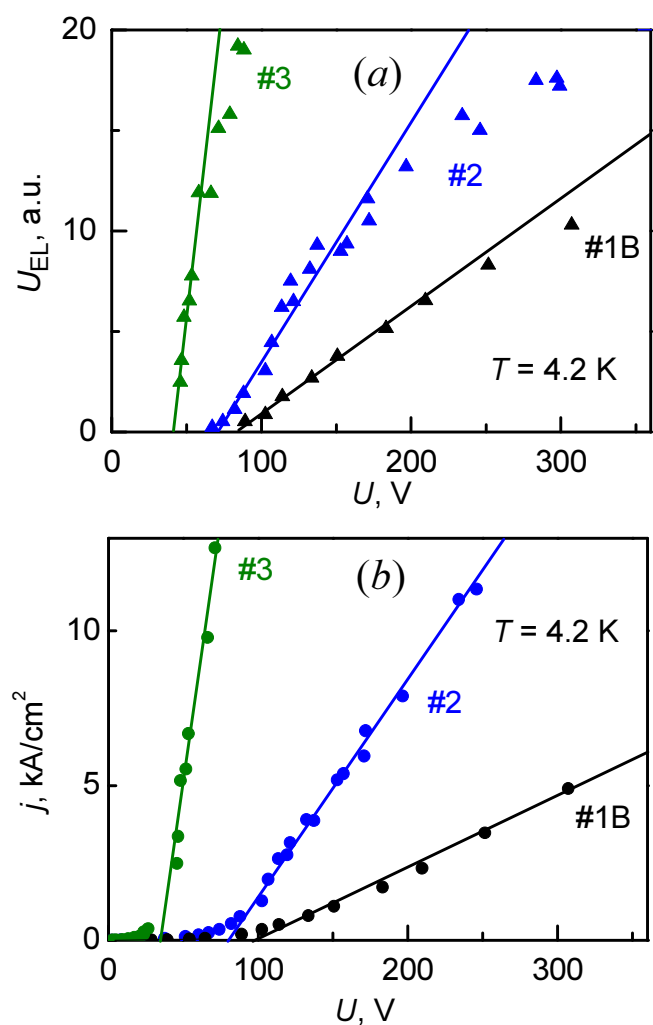


Рис. 4.12. Зависимость интегральной интенсивности ТГц электролюминесценции, регистрируемой фотоприемником Ge:Ga, от приложенного напряжения (a) и вольт-амперные характеристики (b). Эксперимент для образцов n -GaN ##1–3 при $T = 4.2$ K [A71]. Расстояние между контактами $L = 0.9$ mm.

Чтобы выяснить микроскопический механизм ТГц электролюминесценции, были проведены спектральные исследования. На рис. 4.13 представлен измеренный спектр эмиссии ТГц излучения для специально не легированного образца n -GaN (образец #1C, расстояние между контактами $L = 3.4$ mm) при напряжении $U = 325$ V, которое примерно в два раза превышает пороговое напряжение для данного образца. Дополнительно на этом же графике тонкой линией показана спектральная зависимость фотопроводимости в рассматриваемом образце при постоянном смещении 3 V. Оба спектра были

измерены при температуре жидкого гелия. В спектре фотопроводимости доминируют два пика: при энергиях фотонов 23 и 26 meV. Мы связываем эти пики с переходами между донорными уровнями $1s$ и $2p$ для атомов кремния и кислорода, соответственно. Именно при этих энергиях авторы работы [191] наблюдали оптическое поглощение в n -GaN на переходах $1s$ – $2p$ для донорных атомов Si (при 23 meV) и O (при 26 meV). Эти же два пика доминируют в спектре ТГц электролюминесценции, в котором дополнительно присутствует широкая полоса вблизи энергии фотонов 40 meV. Мы связываем указанную полосу с излучательными переходами горячих электронов из зоны проводимости на основные состояния доноров Si и O. Пики люминесценции при энергиях фотонов 20 meV и менее, по-видимому, связаны с переходами горячих электронов на возбужденные донорные уровни.

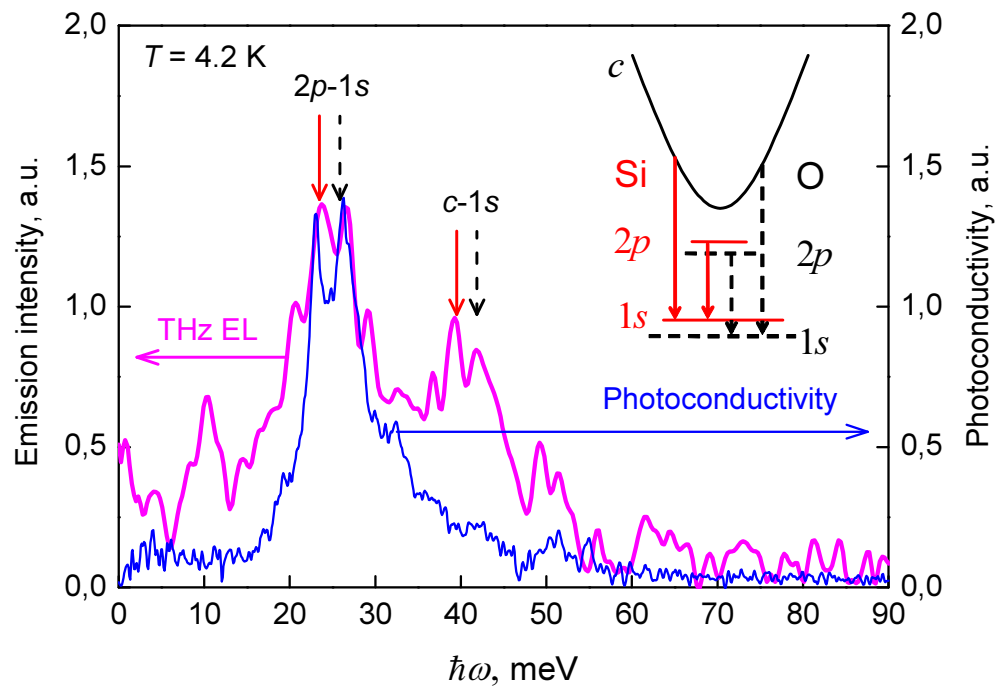


Рис. 4.13. Спектры ТГц электролюминесценции (жирная кривая) и фотопроводимости (тонкая кривая), измеренные при температуре жидкого гелия с помощью фурье-спектрометра [A71]. Эксперимент для образца n -GaN #1C (расстояние между контактами $L = 3.4$ mm). На вставке показаны оптические переходы с участием примесных состояний. Сплошные стрелки соответствуют донорным атомам кремния, а штриховые – атомам кислорода.

Следует подчеркнуть, что фотоприемник Ge:Ga очень хорошо подходит для для исследований излучательных внутрицентровых переходов электронов $2p-1s$ в эпитаксиальных слоях GaN, легированных кремнием и/или кислородом. Полоса чувствительности этого фотоприемника простирается от 9.3 до 30.4 meV, следовательно его можно использовать для измерения интегральной интенсивности внутрицентровых оптических переходов между донорными уровнями Si и O. На рис. 4.14 представлена зависимость интегральной интенсивности электролюминесценции от рассеиваемой в образце электрической мощности для трех образцов с различным уровнем легирования. По оси абсцисс графика отложена величина импульсной мощности электрического тока в образце $P_{\text{pulse}} = U \times I$, где U – амплитуда импульса напряжения, приложенного к образцу, а I – амплитуда импульса тока, текущего через образец. Сопоставление результатов

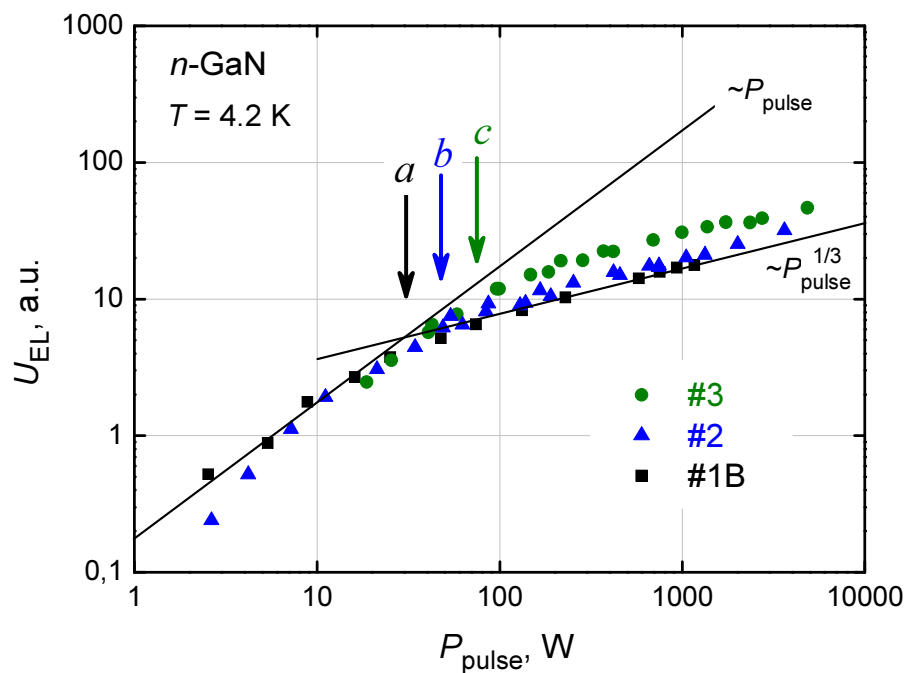


Рис. 4.14. Зависимость интегральной интенсивности ТГц электролюминесценции от рассеиваемой в образце электрической мощности [A71]. Эксперимент для образцов n -GaN с низким уровнем легирования при $T = 4.2$ K (образцы ##1–3, расстояние между контактами $L = 0.9$ mm). Стрелки a , b и c обозначают критическую мощность, соответствующую переходу от линейного режима электролюминесценции к сублинейному. Соответствующие значения критического напряжения показаны одноименными стрелками на вольт-амперных характеристиках (см. рис. 4.11).

эксперимента для образцов #1В, #2 и #3 показывает, что мощностные зависимости сигнала фотоответа U_{EL} для этих образцов очень близки друг к другу. При малых мощностях электрической накачки все зависимости имеют линейный характер, а при больших мощностях – сублинейный. Критические мощности, соответствующие переключению с линейного режима на сублинейный, для разных образцов несколько различаются (см. стрелки a , b и c на рис. 4.14).

Какова причина подобной мощностной зависимости электролюминесценции, обусловленной внутрицентровыми переходами $2p-1s$? Чтобы ответить на этот вопрос, можно воспользоваться экспериментальными результатами работы [201], в которой изучалась заселенность основного и возбужденного донорного состояний в n -Ge в условиях примесного пробоя. Было установлено, что с увеличением напряженности электрического поля заселенность основного донорного состояния $1s$ монотонно уменьшается, в то время как заселенность возбужденного состояния $2p$ при определенной величине поля проходит через максимум. В точке максимальной заселенности уровня $2p$ основное состояние $1s$ уже примерно наполовину опустошено [201]. Естественно предположить, что критической мощности, при которой режим электролюминесценции в n -GaN переключается с линейного на сублинейный, соответствует максимальная заселенность возбужденного донорного состояния $2p$. Эта гипотеза подтверждается вольт-амперными характеристиками (см. рис. 4.11). Стрелками a , b и c на рис. 4.11 отмечены критические напряжения, соответствующие указанным критическим мощностям в образцах #1В, #2 и #3. Анализируя ход вольт-амперных характеристик на финальном участке примесного пробоя, нетрудно сделать вывод, что позиции стрелок a , b и c соответствуют примерно 50%-ой ионизации доноров. Действительно, при абсциссе, отмеченной стрелкой, ордината экспериментальной точки примерно в два раза меньше, чем ордината точки, соответствующей низкополевой экстраполяции линейного участка ВАХ, наблюдающегося в постпробойных полях.

Таким образом, одновременный анализ спектра электролюминесценции, ее мощностной зависимости и вольт-амперных характеристик показывает, что наблюдаемая в n -GaN электролюминесценция в условиях примесного пробоя преимущественно связана с внутрицентровыми донорными переходами $2p-1s$.

На сублинейных участках экспериментальных кривых, представленных на рис. 4.14, вклад внутрицентровых переходов в ТГц электролюминесценцию постепенно сходит на нет (из-за уменьшения заселенности возбужденного уровня $2p$), и в ней начинают доминировать непрямые внутризонные переходы горячих электронов. Детальным исследованиям теплового излучения горячих электронов в ТГц диапазоне посвящен п. 4.4, где рассматривается двумерный электронный газ в одиночном гетеропереходе GaN/AlGaN.

Отметим, что максимальная величина интегральной интенсивности эмиссии ТГц излучения из ненапряженных эпитаксиальных слоев n -GaN, достигнутая в эксперименте, составила $\sim 5 \text{ мВт/см}^2$ в телесном угле 0.25 sr (для полосы частот от 2.4 до 4.5 THz). Интенсивность излучения из напряженной гетероструктуры p -GaAsN/GaAs (п. 4.1) и из квантовых ям n -GaAs/AlGaAs (п. 4.2) была существенно меньше.

Главное достоинство GaN, легированного кремнием (и/или кислородом), заключается в том, что этот материал может испускать ТГц излучение в условиях пробоя доноров электрическим полем при температуре жидкого азота и даже при более высоких температурах. При $T = 77 \text{ K}$ экспериментально была обнаружена ТГц электролюминесценция в специально не легированном эпитаксиальном слое n -GaN (образец #1C, $N_D - N_A = 4.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $L = 3.4 \text{ mm}$). На участке примесного пробоя при $U = 400 \text{ V}$ был измерен спектр электролюминесценции. Полоса эмиссии спонтанного излучения лежит в диапазоне от 10 до 35 meV, спектр излучения качественно такой же, как и при температуре жидкого гелия. Это позволяет заключить, что при $T = 77 \text{ K}$ за эмиссию ТГц излучения отвечают те же самые механизмы, что и при $T = 4.2 \text{ K}$, а именно, внутрицентровые переходы и переходы горячих электронов из зоны проводимости на донорные уровни.

4.4. Эмиссия терагерцового излучения горячими двумерными электронами в гетеропереходе GaN/AlGaN

Один из способов получения эмиссии ТГц излучения из полупроводниковых структур с электрической накачкой связан с тепловым излучением горячих электронов, т.е. с внутризонными (внутриподзонными) непрямыми оптическими переходами электронов. Как отмечалось в п. 4.3, этот механизм при определенных условиях доминирует в эмиссии ТГц излучения из эпитаксиальных слоев *n*-GaN в сильных электрических полях. Для более эффективного разогрева свободных электронов электрическим полем целесообразно вместо объемных материалов использовать наноструктуры с двумерными (2D) электронами, которые обладают значительно более высокой подвижностью. Например, в треугольной квантовой яме, возникающей в слое GaN на гетероинтерфейсе GaN/AlGaN, подвижность двумерных электронов может на порядок и более превышать подвижность трехмерных электронов в эпитаксиальном слое GaN [202, 203]. В пределах определенного интервала температур горячих электронов максимум спектрального распределения интенсивности их теплового излучения соответствует терагерцовому диапазону. Главными преимуществами эмиттеров ТГц излучения на горячих электронах являются их компактность и высокое быстродействие. Такие эмиттеры особенно удобны для проведения оптических экспериментов в условиях, когда все элементы оптической схемы (ТГц эмиттер, исследуемый объект и детектор излучения) омываются жидким гелием или жидким азотом.

Впервые эмиссия ТГц излучения при разогреве 2D-электронов электрическим полем наблюдалась в MOSFET-структурах на основе Si [204], однако в этих экспериментах нагрев электронов не превышал 30 К. В аналогичных экспериментах на одиночном гетеропереходе GaAs/AlGaAs исследовалась эмиссия ТГц излучения горячими 2D-электронами, нагретыми на 100–150 К [205, 206]. В работе [207] были экспериментально исследованы спектры ТГц эмиссии из структур с множественными квантовыми ямами *n*-GaAs/AlGaAs в импульсном латеральном электрическом поле, и было показано, что

наблюдавшаяся эмиссия обусловлена непрямыми внутриподзонами переходами горячих электронов. В этих экспериментах максимальный нагрев электронов составлял ~ 300 К.

В диссертационной работе исследован одиночный гетеропереход GaN/AlGaIn в сильном латеральном электрическом поле [A75–A83]. Удалось разогреть двумерные электроны до более высокой температуры (400 К) и наблюдать интенсивную эмиссию спонтанного ТГц излучения. С целью определить зависимость эффективной температуры электронов от электрического поля были исследованы вольт-амперные характеристики, проведены теоретические расчеты скорости потерь энергии для неравновесных электронов и рассмотрено уравнение баланса мощности. Кроме того, был выполнен расчет теплового излучения горячих электронов, основанный на теории Планка и модели Друде для высокочастотной электропроводности электронного газа. Проведено сопоставление экспериментальной полевой зависимости интегральной интенсивности ТГц излучения с модельным расчетом.

Образцы. Наногетероструктура GaN/AlGaIn была изготовлена методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений. На сапфировой подложке толщиной 430 μm была выращена следующая последовательность слоев: изолирующий буферный слой GaN (4 μm), интерфейсный слой AlN (1 nm), барьерный слой $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ (он включал нелегированную часть толщиной 7 nm и часть, легированную атомами кремния до концентрации $\sim 1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, с толщиной 13 nm) и нелегированный покровный слой GaN (5 nm). Для предотвращения формирования проводящего канала между GaN и сапфировой подложкой, слой GaN отжигался в атмосфере, свободной от водорода, что обусловило квазидвумерный режим роста слоя GaN (2D-GaN) с самого начала процесса [208]. Режимы роста последующих слоев выбирались так, чтобы подавить эрозию интерфейса, вызванную взаимодействием GaN с водородом.

Характеризация наногетероструктур осуществлялась путем исследования эффекта Холла и электропроводности методом Ван дер Пау. Концентрация 2D-электронов n_s в квантовой яме составляла $1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$; подвижность

2D-электронов возрастала от 1500 до 5700 $\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ при понижении температуры от 300 до 4.2 К.

Самосогласованное решение уравнений Шредингера и Пуассона для 2D-электронов с концентрацией n_s на интерфейсе GaN/AlGaN (см. [209, 210]) показывает что в слое GaN вблизи границы со слоями AlN/AlGaN возникает треугольная потенциальная яма с эффективной шириной

$$z_0 = 3(24\pi m_e n_s e^2 / \varepsilon_0 \hbar^2)^{-1/3}, \quad (4.2)$$

где $m_e = 0.2m_0$ - эффективная масса, $\varepsilon_0 = 8.9$ – низкочастотная диэлектрическая проницаемость для GaN. Согласно (4.2), эффективная ширина треугольной квантовой ямы для исследуемой структуры составляет $z_0 = 1.7$ нм (см. рис. 4.15).

Для создания в образцах латерального электрического поля на их поверхности изготавливались электрические контакты Ti/Au шириной $W = 5\text{--}6$ мкм на расстоянии $L = 5\text{--}6$ мкм друг от друга.

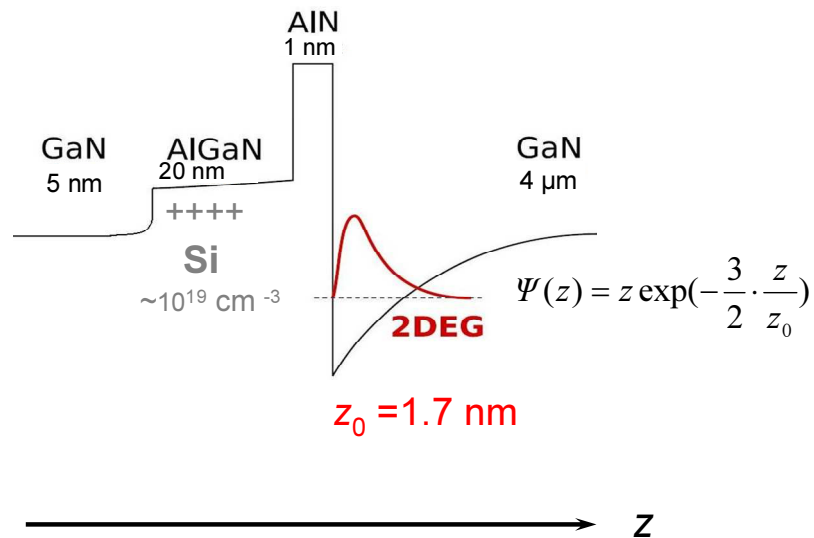


Рис. 4.15. Профиль потенциала дна зоны проводимости и волновая функция $\Psi(z)$ на уровне размерного квантования в исследуемой наноструктуре GaN/AlGaN.

Вольт-амперные характеристики и их анализ. Определение температуры горячих электронов. Вольт-амперные характеристики измерялись в диапазоне электрических полей от 10 до 4000 V/cm при температурах от 4.2 до 300 K (рис. 4.16) Измерения проводились в импульсном режиме (длительность импульса $\sim 2 \mu\text{s}$, частота повторения импульсов менее 1 Hz). Все характеристики с области сильных полей имеют сублинейный характер, что указывает на уменьшение подвижности 2D-электронов.

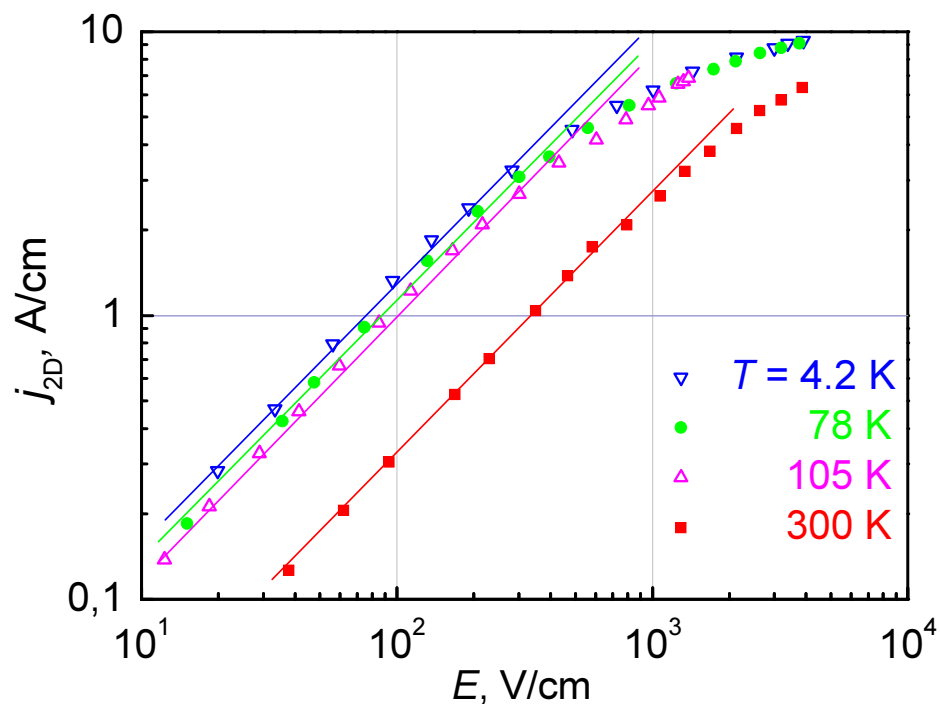


Рис. 4.16. Вольт-амперные характеристики образца из наноструктуры GaN/AlGaIn в латеральном электрическом поле при различных температурах T [A81].

По экспериментальным ВАХ были рассчитаны зависимости подвижности от электрического поля, в предположении, что концентрация носителей остается постоянной. Результаты расчета представлены на рис. 4.17. Если сравнить слабополевые значения подвижности, то видно, что при нагревании образца от 4.2 до 105 K подвижность убывает слабо, а при дальнейшем нагревании до комнатной температуры подвижность резко уменьшается в несколько раз. Как известно, это обусловлено тем, что при температурах решетки выше 100 K

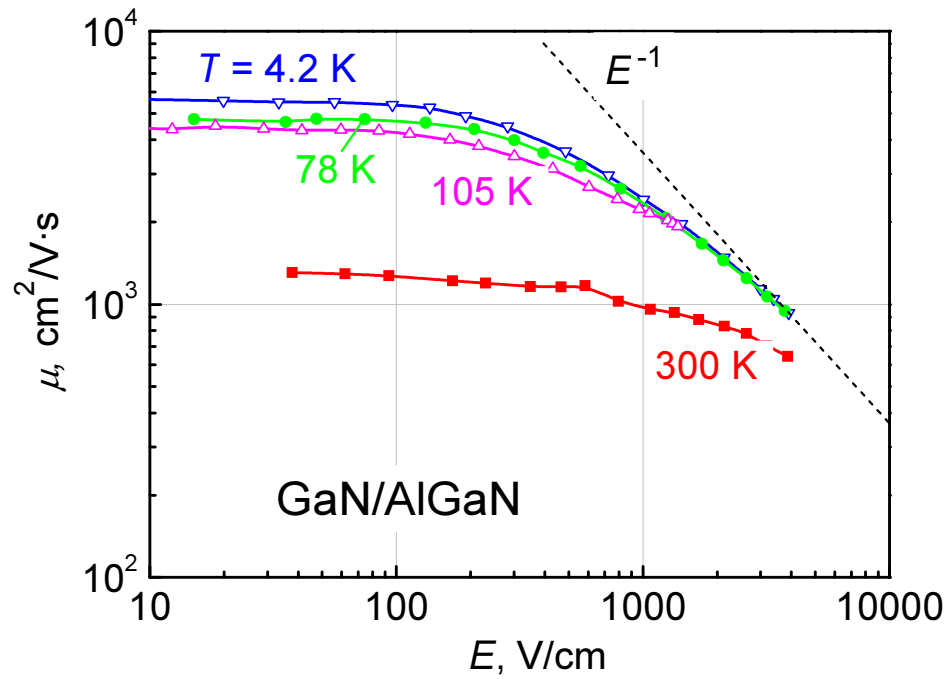


Рис. 4.17. Полевые зависимости подвижности 2D-электронов в треугольной квантовой яме GaN от напряженности латерального электрического поля [A78, A81].

начинается интенсивное рассеяние электронов с эмиссией полярных оптических фононов [202, 211].

Анализ зависимости $\mu(E)$ при температуре решетки 4.2 K показывает, что в сильных полях подвижность убывает в 6 раз. Это говорит о сильном разогреве электронов в электрическом поле. Можно грубо оценить степень разогрева электронов, если заметить, что сильнополевое значение подвижности при гелиевой температуре даже меньше, чем слабополевое значение подвижности при комнатной температуре. Это позволяет заключить, что температура горячих электронов в нашем эксперименте превышала 300 K.

Проведем детальный анализ ВАХ с целью определить полевую зависимость температуры горячих электронов. Рассмотрим теоретически электропроводность горячих двумерных электронов в треугольной квантовой яме на интерфейсе GaN/AlGaN. Будем полагать, что 2D-электроны занимают только низшую подзону размерного квантования. Самосогласованное решение уравнений

Шредингера и Пуассона для 2D-электронов на интерфейсе GaN/AlGaN дает часть электронной волновой функции, зависящую от z , в виде [209]

$$\Psi = \text{const} \cdot z \exp(-bz/2) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}), \quad (4.3)$$

где $\mathbf{r} = (x, y)$ и $\mathbf{k}$ – это двумерные радиус-вектор и волновой вектор в плоскости интерфейса AlGaN/GaN, z – координата в перпендикулярном направлении, параметр b связан с эффективной шириной квантовой ямы z_0 соотношением $b = 3/z_0$ [210]. Большое значение концентрации 2D-электронов n_s обеспечивает доминирование электрон-электронных столкновений по сравнению с другими механизмами рассеяния импульса. В этом случае симметричную часть $f(E)$ неравновесной функции распределения 2D-электронов можно аппроксимировать распределением Ферми-Дирака с эффективной температурой T_e :

$$f(E) = \frac{1}{\exp((E - E_F)/k_B T_e) + 1}. \quad (4.4)$$

Можно показать, что в рассматриваемой квантовой яме газ горячих свободных электронов остается сильно вырожденным вплоть до $T_e \sim 800$ К. При более низких температурах 2D-электронов условие нормировки

$$n_s = \int_0^\infty f(E) g(E) dE \quad (4.5)$$

дает значение энергии Ферми, не зависящее от T_e : $E_F = 190$ meV. В выражении (4.5) через $g(E)$ обозначена функция плотности состояний. Для двумерного электронного газа с параболическим законом дисперсии $g(E) = m_e / (\pi \hbar^2)$ [212].

Полевая зависимость температуры горячих электронов $T_e(E)$ может быть найдена с помощью уравнения баланса мощности

$$e\mu E^2 = \left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle, \quad (4.6)$$

где $\mu = \mu(E)$ – зависящая от поля подвижность 2D-электронов, и $\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle$ – общая скорость потери энергии на одном носителе для всех механизмов рассеяния

энергии, усредненная по функции распределения. Для решения уравнения (4.6) применим полуэмпирический метод с использованием экспериментальной зависимости $\mu(E)$ (рис. 4.17). Этот метод дает возможность рассмотреть теоретически только механизмы рассеяния, связанные с фононами (которые определяют скорость потери энергии), и не моделировать аналитически механизмы упругого рассеяния (примеси, дислокации и др.), которые дают вклад только в подвижность электронов, но не в скорость потери энергии.

В случае двумерного электронного газа, скорость потери энергии для i -го механизма рассеяния с участием фононов может быть описана интегралом [209, 213]

$$\frac{dE}{dt} = \int_0^{2\pi} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} dq_z \hbar \omega_q |I(q_z)|^2 P_i(q_{xy}, q_z) f(E) [1 - f(E - \hbar \omega_q)] N_q(T) \left[\exp\left(\frac{\hbar \omega_q}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{\hbar \omega_q}{k_B T_e}\right) \right], \quad (4.7)$$

где $\hbar \omega_q$ – энергия фонона с волновым вектором $\mathbf{q}$; $q_{xy}(q_z)$ – компонента волнового вектора, параллельная (перпендикулярная) к интерфейсу; θ – угол рассеяния; $N_q(T)$ – число фононов. Форм-фактор $|I(q_z)|^2$ отвечает за модифицированный для двумерного электронного газа закон сохранения импульса и, в случае волновой функции типа (4.3), описывается выражением [213, 214] :

$$|I(q_z)|^2 = \frac{b^6}{(b^2 + q_z^2)^3}. \quad (4.8)$$

Вероятностные факторы $P_i(q_{xy}, q_z)$ определены в [213], а именно, для рассеяния на акустических фононах через деформационный потенциал (DP) -

$$P_{DP}(q_{xy}, q_z) = \frac{m_e \Xi^2 \hbar v_l q}{8\pi^2 \hbar^3 c_l S^2}, \quad (4.9)$$

для рассеяния на акустических фононах через пьезоэлектрические механизмы (PE) -

$$P_{PE}(q_{xy}, q_z) = \frac{m_e (eh_{14})^2}{16\pi^2 \hbar^3 S^2} \left[\frac{9\hbar v_l q}{c_l} \frac{q_{xy}^4 q_z^2}{q^8} + \frac{\hbar v_t q}{c_t} \frac{q_{xy}^2 (q_{xy}^4 + 8q_z^4)}{q^8} \right], \quad (4.10)$$

для рассеяние на полярных оптических (РО) фононах –

$$P_{PO}(q_{xy}, q_z) = \frac{m_e e^2 \hbar \omega_{PO}}{8\pi^2 \hbar^3} \left(\frac{1}{\varepsilon_0} - \frac{1}{\varepsilon_\infty} \right) \frac{1}{q^2}. \quad (4.11)$$

В соотношениях (4.9–4.11) параметр Ξ – это деформационный потенциал зоны проводимости; $v_{l,t}$ и $c_{l,t}$ продольные (l) и поперечные (t) скорости звука и упругие константы, соответственно; h_{14} – пьезоэлектрическая константа; S – фактор экранирования для взаимодействия между электронами и акустическими фононами, который зависит и от q_{xy} , и от T_e (см. [209, 214]); $\hbar\omega_{PO}$ – энергия полярного оптического фонона; ε_∞ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость.

Параметры материала, использованные нами в численных расчетах, сведены в таблице 4.1. Значения n_s и E_F соответствуют паспортным данным наноструктуры GaN/AlGaIn, значения остальных величин взяты из работ [202, 215].

Была численно рассчитана усредненная скорость потери энергии $\left\langle \frac{d\varepsilon}{dt} \right\rangle$ для 2D-электронов в квантовых ямах GaN/AlGaIn как функция температуры горячих электронов T_e при различных температурах решетки T . Было учтено взаимодействие электронов с акустическими фононами через деформационный потенциал и пьезоэлектрические механизмы, а также взаимодействие с полярными оптическими фононами. Результаты моделирования для трех температур решетки ($T = 4.2, 78$ и 105 K) приведены на рис. 4.18. Затем для фиксированной температуры решетки определялась полевая зависимость температуры горячих электронов $T_e(E)$ с помощью уравнения баланса мощности (4.6). В этих расчетах использовались экспериментальные данные для $\mu(E)$ (см. рис. 4.17), и смоделированные зависимости средней скорости потери энергии

от T_e (рис. 4.18). Найденные таким образом зависимости $T_e(E)$ для разных температур кристаллической решетки представлены на рис. 4.19.

Табл. 4.1. Параметры наноструктуры GaN/AlGaN

Концентрация 2D-электронов n_s	$1.6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$
Энергия Ферми E_F	190 meV
Эффективная масса электронов m_e	$0.2m_0$
Статическая диэлектрическая проницаемость ϵ_0	8.9
Высокочастотная диэлектрическая проницаемость ϵ_∞	5.35
Скорость продольной волны v_l	$6.56 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$
Скорость поперечной волны v_t	$2.68 \cdot 10^5 \text{ cm/s}$
Плотность ρ	6.15 g/cm^3
Продольная упругая постоянная $c_l = \rho \times v_l^2$	$2.65 \times 10^{12} \text{ dyn/cm}^2$
Поперечная упругая постоянная $c_t = \rho \times v_t^2$	$4.42 \times 10^{11} \text{ dyn/cm}^2$
Константа деформационного потенциала Ξ	8.3 eV
Компонента пьезоэлектрического тензора h_{14}	$1.125 \cdot 10^5 \text{ SGS/cm}^2$
Энергия полярного оптического фонона $\hbar\omega_{\text{PO}}$	91.2 meV

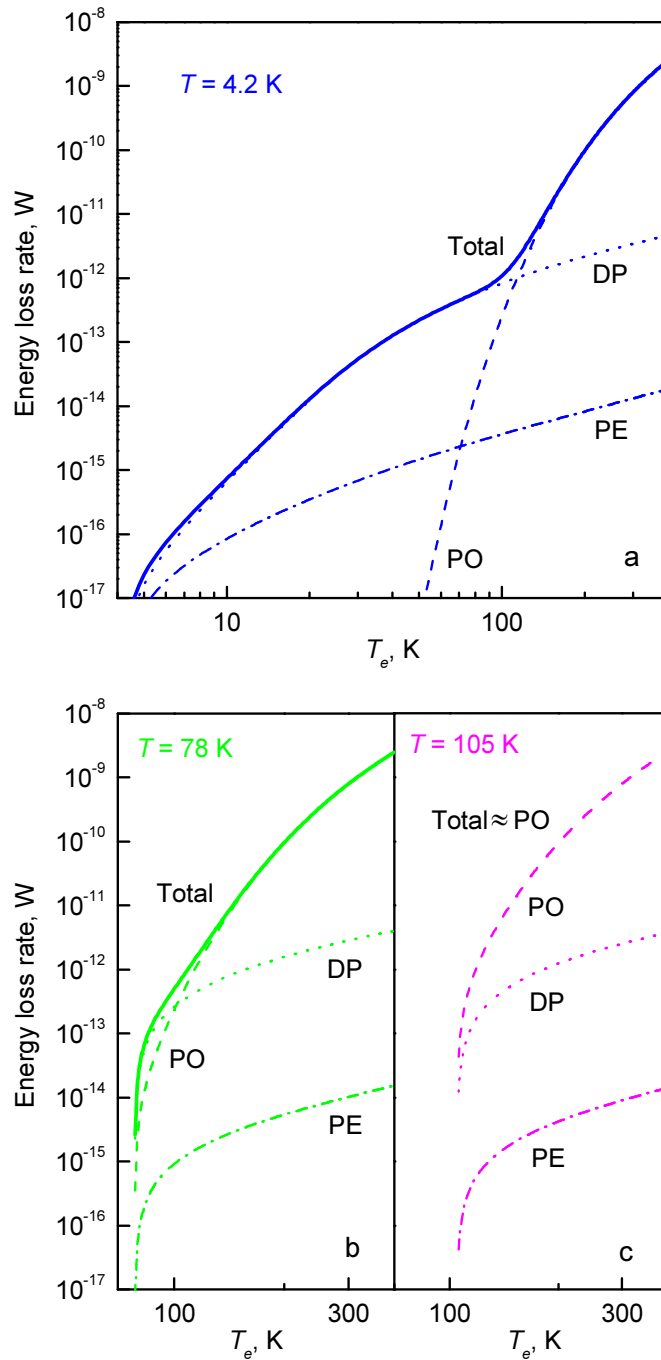


Рис. 4.18. Усредненная скорость потери энергии в зависимости от температуры горячих 2D-электронов T_e . Расчет для различных температур кристаллической решетки T : 4.2 (a), 78 (b) и 105 K (c) [A78]. Индексы DP и PE соответствуют вкладам рассеяния электронов на акустических фононах за счет деформационного и пьезоэлектрического механизмов, соответственно; индекс PO соответствует вкладу рассеяния с эмиссией оптических фононов. Сплошная линия показывает суммарную скорость потери энергии (при $T = 4.2$ и 78 K).

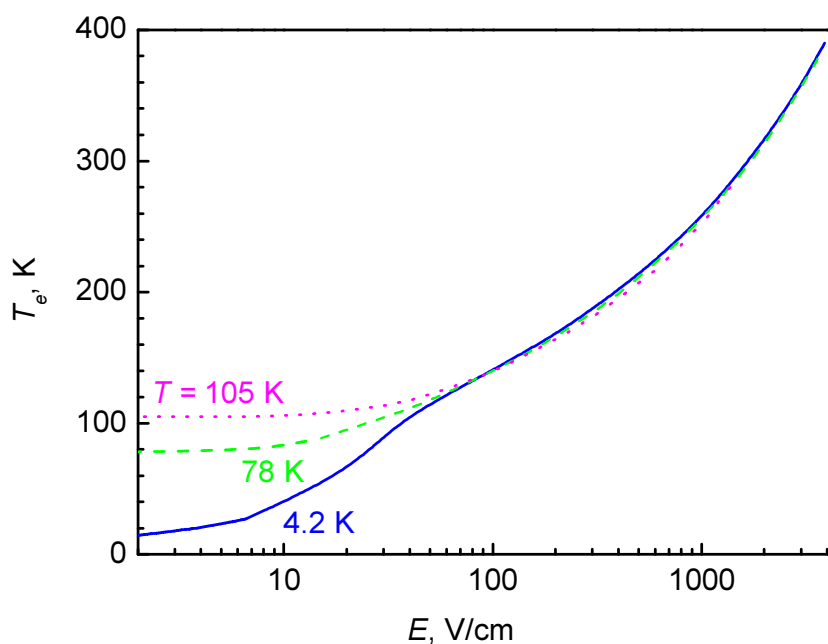


Рис. 4.19. Полевые зависимости эффективной температуры горячих 2D-электронов T_e при различных температурах решетки T . Данные получены из экспериментальных ВАХ с помощью уравнения баланса мощности [A78].

Проведенные расчеты показывают, что при температуре решетки $T = 4.2$ К в области относительно низких электронных температур ($T_e < 100$ К) доминирующим механизмом релаксации энергии является рассеяние на акустических фононах, и за счет этого суммарная скорость потери энергии сравнительно мала (рис. 4.18, а). Процессы с испусканием оптических фононов начинают играть заметную роль при более высоких электронных температурах, что сопровождается резким возрастанием суммарной скорости потерь энергии. Это находит свое отражение в характере полученной полевой зависимости эффективной температуры горячих электронов (синяя кривая на рис. 4.19). При возрастании электрического поля от 0 до 40 В/см, когда доминирует рассеяние энергии на акустических фононах и суммарная скорость потерь энергии сравнительно мала, электронная температура быстро возрастает от 4.2 до 100 К. В области более сильных электрических полей начинается интенсивный процесс испускания оптических фононов, что приводит к замедлению роста электронной температуры.

Важно подчеркнуть, что при всех рассмотренных температурах решетки от 4.2 до 105 К рассеяние на полярных оптических фононах дает доминирующий вклад в суммарную скорость потерь энергии в области электронных температур $T_e > 130$ К (см. рис. 4.18). При этом уравнение баланса мощности приводит к универсальной зависимости $T_e(E)$ в области электрических полей свыше 100 V/cm (см. рис. 4.19). При максимальном достигнутом в эксперименте электрическом поле величиной 4000 V/cm температура горячих электронов повышалась до 390 К (независимо от температуры решетки).

Эксперименты по эмиссии ТГц излучения. Модельный расчет излучения горячих электронов. Интегральная интенсивность ТГц излучения с поверхности образца GaN/AlGaN регистрировалась фотоприемником Ge:Ga (полоса чувствительности от 2.2 до 7.3 THz по уровню 0.2), излучение собиралось в телесном угле 0.25 sr. При температуре образца 4.2 К максимальная интегральная интенсивность ТГц излучения составила $\sim 10 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ (в латеральном электрическом поле 4000 V/cm). Экспериментальная полевая зависимость сигнала фотоответа показана кружками на рис. 4.20.

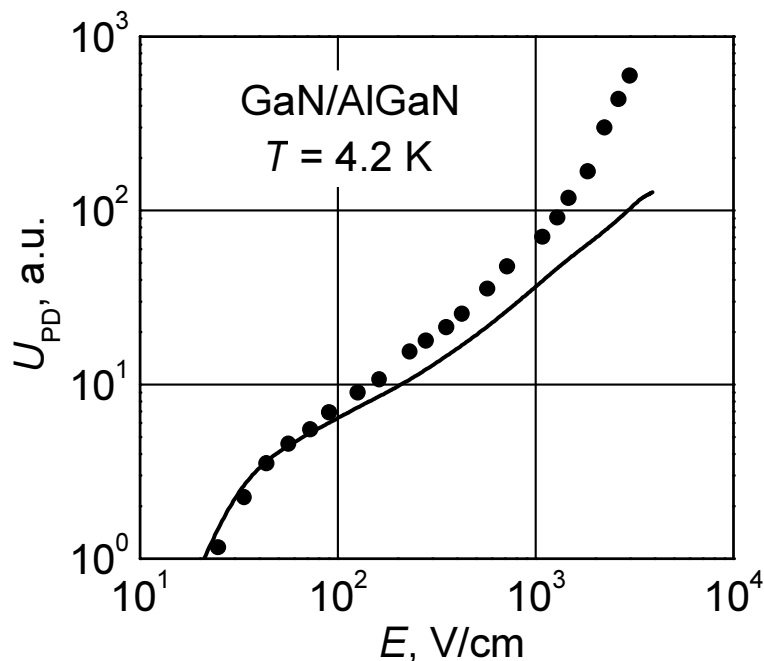


Рис. 4.20. Полевая зависимость сигнала фотоответа на детекторе Ge:Ga при возбуждении 2D-электронов в гетеропереходе GaN/AlGaN латеральным электрическим полем [A78]. Кружки – эксперимент, линия – расчет.

Теоретическое описание эмиссии ТГц излучения горячими электронами из квантовой ямы AlGaIn/GaN можно провести с помощью модели, разработанной в [206]. Следуя этой статье, мы применили модель Друде для динамической электропроводности 2D-электронов:

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2 n_s \tau_m}{m_e} \frac{1}{1 - i\omega\tau_m}, \quad (4.12)$$

где ω – круговая частота ТГц излучения, e и m_e – заряд и эффективная масса электронов, τ_m – зависящее от поля время релаксации, определяемое экспериментальной полевой зависимостью подвижности 2D-электронов $\mu(E)$: $\tau_m(E) = m_e \mu(E)/e$. Классический подход к описанию не прямых внутризонных излучательных переходов электронов оправдан, поскольку энергии фотонов $\hbar\omega$, регистрируемых фотоприемником Ge:Ga, не превышают 35 meV, и следовательно, выполнен критерий $\hbar\omega \ll E_F$.

Поглощательная способность (которая равна излучательной способности) тонкого (гораздо меньше длины волны излучения) проводящего слоя на гетероинтерфейсе AlGaIn/GaN может быть рассчитана на основе [216] и при нормальном падении ($\theta = 0$) описывается соотношениями

$$A(\omega, 0) = \frac{4 \operatorname{Re} y}{|1 + \sqrt{\varepsilon_s} + y|^2}, \quad y = \frac{4\pi}{c} \sigma(\omega), \quad (4.13)$$

где $\varepsilon_s = 9.0$ – диэлектрическая проницаемость сапфировой подложки. Спектральная плотность теплового излучения 2D-электронов с эффективной температурой T_e описывается распределением Планка:

$$\frac{dI}{d\omega} = \int_{\Omega} \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3 c^2 [\exp(\hbar\omega / k_B T_e) - 1]} A(\omega, \theta) \cos\theta d\Omega, \quad (4.14)$$

где $d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta$ – элемент телесного угла. В наших экспериментах излучение собиралось в пределах телесного угла $\Omega = 0.25$ sr, что обеспечивает выполнение

сильного неравенства $\Omega \ll 1$. В этих условиях (4.14) приводит линейной зависимости $\frac{dI}{d\omega}$ от величины телесного угла:

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{\hbar\omega^3}{4\pi^3c^2[\exp(\hbar\omega/k_B T_e) - 1]} A(\omega, 0) \Omega. \quad (4.15)$$

Более общее рассмотрение показывает, что нелинейность зависимости спектральной плотности излучения от величины телесного угла становится существенной лишь при $\Omega > 1$ sr.

Спектр теплового излучения горячих 2D-электронов на гетероинтерфейсе AlGaIn/GaN существенно отличается от спектра эмиссии абсолютно черного тела (АЧТ) при такой же температуре (см. рис. 4.21). У АЧТ поглощательная

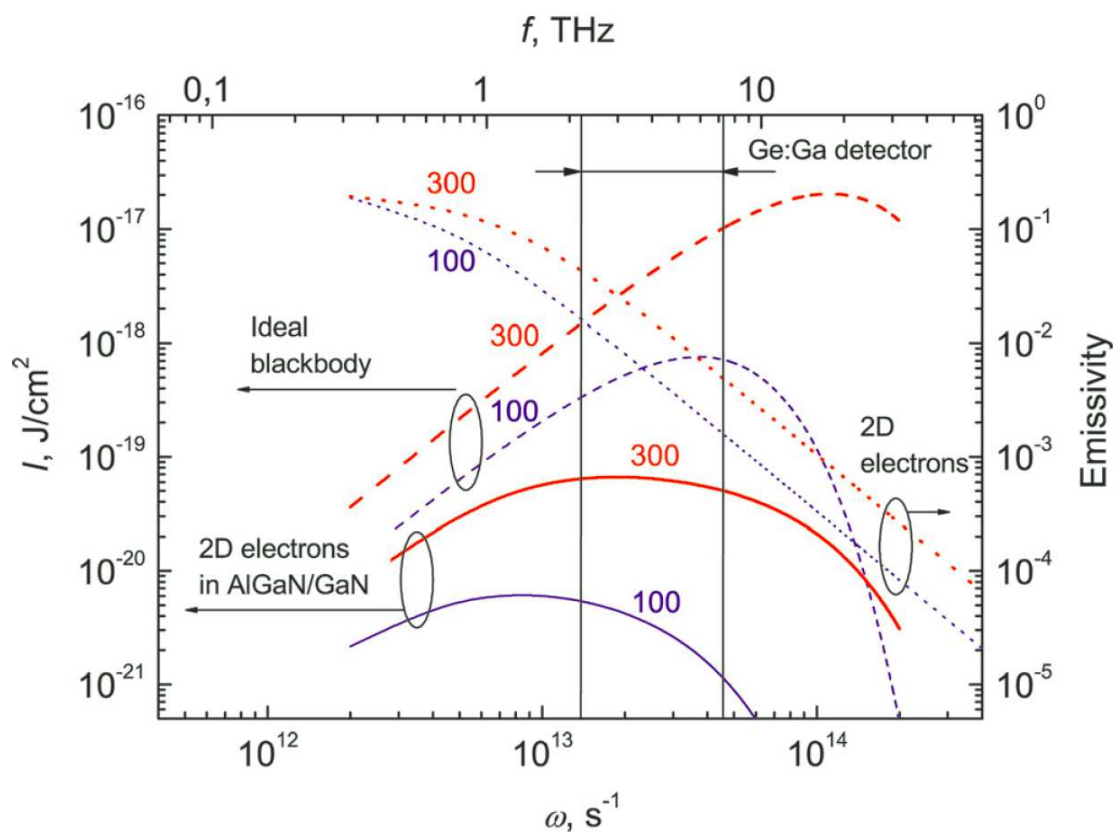


Рис. 4.21. Спектры излучения для абсолютно черного тела ($T = 100$ и 300 K) и горячих 2D-электронов в исследованной наноструктуре GaN/AlGaIn ($T_e = 100$ и 300 K, $T = 4.2$ K), а также спектр излучательной способности горячих 2D-электронов при этих же температурах [A78]. Расчет для телесного угла $\Omega = 0.25$ sr.

(излучательная) способность всегда равна 1, а у горячих электронов при частотах $f > 1$ THz она быстро убывает с частотой по закону $A(\omega) \propto \omega^{-2}$, что приводит к существенному спектральному сдвигу полосы излучения горячих 2D-электронов по сравнению с АЧТ. В частности, при температуре горячих электронов 300 К максимум спектральной плотности их излучения $\frac{dI}{d\omega}$ соответствует ТГц диапазону ($f_{\max} = 3$ THz). При такой же температуре абсолютно черное тело характеризуется спектральным распределением интенсивности излучения с максимумом при значительно более высокой частоте, относящейся к среднему ИК диапазону ($f_{\max} = 18$ THz). Расчет показал, что при увеличении температуры горячих электронов от 100 до 400 К максимум в спектре излучения исследованных образцов смещается по частоте от 1 до 4.5 THz.

Зная спектральную плотность $\left(\frac{dI}{d\omega}\right)$ излучения, собираемого фотоприемником, а также спектральную чувствительность фотоприемника $D(\omega)$, можно смоделировать зависимость сигнала фотоответа от температуры горячих электронов:

$$U_{PD} = S \int \left[\frac{dI}{d\omega}(\omega, T_e) - \frac{dI}{d\omega}(\omega, T) \right] D(\omega) d\omega, \quad (4.16)$$

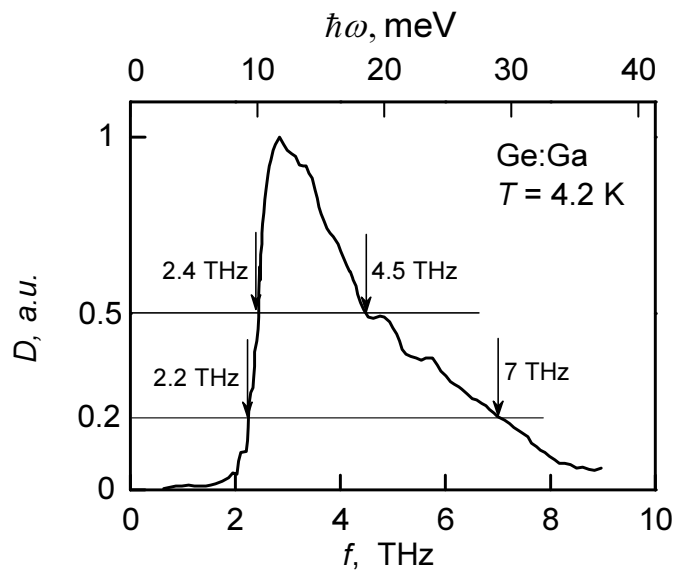


Рис. 4.22. Спектральная чувствительность фотоприемника Ge:Ga при температуре 4.2 К. График построен по данным [217].

где S – площадь излучающей поверхности образца. Величина U_{PD} характеризует интегральную интенсивность падающего на фотоприемник излучения (в пределах его полосы чувствительности). Функция $D(\omega)$ для фотоприемника Ge:Ga, использованного в наших экспериментах, приведена на рис. 4.22.

Сравнивая экспериментальную полевую зависимость сигнала фототока с расчетной (см. рис. 4.20), можно заключить, что экспериментальные результаты хорошо качественно согласуются с рассмотренной моделью теплового излучения горячих электронов. В то же время в электрических полях, превышающих 200 V/cm, наблюдается значительное количественное расхождение эксперимента и теории. Указанное расхождение можно устранить, если учесть в расчетах накопление неравновесных оптических фононов [218 – 221], которое не рассматривалось в описанной выше модели.

Оценим, при каких условиях накопление оптических фононов может стать существенным. Введем время релаксации энергии горячих электронов τ_E с помощью соотношения:

$$\left\langle \frac{dE}{dt} \right\rangle = \frac{\langle E \rangle - \langle E \rangle_0}{\tau_E}, \quad (4.17)$$

где $\langle E \rangle$ – энергия горячих электронов, усредненная по неравновесной функции распределения (4.4) с эффективной температурой T_e :

$$\langle E \rangle = \int_0^{\infty} E f(E) g(E) dE, \quad (4.18)$$

а $\langle E \rangle_0$ – энергия электронов, усредненная по равновесной функции распределения $f_0(E) = (\exp((E - E_F)/k_B T) + 1)^{-1}$, соответствующей температуре решетки T :

$$\langle E \rangle_0 = \int_0^{\infty} E f_0(E) g(E) dE. \quad (4.19)$$

Соотношения (4.17–4.19) позволяют рассчитать зависимость $\tau_E(T_e)$. Затем с помощью найденной из эксперимента полевой зависимости электронной температуры (рис. 4.19) можно определить полевую зависимость времени релаксации энергии (см. рис. 4.23). Согласно расчету [A79], время релаксации энергии τ_E уменьшается с ростом электрического поля и при $E \sim 200$ V/cm становится сравнимым с временем жизни неравновесных оптических фононов $\tau_{PO} = 5 \cdot 10^{-12}$ s [218]. При таких полях и при более сильных полях должно происходить накопление неравновесных оптических фононов. Это, в частности, должно приводить к уменьшению скорости потери энергии, и, следовательно, к увеличению электронной температуры и соответствующему увеличению интенсивности излучения ТГц излучения по сравнению с рассмотренной выше упрощенной моделью.

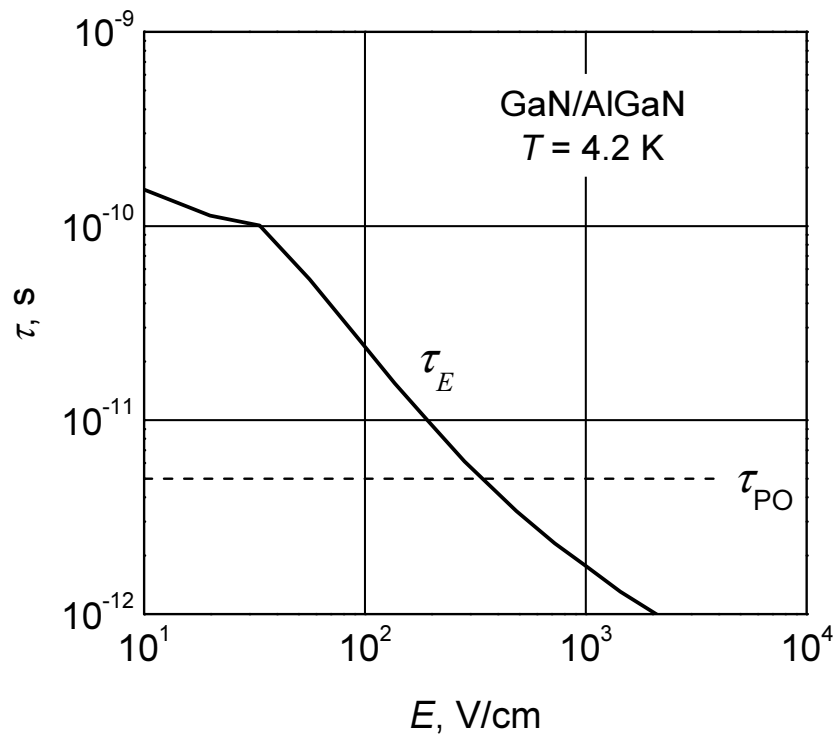


Рис. 4.23. Зависимость времени релаксации энергии 2D-электронов τ_E от латерального электрического поля в гетеропереходе GaN/AlGaAs при $T = 4.2$ K. Штриховая линия соответствует времени жизни полярных оптических фононов τ_{PO} .

С другой стороны, если от классической модели теплового излучения перейти к квантовой модели эмиссии ТГц излучения за счет не прямых оптических переходов 2D-электронов, то в сильных полях появляется дополнительный канал эмиссии ТГц фотонов, который отсутствует в слабых полях. Речь идет об эмиссии ТГц фотонов, сопровождаемой *поглощением оптических фононов* с энергией $\hbar\omega_{\text{PO}}$ (переход i_3-f_3 на рис. 4.24). В этих переходах могут участвовать электроны из широкого интервала энергий под уровнем Ферми, энергия которых E удовлетворяет неравенству $E_F - E < \hbar\omega_{\text{PO}} - \hbar\omega$. Поскольку в GaN $\hbar\omega_{\text{PO}} = 91 \text{ meV}$, а энергия ТГц фотонов, регистрируемых фотоприемником Ge:Ga, значительно меньше ($\hbar\omega \sim 10 \text{ meV}$), то этот интервал довольно широк и охватывает примерно половину всех электронов с энергией ниже уровня Ферми ($E_F = 190 \text{ meV}$). Поэтому накопление оптических фононов приводит к резкому нарастанию интегральной интенсивности ТГц излучения, что наблюдается экспериментально в электрических полях свыше 200 V/cm (см. рис. 4.20).

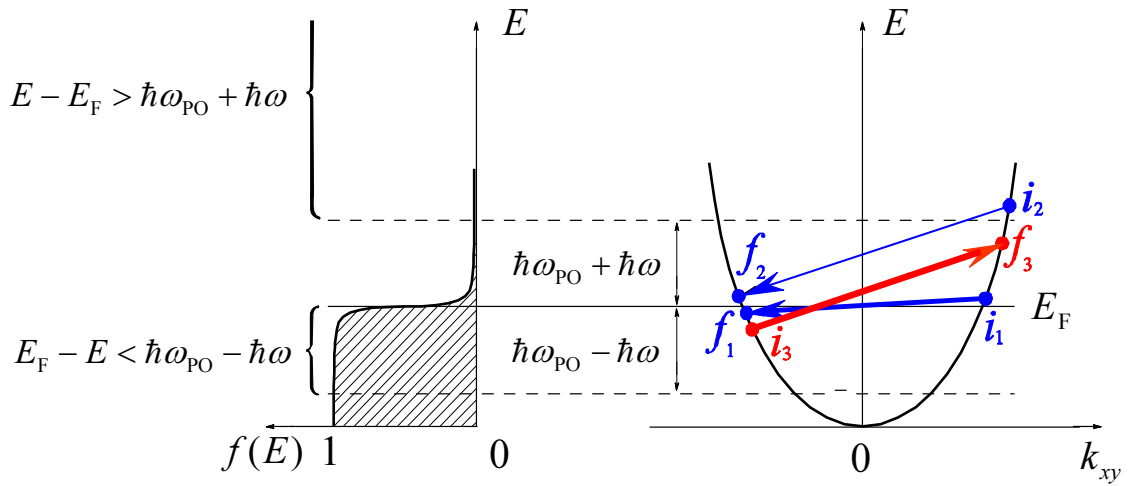


Рис. 4.24. Неравновесная функция распределения 2D-электронов (слева) и диаграмма не прямых оптических переходов с эмиссией ТГц фотонов (справа) [A78]. Переходы i_2-f_2 и i_3-f_3 сопровождаются, соответственно, испусканием и поглощением оптических фононов. Переход i_1-f_1 соответствует одному из других процессов рассеяния, которые определяют подвижность электронов в слабых и промежуточных электрических полях.

В слабых полях, когда практически нет ни равновесных, ни неравновесных оптических фононов, идут лишь процессы эмиссии ТГц фотонов с участием акустических фононов или примесей (переход i_1-f_1 на рис. 4.24), а также с *испусканием оптических фононов* (переход i_2-f_2). Отметим, что вероятность процессов с испусканием оптических фононов чрезвычайно мала. В них могут принимать участие только электроны из дальнего хвоста функции распределения Ферми (энергия которых удовлетворяет неравенству $E - E_F > \hbar\omega_{\text{PO}} + \hbar\omega$), а число таких электронов в слабых полях экспоненциально мало. Эти переходы начинают играть заметную роль по мере разогрева электронного газа (в промежуточных полях – свыше 100 V/cm).

Итак, в сильных электрических полях происходит накопление неравновесных полярных оптических фононов, которое резко усиливает эмиссию ТГц излучения по двум причинам: за счет уменьшения скорости потерь энергии электронов и за счет процесса испускания ТГц фотонов с одновременным поглощением неравновесных оптических фононов.

4.5. Резюме по четвертой главе

Исследована эмиссия терагерцового излучения из различных микро- и наноструктур на основе полупроводников A^3B^5 в сильных электрических полях.

Исследования на напряженной гетероструктуре $p\text{-GaAsN/GaAs}$ проведены в условиях примесного пробоя. Показано, что обнаруженная терагерцовая электролюминесценция в напряженных эпитаксиальных слоях $p\text{-GaAsN}$ обусловлена, главным образом, оптическими переходами электронов между резонансным и локализованными акцепторными состояниями. В данной микроструктуре возникновение резонансных уровней акцепторов обусловлено встроенными механическими напряжениями, возникающими из-за различия постоянных кристаллической решетки у GaAs и разбавленного нитрида GaAsN (содержание азота 1.8%).

Аналогичные исследования проведены на квантовых ямах $n\text{-GaAs/AlGaAs}$, в которых формирование резонансных примесных состояний связано с

размерным квантованием. Показано, что терагерцовая электролюминесценция в квантовых ямах GaAs:Si может быть обусловлена оптическими переходами электронов между резонансным и локализованными состояниями доноров, а также переходами горячих электронов из нижней подзоны размерного квантования на основное состояние доноров.

Эмиссия ТГц излучения при внутрицентровых переходах электронов в условиях пробоя примеси электрическим полем исследована также в ненапряженных эпитаксиальных слоях *n*-GaN. Были исследован ряд образцов, в которых концентрация нескомпенсированных доноров различалась в пределах трех порядков. Показано, что в сильно легированных образцах GaN (при $n \geq 3.8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) происходит формирование примесной зоны. Совместный анализ спектров и полевой зависимости электролюминесценции, а также вольт-амперных характеристик позволил определить механизмы ТГц эмиссии, наблюдавшейся при гелиевой и азотной температурах. Показано, что в образцах с концентрацией электронов $n \leq 1.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ в области электрических полей, соответствующих примесному пробую, наблюдающаяся ТГц эмиссия обусловлена преимущественно внутрицентровыми переходами электронов между возбужденным и основным состояниями доноров Si и O. Переходы горячих электронов из зоны проводимости на основные состояния доноров дают менее значительный вклад. В области постпробойных электрических полей ТГц эмиссия в этих образцах обусловлена в основном непрямыми внутризонными переходами горячих электронов.

Более детальные исследования ТГц эмиссии горячих электронов проведены в квантовой яме на гетерогранице GaN/AlGaN. Эксперименты проводились в импульсных полях с напряженностью до 4000 V/cm. При исследовании вольт-амперных характеристик было обнаружено резкое уменьшение подвижности электронов в полях свыше 200 V/cm, что указывает на существенный разогрев электронов. Полевая зависимость температуры горячих электронов была найдена из полевой зависимости их подвижности с помощью уравнения баланса мощности. Предварительно был проведен теоретический расчет скорости потерь энергии. Интегральная интенсивность ТГц излучения с поверхности образца

GaN/AlGaN регистрировалась при температуре 4.2 К фотоприемником Ge:Ga. Была рассмотрена теоретическая модель теплового излучения горячих 2D-электронов. Электропроводность двумерного электронного газа в ТГц диапазоне описывалась классической формулой Друде, причем время релаксации определялось из экспериментальных значений подвижности. Рассчитывалась излучательная способность тонкой проводящей пленки, толщина которой гораздо меньше длины волны. Далее с помощью распределения Планка находилась спектральная плотность излучения из исследованной структуры для различных значений температуры горячих электронов T_e . Расчет показывает, что при температурах горячих электронов от 100 до 400 К максимум в спектре излучения исследованных образцов лежит в диапазоне частот от 1 до 4.5 THz. Интегрирование расчетной спектральной плотности излучения горячих электронов с учетом спектральной чувствительности детектора Ge:Ga показало, что в рамках рассмотренной модели экспериментальная полевая зависимость интегральной интенсивности ТГц излучения из гетероперехода GaN/AlGaN хорошо качественно согласуется с теорией. Заметное количественное расхождение между экспериментом и теоретическим расчетом, наблюдающееся в полях свыше 200 V/cm (расчет дает заниженные значения интегральной интенсивности излучения), может быть обусловлено процессом накопления неравновесных фононов, который не был учтен в расчете.

Проведенные исследования показали, что эпитаксиальные слои *p*-GaAsN и *n*-GaN, а также квантовые ямы *n*-GaAs/AlGaAs и одиночные гетеропереходы GaN/AlGaN могут быть использованы для создания компактных твердотельных источников ТГц излучения. С точки зрения интегральной интенсивности излучения наиболее перспективны эпитаксиальные слои *n*-GaN и наногетероструктуры GaN/AlGaN (соответственно, ~ 20 и $\sim 40 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ в телесном угле 1 sr для полосы частот от 2.4 до 4.5 THz).

Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты:

1. Протекание электрического тока в теллуре приводит к спиновой ориентации дырок и индуцирует оптическую активность; оба эффекта линейны по току. Индуцированная током оптическая активность обнаружена экспериментально. Получено приближенное аналитическое выражение, связывающее величину индуцированной током оптической активности со степенью спиновой поляризации дырок.

2. Экспериментально обнаружен циркулярный эффект увлечения электронов фотонами: при возбуждении полупроводниковых структур циркулярно поляризованным светом зарегистрирован фототок, который для заданной циркулярной поляризации пропорционален абсолютной величине волнового вектора света, а при переходе от правой циркулярной поляризации света к левой меняет свое направление на обратное. В квантовых ямах GaAs/AlGaAs обнаруженный эффект может быть объяснен трехступенчатым процессом, включающим межподзонные оптические переходы, спиновую прецессию в эффективном магнитном поле и генерацию тока в процессе спиновой релаксации.

3. Проведены исследования циркулярных фототоков в эпитаксиальных слоях графена при возбуждении их излучением CO₂-лазера, а также лазера на свободных электронах. Показано, что фототоки представляют собой суперпозицию двух эффектов: циркулярного эффекта фотонного увлечения и циркулярного ФГЭ, причем циркулярный эффект фотонного увлечения доминирует при малых энергиях фотонов.

4. Впервые магнито-гиротропный фотогальванический эффект исследован в спектральной области, соответствующей межподзонным переходам электронов в квантовых ямах. Линейный по магнитному полю фототок, имеющий резонанс в полосе межподзонного поглощения, наблюдался не только при наклонном падении линейно поляризованного света, но также и при нормальном падении.

Показано, что исследование поляризационной зависимости магнито-фотогальванического эффекта при наклонном падении света позволяет определить отношение вероятностей межподзонных оптических переходов для излучения *s*- и *p*-поляризации.

5. Обнаружено, что в квантовых ямах HgTe/HgCdTe с инвертированной зонной структурой магнито-гиротропный фотогальванический эффект сильно нелинеен по магнитному полю. В то же время квантовые ямы, энергетический спектр которых характеризуется нормальным порядком зон, демонстрируют линейный по магнитному полю магнито-гиротропный фотогальванический эффект. Следовательно, исследуя полевую зависимость данного эффекта, можно определить, является ли инвертированным зонный спектр квантовых ям при заданном наборе параметров (ширина и глубина ям, температура).

6. В различных наноструктурах с квантовыми ямами на основе полупроводников A^3B^5 при воздействии латерального электрического поля экспериментально обнаружено и исследовано изменение двулучепреломления и оптического поглощения в спектральной области межподзонных переходов. Проведенные теоретические расчеты для наноструктур GaAs/AlGaAs с селективным легированием в области квантовых ям показали, что наблюдавшуюся в этих структурах модуляцию двулучепреломления и оптического поглощения в латеральном поле можно адекватно описать, учитывая непараболичность энергетического спектра квантовых ям, обменное взаимодействие горячих электронов и трансформацию их функции распределения с ростом поля.

7. Исследована модуляция внутризонного поглощения квантовых ям *n*-GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле. Впервые экспериментально обнаружены квазипериодические осцилляции поглощения в спектральной полосе, соответствующей процессу фотоионизации квантовых ям. Проведены теоретические расчеты, удовлетворительно описывающие наблюдавшуюся модуляцию поглощения. Показано, что пики поглощения, возникающие в полосе фотоионизации под воздействием поперечного электрического поля, обусловлены переходами электронов с дискретного уровня в глубине квантовой

ямы на квазидискретные уровни, порожденные линейным потенциалом внешнего поля и расположенные на фоне континуума состояний над квантовой ямой. Исследования спектров электропоглощения в поперечном поле позволяют независимо определять ширину и глубину квантовых ям.

8. В трехуровневых квантовых ямах InGaAs/AlGaAs ступенчатой формы исследованы спонтанная эмиссия и лазерная генерация в видимом и ближнем ИК диапазонах при интенсивной оптической накачке пикосекундными импульсами. Анализ поляризационного состава излучения и трансформации его спектров при варьировании уровня оптической накачки позволили идентифицировать пять линий межзонных переходов. Показано, что при определенных уровнях накачки может быть реализована инверсия населенности между двумя нижними возбужденными уровнями электронов (в условиях интенсивной излучательной межзонной рекомбинации двумерных электронов и дырок через основные состояния).

9. Экспериментально обнаружена терагерцовая электролюминесценция в напряженных эпитаксиальных слоях p -GaAsN в условиях примесного пробоя. Показано, что эффект обусловлен, главным образом, оптическими переходами электронов между резонансным и локализованными акцепторными состояниями.

10. Обнаружена терагерцовая электролюминесценция в квантовых ямах n -GaAs. Эффект может быть обусловлен оптическими переходами электронов между резонансным и локализованными состояниями доноров, а также переходами горячих электронов из нижней подзоны размерного квантования на основное состояние доноров.

11. Обнаружена эмиссия терагерцового излучения из эпитаксиальных слоев n -GaN в области электрических полей, соответствующих примесному пробоя. Показано, что она обусловлена преимущественно внутрицентровыми переходами электронов между возбужденным и основным состояниями доноров кремния и кислорода.

12. Проведены экспериментальные исследования эмиссии терагерцового излучения из одиночного гетероперехода GaN/AlGaN в латеральном

электрическом поле. Результаты эксперимента качественно согласуются с теоретической моделью теплового излучения горячих двумерных электронов.

В заключение я считаю своим приятным долгом выразить благодарность своему учителю Л.Е. Воробьеву, многолетняя работа под руководством которого в значительной степени определила мою научную судьбу. В моем становлении как ученого неопределимую роль сыграл также А.В. Штурбин, о котором я храню светлую память. Я благодарен Д.А. Фирсову за ценные советы и постоянную поддержку в течение многих десятилетий. Хочу выразить сердечную благодарность Е.Л. Ивченко и С.Д. Ганичеву, сотрудничество с которыми было очень плодотворно и поучительно для меня. Я признателен А.В. Андрианову и В.И. Гавриленко за возможность осуществить совместные эксперименты. Я высоко ценю многолетнее сотрудничество с теоретиками Л.Е. Голубом, С.А. Тарасенко, М.М. Глазовым, В.Я. Алешкиным и Д.В. Козловым. Я благодарен С.Н. Данилову, В.Ю. Паневину, А.Н. Софронову, Г.А. Мелентьеву, М.Я. Винниченко и М.М. Молдавской, совместные исследования с которыми были и плодотворными, и приятными. Я искренне признателен В.В. Белькову и Н.С. Аверкиеву за глубокие и пристрастные обсуждения ряда принципиальных вопросов. Хочу также поблагодарить М.А. Васильеву и всех сотрудников кафедры физики полупроводников за дружественную атмосферу в коллективе. Я благодарен моей жене Надежде за понимание и помощь, без которых выполнение диссертационной работы было бы невозможно.

Список цитируемой литературы

1. Ivchenko, E.L. Superlattices and other heterostructures. Symmetry and optical phenomena / E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. – Berlin : Springer, 1995. – 370 p.
2. Ivchenko, E.L. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures / E.L. Ivchenko. – Harrow (UK) : Alpha Science, 2005. – 350 p.
3. Spin physics in semiconductors / edited by M.I. Dyakonov. – Berlin : Springer, 2008. – 460 p.
4. Оптическая ориентация / под ред. Б.П. Захарчени и Ф. Майера. – Л.: Наука, 1989. – 408 с.
5. Ganichev, S.D. Intense terahertz excitation of semiconductors / S.D. Ganichev, W. Prettl. – Oxford (USA): Oxford University Press, 2006. – 434 p.
6. Ivchenko, E.L. Spin-photogalvanics / E.L. Ivchenko, S.D. Ganichev // Spin physics in semiconductors / edited by M.I. Dyakonov. – Berlin : Springer, 2008. – P. 245–277.
7. Odnoblyudov, M.A. Population inversion induced by resonant states in semiconductors / M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, M.S. Kagan, Yu.M. Galperin, K.A. Chao // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83. – Iss. 3. – P. 644–647.
8. Hübers, H.-W. Terahertz lasers based on germanium and silicon / H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, V.N. Shastin // Semicond. Sci. Technol. – 2005. – Vol. 20. – Iss. 7. – P. S211–S221.
9. Spatial imaging of the spin Hall effect and current-induced polarization in two-dimensional electron gases / V. Sih, R.C. Myers, Y.K. Kato, W.H. Lau, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Nat. Phys. – 2005. – Vol. 1. – No. 1. – P. 31–35.
10. Current-induced spin polarization in strained semiconductors / Y.K. Kato, R.C. Myers, A.C. Gossard, D.D. Awschalom // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – Iss. 17. – P. 176601-1–176601-4.

11. Current-induced polarization and the spin Hall effect at room temperature / N.P. Stern, S. Ghosh, G. Xiang, M. Zhu, N. Samarth, D.D. Awschalom // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 97. – Iss. 12. – P. 126603-1–126603-4.
12. Current-induced spin polarization in gallium nitride / W.F. Koehl, M.H. Wong, C. Poblenz, B. Swenson, U.K. Mishra, J.S. Speck, D.D. Awschalom // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 95. – P. 072110-1–072110-3.
13. Current-induced spin polarization at a single heterojunction / A.Yu. Silov, P.A. Blajnov, J.H. Wolter, R. Hey, K.H. Ploog, N.S. Averkiev // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 85. – P. 5929-1–5929-3.
14. Spectral dependence of spin photocurrent and current-induced spin polarization in an InGaAs/InAlAs two-dimensional electron gas / C.L. Yang, H.T. He, Lu Ding, L.J. Cui¹, Y.P. Zeng, J.N. Wang, W.K. Ge // *Phys. Rev. Lett.* – 2006. – Vol. 96. – Iss. 18. – P. 186605-1–186605-4.
15. Electric current-induced spin orientation in quantum well structures / S.D. Ganichev, S.N. Danilov, P. Schneider, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl // *J. Magn. Magn. Mater* – 2006. – Vol. 300. – Iss. 1. – P. 127–131.
16. Ивченко, Е.Л. Новый фотогальванический эффект в гиротропных кристаллах / Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус // *Письма в ЖЭТФ.* – 1978. – Т. 27. – Вып. 11. – С. 640–643.
17. Баранова, Н.Б. Новые электрооптические и магнитооптические эффекты в жидкости / Н.Б. Баранова, Ю.В. Богданов, Б.Я. Зельдович // *УФН.* – 1977. – Т. 123. – Вып. 2. – С. 349 – 360.
18. Doi, T. The valence band structure of tellurium (Part 1) / T. Doi, K. Nakao, H. Kamimura // *J. Phys. Soc. Japan.* – 1970. – Vol. 28. – P. 36–43.
19. Picard, M. A pseudopotential approach to the electron band structure of tellurium / M. Picard, M. Hulin // *Phys. Stat. Sol.* – 1967. – Vol. 12. – P. 563–570.

20. Структура энергетического спектра валентной зоны теллура / М.С. Бреслер, В.Г. Веселаго, Ю.В. Косичкин, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, С.С. Шалыт // ЖЭТФ. – 1969. – Т. 57. – С. 1479–1494.
21. Аронов, А.Г. Ядерный электрический резонанс и ориентация спинов носителей электрическим полем / А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер // Письма в ЖЭТФ. – 1989. – Т.50. – Вып. 9. – С. 398–400.
22. Edelstein, V.M. Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems / V.M. Edelstein // Solid State Commun. – 1990. – Vol. 73. – Iss. 3. – P. 233–235.
23. Аронов, А.Г. Спиновая поляризация электронов электрическим током / А.Г. Аронов, Ю.Б. Лянда-Геллер, Г.Е. Пикус // ЖЭТФ. – 1991. – Т. 100. – С. 973–981.
24. Golub, L.E. Spin orientation by electric current in (110) quantum wells / L.E. Golub, E.L. Ivchenko // Phys. Rev. B. – 2011. – Vol. 84. – Iss. 11. – P. 115303-1–115303-8.
25. Chaplik, A.V. Spin orientation of electrons by lateral electric field in 2D system without inversion symmetry / A.V. Chaplik, V.M. Entin, L.I. Magarill // Physica E. – 2002. – Vol. 13. – Iss. 2–4. – P. 744–747.
26. Аверкиев, Н.С. Циркулярная поляризация люминесценции, обусловленная током в квантовых ямах / Н.С. Аверкиев, А.Ю. Силов // ФТП. – 2005. – Т. 39. – Вып. 11. – С. 1370–1374.
27. Tarasenko, S.A. Scattering induced spin orientation and spin currents in gyrotropic structures / S.A. Tarasenko // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т. 84. – Вып. 4. – С. 233–237.
28. Агранович, В.М. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов / В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург – 2-ое изд. – М.: Наука, 1979. – 432 с.

29. Циркулярный фотогальванический эффект в теллуре. I. Теория / Н.С. Аверкиев, В.М. Аснин, А.А. Бакун, А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, А.А. Рогачев // ФТП. – 1984. – Т. 18. – Вып. 4. – С. 639–647.
30. Fast detector of the ellipticity of infrared and terahertz radiation based on HgTe quantum well structures / S.N. Danilov, B. Wittmann, P. Olbrich, W. Eder, W. Prettl, L.E. Golub, E.V. Beregulin, Z.D. Kvon, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.A. Shalygin, N.Q. Vinh, A.F. G. van der Meer, B. Murdin, S.D. Ganichev // Journ. Appl. Phys. – 2009. – Vol. 105. – Iss. 1 – P. 013106-1–013106-6.
31. Spin-galvanic effect / S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, M. Sollinger, D. Weiss, W. Wegscheider, W. Prettl // Nature. – 2002. – Vol. 417. – No. 6885 – P. 153–156.
32. Müller, K.H. Acoustoelectric domain induced transparency in tellurium at 11 μm / K.H. Müller, G. Nimtz // Appl. Opt. – 1977. – Vol. 16. – Iss. 11. – P. 2961–2967.
33. Hoerstel, W. High-field transport and low-field mobility in tellurium single crystals / W. Hoerstel, D. Kusnick, M. Spitzer // Phys. Stat. Sol. (b). – 1973. – Vol. 60. – Iss. 1. – P. 213–221.
34. Кусраев, Ю.Г. Спиновые явления в полупроводниках: физика и приложения / Ю.Г. Кусраев // УФН. – 2010. – Т. 180. – Вып. 7. – С. 759–773.
35. Fukuda, S. Infrared optical activity in tellurium / S. Fukuda, T. Shiosaki, A. Kawabata // Phys. Stat. Sol. (b). – 1975. – Vol. 68. – Iss. 2. – P. K107–K110.
36. Stolze, H. The optical activity of tellurium / H. Stolze, M. Lutz, P. Grosse // Phys. Stat. Sol. (b) – 1977. – Vol. 82. – Iss. 2. – P. 457–466.
37. Ивченко, Е.Л. Естественная оптическая активность полупроводников (теллур) / Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус // ФТТ. – 1974. – Т. 16. – Вып. 7. – С. 1933–1940.
38. Дубинская, Л.С. Естественная оптическая активность и особенности структуры электронного энергетического спектра теллура / Л.С. Дубинская, И.И. Фарбштейн // ФТТ. – 1978. – Т. 20. – Вып. 3. – С. 753–760.

39. Аверкиев, Н.С. К вопросу о температурной зависимости индуцированной током оптической активности в теллуре / Н.С. Аверкиев // ФТП. – 1984. – Т. 18. – Вып. 4. – С. 724–727.
40. Fischer, D. Intervalence band transitions in tellurium. I. Polarization $E \parallel c$ / D. Fischer, E. Bangert, P. Grosse // Phys. Stat. Sol. (b). – 1973. – Vol. 55. – Iss. 2. – P. 527–535.
41. Grosse, P. Die Festkörpereigenschaften von Tellur / P. Grosse // Springer tracts in modern Physics. – 1969. – Vol. 48 – P. 1–204.
42. Модулятор света : а.с. 824836 СССР / М.А. Васильева, Л.Е. Воробьев, В.И. Стафеев – заявл. 22.12.1980 ; опубли. 1982, Бюл. №30.
43. Ивченко, Е.Л. Фотогальванические эффекты в полупроводниках / Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус // Проблемы современной физики: сборник статей к 100-летию со дня рождения А.Ф.Иоффе. – Л.: Наука, 1980. – С. 275–293.
44. Белиничер, В.И. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии / В.И. Белиничер, Б.И. Стурман // УФН. – 1980. – Т. 130. – Вып. 3. – С. 415–458.
45. Стурман, Б.И. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления / Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. – М.: Наука, 1992. – 208 с.
46. Belinicher, V.I. Space-oscillating photocurrent in crystals without symmetry center / V.I. Belinicher // Phys. Lett. A. – 1978. – Vol. 66. – Iss. 3. – P. 213–214.
47. Обнаружение фотоэдс, зависящей от знака циркулярной поляризации света / В.М. Аснин, А.А. Бакун, А.М. Данишевский, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, А.А. Рогачев // Письма в ЖЭТФ. – 1978. – Т. 28. – Вып. 2. – С. 80–84.
48. Ярошецкий, И.Д. Увлечение электронов фотонами в полупроводниках / И.Д. Ярошецкий, С.М. Рывкин // Проблемы современной физики: сборник статей к 100-летию со дня рождения А.Ф.Иоффе. – Л.: Наука, 1980. – С. 173–185.

49. Barlow, H.E. The Hall effect and its application to microwave power measurement / H.E. Barlow // Proc. IRE. – 1958. – Vol. 46. – Iss. 7. – P. 1411–1413.
50. Гуревич, Л.Э. Теория фотоэлектрического эффекта в ограниченных кристаллах при высоких частотах и при наличии внешнего магнитного поля / Л.Э. Гуревич, А.А. Румянцев // ФТТ. – 1967. – Т. 9. – Вып. 1 – С. 75–78.
51. Гуляев, Ю.В. О возникновении постоянной эдс при распространении электромагнитной волны в проводящей среде / Ю.В. Гуляев // Радиотехника и электроника. – 1968. – Т. 13. – Вып. 4. – С. 688–694.
52. Перель, В.И. Тензор напряжений для плазмы в высокочастотном электромагнитном поле с учетом столкновений / В.И. Перель, Я.М. Пинский // ЖЭТФ. – 1968. – Т. 54. – Вып. 6. – С. 1889–1898.
53. Перель, В.И. Постоянный ток в проводящей среде, обусловленный высокочастотным электромагнитным полем / В.И. Перель, Я.М. Пинский // ФТТ. – 1973. – Т. 15. – Вып. 2–4. – С. 996–1003.
54. Гринберг, А.А. Теория фотоэлектрического и фотомагнитного эффектов, обусловленных давлением света / А.А. Гринберг // ЖЭТФ. – 1970. – Т. 58. – Вып. 3. – С. 989–995.
55. Гринберг, А. А. Анизотропия фототока, обусловленного давлением света в полупроводниках с многодолинным энергетическим спектром. / А.А. Гринберг, Н.А. Брынских, Э.З. Имамов. // ФТП. – 1971. – Т. 5. – С. 148–151.
56. Брынских, Н.А. Классическая теория увлечения свободных носителей тока светом / Н.А. Брынских, А.А. Гринберг, Э.З. Имамов // ФТП. – 1971. – Т. 5. – Вып. 9. – С. 1735–1738.
57. Увлечение свободных носителей фотонами при прямых межзонных переходах в полупроводниках / А.М. Данишевский, А.А. Кастальский, С.М. Рывкин, И.Д. Ярошецкий // ЖЭТФ. – 1970. – Т. 58. – Вып. 2. – С. 544–550.

58. Gibson, A.F. Photon drag in germanium / A.F. Gibson, M.F. Kimmitt, A.C. Walker // *Appl. Phys. Lett.* – 1970. – Vol. 17. – Iss. 2. – P. 75-77.
59. Ганичев, С.Д. Спектральная инверсия знака эффекта увлечения носителей заряда фотонами в субмиллиметровом диапазоне длин волн / С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, И.Д. Ярошецкий // *Письма в ЖЭТФ.* – 1982. – Т. 35. – Вып. 7. – С. 297–299.
60. Ганичев, С.Д. Явление увлечения носителей тока фотонами в полупроводниках в дальней ИК и субмиллиметровой области спектра / С.Д. Ганичев, С.А. Емельянов, И.Д. Ярошецкий // *ФТП.* – 1983. – Т. 17. – Вып. 4. – С. 698-703.
61. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх – М.: Мир, 1987. – 616 с.
62. An anisotropic photon drag effect in nonspherical-band cubic semiconductors / P.M. Valov, B.S. Ryvkin, S.M. Ryvkin, I.D. Yaroshetskii // *Phys. Stat. Sol. (b).* – 1972. – Vol. 53. – Iss. 1. – P. 65–70.
63. Luryi, S. Photon-drag effect in intersubband absorption by a two-dimensional electron gas / S. Luryi // *Phys. Rev. Lett.* – 1987. – Vol. 58. – Iss. 21. – P. 2263–2266.
64. Grinberg, A.A. Theory of the photon-drag effect in a two-dimensional electron gas / A.A. Grinberg, S. Luryi // *Phys. Rev. B.* – 1988. – Vol. 38. – Iss. 1. – P. 87–96.
65. Wieck, A.D. Observation of resonant photon drag in a two-dimensional electron gas / A.D. Wieck, H. Sigg, K. Ploog // *Phys. Rev. Lett.* – 1990. – Vol. 64. – Iss. 4. – P. 463–466.
66. Sigg, H. Photon drag spectroscopy of a two-dimensional electron system / H. Sigg, P. van Son, K. Köhler // *Surface Science* – 1996. – Vol. 361/362. – P. 468–471.
67. Kastalsky, A. Resonant photon-drag effect for interband absorption in a single quantum well / A. Kastalsky // *Solid State Commun.* – 1988. – Vol. 68. – Iss. 10. – P. 947–951.

68. Обнаружение увлечения двумерных электронов светом дальнего инфракрасного диапазона / Е.В. Берегулин, П.М. Воронов, С.В. Иванов, П.С. Копьев, И.Д. Ярошецкий // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т. 59. – Вып. 2. – С. 83–85.
69. Ultrafast far-infrared GaAs/AlGaAs photon drag detector in microwave transmission line topology / H. Sigg, M.H. Kwakernaak, B. Margotte, D. Erni, P. van Son, K. Köhler // Appl. Phys. Lett. – 1995. – Vol. 67. – Iss. 19. – P. 2827–2829.
70. Karch, J. Photon helicity driven electric currents in graphene / J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer, C. Brinsteiner, U. Wurstbauer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, J. Eroms, S.D. Ganichev // e-print arXiv: 1002.1047. – 2010.
71. Белиничер, В.И. О механизмах циркулярного эффекта увлечения / В.И. Белиничер // ФТТ. – 1981. – Т. 23. – Вып. 11. – С. 3461–3463.
72. Андрианов, А.В. Индуцированный магнитным полем циркулярный фотогальванический эффект в полупроводниках / А.В. Андрианов, И.Д. Ярошецкий // Письма в ЖЭТФ. – 1984. – Т. 40. – Вып. 4. – С. 131–133.
73. Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
74. Conversion of spin into directed electric current in quantum wells / S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.N. Danilov, J. Eroms, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86. – Iss. 19. – P. 4358–4361.
75. Resonant inversion of the circular photogalvanic effect in *n*-doped quantum wells / S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, Petra Schneider, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, D. Schuh, E.V. Beregulin, W. Prettl // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – Iss. 3. – P. 035319-1–035319-6.
76. Ландау, Л.Д. Электродинамика сплошных сред / Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц – 4-е изд. стереотипное. – М.: Физматлит, 2003. – т. VIII : Теоретическая физика. – 656 с.

77. Spin-galvanic effect due to optical spin orientation in *n*-type GaAs quantum well structures / S.D. Ganichev, Petra Schneider, V.V. Bel'kov, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Wegscheider, D. Weiss, D. Schuh, B.N. Murdin, P.J. Phillips, C.R. Pidgeon, D.G. Clarke, M. Merrick, P. Murzyn, E.V. Beregulin, W. Prettl // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – Iss. 8. – P. 081302-1–081302-4.
78. Ивченко, Е.Л. Монополярная оптическая ориентация электронных спинов в объемных полупроводниках и гетероструктурах / Е.Л. Ивченко, С.А. Тарасенко // ЖЭТФ. – 2004. – Т. 126. – Вып. 2. – С. 426–434.
79. Ganichev, S.D. Spin photocurrents in quantum wells / S.D. Ganichev, W. Prettl // J. Phys.: Condens. Matter. – 2003. – Vol. 15. – No. 20. – P. R935–R983.
80. Intersubband resonances in InAs/AlSb quantum wells: Selection rules, matrix elements, and the depolarization field / R.J. Warburton, C. Gauer, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, B. Brar, H. Kroemer // Phys. Rev. B. – 1996. – Vol. 53. – Iss. 12. – P. 7903–7910.
81. Electric field effect in atomically thin carbon films / K.S. Novoselov, A.K. Geim, S.V. Morozov, D. Jiang, Y. Zhang, S.V. Dubonos, I.V. Grigorieva, A.A. Firsov // Science. – 2004. – Vol. 306. – No. 5696. – P. 666-669.
82. Dynamic Hall effect driven by circularly polarized light in a graphene layer / J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer, C. Zoth, C. Brinsteiner, M. Fehrenbacher, U. Wurstbauer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, J. Eroms, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, S.D. Ganichev // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 105. – Iss. 22. – P. 227402-1–227402-4.
83. Towards a quantum resistance standard based on epitaxial graphene / A. Tzalenchuk, S. Lara-Avila, A. Kalaboukhov, S. Paolillo, M. Syväjärvi, R. Yakimova, O. Kazakova, T. J. B. M. Janssen, V. Fal'ko, S. Kubatkin // Nature Nanotech. – 2010. – Vol. 5. – Iss. 3. – P. 186–189.
84. Towards wafer-size graphene layers by atmospheric pressure graphitization of silicon carbide / K.V. Emtsev, A. Bostwick, K. Horn, J. Jobst, G.L. Kellogg, L. Ley, J.L. McChesney, T. Ohta, S.A. Reshanov, J. Röhrl, E. Rotenberg, A.K. Schmid,

- D. Waldmann, H.B. Weber, T. Seyller // *Nat. Mater.* – 2009. – Vol. 8. – Iss. 3. – P. 203–207.
85. Quasiparticle dynamics in graphene / A. Bostwick, T. Ohta, T. Seyller, K. Horn, E. Rotenberg // *Nat. Phys.* – 2007. – Vol. 3 – Iss. 1. – P. 36–40.
 86. Non-volatile photochemical gating of an epitaxial graphene/polymer heterostructure / S. Lara-Avila, K. Moth-Poulsen, R. Yakimova, T. Bjørnholm, V. Falko, A. Tzalenchuk, S. Kubatkin // *Adv. Mater.* – 2011. – Vol. 23. – Iss. 7. – P. 878–882.
 87. Zunger, A. Self-consistent LCAO calculation of the electronic properties of graphite. I. The regular graphite lattice / A. Zunger // *Phys. Rev. B.* – 1978. – Vol. 17. – Iss. 2. – P. 626–641.
 88. Tarasenko, S.A. Orbital mechanism of the circular photogalvanic effect in quantum wells / S.A. Tarasenko // *JETP Lett.* – 2007. – Vol. 85. – Iss. 3. – P. 182–186.
 89. Homogeneous large-area graphene layer growth on 6H-SiC(0001) / C. Virojanadara, M. Syväjärvi, R. Yakimova, L.I. Johansson, A.A. Zakharov, T. Balasubramanian // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 78. – Iss. 24. – P. 245403-1–245403-6.
 90. Stauber, T. Optical conductivity of graphene in the visible region of the spectrum / T. Stauber, N.M.R. Peres, A.K. Geim // *Phys. Rev. B.* – 2008. – Vol. 78. – Iss. 8. – P. 085432-1–085432-8.
 91. Polariton enhanced infrared reflection of epitaxial graphene / B.K. Daas, K.M. Daniels, T.S. Sudarshan, M.V.S. Chandrashekar // *J. Appl. Phys.* – 2011. – Vol. 110. – Iss. 11. – P. 113114-1–113114-6.
 92. Magneto-gyrotropic photogalvanic effects in semiconductor quantum wells / V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev, E.L. Ivchenko, S.A. Tarasenko, W. Weber, S. Giglberger, M. Olteanu, H.-P. Tranitz, S.N. Danilov, Petra Schneider, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl // *J. Phys.: Condens. Matter.* – 2005. – Vol.17. – No. 21. – P. 3405–3428.

93. Zero-bias spin separation / S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, S. Giglberger, Ch. Hoffmann, E.L. Ivchenko, D. Weiss, W. Wegscheider, Ch. Gerl, D. Schuh, J. Stahl, J. De Boeck, G. Borghs, W. Prettl // Nat. Phys. – 2006. – Vol. 2. – Iss. 9. – P. 609–613.
94. Pure spin currents induced by spin-dependent scattering processes in SiGe quantum well structures / S.D. Ganichev, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, S. Giglberger, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, W. Jantsch, F. Schäffler, D. Gruber, W. Prettl // Phys. Rev. B. – 2007. – Vol. 75. – Iss. 15. – P. 155317-1–155317-6.
95. Магарилл, Л.И. Фотогальванический эффект в двумерных системах в параллельном магнитном поле / Л.И. Магарилл // ФТТ. – 1990. – Т. 32. – Вып. 12. – С. 3558–3563.
96. Гигантский фототок в двумерных структурах в магнитном поле параллельном 2D-слою / А.П. Дмитриев, С.А.Емельянов, С.В. Иванов, П.С. Копьев, Я.В. Терентьев, И.Д. Ярошецкий // Письма в ЖЭТФ. – 1991. – Т. 54. – Вып. 5. – С. 279–282.
97. Горбачевич, А.А. Асимметричные наноструктуры в магнитном поле / А.А. Горбачевич, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев // Письма в ЖЭТФ. – 1993. – Т. 57. – Вып. 9. – С. 565–569.
98. Индуцированный магнитным полем фотогальванический эффект в асимметричной системе квантовых ям / Ю.А. Алещенко, И.Д. Воронова, С.П. Гришечкина, В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, И.В. Кучеренко, В.И. Кадушкин, С.И. Фомичев // Письма в ЖЭТФ. – 1993. – Т. 58. – Вып. 5. – С. 377–380.
99. Кучеренко, И.В. Фотогальванический эффект в асимметричной наноструктуре GaAs/AlGaAs при лазерном возбуждении / И.В. Кучеренко, Л.К. Водопьянов, В.И. Кадушкин // ФТП. – 1997. – Т. 31. – Вып. 7. – С. 872–874.
100. Кибис, О.В. Эффект анизотропной передачи импульса в низкоразмерных электронных системах в магнитном поле / О.В. Кибис // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – Т. 66. – Вып. 8. – С. 551–555.

101. Ando, T. Electronic properties of two-dimensional systems / T. Ando, A.B. Fowler, F. Stern // *Rev. Mod. Phys.* – 1982. – Vol. 54. – Iss. 2. – P. 437–672.
102. Liu, H.C. How good is the polarization selection rule for intersubband transitions? / H.C. Liu, M. Buchanan, Z.R. Wasilewski // *Appl. Phys. Lett.* – 1998. – Vol. 72. – Iss. 14. – P. 1682–1684.
103. The quantum spin Hall effect: theory and experiment / M. König, H. Buhmann, L. W. Molenkamp, T. Hughes, C.-X. Liu, X.-L. Qi, S.-C. Zhang // *J. Phys. Soc. Jpn.* – 2008. – Vol. 77. – No. 3. – P. 031007-1–031007-14.
104. Gate control of the giant Rashba effect in HgTe quantum wells / J. Hinz, H. Buhmann, M. Schäfer, V. Hock, C.R. Becker, L.W. Molenkamp // *Semicond. Sci. Technol.* – 2006. – Vol. 21. – No. 4. – P. 501–506.
105. Giant spin-orbit splitting in a HgTe quantum well / Y.S. Gui, C.R. Becker, N. Dai, J. Liu, Z.J. Qiu, E.G. Novik, M. Schäfer, X.Z. Shu, J.H. Chu, H. Buhmann, L.W. Molenkamp // *Phys. Rev. B.* – 2004. – Vol. 70. – Iss. 11. – P. 115328-1–115328-4.
106. Spectroscopy of interface states in HgTe/Hg_{1-x}Cd_xTe superlattices / M. von Truchsess, A. Pfeuffer-Jeschke, V. Latussek, C.R. Becker, E. Batke // *J. Cryst. Growth.* – 1998. – Vol. 184/185. – P. 1190–1194.
107. Bel'kov, V.V. Magneto-gyrotropic effects in semiconductor quantum wells / V.V. Bel'kov, S.D. Ganichev // *Semicond. Sci. Technol.* – 2008. – Vol. 23. – No. 11. – P. 114003-1–114003-11.
108. Scattering induced spin separation at zero bias / S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, S. Giglberger, Ch. Hoffmann, E.L. Ivchenko, D. Weiss, Ch. Gerl, D. Schuh, W. Wegscheider, W. Prettl // *AIP Conf. Proc.* – 2007. – Vol. 893. – P. 1255–1256.
109. Winkler, R. Spin-orbit coupling effects in two-dimensional electron and hole systems / R. Winkler // *Springer Tracts in Modern Physics*. Vol. 191. – Berlin: Springer, 2003. – 228 p.

110. Кибис, О.В. Новые эффекты электрон-фононного взаимодействия в квазидвумерных структурах в магнитном поле / О.В. Кибис // ЖЭТФ. – 1999. – Т. 115. – Вып. 3. – С. 959–969.
111. Tarasenko, S.A. Electron scattering in quantum wells subjected to an in-plane magnetic field / S.A. Tarasenko // Phys. Rev. B. – 2008. – Vol. 77. – Iss. 8. – P. 085328-1–085328-5.
112. Кардона, М. Модуляционная спектроскопия : пер. с англ. / М. Кардона – М.: Мир, 1972. – 416 с.
113. Pinson, W. Experimental determination of the energy distribution functions and analysis of the energy-loss mechanisms of hot carriers in *p*-type germanium / W. Pinson, R. Bray // Phys. Rev. – 1964. – Vol. 136, Iss. 5A – P. A1449–A1466.
114. Васильева, М.А. Определение структуры валентной зоны германия по поглощению света / М.А. Васильева, Л.Е. Воробьев, В.И. Стафеев // ФТП. – 1967. – Т. 1. – Вып. 1. – С. 29–33.
115. Воробьев, Л.Е. Уменьшение анизотропии распределения горячих дырок в германии в полях более 3 кВ/см. / Л.Е. Воробьев, В.И. Крутецкий, А.Б. Федорцов // ФТП. – 1976. – Т. 10. – Вып. 2. – С. 374–376.
116. Воробьев, Л.Е. Функция распределения горячих дырок в германии при напряженности поля от 2 до 6 кВ/см / Л.Е. Воробьев, В.И. Крутецкий, А.Б. Федорцов // ФТП. – 1976. – Т. 10. – Вып. 3. – С. 573–574.
117. Воробьев, Л.Е. Влияние столкновений между дырками на вид их функции распределения в германии / Л.Е. Воробьев, В.И. Крутецкий, А.Б. Федорцов // ФТП. – 1976. – Т. 10. – Вып. 3. – С. 577–579.
118. Болтаев, А.П. Разогревание носителей заряда в германии *p*-типа слабым электрическим полем / А.П. Болтаев, Н.А. Пенин // ФТП. – 1976. – Т. 10. – Вып. 5. – С. 911–917.
119. Владимиров, В.В. Пинч-эффект в плазме твердого тела / В.В. Владимиров // УФН. - 1975. – Т. 117. – Вып. 9. – С. 79–118.

120. Harrick, N.J. Use of infrared absorption in germanium to determine carrier distribution for injection and extraction / N.J. Harrick // *Phys. Rev.* – 1956. – Vol. 103. – Iss. 5. – P. 1173–1181.
121. Rosencher, Eds. E. Intersubband transitions in quantum wells / Eds. E. Rosencher, B. Vinter, B. Levine // *NATO ASI Series, Series B, Physics*, Vol. 288. – New York: Springer Verlag, 1992. – 360 p.
122. Quantum cascade laser / J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivko, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho // *Science*. – 1994. – Vol. 264. – Iss. 5158. – P. 553–556.
123. Intersubband transitions in quantum wells: physics and devices / Eds. Sheng S. Li, Yan-Kuin Su // New York: Springer Verlag, 1998. – 224 p.
124. Мосс, Т. Полупроводниковая оптоэлектроника : пер. с англ. / Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис – М.: Мир, 1976. – 432 с.
125. Kaufman, D. Anisotropy, birefringence, and optical phase retardation related to intersubband transitions in multiple quantum well structures / D. Kaufman, A. Saar, N. Kuze // *Appl. Phys. Lett.* – 1994. – Vol. 64. – Iss. 19. – P. 2543–2545.
126. In-plane birefringence of GaAs/AlAs multiple quantum wells / A. Fainstein, P. Etchegion, P.V. Santos, M. Cardona, K. Tötemeyer, K. Eberl // *Phys. Rev. B*. – 1994. – Vol. 50. – Iss. 16. – P. 11850–11860.
127. Ekenberg, U. Nonparabolicity effects in a quantum well: Sublevel shift, parallel mass, and Landau levels/ U. Ekenberg // *Phys. Rev. B*. – 1989. – Vol. 40. – Iss. 11. – P. 7714–7726.
128. Exchange interactions in quantum well subbands / K.M.S.V. Bandara, D.D. Coon, O. Byunsung, Y.F. Lin, M.H. Francombe // *Appl. Phys. Lett.* – 1988. – Vol. 53. – Iss. 20. – P. 1931–1933.
129. Hot-electron relaxation via the emission of GaAs optical modes and AlAs interface modes in GaAs/AlAs multi-quantum wells / E. Ozturn,

- N.C. Constantionu, A. Straw, N. Balkan, B.K. Ridley, D.A. Ritchie, E.H. Linfield, A.C. Churchill, G.A.C. Jones // *Semic. Sci. Technol.* – 1994. – Vol. 9. – Iss. 5s. – P. 782–785.
130. Алешкин, В.Я. Гигантская инверсия населенности горячих электронов в гетероструктурах типа GaAs/AlAs с квантовыми ямами / В.Я. Алешкин, А.А. Андронов // *Письма в ЖЭТФ.* – 1998. – Т. 68. – Вып. 1. – С. 73–77.
 131. Harwit, A. Observation of Stark shifts in quantum well intersubband transitions / A. Harwit, Jr.J.S. Harris // *Appl. Phys. Lett.* – 1987. – Vol. 50. – Iss. 11 – P. 685–687.
 132. Discrepancies between photocurrent and absorption spectroscopies in intersubband photoionization from GaAs/AlGaAs multiquantum wells / E. Rosencher, E. Martinet, F. Luc, Ph. Bois, E. Böckenhoff // *Appl. Phys. Lett.* – 1991. – Vol. 59. – Iss. 25 – P. 3255–3257.
 133. Levine, B.F. Quantum-well photodetectors / B.F. Levine // *J. Appl. Phys.* – 1993. – Vol. 74. – Iss. 8. – P. R1–R81.
 134. Ahn, D. Intersubband optical absorption in a quantum well with an applied electric field / D. Ahn, S.L. Chuang // *Phys. Rev. B.* – 1987. – Vol. 35. – Iss. 8. – P. 4149–4151.
 135. Синяк В.А. Поглощение света полупроводниковой квантовой ямой в постоянном электрическом поле / В.А. Синяк // *ЖТФ.* – 1995. – Т. 65. – Вып. 1. – С. 195–198.
 136. Осипов, В.В. К теории внутризонного оптического поглощения в гетероструктурах с квантовыми ямами / В.В. Осипов, Ф.Л. Серженко, В.Д. Шадрин // *ФТП.* – 1989. – Т. 23. – Вып. 5. – С. 809–812.
 137. Серженко, Ф.Л. Теория фотоэлектрических и пороговых характеристик фотоприемников на основе многослойных структур GaAs–AlGaAs с квантовыми ямами / Ф.Л. Серженко, В.Д. Шадрин // *ФТП.* – 1991. – Т. 25. – Вып. 9. – С. 1579–1588.

138. Петров, А.Г. Эффекты деполяризации и фотоионизация квантовых ям / А.Г. Петров, А.Я. Шик // ФТП. – 1997. – Т. 31. – Вып. 6. – С. 666–669.
139. Петров, А.Г. Фотоионизация квантовых ям в сильном электрическом поле / А.Г. Петров, А.Я. Шик // ФТП. – 1990. – Т. 24. – Вып. 177. – С. 1431–1436.
140. Ландау, Л. Д. Квантовая механика: нерелятивистская теория / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – 6-е изд. – М.: Физматлит, 2004. – т. III: Теоретическая физика. – 800 с.
141. A dual-color injection laser based on intra- and inter-band carrier transitions in semiconductor quantum wells or quantum dots / A. Kastalsky, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.L. Zerova, E. Towe // IEEE Journal of Quantum Electronic. – 2001. – Vol. 37. – Iss. 10. – P. 1356–1362.
142. Zory, P.S. Quantum well lasers / P.S. Zory – Boston: Academic Press, 1993. – 504 p.
143. Поляризация сверхлюминесценции и анизотропия оптических потерь в волноводной структуре InGaP/GaAs/InGaP / В.Я. Алешкин, С.А. Ахлестина, Б.Н. Звонков, Н.Б. Звонков, Е.Р. Линькова, И.Г. Малкина, Ю.Н. Сафьянов, Д.Г. Ревин // ФТП. – 1995. – Т. 29. – Вып. 4. – С. 590–598.
144. Братман, В.Л. Освоение терагерцового диапазона: источники и приложения / В.Л. Братман, А.Г. Литвак, Е.В. Суворов // УФН. – 2011. – Т. 181. – Вып. 8. – С. 867–874.
145. The potential of terahertz imaging for cancer diagnosis: A review of investigations to date / C. Yu, S. Fan, Y. Sun, E. Pickwell-MacPherson // Quant. Imaging Med. Surg. – 2012. – Vol. 2. – No. 1. – P. 33–45.
146. Terahertz imaging system using high- T_c superconducting oscillation devices / M. Tsujimoto, H. Minami, K. Delfanazari, M. Sawamura, R. Nakayama, T. Kitamura, T. Yamamoto, T. Kashiwagi, T. Hattori, K. Kadowaki // J. Appl. Phys. – 2012. – Vol. 111. – Iss. 12. – P. 123111-1–123111-4.

147. Detection and identification of explosives using terahertz pulsed spectroscopic imaging / Y.C. Shen, T. Lo, P.F. Taday, B.E. Cole, W.R. Tribe, M.C. Kemp // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 86. – Iss. 24. – P. 241116-1 – 241116-3.
148. Kawase, K. Terahertz imaging for drug detection and large-scale integrated circuit inspection / K. Kawase // *Opt. Photonics News.* – 2004. – Vol. 15. – Iss. 10. – P. 34–39.
149. Tonouchi, M. Cutting-edge terahertz technology / M. Tonouchi // *Nature Photon.* – 2007. – Vol. 1. – Iss. 2. – P. 97–105.
150. Oscillations up to 712 GHz in InAs/AlSb resonant-tunneling diodes / E.R. Brown, J.R. Söderström, C.D. Parker, L.J. Mahoney, K.M. Molvar, T.C. McGill // *Appl. Phys. Lett.* – 1991. – Vol. 58. – Iss. 20. – P. 2291–2293.
151. Terahertz semiconductor-heterostructure laser / R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H.E. Beere, E.H. Linfield, A.G. Davies, D.A. Ritchie, R.C. Iotti, F. Rossi // *Nature.* – 2002. – Vol. 417. – No. 6885. – P. 156–159.
152. Williams, B.S. Terahertz quantum-cascade lasers / B.S. Williams // *Nature Photon.* – 2007. – Vol. 1. – Iss. 9. – P. 517–523.
153. Borak, A. Towards bridging the terahertz gap with silicon-based lasers / A. Borak // *Science: Perspectives.* – 2005. – Vol. 308. – No. 5722. – P. 638–639.
154. Stimulated emission from donor transitions in silicon / S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, A.V. Kirsanov, H.-W. Hübers, K. Auen, H. Riemann // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – Vol. 84. – Iss. 22. – P. 5220–5223.
155. Influence of uniaxial stress on stimulated terahertz emission from phosphor and antimony donors in silicon / R.Kh. Zhukavin, V.V. Tsyplenkov, K.A. Kovalevsky, V.N. Shastin, S.G. Pavlov, U. Böttger, H.-W. Hübers, H. Riemann, N.V. Abrosimov, N. Nötzel // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 90. – Iss. 5. – P. 051101-1–051101-3.

156. Terahertz emission from silicon doped by shallow impurities / H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, M.H. Rummeli, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, H. Riemann, V.N. Shastin // *Physica B.* – 2001. – Vol. 308–310. – P. 232–235.
157. Far-infrared stimulated emission from optically excited bismuth donors in silicon / S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, M.H. Rummeli, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin, H. Riemann // *Appl. Phys. Lett.* – 2002. – Vol. 80. – Iss. 25. – P. 4717–4719.
158. Terahertz emission spectra of optically pumped silicon lasers / H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, M. Greiner-Bär, M.F. Kimmitt, M.H. Rummeli, R.Kh. Zhukavin, H. Riemann, V.N. Shastin // *Phys. Stat. Sol. (b).* – 2002. – Vol. 233. – Iss. 2. – P. 191–196.
159. Terahertz optically pumped Si:Sb laser / S.G. Pavlov, H.-W. Hübers, H. Riemann, R.Kh. Zhukavin, E.E. Orlova, V.N. Shastin // *J. Appl. Phys.* – 2002. – Vol. 92. – Iss. 10. – P. 5632–5634.
160. Stimulated terahertz emission from arsenic donors in silicon / H.-W. Hübers, S.G. Pavlov, R.Kh. Zhukavin, H. Riemann, N.V. Abrosimov, V.N. Shastin // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 84. – Iss. 18. – P. 3600–3602.
161. Electroluminescence at 7 terahertz from phosphorus donors in silicon / P.-C. Lv, R.T. Troeger, T.N. Adam, S. Kim, J. Kolodzey, I.N. Yassievich, M.A. Odnoblyudov, M. S. Kagan // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol.85. – Iss. 1. – P. 22–24.
162. Terahertz emission from electrically pumped gallium doped silicon devices / P.-C. Lv, R.T. Troeger, S. Kim, S.K. Ray, K.W. Goossen, J. Kolodzey, I.N. Yassievich, M.A. Odnoblyudov, M.S. Kagan // *Appl. Phys. Lett.* – 2004. – Vol. 85. – Iss. 17.– P. 3660–3662.
163. Temperature dependence of terahertz optical transitions from boron and phosphorus dopant impurities in silicon / S.A. Lynch, P. Townsend, G. Matmon, D.J. Paul, M. Bain, H.S. Gamble, J. Zhang, Z. Ikonc, R.W. Kelsall, P. Harrison // *Appl. Phys. Lett.* – 2005. – Vol. 87. – Iss.10. – P. 101114-1–101114-3.

164. Salomon, S.N. Far-infrared recombination emission in *n*-Ge and *p*-InSb /
S.N. Salomon, H.Y. Fan // Phys. Rev. B. – 1970. – Vol. 1. – Iss. 2. – P. 662–671.
165. Thomas, S.R. Far-infrared recombination radiation from *n*-type Ge and GaAs /
S.R. Thomas, H.Y. Fan // Phys. Rev. B. – 1974. – Vol. 9. – Iss. 10. – P. 4295–
4305.
166. Люминесценция горячих дырок германия в субмиллиметровом диапазоне
длин волн / Л.В. Берман, В.И. Гавриленко, З.Ф. Красильник,
В.В. Никоноров, С.А. Павлов, А.И. Чеботарев // ФТП. – 1985. – Т. 19. –
Вып. 3. – С. 369–377.
167. Терагерцовая электролюминесценция в условиях пробоя мелкого
акцептора в германии / А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, И.Н. Яссиевич,
Н.Н. Зиновьев // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т. 79. – Вып. 8. – С. 448–451.
168. Внутрицентровая инверсия как причина индуцированного излучения в
сильно деформированном *p*-Ge / И.В. Алтухов, М.С. Каган, К.А. Королев,
В.П. Синис // Письма в ЖЭТФ. – 1994. – Т. 59. – Вып. 7. – С. 455–458.
169. Population inversion induced by resonant states in semiconductors /
M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, M.S. Kagan, Yu.M. Galperin, K.A. Chao //
Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83. – Iss. 3. – P. 644–647.
170. Резонансные состояния акцепторов и стимулированное терагерцовое
излучение одноосно деформированного германия / И.В. Алтухов,
М.С. Каган, К.А. Королев, М.А. Одноблюдов, В.П. Синис, Е.Г. Чиркова,
И.Н. Яссиевич // ЖЭТФ. – 1999. – Т. 115. – Вып. 1. – С. 89–100.
171. Дальнее ИК излучение горячих дырок германия при взаимно
перпендикулярных направлениях одноосного давления и электрического
поля / В.М. Бондар, Л.Е. Воробьев, А.Т. Далакян, В.Н. Тулупенко,
Д.А. Фирсов // Письма в ЖЭТФ. – 1999. – Т. 70. – Вып. 4. – С. 257–261.
172. Towards Si_{1-x}Ge_x quantum-well resonant-state terahertz laser / V.I. Altukhov,
E.G. Chirkova, V.P. Sinis, M.S. Kagan, Yu.P. Gousev, S.G. Thomas,

- K.L. Wang, M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol. 79. – Iss. 24. – P. 3909–3911.
173. Экспериментальное наблюдение расщепления уровней энергии легких и тяжелых дырок в упругонапряженном GaAsN / А.Ю. Егоров, Е.С. Семенова, В.М. Устинов, Y.G. Hong, C. Tu // ФТП. – 2002. – Т. 36. – Вып. 9. – С. 1056–1059.
174. Терагерцовая электролюминесценция в условиях пробоя мелкого акцептора в германии / А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, И.Н. Яссиевич, Н.Н. Зиновьев // Письма в ЖЭТФ. – 2004. – Т. 79. – Вып. 8. – С. 448–451.
175. Шкловский, Б.И. Электронные свойства легированных полупроводников / Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. – М.: Наука, 1979. – 416 с.
176. Малышев, А.В. К теории анизотропии магнитного момента мелких акцепторных центров в алмазоподобных полупроводниках / А.В. Малышев // ФТТ. – 2000. – Т.42. – Вып. 1. – С. 29–36.
177. Priester, C. Resonant impurity states in quantum-well structures / C. Priester, G. Allan, M. Lannoo // Phys. Rev. B. – 1984. – Vol. 29. – Iss. 6. – P. 3408–3411.
178. Greene, R.L. Binding energy of the $2p_0$ -like level of a hydrogenic donor in GaAs–Ga_{1-x}Al_xAs quantum-well structures / R.L. Greene, K.K. Bajaj // Phys. Rev. B. – 1985. – Vol. 31. – Iss.6. – P. 4006–4008.
179. Donor states in modulation-doped Si/SiGe heterostructures / A. Blom, M.A. Odnoblyudov, I.N. Yassievich, K.-A. Chao // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 68. – Iss.16. – P. 165338-1–165338-16.
180. Бекин, Н.А. Резонансные состояния доноров в квантовых ямах / Н.А. Бекин // ФТП. – 2005. – Т. 39. – Вып. 4. – С. 463–471.
181. Far-infrared spectroscopy of minibands and confined donors in GaAs/Al_xGa_{1-x}As superlattices / M. Helm, F.M. Peeters, F. DeRosa, E. Colas, J.P. Harbison, L.T. Florez // Phys. Rev. B. – 1991. – Vol. 43. – Iss.17. – P. 13983–13991.

182. Мелкие акцепторы в напряженных гетероструктурах $\text{Ge}/\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$ с квантовыми ямами / В.Я. Алешкин, Б.А. Андреев, В.И. Гавриленко, И.В. Ерофеева, Д.В. Козлов, О.А. Кузнецов // ФТП. – 2000. – Т. 34. – Вып. 5. – С. 582–587.
183. Hao, Y. GaN-based semiconductor devices for terahertz technology / Y. Hao, L.-A. Yang, J.-C. Zhang // Terahertz Science and Technology. – 2008. – Vol. 1. – No. 2. – P. 51–64.
184. Terashima, W. Spontaneous emission from GaN/AlGaIn terahertz quantum cascade laser grown on GaN substrate / W. Terashima, H. Hirayama // Phys. Stat. Sol. (c). – 2011. – Vol. 8. – Iss. 7-8. – P. 2302–2304.
185. AlGaIn/GaN high electron mobility transistors as a voltage-tunable room temperature terahertz sources / A. El Fatimy, N. Dyakonova, Y. Meziani, T. Otsuji, W. Knap, S. Vandenbrouk, K. Madjour, D. The'ron, C. Gaquiere, M.A. Poisson, S. Delage, P. Prystawko, C. Skierbiszewski // J. Appl. Phys. – 2010. – Vol. 107. – Iss. 2. – P. 024504-1–024504-4.
186. Terahertz generation in nitrides due to transit-time resonance assisted by optical phonon emission / E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gružinskis, L. Varani, C. Palermo, J.-F. Millithaler, L. Reggiani // J. Phys.: Condens. Matter. – 2008. – Vol. 20. – No. 38. – P. 384209-1–384209-12.
187. Генерация излучения миллиметрового диапазона при пролетном резонансе электронов в фосфиде индия в сильном электрическом поле / Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Н. Тулупенко, Д.А. Фирсов // Письма в ЖЭТФ. – 2001. – Т. 73. – Вып. 5. – С. 253–277.
188. Activation energies of Si donors in GaN / W. Götz, N.M. Johnson, C. Chen, H. Liu, C. Kuo, W. Imler // Appl. Phys. Lett. – 1996. – Vol. 68. – Iss. 22. – P. 3144–3146.
189. Residual donors and compensation in metalorganic chemical vapor deposition as-grown *n*-GaN / X. Xu, H. Liu, C. Shi, Y. Zhao, S. Fung, C. D. Beling // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 90. – Iss. 12. – P. 6130–6134.

190. Sheu, J.K. The doping process and dopant characteristics of GaN / J.K. Sheu, G.C. Chi // J. Phys.: Condens. Matter. – 2002. – Vol.14. – No. 22. – P. R657–R702.
191. Identification of Si and O donors in hydride-vapor-phase epitaxial GaN / W.J. Moore, J.A. Freitas, G.C.B. Braga, R.J. Molnar, S.K. Lee, K.Y. Lee, I.J. Song // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol. 79. – Iss. 16. – P. 2570–2572.
192. Barry, E.A. Hot electrons in group-III nitrides at moderate electric fields / E.A. Barry, K.W. Kim, V.A. Kochelap // Appl. Phys. Lett. – 2002. – Vol. 80. – Iss. 13. – P. 2317–2319.
193. Optical study of hot electron transport in GaN: Signatures of the hot-phonon effect / K. Wang, J. Simon, N. Goel, D. Jena // Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 88. – Iss. 2. – P. 022103-1–022103-3.
194. Hot phonons in Si-doped GaN / J. Liberis, M. Ramonas, O. Kiprijanovic, A. Matulionis, N. Goel, J. Simon, K. Wang, H. Xing, D. Jena // Appl. Phys. Lett. – 2006. – Vol. 89. – Iss. 20. – P. 202117-1–202117-3.
195. Блейкмор, Дж.С. Статистика электронов в полупроводниках : перевод с английского / Дж.С. Блейкмор. – М.: Мир, 1964. – 392 с.
196. Barker, A.S. Infrared lattice vibrations and free-electron dispersion in GaN / A.S. Barker, M. Ilegems // Phys. Rev. B. – 1973. – Vol. 7. – Iss. 2 – P. 743–750.
197. Bougrov, V. Gallium nitride (GaN) / V. Bougrov, M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, A. Zubrilov // Properties of advanced semiconductor materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe / Eds. M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, M.S. Shur. – New York : John Wiley & Sons Inc., 2001. – P. 1–30.
198. Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников – 2-е изд. – М. : Наука, 1990. – 678 с.

199. Dargis, A. Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs, and InP / A. Dargis and J. Kundrotas. – Vilnius : Science and Encyclopedia Publ., 1994. – 264 p.
200. Mott, N.F. The theory of impurity conduction / N.F. Mott, W.D. Twose // Adv. Phys. – 1961. – Vol. 10. – Iss. 38. – P. 107– 163. *Опубликован перевод: Мотт, Н.Ф. Теория проводимости по примесям / Н.Ф. Мотт, Н.Д. Туз // УФН. – 1963. – Т. 79. – Вып. 4. – С. 691–740.*
201. Безыңжекционный узкополосный лазер дальнего ИК диапазона на горячих дырках и его использование для исследования примесного пробоя / Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Д.В. Донецкий, Ю.В. Кочегаров, В.И. Стафеев, Д.А. Фирсов // ФТП. – 1993. – Т. 27. – Вып. 1. – С. 146–155.
202. Shur, M.S. Electron mobility in two-dimensional electron gas in AlGaIn/GaN heterostructures and in bulk GaN / M.S. Shur, B. Gelmont, M. Asif Khan // J. Electron. Mater. – 1996. – Vol. 25. – Iss. 5. – P. 777–785.
203. Electron mobility in modulation-doped AlGaIn–GaN heterostructures / R. Gaska, M.S. Shur, A.D. Bykhovski, A.O. Orlov, G.L. Snider // Appl. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 74. – Iss. 2. – P. 287–289.
204. Höpfel, R.A. Electron temperatures in Si-MOSFETs: determination from broadband far infrared emission / R.A. Höpfel, E. Vass, E. Gornik // Solid State Commun. – 1984. – Vol. 49. – No. 5. – P. 501–504.
205. Höpfel, R.A. Electron heating and free-carrier absorption in GaAs/AlGaAs single heterostructures / R.A. Höpfel, G. Weimann // Appl. Phys. Lett. – 1984. – Vol. 46. – Iss. 3. – P. 291–293.
206. Blackbody radiation from hot two-dimensional electrons in Al_xGa_{1-x}As/GaAs heterojunctions / K. Hirakawa, M. Grayson, D.C. Tsui, Ç. Kurdak // Phys. Rev. B. – 1993. – Vol. 47. – Iss. 24. – P. 16651–16654.
207. Hot-electron far-infrared intersubband absorption and emission in quantum wells / E. Towe, L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, Yu.V. Kochegarov, D.A. Firsov, D.V. Donetsky // Appl. Phys. Lett. – 1999. – Vol. 75. – Iss. 19. – P. 2930–2932.

208. MOVPE of device-oriented wide-band-gap III-N heterostructures / W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov, V.M. Ustinov // *Semicond. Sci. Technol.* – 2011. – Vol. 26. – No. 1. – P. 014039-1–014039-7.
209. Jasiukiewicz, Cz. Electron energy relaxation rate: the influence of acoustic phonon spectrum anisotropy / Cz. Jasiukiewicz, V. Karpus // *Semicond. Sci. Technol.* – 1996. – Vol. 11. – Iss. 12. – P. 1777–1786.
210. Quantum confinement effect on the effective mass in two-dimensional electron gas of AlGaIn/GaN heterostructures / A.M. Kurakin, S.A. Vitusevich, S.V. Danylyuk, H. Hardtdegen, N. Klein, Z. Bougrioua, A.V. Naumov, A.E. Belyaev // *J. Appl. Phys.* – 2009. – Vol. 105. – Iss. 7. – P. 073703-1–073703-6.
211. Magnetic field dependent Hall data analysis of electron transport in modulation-doped AlGaIn/GaN heterostructures / Z. Dziuba, J. Antoszewski, J.M. Dell, L. Faraone, P. Kozodoy, S. Keller, B. Keller, S.P. DenBaars, U.K. Mishra // *J. Appl. Phys.* – 1997. – Vol. 82. – Iss. 6. – P. 2996–3002.
212. Физика низкоразмерных систем : учеб. пособие / А.Я. Шик, Л.Г. Бакуева, С.Ф. Мусихин, С.А. Рыков / под ред. В.И Ильина, А.Я. Шика – СПб.: Наука, 2001. – 160 с.
213. Hirakawa, K. Energy relaxation of two-dimensional electrons and the deformation potential constant in selectively doped AlGaAs/GaAs heterojunctions / K. Hirakawa, H. Sakaki // *Appl. Phys. Lett.* – 1986. – Vol. 49. – Iss. 14. – P. 889–891.
214. Hirakawa, K. Nonequilibrium electron distributions and phonon dynamics in wurtzite GaN / K. Hirakawa, H. Sakaki // *Phys. Rev. B.* – 1986. – Vol. 33. – Iss. 12. – P. 8291–8303.
215. Energy relaxation by hot electrons in *n*-GaN epilayers / N.M. Stanton, A.J. Kent, A.V. Akimov, P. Hawker, T.S. Cheng, C.T. Foxon // *J. Appl. Phys.* – 2001. – Vol. 89. – Iss. 2. – P. 973–979.

216. Bauer, S. Optical properties of a metal film and its application as an infrared absorber and as a beam splitter / S. Bauer // Am. J. Phys. – 1992. – Vol. 60. – Iss. 3. – P. 257–261.
217. QMC Instruments. Gallium doped germanium (Ge:Ga) photoconductive detector. [Электронный документ]. -_URL: http://www.terahertz.co.uk/index.php?option=com_content&view=article&id=109&Itemid=533). Дата обращения: 04.06.2013.
218. Nonequilibrium electron distributions and phonon dynamics in wurtzite GaN / K.T. Tsen, R.P. Joshi, D.K. Ferry, A. Botchkarev, B. Sverdlov, A. Salvador, H. Morkoc // Appl. Phys. Lett. – 1996. – Vol. 68. – Iss. 21. – P. 2990–2992.
219. Energy and momentum relaxation of hot electrons in GaN/AlGaN / N. Balkan, M.C. Arikan, S. Gokden, V. Tilak, B. Schaff, R.J. Shealy // J. Phys. Condens. Matter. – 2002. – Vol. 14. – No. 13. – P. 3457–3468.
220. Hot-phonon effect on power dissipation in a biased $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ channel / M. Ramonas, A. Matulionis, J. Liberis, L. Eastman, X. Chen, Y.-J. Sun // Phys. Rev. B. – 2005. – Vol. 71. – Iss. 7. – P. 075324-1–075324-8.
221. Разогрев электронов сильным продольным электрическим полем в квантовых ямах / Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, В.Л. Зерова, Д.А. Фирсов // ФТП. – 2003. – Т. 37. – Вып. 5. – С. 604–611.

Список публикаций автора по теме диссертации

- [A1] Модулятор света : а.с. 776180 СССР / А.В. Штурбин, В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, И.И. Фарбштейн, А.Д. Галецкая, В.И. Стафеев. – Заявл. 11.12.1978; опубл. 1980.
- [A2] Оптическая активность в теллуре, индуцированная током / Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Г.Е. Пикус, И.И. Фарбштейн, В.А. Шалыгин, А.В. Штурбин // Письма в ЖЭТФ. – 1979. – Т. 29. – Вып. 8. – С. 485–489.
- [A3] Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и наноструктурах : учебн. пособие / Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Е.Л. Ивченко, М.Е. Левинштейн, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин // под ред. Л.Е. Воробьева – СПб.: Наука, 2000. – 160 с.
- [A4] Штурбин, А.В. Температурная зависимость оптической активности теллура, индуцированной током / А.В. Штурбин, В.А. Шалыгин // ФТП. – 1981. – Т. 15. – Вып. 11. – С. 2255–2257.
- [A5] Индуцированная током оптическая активность теллура при облучении CO₂-лазером / Л.Е. Воробьев, В.А. Шалыгин, А.В. Штурбин, И.И. Фарбштейн // 5-ое Всесоюзное совещание по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом (Ленинград, 1981) : тезисы докладов. – С. 27.
- [A6] Спиновая ориентация дырок при протекании тока в теллуре / В.А. Шалыгин, А.Н. Софронов, Л.Е. Воробьев, И.И. Фарбштейн // ФТТ. – 2012. – Т. 54. – Вып. 12. – С. 2237–2247.
- [A7] Шалыгин, В.А. Исследование модуляции света в полупроводниках при протекании электрического тока : дис. ... канд. физ.-мат. наук: 01.04.10 : защищена 3.12.1982 / Шалыгин Вадим Александрович. – Ленинград, 1982. – 196 с.
- [A8] Явление эксклюзии в теллуре / Л.Е. Воробьев, А.Д. Галецкая, А.М. Манчинский, И.И. Фарбштейн, В.А. Шалыгин, А.В. Штурбин // ФТП. – 1980. – Т. 14. – Вып. 11. – С. 2128–2133.

- [A9] Circular photon drag effect / V.A. Shalygin, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, S.A. Tarasenko, E.L.Ivchenko, V.V. Bel'kov, D. Schuh, W. Wegscheider, S.D. Ganichev // 14th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, Russia, June 26–30, 2006). – P. 29–30.
- [A10] Spin photocurrents and the circular photon drag effect in (110)-grown quantum well structures / V.A. Shalygin, H. Diehl, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev // JETP Letters. – 2007. – Vol. 84. – Iss. 10. – P. 570–576.
- [A11] Спин-зависимые фотогальванические явления в (110)-GaAs/AlGaAs наноструктурах / В.В. Бельков, С.Д. Ганичев, С.А. Тарасенко, В.А. Шалыгин // Нанопфизика и наноэлектроника. XI Международный Симпозиум (Нижний Новгород, 10–14 марта 2007). – Институт физики микроструктур РАН, 2007. – С. 63.
- [A12] Circular photon drag effect in quantum wells / S.A. Tarasenko, V.A. Shalygin, H. Diehl, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev // The Proceedings of the Ninth International Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells (ITWQ'07) (Ambleside, UK, 9–14 September 2007). – T26.
- [A13] Spin photocurrents in (110)-grown quantum well structures / H. Diehl, V.A. Shalygin, V.V. Bel'kov, Ch. Hoffmann, S.N. Danilov, T. Herrle, S.A. Tarasenko, D. Schuh, Ch. Gerl, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev // New J. Phys. – 2007. – Vol. 9. – No. 9. – P. 349-1–349-13.
- [A14] Циркулярный эффект увлечения электронов фотонами / В.А. Шалыгин, С.А. Тарасенко, Н. Diehl, С.Д. Ганичев // VIII Российская конф. по физике полупроводников (Екатеринбург, Россия, 30 сентября – 5 октября 2007) : тезисы докладов. – С. 138.
- [A15] Helicity-dependent photocurrents in graphene layers excited by midinfrared radiation of a CO₂-laser / Ch. Jiang, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, S.N. Danilov,

- M.M. Glazov, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, S. D. Ganichev // *Phys. Rev. B.* – 2011. – Vol. 84. – Iss. 12. – P. 125429-1–125429-11.
- [A16] Reststrahlen band amplification of THz radiation induced photocurrents in graphene / C. Drexler, L.E. Golub, S.N. Danilov, V.A. Shalygin, P. Olbrich, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, B. Redlich, S.D. Ganichev // 21st Int. Symp. “Nanostructures: Physics and Technology” (St. Petersburg, Russia, June 24–28, 2013). – IRMW.01o.
- [A17] Magneto-gyrotropic photogalvanic effects due to inter-subband absorption in quantum wells / H. Diehl, V.A. Shalygin, S.N. Danilov, S.A. Tarasenko, V.V. Bel'kov, D. Schuh, W. Wegscheider, W. Prettl, S.D. Ganichev // *J. Phys. Cond. Matt.* – 2007. – Vol. 19. – Iss. 43. – P. 436232-1–436232-15.
- [A18] Magneto-gyrotropic photocurrents induced by intersubband transitions in quantum wells / H. Diehl, V.A. Shalygin, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, T. Herrle, D. Schuh, W. Wegscheider, S.A. Tarasenko, S.D. Ganichev // *The Proceedings of the Ninth International Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells (ITWQ'07)* (Ambleside, UK, 9–14 September 2007). – P27.
- [A19] Nonlinear magnetogyrotropic photogalvanic effect / H. Diehl, V.A. Shalygin, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, E.G. Novik, H. Buhmann, C. Brüne, L.W. Molenkamp, E.L. Ivchenko, S.D. Ganichev // *Phys. Rev. B.* – 2009. – Vol. 80. – Iss. 7. – P. 075311-1–075311-9.
- [A20] Magneto-gyrotropic photogalvanic effect in HgTe quantum well structures / H. Diehl, V.A. Shalygin, L.E. Golub, S.A. Tarasenko, S.N. Danilov, V.V. Bel'kov, E.G. Novik, H. Buhmann, C. Brüne, E.L. Ivchenko, S.D. Ganichev // 14th International Conference on Narrow Gap Semiconductors and Systems (NGS2-14) (Sendai, Japan, 13–17 July 2009). – P. 17.
- [A21] Горячие электроны в полупроводниках и наноструктурах : учебн. пособие / Л.Е. Воробьев, С.Н.Данилов, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин / под ред. Л.Е.Воробьева. – СПб.: С.-Петербургский гос. техн. университет, 1999. – 154 с.

- [A22] Оптические свойства наноструктур / Л.Е. Воробьев, Е.Л. Ивченко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин / под ред. Е.Л. Ивченко и Л.Е. Воробьева. – СПб.: Наука, 2001. – 188 с.
- [A23] Электрооптические эффекты при разогреве электронов электрическим полем в сверхрешетках и квантовых ямах GaAs/AlGaAs / Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, Е.А. Зибик, Д.А. Фирсов, И.И. Сайдашев, В.А. Шалыгин, А.Я. Шик, T.S. Cheng, C.T. Foxon, D. Sun, E. Towe // 2-я Российская конф. по физике полупроводников (Зеленогорск, 1996) : тезисы докладов. – Т. 1. – С. 184.
- [A24]. Effect of electron heating on intersubband light absorption in GaAs/AlGaAs quantum wells / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, I.I. Saydashev, T.S. Cheng, C.T. Foxon // International Simposium “Nanostructures: Physics and technology” (St.Petersburg, 1996) : Abstracts of invited lectures and contributed papers. – P. 243–246.
- [A25] Optical properties of hot two-dimensional electrons and holes in quantum wells in longitudinal electric field / L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, D.V. Donetsky, E.A. Zibik, Yu.V. Kochegarov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, I.I. Saydashev, A.Ya. Shik, L.E. Golub, V.Ya. Aleshkin, O.A. Kuznetsov, L.K. Orlov // Abstracts of the 23rd Intern. Confer. on the Physics of Semiconductors (Berlin, Germany, 1996). – ThP-97.
- [A26] Двулучепреломление и поглощение света при межподзонных переходах горячих электронов в квантовых ямах. / Л.Е. Воробьев, И.И. Сайдашев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин // Письма в ЖЭТФ. – 1997. – Т. 65. – Вып. 7. – С. 525–530.
- [A27] Electro-optical phenomena accompanying electron and hole heating in superlattices and quantum wells GaAs/AlGaAs and Ge/GeSi / L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, E.A. Zibik, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, A.Ya. Shik, I.I. Saidashev, V.Ya. Aleshkin, O.A. Kuznetsov, L.K. Orlov // Superlattices and Microstructures. – 1997. – Vol. 22. – No. 4. – P. 467–473.
- [A28] Optical absorption and birefringence in GaAs/AlAs MQW structures due to intersubband electron transitions / L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, I.E. Titkov,

- D.A. Firsov, V.A. Shalygin, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, V.Ya. Aleshkin, B.A. Andreev, A.A. Andronov, E.V. Demidov // Proceedings of the 8th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" (St.Petersburg, June 19–23, 2000). – P.88–91.
- [A29] Optical absorption and birefringence in GaAs/AlAs MQW structures due to intersubband electron transitions / L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, I.E. Titkov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, V.M. Ustinov, V.Ya. Aleshkin, B.A. Andreev, A.A. Andronov, E.V. Demidov // Nanotechnology. – 2000. – Vol. 11. – No. 4. – P. 218–220.
- [A30] Hot electron birefringence and absorption in tunnel-coupled quantum wells due to real space transfer / L.E. Vorobjev, V.L. Zerova, I.E. Titkov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, V.N. Tulupenko, A.A. Toropov, T.V. Shubina, E. Towe // Proceedings of the 6th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, June 22–26, 1998). – P. 42–45.
- [A31] Поглощение и преломление света при межподзонных переходах горячих электронов в связанных квантовых ямах GaAs/AlGaAs / Л.Е. Воробьев, И.Е. Титков, А.А. Торопов, В.Н. Тулупенко, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, Т.В. Шубина, E.Towe // ФТП. – 1998. – Т. 32. – Вып. 7. – С. 852–856.
- [A32] Electrooptical phenomena in tunnel-coupled quantum wells in longitudinal electric field / L.E. Vorobjev, V.L. Zerova, I.E. Titkov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, V.N. Tulupenko, A.A. Toropov, T.V. Shubuna, E. Towe // Abstracts of 10th International Symposium on Ultrafast Phenomena in Semiconductors. (Vilnius, August 31 – September 2, 1998). – P. 15–16.
- [A33] Fast modulation of infrared light by hot electrons in tunnel-coupled GaAs/AlGaAs quantum wells / L.E. Vorobjev, E.A. Zibik, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, E. Towe, A.A. Toropov, T.V. Shubina // Physica B. – 1999. – Vol. 272. – Iss.1–4. – P. 451–453.
- [A34] Optical phenomena connected with intraband carrier transitions in quantum dots and quantum wells / L.E. Vorobjev, S.N. Danilov, A.V. Gluhovskoy, V.L. Zerova,

E.A. Zibik, V.Yu. Panevin, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, A.D. Andreev, B.V. Volovik, A.E. Zhukov, N.N. Ledentsov, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, Yu.M. Shernyakov, A.F. Tsatsulnikov, A. Weber, M. Grundmann, S.R. Schmidt, A. Seilmeier, E. Towe, D. Pal // *Nanotechnology*. – 2001. – Vol. 12. – No 4. – P. 462–465.

[A35] Оптические явления, связанные с внутризонными переходами носителей заряда в квантовых ямах и точках / Л.Е. Воробьев, С.Н. Данилов, А.В. Глуховской, В.Л. Зерова, Е.А. Зибик, В.Ю. Паневин, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, А.Д. Андреев, Б.В. Воловик, А.Е. Жуков, Н.Н. Леденцов, Д.А. Лившиц, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков, А.Ф. Цацульников, A. Weber, M. Grundmann, S.R. Schmidt, A. Seilmeier, E. Towe, D. Pal // *Изв. РАН : серия физическая*. – 2002. – Т. 66. – Вып. 2. – С. 231–235.

[A36] Поглощение света свободными электронами и дырками в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в поперечном и продольном электрических полях / Л.Е. Воробьев, А.В. Ермилов, Е.А. Зибик, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, Л.Е. Голуб, Н.О. Нащекина, А.Г. Петров, И.И. Сайдашев, А.Я. Шик // 3-я Всероссийская конф. по физике полупроводников (Москва, 1–5 декабря 1997) : тезисы докладов. – С. 346.

[A37] Modulation of infrared radiation and photoconductivity in quantum wells in transverse and longitudinal strong electric field / L.E. Vorobjev, E.A. Zibik, I.E. Titkov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, O.N. Nashchokina, A.G. Petrov, I.I. Saydashev, A.Ya. Shik // *Proceedings of the 1997 International Semiconductor Device Research Symposium (Charlottesville, USA, 10–13 December, 1997)*. – P. 285–288.

[A38] Модуляция оптического поглощения квантовых ям GaAs/AlGaAs в поперечном электрическом поле / Л.Е. Воробьев, Е.А. Зибик, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, О.Н. Нащекина, И.И. Сайдашев // *ФТП*. – 1998. – Т. 32. – Вып. 7. – С. 849–851.

[A39] Electro-optic modulation in quantum wells in transverse and longitudinal strong electric fields / L.E. Vorobjev, E.A. Zibik, I.E. Titkov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin,

E. Towe, O.N. Nashchokina, I.I. Saydashev // Abstracts of the European Conference on Lasers and Electro-Optics (Glasgow, Scotland, 14–18 September 1998).

- [A40] Погребняк, А.В. Поглощение света GaAs/AlGaAs квантовыми ямами в поперечном электрическом поле / А.В. Погребняк, В.А. Шалыгин // 2-я городская конф. студентов и аспирантов по физике полупроводников и полупроводниковой наноэлектронике (С.-Петербург, 10–11 декабря 1998) : тезисы докладов. – С. 18–19.
- [A41] Excited state photoluminescence in stepped InGaAs/AlGaAs quantum wells under picosecond excitation / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, V.Yu. Panevin, D.A. Firsov, S. Hanna, H. Knieling, A. Seilmeier, N.V. Kryzhanovskaya, A.G. Gladyshev, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov // Proceedings of the 11th International Symposium “Nanostructures: Physics and Technology” (St. Petersburg, Russia, June 23–28, 2003). – P. 92–93.
- [A42] Excited state photoluminescence in stepped InGaAs/AlGaAs quantum wells under picosecond excitation / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, V.Yu. Panevin, D.A. Firsov, S. Hanna, H. Knieling, A. Seilmeier, E.M. Araktcheeva, N.V. Kryzhanovskaya, A.G. Gladyshev, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov // Int. J. Nanoscience. – 2003. – Vol. 2. – No. 6. – P. 427–435.
- [A43] Interband and intersubband emission in 3-level stepped QWs under picosecond excitation / V. Shalygin, L. Vorobjev, D. Firsov, V. Panevin, V. Ustinov, A. Zhukov, S. Hanna, H. Lutz, S. Fiebig, A. Seilmeier // Program and Abstracts of the 7th International Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells (ITQW' 2003) (Evolène, Switzerland, 1–5 September, 2003). – P. 79.
- [A44] Внутризонное поглощение и излучение света в квантовых ямах и квантовых точках / Л.Е. Воробьев, В.Ю. Паневин, Н.К. Федосов, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, S. Hanna, A. Seilmeier, Kh. Moumanis, F. Julien, А.Е. Жуков, В.М. Устинов // ФТТ. – 2004. – Т. 46. – Вып. 1. – С. 119–122.
- [A45] Infrared emission from nanostructures with quantum dots and quantum wells / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, V.N. Tulupenko, Yu.M. Shernyakov,

- A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, P.S. Kop'ev, I.V. Kochnev, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov // The 24th International Conference on the Physics of Semiconductors (Jerusalem, Israel, 2–7 August, 1998) : Abstracts. – Vol. 2. – P. Th2-C3.
- [A46] Spontaneous interlevel emission from quantum dot and quantum well laser structures / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, V.N. Tulupenko Yu.M. Shernyakov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, P.S. Kop'ev, I.V. Kochnev, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov // 10th International Symposium on Ultrafast Phenomena in Semiconductors (Vilnius, August 31 – September 2, 1998) : Abstracts. – P. 78–79.
- [A47] Far-infrared spontaneous emission from quantum dot and quantum well structures accompanying near-infrared lasing / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, V.N. Tulupenko, Yu.M. Shernyakov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, P.S. Kop'ev, I.V. Kochnev, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov // Abstracts of the 16th International Semiconductor Laser Conference (Nara, Japan, 4–9 October, 1998).
- [A48] New type of mid and far-infrared semiconductor lasers / L.E. Vorobjev, G. Belenky, E. Towe, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, Yu.M. Shernyakov, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov // Proceedings of the International Topical Conference "Frontiers in Semiconductor Lasers" (La Jolla, California, USA September 7–9, 1998).
- [A49] Перспективы создания источников излучения среднего ИК диапазона на основе внутризонных межуровневых переходов носителей заряда в инжекционных лазерных гетероструктурах с квантовыми точками и ямами / Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Н. Тулупенко, Ж.И. Алферов, Н.Н. Леденцов, П.С. Копьев, В.М. Устинов, Ю.М. Шерняков // УФН. – 1999. – Т. 169. – Вып. 4. – С. 459–463.
- [A50] Emission and amplification of mid-infrared radiation in quantum well structures under generation of near-infrared light / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.A. Shalygin,

V.N. Tulupenko, Zh.I. Alferov, P.S. Kop'ev, I.V. Kochnev, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, Yu.M. Shernyakov, G. Belenky // 7th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, June 14–18, 1999) : Proceedings. – P. 423–426.

- [A51] Emission of mid-infrared radiation and intersubband population inversion in near-infrared laser QW structure / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, Yu.M. Shernyakov, V.N. Tulupenko // 5th International Conference on Intersubband Transitions in Quantum Wells (ITQW'99) (Bad Ischl, Austria, 7–11 September, 1999) : Program and Abstracts. – P. S2.
- [A52] Emission of mid-infrared radiation and intersubband population inversion in near-infrared laser QW structure / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, Zh.I. Alferov, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, Yu. Shernyakov, V.N. Tulupenko // Physica E. – 2000. – Vol. 7. – No. 1-2. – P. 241–244.
- [A53] Инжекционные гетеролазеры среднего ИК диапазона, основанные на внутризонных переходах носителей заряда в квантовых ямах и точках / Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Н. Тулупенко, Н.Н. Леденцов, В.М. Устинов, Ж.И. Алферов // Изв. РАН : серия физическая. – 2000. – Т. 64. – Вып. 2. – С. 294–298.
- [A54] Electric current study under parallel and perpendicular directions of uniaxial pressure and strong electric field in p-Ge / A.A. Abramov, V.I. Akimov, A.T. Dalakyan, V.N. Tulupenko, A.M. Zaitcev, S.N. Danilov, D.A. Firsov, V.A. Shalygin // Materials Science Forum. – 1999. – Vol. 297-298. – P. 283–286.
- [A55] Spontaneous terahertz emission from stressed GaAsN/GaAs heterostructures / D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, D.V. Tsoy, A.Yu. Egorov, A.G. Gladyshev, O.V. Bondarenko // 14th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" (St Petersburg, Russia, June 26-30, 2006). – P. 342–343.

- [A56] Примесный пробой и люминесценция терагерцового диапазона в электрическом поле в микроструктурах p -GaAs и p -GaAsN / Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Д.В. Цой, А.Ю. Егоров, А.Г. Гладышев, О.В. Бондаренко // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32. – Вып. 9. – С. 34–41.
- [A57] Stressed GaAsN/GaAs heterostructures as a base of THz radiation sources / D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, D.V. Tsoy, A.Yu. Egorov, A.G. Gladyshev, O.V. Bondarenko, A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in // AIP Conference Proceedings. – 2007. – Vol. 893. – P. 509–510.
- [A58] Terahertz luminescence in strained GaAsN:Be layers under strong electric fields / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, A.Yu. Egorov, A.G. Gladyshev, O.V. Bondarenko, V.M. Ustinov, N.N. Zinov'ev, D.V. Kozlov // Appl. Phys. Lett. – 2007. – Vol. 90. – Iss. 16. – P. 161128-1–161128-3.
- [A59] THz electroluminescence from strained GaAsN layers doped with shallow acceptors / A.V. Andrianov, V.A. Shalygin, L.E. Vorob'ev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, A.O. Zakhar'in, D.V. Kozlov, A.Yu. Egorov, A.G. Gladyshev, O.V. Bondarenko, V.M. Ustinov, N.N. Zinov'ev // Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 15th International Conference on Terahertz Electronics (IRMMW-THz 2007) (Cardiff, UK, 2–7 September, 2007). – P. 619–620.
- [A60] Эмиссия излучения терагерцового диапазона из гетероструктур GaAsN/GaAs в электрическом поле / Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, А.Ю. Егоров, В.М. Устинов, А.Г. Гладышев, О.В. Бондаренко, А.В. Андрианов, А.О. Захарин, Д.В. Козлов // Изв. РАН : серия физическая. – 2008. – Т. 72. – Вып. 2. – С. 229–231.
- [A61] Terahertz emission and absorption at lateral electric field in p -GaAsN/GaAs and n -GaAs/AlGaAs heterostructures / V.A. Shalygin, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, A.N. Sofronov, V.Yu. Panevin, D.V. Kozlov, S.D. Ganichev, S.N. Danilov,

A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, N.N. Zinov'ev, A.Yu. Egorov, O.V. Bondarenko, A.G. Gladyshev, V.M. Ustinov // 15th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" (Novosibirsk, Russia, June 25-29, 2007) : Proceedings. – P. 18–19.

- [A62] Intraband emission and absorption of terahertz radiation in GaAs/AlGaAs quantum wells / S.D. Ganichev, S.N. Danilov, Ch. Gerl, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, A.A. Andrianov, A.O. Zakhar'in, A.E. Zhukov, V.S. Mikhrin, A.P. Vasil'ev // Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 15th International Conference on Terahertz Electronics (IRMMW-THz 2007) (Cardiff, UK, 2–7 September, 2007). – P. 623–624.
- [A63] Поглощение и эмиссия излучения терагерцового диапазона в легированных квантовых ямах GaAs/AlGaAs / Д.А. Фирсов, Л.Е. Воробьев, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, S.D. Ganichev, S.N. Danilov, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Е. Жуков, В.С. Михрин, А.П. Васильев // Изв. РАН : серия физическая. – 2008. – Т. 72. – Вып. 2. – С. 265–267.
- [A64] Terahertz luminescence and absorption under impurity breakdown in quantum wells and strained semiconductor layers / L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, A.Yu. Egorov, A.V. Andrianov, A.O. Zakhar'in, S.D. Ganichev, S.N. Danilov, D.V. Kozlov // Acta Physica Polonica (A). – 2008. – Vol. 113. – Iss. 3. – P. 925–928.
- [A65] Terahertz emission from Si-doped GaAs/AlGaAs multi quantum well structures at lateral electric bias / A.O. Zakhar'in, A.V. Andrianov, V.A. Shalygin, D.A. Firsov, L.E. Vorobjev, A.N. Sofronov, V.Yu. Panevin, A.E. Zhukov, V.S. Mikhrin, A.P. Vasil'ev, N.N. Zinov'ev // European Optical Society Annual Meeting (EOSAM 2008) (France, Paris, 29 September – 2 October 2008). Topical Meeting 2: "Terahertz – Science and Technology". – Poster 046.
- [A66] Manifestation of resonant impurity states in terahertz photoconductivity of GaAs/AlGaAs quantum wells / D.A. Firsov, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, G.A. Melentyev, A.N. Sofronov, M.Ya. Vinnichenko, L.E. Vorobjev,

A.V. Andrianov, A.O. Zakharyin, V.S. Mikhrin, A.P. Vasil'ev, A.E. Zhukov, L.V. Gavrilenko, V.I. Gavrilenko, A.V. Antonov, V.Ya. Aleshkin // 18th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, Russia, June 21–26, 2010) : Proceedings. – P. 71–72.

[A67] Излучение и фотопроводимость в квантовых ямах GaAs/AlGaAs *n*-типа в терагерцовой области спектра: роль резонансных состояний / Д.А. Фирсов, В.А. Шалыгин, В.Ю. Паневин, Г.А. Мелентьев, А.Н. Софронов, Л.Е. Воробьев, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, В.С. Михрин, А.П. Васильев, А.Е. Жуков, Л.В. Гавриленко, В.И. Гавриленко, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин // ФТП. – 2010. – Т. 44. – Вып. 11. – С. 1443–1446.

[A68] Эмиссия терагерцового излучения из GaN при ударной ионизации доноров в электрическом поле / В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Г.А. Мелентьев, S. Suihkonen, H. Lipsanen // Нанопизика и нанозлектроника. XIII Международнй Симпозиум (Нижний Новгород, 16–20 марта 2009). Т. 1. Институт физики микроструктур РАН, 2009. – С. 78–79.

[A69] Impurity-assisted terahertz emission from GaAs quantum wells and GaN epilayers at lateral electric field / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, A.V. Andrianov, A.O. Zakharyin, N.N. Zinov'ev, A.E. Zhukov, V.S. Mikhrin, A.P. Vasil'ev, S. Suihkonen, H. Lipsanen // 17th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" (Minsk, Belarus, June 22–26, 2009). – P.72–73.

[A70] Терагерцовая люминесценция *n*-GaN в электрическом поле / В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Г.А. Мелентьев, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, Н.Н. Зиновьев, S. Suihkonen, H. Lipsanen // Девятая Российская конференция по физике полупроводников «Полупроводники-2009» (Новосибирск–Томск, 28 сентября – 3 октября 2009) : тезисы докладов. – С. 170.

- [A71] Impurity breakdown and terahertz luminescence in *n*-GaN epilayers under external electric field / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, A.V. Antonov, V.I. Gavrilenko, A.V. Andrianov, A.O. Zakharyin, S. Suihkonen, P.T. Törmä, M.Ali, H. Lipsanen // *Journ. Appl. Phys.* – 2009. – Vol. 106. – Iss. 12. – P. 123523-1–123523-5.
- [A72] Эмиссия терагерцового излучения из GaN при ударной ионизации доноров в электрическом поле / В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, В.Ю. Паневин, А.Н. Софронов, Г.А. Мелентьев, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, Н.Н. Зиновьев, S. Suihkonen, H. Lipsanen // *Изв. РАН : серия физическая.* – 2010. – Т. 74. – Вып. 1. – С. 95–97.
- [A73] Terahertz emission from GaN epilayers at lateral electric field / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, V.Yu. Panevin, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, A.V. Antonov, V.I. Gavrilenko, S. Suihkonen, P.T. Törma, M. Ali, H. Lipsanen // *The 35th International Conference on Infrared, Millimeter and THz Waves (IRMMW-THz 2010)* (Rome, Italy, September 5–10 2010). – Th-P.92.
- [A74] Экситонные спектры и электропроводность эпитаксиальных слоев GaN легированных кремнием / В.Ф. Агекян, Л.Е. Воробьев, Г.А. Мелентьев, H. Nykänen, А.Ю. Серов, S. Suihkonen, Н.Г. Философов, В.А. Шалыгин / *ФТТ.* – 2013. – Т. 55. – Вып. 2. – С. 260–264.
- [A75] Terahertz luminescence under electron heating in modulation-doped AlGaIn/GaN heterostructures / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov // *Proceedings of the 18th International Symposium "Nanostructures: Physics and Technology"* (St. Petersburg, Russia, June 21–26, 2010). – P. 81–82.
- [A76] Terahertz radiation emission by hot electrons from AlGaIn/GaN heterostructure / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov // *Acta Physica Polonica (A).* – 2011. – Vol. 119. – Iss. 2. – P. 241–243.

- [A77] Эмиссия терагерцового излучения из селективно легированных гетероструктур AlGa_N/Ga_N при разогреве двумерных электронов электрическим полем / В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, А.Н. Софронов, Г.А. Мелентьев, М.Я. Винниченко, В.В. Лундин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников // Труды XV международного симпозиума «Нанофизика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 14–18 марта 2011). – Т. 1. – С. 155.
- [A78] Blackbody-like emission of terahertz radiation from AlGa_N/Ga_N heterostructure under electron heating in lateral electric field / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov, A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, W.V. Lundin, A.E. Nikolaev, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov // Journ. Appl. Phys. – 2011. – Vol. 109. – Iss. 7. – P. 073108-1–073108-6.
- [A79] Дальнее инфракрасное излучение горячих двумерных электронов в одиночном гетеропереходе AlGa_N/Ga_N / Г.А. Мелентьев, В.А. Шалыгин, М.Я. Винниченко, А.Н. Софронов, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов // Научно-технические ведомости СПбГПУ : серия физико-математические науки. – 2011. – Вып. 2. – С. 25–30.
- [A80] Терагерцовое излучение 2D- и 3D-электронов при их разогреве электрическим полем в эпитаксиальных слоях A³B⁵ / В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, Г.А. Мелентьев, А.Н. Софронов, Т.В. Шубина, В.Н. Жмерик, А.Н. Семенов, С.В. Иванов, В.В. Лундин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников, S. Suihkonen, H. Lipsanen // X Российская конф. по физике полупроводников (Нижний Новгород, 19–23 сентября 2011) : тезисы. – С. 28.
- [A81] Эмиссия терагерцового излучения из селективно легированных гетероструктур AlGa_N/Ga_N при разогреве двумерных электронов электрическим полем / В.А. Шалыгин, Л.Е. Воробьев, Д.А. Фирсов, А.Н. Софронов, Г.А. Мелентьев, М.Я. Винниченко, В.В. Лундин, А.Е. Николаев, А.В. Сахаров, А.Ф. Цацульников // Изв. РАН : серия физическая. – 2012. – Т. 76. – Вып. 2. – С. 236–239.
- [A82] Emission of terahertz radiation from Ga_N/AlGa_N heterostructure under electron heating in lateral electric field / V.A. Shalygin, L.E. Vorobjev, D.A. Firsov,

A.N. Sofronov, G.A. Melentyev, W.V. Lundin, A.V. Sakharov, A.F. Tsatsulnikov // Proceedings of the 31st International Conference on the Physics of Semiconductors (Zurich, Switzerland, 29 July – 3 August 2012). – TU 38.44. – P. 122.

[A83] Шалыгин, В.А. Эмиссия терагерцового излучения из микро- и наноструктур на основе нитрида галлия / В.А. Шалыгин // 9-я Всероссийская конференция «Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы» (Москва, 13–15 июня 2013) : Тезисы докладов. – С. 117–120.