

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ им. А.Ф. ИОФФЕ
Российской академии наук

Федеральное государственное бюджетное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
МОРДОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
им. Н.П. ОГАРЁВА

на правах рукописи

Кокурин Иван Александрович

ЭФФЕКТЫ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В УЛЬТРАТОНКИХ
ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ

Специальность:

01.04.07 - физика конденсированного состояния

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор Н. С. Аверкиев

Санкт-Петербург, Саранск – 2015

Оглавление

| | |
|---|-----------|
| Введение | 4 |
| 1 Оптическая ориентация при фотонейтрализации ионов Mn^- в квантовых ямах GaAs/AlGaAs | 11 |
| 1.1 Введение | 11 |
| 1.2 Оптические переходы Mn^- – зона проводимости | 14 |
| 1.3 Спиновая ориентация носителей при возбуждении циркулярно поляризованным светом | 19 |
| 1.3.1 Ориентация свободных электронов | 20 |
| 1.3.2 Поляризация локализованных дырок | 26 |
| 1.4 Спиновая и энергетическая релаксация электронов | 29 |
| 1.5 Поляризация люминесценции термализованных носителей | 34 |
| 1.6 Краткие итоги | 38 |
| 2 Спектральные и транспортные свойства электронного газа в InAs-нанопроволоках | 39 |
| 2.1 Введение | 39 |
| 2.2 Модель и спектральная задача | 41 |
| 2.3 Баллистический кондактанс и термоэдс | 46 |
| 2.4 Определение параметра Рашбы | 50 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 2.5 | Влияние отсутствия центра инверсии у материала нанопроволоки | 54 |
| 2.5.1 | Численная диагонализация | 56 |
| 2.5.2 | Баллистический транспорт | 59 |
| 2.6 | Краткие итоги | 63 |
| 3 | Ориентация электронных спинов током в квазиодномерной системе | 64 |
| 3.1 | Введение | 64 |
| 3.2 | Постановка задачи и модель | 66 |
| 3.3 | Система квантовых кинетических уравнений | 69 |
| 3.4 | Численные оценки величины эффекта и обсуждение возможной экспериментальной проверки | 73 |
| 3.5 | Краткие итоги | 75 |
| | Заключение | 76 |
| | Приложения | 81 |
| | Список литературы | 87 |

Введение

В последние десятилетия прогресс в полупроводниковой технологии определил основное направление развития современной физики полупроводников. Достижения технологов сделали возможным синтез нового класса полупроводниковых структур – низкоразмерных систем (наноструктур), в которых движение носителей заряда ограничено в одном или более направлениях. Помимо хорошо известных квантовых ям, проволок и точек, получаемых эпитаксиальным ростом различных полупроводниковых соединений, в этом ряду следует также упомянуть и такие двумерные кристаллы (толщина их составляет один атомный слой) как графен (и его производные – углеродные нанотрубки и фуллерены), гексагональный нитрид бора (h-BN), германен, силицен, фосфорен (монослой германия, кремния и фосфора, соответственно), а также халькогениды переходных металлов.

Понижение симметрии в наноструктурах по сравнению с объемным материалом приводит к существенному изменению энергетического спектра носителей. Также размерное квантование оказывает существенное влияние и на явления, обусловленные наличием спиновой степени свободы. Исследовать спиновые явления важно не только с фундаментальной точки зрения, но и с точки зрения разработки новых приборов. Так, в спинтронике (электронике, использующей помимо зарядовой степени свободы носителей также и его спин) наличие у электрона (или дырки) собственного момента может быть использовано в квантовых вычислениях. В этом контексте также большое внимание исследователей привлекают полупроводники, легированные магнитными примесями, и низкоразмерные структуры на их основе.

Хорошо известно, что в нерелятивистской квантовой механике спин электрона напрямую не взаимодействует с электрическим полем. Однако, такая связь может возникнуть за счет релятивистских эффектов, в первую очередь за счет спин-орбитального взаимодействия (СОВ) [1]. В полупроводниках СОВ сильнее проявляется для кристаллов, состоящих из тяжелых элементов: величина СОВ при этом достаточно быстро растет с ростом атомного номера.

В объемных полупроводниках СОВ является ответственным за ряд спиновых расщеплений, таких как, спин-орбитальное расщепление валентной зоны в кристаллах с решеткой алмаза или цинковой обманки. Кроме того, в кристаллах без центра инверсии возникают расщепления, пропорциональные нечетным степеням волнового вектора [2], которые проявляются в спиновой релаксации по механизму Дьяконова–Переля [3, 4]. Спиновые расщепления основательно исследованы для электронов зоны проводимости Γ_6 и отчасти для дырок в сложной зоне Γ_8 , однако, благодаря усилиям технологов, время от времени появляются новые структуры, в которых, за счет специфики геометрии, спиновые расщепления (зеemanовское и спин-орбитальное) могут обнаруживать новые особенности.

Здесь стоит упомянуть, что понижение размерности полупроводниковых структур приводит к значительной перенормировке СОВ, проявляясь не только в изменении спиновых расщеплений, но и в перенормировке g-фактора носителей, и, само собой, влияет на все эффекты обусловленные СОВ.

Изучение эффектов обусловленных СОВ позволяет получать информацию о микроскопических параметрах, описывающих энергетический спектр носителей, геометрической форме и размерах структуры.

Степень разработанности темы исследования. СОВ в полупроводниках, обеспечивая взаимодействие спинов носителей заряда с электрическим полем (в том числе с полем световой волны), ответственно за возникновение целого ряда интересных эффектов. В их числе отметим: 1. спиновый эффект Холла (СЭХ) [5], представляющий собой пространственное разделение носителей с противополож-

ными спинами при пропускании тока через образец; 2. обратный ему эффект возникновения тока при наличии неоднородной поляризации [6]; 3. возникновение однородной по образцу поляризации при пропускании электрического тока [7]; 4. ряд фотогальванических эффектов [8]; и конечно, 5. явление оптической ориентации [9].

Тем не менее, можно утверждать, что на “карте” спиновой физики полупроводников до сих пор существуют “белые пятна”, и направление движения к таким нерешенным задачам определяется в первую очередь понижением размерности структур, спецификой их геометрии и топологии, а также поиском явлений в неизученных спектральных областях.

Все вышесказанное обуславливает актуальность темы диссертации.

Цель настоящего исследования заключается в теоретическом изучении ряда спектральных, оптических и транспортных явлений, специфика которых обусловлена СОВ и его особенностями в пределе сильного размерного квантования.

Научная новизна работы состоит в решении конкретных задач:

1. Построить теорию оптической ориентации свободных и связанных носителей заряда при возбуждении циркулярно поляризованным светом оптического перехода фотонейтрализации магнитных ионов Mn^+ в структурах на основе GaAs.
2. Исследовать спектральную задачу для InAs-нанопроволоки с приповерхностным электронным газом в случае сильного СОВ, а также изучить баллистический транспорт, в том числе термо-индуцированный, в данной наноструктуре.
3. Построить теорию эффекта ориентации электронных спинов электрическим током в квазиодномерной системе (квантовой проволоке).

Теоретическая и практическая значимость работы определяется тем, что в ней предложен новый эффективный подход к созданию спиновой ориентации носителей заряда за счет оптической фотонейтрализации магнитных ионов Mn^+ в

квантовых ямах. Продемонстрировано, что спектральные и транспортные свойства электронного газа в InAs-нанопроволоках модифицируются в случае сильного СОВ типа Рапбы и Дрессельхауза. Также получена формула, описывающая дифференциальную термоэдс баллистических наноструктур в случае, когда спектр одномерных подзон имеет произвольную форму. Предложен новый подход к созданию однородной спиновой плотности током в системе квазиодномерных квантовых проволок, причем величина степени ориентации носителей близка к аналогичной величине в двумерных системах.

Методология и методы исследования. В задачах диссертационного исследования при расчетах использовались хорошо апробированные методы теоретической и математической физики.

В Главе 1 использованы широко применяемые в оптике полупроводников метод матрицы плотности и метод вторичного квантования, а для описания глубоких примесных центров использован метод потенциалов нулевого радиуса.

К задаче Главы 2 применен метод инвариантов при построении однозонных гамильтонианов, а для последующего решения спектральной задачи использован метод численной диагонализации, использующий схему с многократными унитарными преобразованиями.

Расчет, проведенный в Главе 3, опирается на итерационную процедуру приближенного решения системы квантовых кинетических уравнений по малости СОВ и электрического поля.

Основные положения выносимые на защиту:

1. Фотонейтрализация отрицательно заряженных акцепторов в квантовых ямах циркулярно поляризованным светом позволяет достичь высокой степени спиновой поляризации электронов зоны проводимости даже в случае, когда размерное квантование не расщепляет энергетических состояний акцептора.
2. Сильное спин-орбитальное взаимодействие в одномерных нанопроволоках с цилиндрическим проводящим каналом, ориентированных вдоль кристалло-

- графической оси [111], приводит к появлению в электронном спектре одномерных подзон, имеющих три экстремума: два минимума и один максимум.
3. Развита теория термоэлектрического эффекта для баллистических одномерных систем с произвольным энергетическим спектром. В нанопроволоках с сильным спин-орбитальным взаимодействием баллистический кондактанс является немонотонной функцией, а дифференциальный коэффициент термоэдс – знакопеременной функцией химического потенциала.
 4. Эффект ориентации электронных спинов электрическим током, обусловленный спин-орбитальным расщеплением энергетического спектра, возможен в квазиодномерных системах при наличии межподзонного рассеяния. Эффективность такой спиновой ориентации сравнима с эффективностью спиновой ориентации электронов током в двумерных системах.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на рабочих семинарах ФТИ им. А. Ф. Иоффе и МГУ им. Н. П. Огарева, на XI Российской конференции по физике полупроводников (С.-Петербург, 2013), XXI и XXIII международной конференции «Nanostructures: Physics and Technology» (Санкт-Петербург, 2013, 2015), на XX уральской международной зимней школе по физике полупроводников (Екатеринбург – Новоуральск, 2014), на международной конференции «Single dopants» (Санкт-Петербург, 2014), а также приняты в качестве докладов на XII Российскую конференцию по физике полупроводников (Москва, 2015) и 14-ю международную конференцию-школу «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение» (Саранск, 2015).

Публикации. По результатам исследований, представленных в диссертации, опубликовано 9 печатных работ, список которых приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, трех приложений и списка литературы. Она содержит 97 страниц текста, включая 13 рисунков и 2 таблицы. Список цитируемой литературы содержит 99 наименований.

Во введении обоснована актуальность проведенных исследований, сформулированы цель и научная новизна работы, перечислены основные положения, выносимые на защиту, а также кратко изложено содержание диссертации.

В первой главе диссертации развита теория оптической ориентации носителей (как свободных так локализованных) при фотонейтрализации магнитных ионов Mn^- в квантовых ямах GaAs/AlGaAs в условиях компенсации. Установлено, что при такой схеме возбуждения циркулярно поляризованным светом степень ориентации электронов зоны проводимости может быть достаточно высокой (достигает 85%). Степень ориентации локализованных на центрах марганца дырок оказывается тоже достаточно высокой (50-60%), но существенно слабее зависит от ширины квантовой ямы. Построена микроскопическая теория спиновой и энергетической релаксации электронов, принимающая во внимание наличие в зоне проводимости электронов с разной энергией вследствие обменного расщепления центра Mn^0 . Изучена поляризация рекомбинационного излучения перехода $e + Mn^0 \rightarrow Mn^- + \hbar\omega$. Показано, что циркулярная поляризация фотолюминесценции при таком переходе может превышать 70% и зависит от ширины квантовой ямы и от соотношения между временами спиновой релаксации электронов и локализованных дырок.

Во второй главе диссертации теоретически изучены спектральные и транспортные свойства тубулярного электронного газа (ТЭГ) в InAs-нанопроволоках (из-за приповерхностного изгиба зон в таких нанопроволоках возникает проводящий канал цилиндрической формы – ТЭГ). В таких структурах в силу асимметрии потенциала, образуемого приповерхностным изгибом зон, достаточно сильно проявляется СОВ типа Рашбы. Показано, что в таких структурах может реализоваться ситуация, когда в подзонном спектре нанопроволоки возникают так называемые W-образные подзоны (имеющие 2 минимума и 1 максимум). Такая зонная структура проявляется в баллистическом транспорте. Получена общая формула для дифференциальной термоэдс (коэффициент Зеебека) для баллистических струк-

тур с произвольным спектром. Изучены баллистический кондактанс и термоэдс InAs-нанопроволок, и показано, что из-за сильного СОВ картина квантования баллистической проводимости может быть немонотонной, а термоэдс может быть знакопеременной функцией химического потенциала. Для таких структур, выращенных в направлении [111] построен гамильтониан СОВ Дрессельхауза. Спектральная задача решена численно, и установлено, что вклады Рашбы и Дрессельхауза являются конкурирующими с точки зрения образования W-образных подзон и соответствующих им особенностей в баллистическом транспорте. Предложен новый способ определения из эксперимента константы СОВ Рашбы, пригодный для баллистических нанопроволок.

Третья глава диссертации посвящена теории эффекта ориентации электронных спинов при пропускании электрического тока через квазиодномерную систему (квантовую проволоку). Показано, что в одномерном случае (при заполнении только основной подзоны) спиновая релаксация не приводит к возникновению эффекта. Тем не менее, при заполнении большего числа подзон (например, двух) и возможности межподзонного рассеяния эффект возникает и по величине сопоставим с ранее изученным в двумерном случае (спиновая ориентация составляет единицы процента) и может быть экспериментально обнаружен.

Каждая глава содержит вводный раздел, посвященный обзору современного состояния исследований по тематике главы.

В Заключении обобщены основные результаты работы.

Формулы и рисунки в диссертации нумеруются по главам, нумерация литературы единая для всего текста.

Глава 1

Оптическая ориентация при фотонейтрализации ионов Mn^{2+} в квантовых ямах GaAs/AlGaAs

1.1 Введение

Оптическая ориентация спинов электронов и дырок представляет собой один из наиболее часто используемых методов исследования полупроводников и полупроводниковых наноструктур [9, 10, 11]. В [9, 10, 11] показано, что изучая поляризацию фотолюминесценции в условиях спиновой ориентации носителей заряда можно определять времена релаксации электронов и дырок. Также ориентация носителей может приводить к возникновению постоянного электрического тока, направление и величина которого, зависят от степени круговой поляризации возбуждающего света.

Обычно в эксперименте средний спин свободных электронов создается за счет межзонной накачки, а наибольшая ориентация спина для полупроводников типа GaAs возникает при переходах из центра зоны Бриллюэна, и с увеличением энергии электрона эта величина уменьшается. В этом смысле привлекательным представляется возбуждение электронов при оптических переходах между, например, заряженным акцептором и зоной проводимости. Поскольку в основном состоянии симметрия волновых функций локализованных носителей совпадает с симметрией

волновых функций вершины зоны [12], то при таком оптическом переходе можно ожидать предельной степени спиновой ориентации электрона. Эта ситуация возможна в компенсированных полупроводниках, например, если полупроводник с р-типом проводимости дополнительно легировать донорами. Тогда при низких температурах часть акцепторов будет ионизована (заряжена отрицательно), а все доноры окажутся заряженными положительно. При поглощении света с энергией кванта меньшей ширины запрещенной зоны полупроводника на величину энергии связи дырки на акцепторе, в кристалле возникает электрон в зоне проводимости и дырка на акцепторе. Такие переходы проявляются в спектрах поглощения компенсированных полупроводников при энергиях меньших чем ширина запрещенной зоны [13, 14]. Также полезную информацию и ссылки по этому вопросу до 1972 года можно найти в обзоре [15]. Вероятность оптических переходов “зона проводимости – акцептор” с учетом сложной структуры валентной зоны Γ_8 в GaAs изучалась в работе [16].

Особенно актуальным является вопрос об оптических переходах ионизированная примесь – зона в полумагнитных полупроводниках III-Mn-V. Недавно экспериментально было показано, что компенсация и связанные с ней оптические переходы являются основным фактором, определяющим спектральные свойства магнитного циркулярного дихроизма в GaMnAs [17]. При увеличении степени компенсации в поглощении циркулярно поляризованного света все большую роль играют переходы ионизированный акцептор – зона проводимости, что в эксперименте приводило к смене знака измеренной поляризации проходящего света при энергиях меньше ширины запрещенной зоны [17].

Отдельный интерес представляет случай оптической ориентации электронов в двумерных системах. Экспериментально исследовать такое явление возможно в структурах с квантовыми ямами (КЯ) GaAs : Mn/AlGaAs с модулированным легированием. Известно, что легирование отдельной КЯ марганцем в настоящее время технологически неосуществимо в связи с сильной сегрегацией марганца в

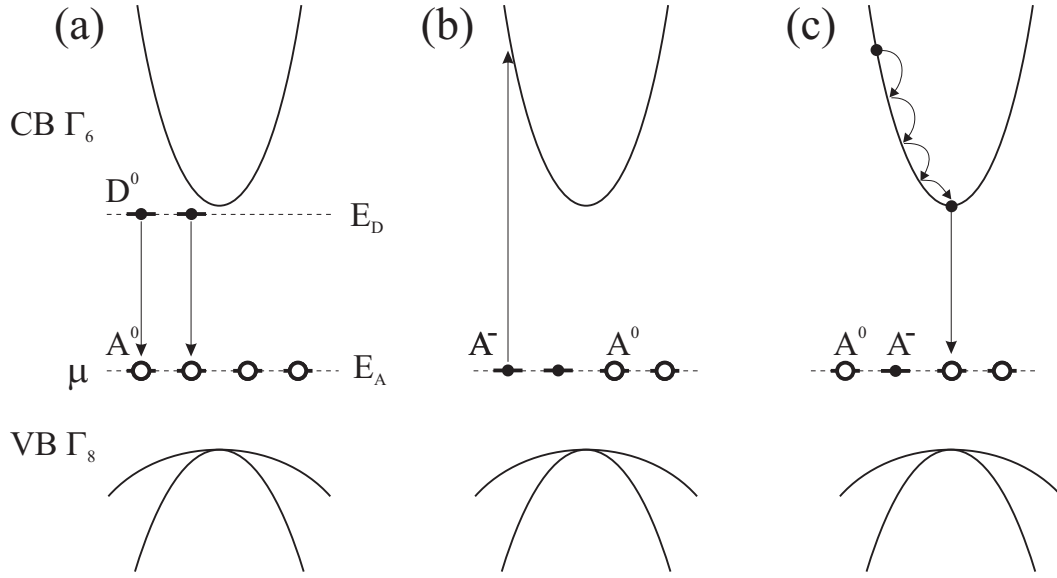


Рис. 1.1: Схема возбуждения и рекомбинации в частично компенсированном полупроводнике р-типа. (а) Частичная компенсация образца р-типа донорами. (б) Возбуждение электрона с заряженного акцептора в зону проводимости. (с) Релаксация и рекомбинация электрона со дна зоны проводимости и дырки на акцепторе.

кристаллической решетке во время роста [18]. Однако, легируя донорами барьеры вокруг КЯ, можно управлять положением химического потенциала в яме таким образом, что внутри ямы будет находиться только ионизированная примесь марганца. Прямое измерение оптической ориентации электронов, как в объемных, так и в двумерных системах возможно путем измерения степени циркулярной поляризации фотолюминесценции перехода из зоны проводимости на акцептор при энергии света накачки $\hbar\omega$ изменяемой в интервале $E_g - E_A < \hbar\omega < E_g - E_D$ (Рис. 1.1), где E_g – ширина запрещенной зоны, $E_{D(A)}$ – энергия ионизации донора (акцептора).

Хорошо известно [3], что в полупроводниках типа GaAs степень ориентации электронов зоны проводимости ограничена величиной $1/2$, что связано с вырождением валентной зоны Γ_8 в центре зоны Бриллюэна. Чтобы увеличить степень ориентации необходимо снять вырождение подзон легких и тяжелых дырок. Это может быть достигнуто одноосной деформацией [19], либо при размерном квантовании в КЯ.

В данной главе будет развита теория оптической ориентации электронов в зоне проводимости и дырок, локализованных на глубоких центрах Mn^0 , при оптических переходах между состояниями заряженных акцепторов Mn^- и зоной проводимости в полупроводниках типа GaAs и КЯ GaAs/AlGaAs. Также будет рассчитана степень круговой поляризации фотолюминесценции, обусловленной рекомбинацией термализованных электронов с дырками на акцепторах. Рассмотрены различные предельные случаи соотношения времен спиновой релаксации электронов и дырок. Будет показана возможность увеличения степени ориентации электронов, в случае, когда вырождение состояний акцептора не снимается размерным квантованием, то есть ширина КЯ все еще больше боровского радиуса дырки на акцепторе.

1.2 Оптические переходы Mn^- – зона проводимости

Рассмотрим оптические переходы между состояниями заряженного акцептора Mn^- и зоной проводимости (Рис. 1.1b). Такие переходы удобно описывать в двухчастичной схеме: начальное состояние характеризуется моментом электронов $3d^5$ –электронов марганца, а конечное – состоянием электрона в зоне проводимости и дырки на акцепторе.

Хорошо известно, что в объемном арсениде галлия легированном марганцем (GaAs:Mn) [20, 21, 22, 23] обменное взаимодействие дырки и d-оболочки иона Mn^- является антиферромагнитным, определяя тем самым противоположный знак поляризации фотолюминесценции при рекомбинации свободного электрона с дыркой на центре Mn^0 по сравнению с рекомбинацией на немагнитный акцептор например Zn.

Рассмотрим более подробно состояние дырки на акцепторе Mn^0 . Следуя подходу развитому в [24], будем рассматривать дырку и $3d$ -электроны как одну частицу, с полным моментом F . Момент F может принимать целые значения от 1 до 4, поскольку момент $3d$ -электронов $S_d = 5/2$, а полный момент дырки $J = 3/2$

(основное состояние). Волновая функция состояния $|F, m_F\rangle$ с моментом F и его проекцией m_F определяется в соответствии с общими правилами сложения моментов [25]

$$\Psi_{F, m_F} = \sum_{M, \nu} C_{M\nu}^{F m_F} \Psi_\nu^S \Psi_M^J, \quad (1.1)$$

где Ψ_ν^S, Ψ_M^J – волновые функции $3d$ -электронов и дырки соответственно, $C_{M\nu}^{F m_F}$ – коэффициенты Клебша-Гордана, ν и M – проекции соответствующих моментов. Явный вид этих функций приведен в Приложении А.

Состояние $|F, m_F\rangle$ является 24 -х кратно вырожденным, $(2S_d + 1)(2J + 1) = 24$. Однако, учет обменного взаимодействия $H^{ex} = -AS_d \cdot \mathbf{J}$ приводит к снятию вырождения по полному моменту F , при этом вырождение по проекции m_F сохраняется и имеет очевидно кратность $2F + 1$ при заданном F . Таким образом, уровень с энергией E^* расщепляется на четыре

$$E_F = E^* - \frac{A}{2} \left[F(F + 1) - \frac{25}{2} \right], \quad (1.2)$$

где A – константа обменного взаимодействия. Экспериментально было показано, что обменное взаимодействие носит антиферромагнитный характер, то есть $A < 0$, основным состоянием является $F = 1$ и $|A| = 2$ мэВ [26].

При определении волновых функций дырки на акценторе ограничимся здесь сферическим приближением гамильтониана Латтинжера [27, 28, 29]. Основное состояние при этом обладает той же симметрией, что и вершина валентной зоны Γ_8 , то есть соответствует полному моменту $J = 3/2$ [27], и его волновая функция определяется в соответствии с общими правилами сложения моментов

$$\Psi_M^{3/2}(r, \theta, \varphi) = 2 \sum_{l=0,2} (-1)^{l-3/2+M} R_l(r) \sum_{m\mu} \begin{pmatrix} l & 3/2 & 3/2 \\ m & \mu & -M \end{pmatrix} Y_{lm}(\theta, \varphi) X_\mu, \quad (1.3)$$

где $M = \pm 1/2, \pm 3/2$, $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ – сферические функции, X_μ – собственный вектор матрицы J_z : $J_z X_\mu = \mu X_\mu$, $\mu = \pm 3/2, \pm 1/2$, $\begin{pmatrix} l & 3/2 & 3/2 \\ m & \mu & -M \end{pmatrix}$ – $3j$ -символ Вигнера.

Вычисление $3j$ -символов дает

$$\Psi_{3/2}^{3/2} = R_0(r)Y_{00}X_{3/2} + \frac{1}{\sqrt{5}}R_2(r)Y_{20}X_{3/2} - \sqrt{\frac{2}{5}}R_2(r)Y_{21}X_{1/2} + \sqrt{\frac{2}{5}}R_2(r)Y_{22}X_{-1/2},$$

$$\Psi_{1/2}^{3/2} = R_0(r)Y_{00}X_{1/2} - \frac{1}{\sqrt{5}}R_2(r)Y_{20}X_{1/2} + \sqrt{\frac{2}{5}}R_2(r)Y_{2,-1}X_{3/2} + \sqrt{\frac{2}{5}}R_2(r)Y_{22}X_{-3/2},$$

$$\Psi_{-1/2}^{3/2} = R_0(r)Y_{00}X_{-1/2} - \frac{1}{\sqrt{5}}R_2(r)Y_{20}X_{-1/2} + \sqrt{\frac{2}{5}}R_2(r)Y_{21}X_{-3/2} + \sqrt{\frac{2}{5}}R_2(r)Y_{2,-2}X_{3/2},$$

$$\Psi_{-3/2}^{3/2} = R_0(r)Y_{00}X_{-3/2} + \frac{1}{\sqrt{5}}R_2(r)Y_{20}X_{-3/2} - \sqrt{\frac{2}{5}}R_2(r)Y_{2,-1}X_{-1/2} + \sqrt{\frac{2}{5}}R_2(r)Y_{2,-2}X_{1/2}.$$

Радиальные функции $R_0(r)$ и $R_2(r)$, определяемые из системы дифференциальных уравнений [27], в общем случае (в том числе и для кулоновского потенциала) могут быть найдены либо численно, либо приближенно (например, вариационным методом). Однако, в модели потенциала нулевого радиуса [30, 31, 32] выражения для них могут быть получены аналитически [33, 34].

Согласно Рис. 1.1 при поглощении фотона образуется нейтральный акцептор и электрон в зоне проводимости. Независящая от времени часть оператора электрон-фотонного взаимодействия, соответствующая переходу с поглощением фотона, имеет вид

$$H_{e-ph} = \frac{eA_0}{m_0c} \sum_{s,m,\mathbf{k}} \mathbf{e} \mathbf{p}_{sm} c_{s\mathbf{k}}^\dagger c_{m\mathbf{k}}, \quad (1.4)$$

где A_0 – амплитуда векторного потенциала световой волны, m_0 – масса свободного электрона, \mathbf{e} – вектор поляризации фотона, $c_{s\mathbf{k}}^\dagger$ – оператор рождения электрона со спином s и волновым вектором \mathbf{k} в зоне проводимости, $c_{m\mathbf{k}}$ – оператор уничтожения электрона с проекцией спина m и волновым вектором \mathbf{k} в валентной зоне, \mathbf{p}_{sm} – матричный элемент соответствующего оптического перехода.

Поскольку оператор электрон-фотонного взаимодействия (1.4) не действует на волновые функции $3d$ -электронов в (1.1), то воспользовавшись ортогональностью состояний Ψ_ν^S , можно получить следующее соотношение для матричного элемента перехода $Mn^- + \hbar\omega \rightarrow Mn^0 + e$

$$\langle s, \mathbf{k}, F, m_F | H_{e-ph} | \nu \rangle = C_{M\nu}^{Fm_F} \langle s, \mathbf{k}, M | H_{e-ph} | 0 \rangle. \quad (1.5)$$

Здесь $\langle s, \mathbf{k}, M | H_{e-ph} | 0 \rangle$ – есть матричный элемент, соответствующий переходу с образованием электрона в состоянии $|s, \mathbf{k}\rangle$ и дырки с проекцией момента M на немагнитном акцепторе, вакуумному состоянию $|0\rangle$ соответствует полностью заполненная валентная зона, заряженные акцепторы и свободная зона проводимости.

Правила отбора для переходов между состояниями $|3/2, j_z\rangle$ валентной зоны Γ_8 и состояниями $|1/2, s_z\rangle$ зоны проводимости Γ_6 хорошо известны. Для циркулярной поляризации $\mathbf{e}_\pm = (\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}$ соответствующие матричные элементы имеют вид

$$\mathbf{e}_+ \langle 1/2, 1/2 | \mathbf{p} | 3/2, -1/2 \rangle = P_{cv}/\sqrt{3}, \quad \mathbf{e}_+ \langle 1/2, -1/2 | \mathbf{p} | 3/2, -3/2 \rangle = P_{cv},$$

$$\mathbf{e}_- \langle 1/2, 1/2 | \mathbf{p} | 3/2, 3/2 \rangle = -P_{cv}, \quad \mathbf{e}_- \langle 1/2, -1/2 | \mathbf{p} | 3/2, 1/2 \rangle = -P_{cv}/\sqrt{3},$$

где $P_{cv} = \langle S | p_x | X \rangle$ – межзонный матричный элемент оператора импульса.

Как уже упоминалось, волновая функция основного состояния дырки на акцепторе (симметрия Γ_8) в методе эффективной массы определяется произведением медленно меняющихся функций и состояний потолка валентной зоны

$$\Psi_M^{3/2}(\mathbf{r}) = \sum_m F_m^M(\mathbf{r}) u_{m0}(\mathbf{r}),$$

где u_{m0} – блоховские функции вершины валентной зоны Γ_8 , $F_m^M(\mathbf{r})$ – соответствующие огибающие. Поскольку нам удобно при описании состояний акцептора использовать дырочный язык, то необходимо в операторе электрон-фотонного взаимодействия (1.4) сделать переход в состояниях вершины валентной зоны Γ_8 от электронного представления к дырочному, что обеспечивается матрицей инверсии времени $T^{(3/2)}$ [35].

Тогда искомые матричные элементы могут быть записаны в следующем виде

$$\langle s, \mathbf{k}, M | H_{e-ph} | 0 \rangle = \frac{eA_0}{m_0c} \sum_{m\mathbf{k}} F_m^{M*}(\mathbf{k}) \mathbf{e} T^{(3/2)} \mathbf{p}_{s,-m}, \quad (1.6)$$

где $F_m^M(\mathbf{k})$ есть Фурье-образы огибающих (1.3). Поскольку центр Mn^0 является достаточно глубоким, то для него оказывается применимым описание в модели потенциала нулевого радиуса [30, 31, 32]. Как уже говорилось выше, в этом случае

радиальные огибающие $R_{0(2)}(r)$, входящие в (1.3), могут быть найдены аналитически. Здесь, однако, мы пойдем по другому пути и воспользуемся результатами работы [36], где были найдены волновые функции дырки на акцепторе в импульсном представлении, то есть интересующие нас функции $F_m^M(\mathbf{k})$.

Тогда получим для матричных элементов перехода $A^- + \hbar\omega \rightarrow A^0 + e$

$$\langle \uparrow, \mathbf{k}, M | H_{e-ph}^+ | 0 \rangle = -\frac{eA_0 P_{cv}^*}{m_0 c} \frac{1}{\sqrt{3}} F_{1/2}^{M*}(\mathbf{k}), \quad \langle \downarrow, \mathbf{k}, M | H_{e-ph}^+ | 0 \rangle = \frac{eA_0 P_{cv}^*}{m_0 c} F_{3/2}^{M*}(\mathbf{k}), \quad (1.7)$$

$$\langle \uparrow, \mathbf{k}, M | H_{e-ph}^- | 0 \rangle = \frac{eA_0 P_{cv}^*}{m_0 c} F_{-3/2}^{M*}(\mathbf{k}), \quad \langle \downarrow, \mathbf{k}, M | H_{e-ph}^- | 0 \rangle = -\frac{eA_0 P_{cv}^*}{m_0 c} \frac{1}{\sqrt{3}} F_{-1/2}^{M*}(\mathbf{k}), \quad (1.8)$$

где индекс $+(-)$ у оператора H_{e-ph} соответствует поляризации $\sigma^+(\sigma^-)$, а огибающие в k -пространстве $F_m^M(\mathbf{k})$ приведены в Таблице. 1.1.

Таблица 1.1: Необходимые для расчета огибающие в k -пространстве $F_j^i(\mathbf{k})$ и их значения при некоторых ориентациях вектора \mathbf{k} (сферическое приближение). Недостающие компоненты могут быть получены при инверсии времени, т.е. заменяя знаки проекций всех моментов на противоположные.

| | (θ, φ) | $(0, 0)$ | $(\frac{\pi}{2}, 0)$ |
|------------------------------|---|---|---|
| $F_{1/2}^{3/2}(\mathbf{k})$ | $-\sqrt{\frac{2}{5}} R_2(k) Y_{21}(\theta, \varphi)$ | 0 | 0 |
| $F_{1/2}^{1/2}(\mathbf{k})$ | $R_0(k) Y_{00} - \frac{1}{\sqrt{5}} R_2(k) Y_{20}(\theta, \varphi)$ | $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} [R_0(k) - R_2(k)]$ | $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} [R_0(k) + \frac{1}{2} R_2(k)]$ |
| $F_{1/2}^{-1/2}(\mathbf{k})$ | 0 | 0 | 0 |
| $F_{1/2}^{-3/2}(\mathbf{k})$ | $\sqrt{\frac{2}{5}} R_2(k) Y_{2,-2}(\theta, \varphi)$ | 0 | $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\sqrt{3}}{2} R_2(k)$ |
| $F_{3/2}^{3/2}(\mathbf{k})$ | $R_0(k) Y_{00} + \frac{1}{\sqrt{5}} R_2(k) Y_{20}(\theta, \varphi)$ | $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} [R_0(k) + R_2(k)]$ | $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} [R_0(k) - \frac{1}{2} R_2(k)]$ |
| $F_{3/2}^{1/2}(\mathbf{k})$ | $\sqrt{\frac{2}{5}} R_2(k) Y_{2,-1}(\theta, \varphi)$ | 0 | 0 |
| $F_{3/2}^{-1/2}(\mathbf{k})$ | $\sqrt{\frac{2}{5}} R_2(k) Y_{2,-2}(\theta, \varphi)$ | 0 | $\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \frac{\sqrt{3}}{2} R_2(k)$ |
| $F_{3/2}^{-3/2}(\mathbf{k})$ | 0 | 0 | 0 |

Величины $R_{0,2}(k)$ для случая глубокого акцептора модели потенциала нулевого радиуса имеют вид

$$R_{0,2}(k) = C \left(\frac{1}{|E^*| + E_{hh}(k)} \pm \frac{1}{|E^*| + E_{lh}(k)} \right), \quad (1.9)$$

где $E_{hh}(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_{hh}$, $E_{lh}(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_{lh}$ – энергии в зоне тяжелых и легких дырок соответственно, m_{hh} , m_{lh} – соответствующие эффективные массы, C – нормировочная константа.

Таким образом, вероятность оптического перехода $Mn^- + \hbar\omega \rightarrow Mn^0 + e$ определяется матричными элементами (1.5) с входящими в них (1.7), (1.8).

1.3 Спиновая ориентация носителей при возбуждении циркулярно поляризованным светом

Рассмотрим теперь оптическую ориентацию носителей заряда циркулярно поляризованным светом в полупроводниках типа GaAs и КЯ на их основе (оценки и численные расчеты будут проведены для GaAs) при возбуждении по схеме "заряженный акцептор – зона проводимости" в условиях компенсации. Детально будет рассмотрена примесь замещения Mn_{Ga} , а результаты для немагнитного акцептора симметрии Γ_8 могут быть легко получены как один из предельных случаев центра Mn.

Для расчета спиновой ориентации носителей будем использовать стандартный для этих целей подход, основанный на методе матрицы плотности. При указанной схеме возбуждения выражение для матрицы фотогенерации (во втором порядке теории возмущений по величине электрон-фотонного взаимодействия) при стационарном возбуждении светом частотой ω может быть записано в виде

$$G_{\alpha\alpha'} = \frac{\pi}{6\hbar} \sum_{\nu,i} \langle \alpha | H_{e-ph} | \nu \rangle_i \langle \alpha' | H_{e-ph} | \nu \rangle_i^* \times \\ \times \left[\delta \left(\hbar\omega - E_g - E_F - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \right) + \delta \left(\hbar\omega - E_g - E_{F'} - \frac{\hbar^2 k'^2}{2m_c} \right) \right], \quad (1.10)$$

где m_c – эффективная масса электрона в зоне проводимости, $|\alpha\rangle \equiv |s, \mathbf{k}, F, m_F\rangle$. Суммирование в (1.10) ведется по начальным состояниям с возможными проекциями ν момента d-электронов и положениям примесей \mathbf{r}_i . Предполагается, что концентрация примесей не велика, в том смысле, что примеси находятся на таких расстояниях, что их волновые функции не перекрываются и потому вклад от

каждой примеси в матрицу фотогенерации является аддитивным (такая ситуация реализуется при концентрациях акцепторов меньше или порядка 10^{18} см^{-3}). Вычисление матричных элементов проведено в лабораторной системе координат, так что индекс i показывает, что переход происходит с примеси с радиус-вектором \mathbf{r}_i . Каждый такой матричный элемент приобретает дополнительный множитель $e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_i}$ по сравнению с матричными элементами, найденными в системе координат, начало которой совпадает с примесью (см. предыдущий раздел). Множитель $1/6$ соответствует равной вероятности возбуждения из состояния Mn с одной из возможных проекций 3d-электронов (состояние Mn^- считается неполяризованным). При выводе (1.10) мы не учитывали спиновое расщепление зоны проводимости, однако, его необходимо принять во внимание при расчете спиновой релаксации.

1.3.1 Ориентация свободных электронов

Рассмотрим отдельно матрицу фотогенерации для электронов зоны проводимости. Для этого необходимо в (1.10) взять след по квантовым числам, не затрагивающим состояния электрона, то есть по F и m_F . Принимая во внимание формулу (1.5) и свойства коэффициентов Клебша-Гордана получим

$$G_{s\mathbf{k},s'\mathbf{k}'}^e = \frac{\pi}{\hbar} \sum_{F=1}^4 \frac{2F+1}{24} \sum_{M,i} \langle s, \mathbf{k}, M | H_{e-ph} | 0 \rangle_i \langle s', \mathbf{k}', M | H_{e-ph} | 0 \rangle_i^* \times \left[\delta \left(\hbar\omega - E_g - E_F - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \right) + \delta \left(\hbar\omega - E_g - E_F - \frac{\hbar^2 k'^2}{2m_c} \right) \right]. \quad (1.11)$$

Можно сказать, что матрица фотогенерации состоит из аддитивных вкладов от простых акцепторов с разными энергиями ионизации и различными весовыми множителями $(2F+1)/24$. Матрица фотогенерации для случая немагнитного акцептора получается из (1.11) если положить энергии E_F равными и учесть при этом, что $\sum_{F=1}^4 (2F+1)/24 = 1$.

Все предыдущие выражения носили общий характер, не зависящий от размерности изучаемой системы. Найденные в предыдущем разделе матричные элементы оптического перехода (1.7) и (1.8) соответствуют переходу акцептор–зона прово-

димости объемного полупроводника A_3B_5 . Для перехода к КЯ следует учесть, что волновая функция электрона в этом случае отличается огибающей в z направлении. В случае объемного полупроводника это плоская волна $e^{ik_z z}$, которую следует заменить на некоторую пространственно ограниченную функцию, соответствующую дискретному спектру. Вид этой функции определяется непосредственно формой потенциала, ограничивающего движение в данном направлении. Будем описывать КЯ потенциалом жесткой стенки (бесконечно глубокая потенциальная яма) и рассмотрим только нижнюю подзону размерного квантования. Тогда огибающая задается функцией $\cos(k_z z)$, причем k_z в этом случае фиксировано, $k_z = k_0 = \pi/L$, где L – ширина КЯ. Будем предполагать, что размер КЯ не слишком мал, в том смысле, что характерный размер волновой функции акцептора (порядка 1 нм) остается все еще меньше ширины КЯ. В этом случае расщеплением уровней акцептора за счет размерного квантования можно пренебречь и продолжать рассматривать состояния акцептора также как в объеме.

Переход в матричных элементах оптических переходов от объемного полупроводника к КЯ осуществляется в нашем случае при помощи замены

$$\langle s, \mathbf{k}, M | H_{e-ph} | 0 \rangle_i \rightarrow \sqrt{\frac{V^{1/3}}{2L}} (\langle s, \mathbf{k}_+, M | H_{e-ph} | 0 \rangle_i + \langle s, \mathbf{k}_-, M | H_{e-ph} | 0 \rangle_i),$$

где $\mathbf{k}_\pm = (k_x, k_y, \pm k_0)$, $V^{1/3}$ – размер объемного образца. Далее под вектором \mathbf{k} будем понимать волновой вектор в плоскости КЯ $\mathbf{k} = (k_x, k_y, 0)$. Направление векторов \mathbf{k}_\pm будет задаваться тем же углом φ ($\tan \varphi = k_y/k_x$), что и у вектора \mathbf{k} в плоскости КЯ, а также полярным углом θ^\pm , для которого $\tan \theta^\pm = \pm k/k_0$.

При усреднении по положению примесей следует сначала сделать переход к КЯ, а потом суммировать по положениям примесей, но не наоборот. В результате, чтобы получить матричные элементы для случая КЯ в выражениях (1.7), (1.8) необходимо сделать замену

$$\frac{1}{\sqrt{V^{1/3}}} F_m^M(\mathbf{k}) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2L}} [F_m^M(\mathbf{k}_+) + F_m^M(\mathbf{k}_-)].$$

Учитывая следующее свойство сферических функций

$$Y_{lm}(\pi - \theta, \varphi) = (-1)^{l+m} Y_{lm}(\theta, \varphi),$$

получим соотношение, связывающее Фурье-образы огибающих для случая КЯ

$$F_{\mu}^M(\mathbf{k}_{-}) = (-1)^{M-\mu} F_{\mu}^M(\mathbf{k}_{+}).$$

Будем считать что примеси распределены в КЯ однородно, тогда, после усреднения по положениям примесей электронная матрица фотогенерации может быть представлена (для поляризации σ^{+}) в виде

$$\begin{aligned} G_{\uparrow\mathbf{k},\uparrow\mathbf{k}'}^{e+} &= \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{eA_0 P_{cv}}{m_0 c} \right|^2 N \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \sum_{F=1}^4 \frac{2F+1}{24} \times \\ &\times \frac{1}{3} \sum_M |F_{1/2}^M(\mathbf{k}_{+})|^2 \delta \left(\hbar\omega - E_g - E_F - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} - E_w \right), \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} G_{\downarrow\mathbf{k},\downarrow\mathbf{k}'}^{e+} &= \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{eA_0 P_{cv}}{m_0 c} \right|^2 N \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \sum_{F=1}^4 \frac{2F+1}{24} \times \\ &\times \sum_M |F_{3/2}^M(\mathbf{k}_{+})|^2 \delta \left(\hbar\omega - E_g - E_F - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} - E_w \right), \end{aligned} \quad (1.13)$$

где N – концентрация заряженных акцепторов в КЯ.

Таблица 1.2: Сферические функции моментов $l = 0, 2$. Недостающие функции получаются при использовании свойства $Y_{lm}^* = (-1)^m Y_{l,-m}$.

| | $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ | $Y_{lm}(x, y, z)$ |
|----------|--|---|
| Y_{00} | $\frac{1}{\sqrt{4\pi}}$ | $\frac{1}{\sqrt{4\pi}}$ |
| Y_{20} | $\frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} (3 \cos^2 \theta - 1)$ | $\frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \frac{2z^2 - x^2 - y^2}{r^2}$ |
| Y_{21} | $-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin \theta \cos \theta e^{i\varphi}$ | $-\frac{1}{2} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \frac{(x+iy)z}{r^2}$ |
| Y_{22} | $\frac{1}{4} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \sin^2 \theta e^{2i\varphi}$ | $\frac{1}{4} \sqrt{\frac{15}{2\pi}} \frac{(x+iy)^2}{r^2}$ |

Воспользовавшись таблицами 1.1,1.2 окончательно получим

$$\begin{aligned}
G_{\uparrow\mathbf{k},\uparrow\mathbf{k}'}^{e+} &= \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{eA_0P_{cv}}{m_0c} \right|^2 N \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \sum_{F=1}^4 \frac{2F+1}{24} \times \\
&\times \frac{1}{12\pi} [R_0^2(k_+) + R_2^2(k_+) - R_0(k_+)R_2(k_+)(3\cos^2\theta - 1)] \times \\
&\times \delta \left(\hbar\omega - E_g - E_F - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} - E_w \right), \tag{1.14}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
G_{\downarrow\mathbf{k},\downarrow\mathbf{k}'}^{e+} &= \frac{2\pi}{\hbar} \left| \frac{eA_0P_{cv}}{m_0c} \right|^2 N \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} \sum_{F=1}^4 \frac{2F+1}{24} \times \\
&\times \frac{1}{4\pi} [R_0^2(k_+) + R_2^2(k_+) + R_0(k_+)R_2(k_+)(3\cos^2\theta - 1)] \times \\
&\times \delta \left(\hbar\omega - E_g - E_F - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} - E_w \right), \tag{1.15}
\end{aligned}$$

где $\cos^2\theta = k_0^2/(k^2 + k_0^2)$, $E_w = \hbar^2/2m_c L^2$ – энергия дна электронной подзоны размерного квантования, отсчитываемая от дна зоны проводимости.

Отметим, что в КЯ электронная матрица фотогенерации диагональна по спиновым индексам, как и для случая возбуждения из зоны [37]. В случае возбуждения светом поляризации σ^- получим $G_{\uparrow\mathbf{k},\uparrow\mathbf{k}'}^{e-} = G_{\downarrow\mathbf{k},\downarrow\mathbf{k}'}^{e+}$, $G_{\downarrow\mathbf{k},\downarrow\mathbf{k}'}^{e-} = G_{\uparrow\mathbf{k},\uparrow\mathbf{k}'}^{e+}$.

Зная матрицу фотогенерации электронов, мы можем найти степень их ориентации в момент возбуждения

$$P = \frac{\text{Tr}[\sigma_z G^e]}{\text{Tr}G^e}, \tag{1.16}$$

где σ_i ($i = x, y, z$) – матрицы Паули.

Численный расчет частотной зависимости степени ориентации, использующий формулы (1.14), (1.15), (1.16), приведен на Рис. 1.2. Следует отметить, что в случае возбуждения из состояния акцептора в КЯ степень ориентации превышает значение $P = 1/2$, известное для объемных полупроводников [3]. Это объясняется тем, что состояние акцептора в этом случае сформировано по большей части из состояний тяжелых дырок. Из Рис. 1.2 видно, что степень ориентации всегда максимальна на краю возбуждения и убывает с ростом частоты. Это связано с тем, что при возбуждении электрона на дне подзоны направление вектора \mathbf{k}_{\pm} совпадает с осью z , и оптические переходы под действием σ^+ (σ^-) поляризованного

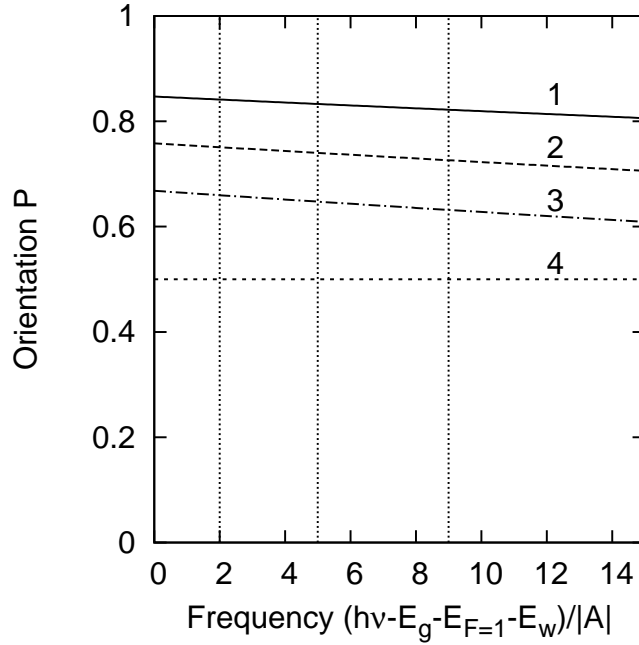


Рис. 1.2: Парциальная степень ориентации электронов в КЯ как функция частоты возбуждающего света при возбуждении дырки в состоянии $F = 1$. Кривые соответствуют различной ширине КЯ (положению дна подзоны размерного квантования): 1 – $E_w = 200$ мэВ, 2 – $E_w = 100$ мэВ, 3 – $E_w = 50$ мэВ, 4 – объемный полупроводник. $|E^*| = 110$ мэВ, $|A| = 2$ мэВ. Вертикальные прямые соответствуют частотам, при которых начинается возбуждение состояний с $F = 2, 3, 4$. Парциальные кривые при возбуждении этих состояний сдвинуты вправо на 2, 5, 9 единиц соответственно относительно исходных кривых.

света происходят в основном с образованием дырки с $m = +3/2$ ($m = -3/2$). С увеличением энергии возбуждающего света у векторов \mathbf{k}_\pm появляется составляющая в плоскости $k_x k_y$, что приводит к подмешиванию состояний легких дырок с $m = \pm 1/2$ к тяжелым и соответственно к уменьшению степени ориентации.

Качественно частотную зависимость степени ориентации от частоты возбуждения можно понять из следующих соображений. При краевом возбуждении мы имеем $k = 0$, то есть $\mathbf{k}_+ = (0, 0, k_0)$ ($\theta = 0$), а при возбуждении высоко в зону $k \gg k_0$ ($\theta \rightarrow \pi/2$). В этих случаях для оценок следует воспользоваться таблицей 1.1, откуда получим, что при краевом возбуждении мы имеем степень ориентации P_0 (см. далее формулу (1.17)), а при больших частотах ориентация стремится к величине близкой к нулю, но отличающейся от нуля в меру малости отношения

масс легкой и тяжелой дырки m_{lh}/m_{hh} .

Проанализируем степень ориентации на краю возбуждения P_0 , то есть при частоте возбуждения, удовлетворяющей условию $\hbar\omega = E_g + E_{F=1} + E_w$, когда возбуждение происходит на дно электронной подзоны ($k = 0$) и с образованием дырки в основном состоянии акцептора $F = 1$. В этом случае степень ориентации может быть записана в виде

$$P_0 = -\frac{3\left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{lh}}E_w\right)^2 - \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{hh}}E_w\right)^2}{3\left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{lh}}E_w\right)^2 + \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{hh}}E_w\right)^2}, \quad (1.17)$$

что соответствует среднему спину $\langle s_z \rangle = P_0/2$. Из (1.17) следует, что в широкой яме (мелкая подзона, $E_w \rightarrow 0$) $P_0 = 1/2$, в то время как в узких ямах ($E_w \rightarrow \infty$) величина P_0 ограничена значением $P_0^{max} = [(m_{lh}/m_{hh})^2 - 3]/[(m_{lh}/m_{hh})^2 + 3]$. Максимальная степень ориентации $P_0 = 1$ может быть достигнута в пределе бесконечно малого отношения масс $m_{lh}/m_{hh} \rightarrow 0$. Кроме того, при использовании (1.17), следует помнить, что для реальных структур величина E_w ограничена высотой барьеров.

Оценки показывают, что для КЯ GaAs/AlGaAs (типичные значения масс $m_c = 0.067m_0$, $m_{hh} = 0.51m_0$, $m_{lh} = 0.085m_0$) при возбуждении с глубокого акцептора Mn (энергия ионизации 110 мэВ) и положении дна подзоны размерного квантования $E_w = 50$ мэВ степень ориентации при возбуждении составляет 0.67. В более узкой яме, где подзона размерного квантования лежит выше дна зоны проводимости на 100 мэВ, степень ориентации на краю возбуждения достигает уже 76%, при этом теоретический предел P_0^{max} составляет 98%. Однако, следует отметить, что в узких ямах помимо ограничения на величину E_w встает также вопрос о применимости модели объемного акцептора.

В случае объемного полупроводника матрица фотогенерации будет уже недиагональной, а интересующие нас диагональные элементы будут отличаться от (1.14),(1.15) тем, что вместо эффективных импульсов \mathbf{k}_\pm в выражения будут входить настоящие \mathbf{k} , а угол θ будет просто полярным углом вектора \mathbf{k} . В этом случае

не будет выделенного направления импульса (как в КЯ) и после суммирования по \mathbf{k} получим, что степень ориентации при возбуждении равна $1/2$ и не зависит от частоты, также как и при возбуждении из валентной зоны.

1.3.2 Поляризация локализованных дырок

Для изучения поляризации дырок, локализованных на центрах Mn^0 , по аналогии с предыдущим разделом запишем дырочную матрицу фотогенерации. Для этого необходимо взять в (1.10) след по всем квантовым числам, описывающим состояния электронов.

Здесь мы ограничимся основным состоянием центра Mn^0 ($3d^5 + h$) $F = 1$, считая возбуждение квазирезонансным. Дырочная матрица фотогенерации имеет вид (при возбуждении светом σ^+)

$$G_{mm'}^{h+} = \frac{2\pi}{\hbar} N \frac{[1 + (-1)^{m+m'}]}{2} \left| \frac{eA_0 P_{cv}}{m_0 c} \right|^2 \sum_{\nu, \mathbf{k}} \delta \left(\hbar\omega - E_g - E_1 - E_w - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \right) \times C_{(m-\nu)\nu}^{1m} C_{(m'-\nu)\nu}^{1m'} \left[\frac{1}{3} F_{1/2}^{(m-\nu)*}(\mathbf{k}_+) F_{1/2}^{(m'-\nu)}(\mathbf{k}_+) + F_{3/2}^{(m-\nu)*}(\mathbf{k}_+) F_{3/2}^{(m'-\nu)}(\mathbf{k}_+) \right] \quad (1.18)$$

откуда следует, что $G_{10} = G_{01} = G_{0,-1} = G_{-1,0} = 0$.

Далее зная входящие в формулу значения коэффициентов Клебша-Гордана и Фурье-образы огибающих (Таблица 1.1) можно вычислить средний момент Mn^0 в момент возбуждения

$$\langle F_z \rangle = \frac{\text{Tr}[F_z G^h]}{\text{Tr}G^h} = \frac{G_{11}^h - G_{-1,-1}^h}{G_{11}^h + G_{00}^h + G_{-1,-1}^h}. \quad (1.19)$$

В общем случае произвольной частоты возбуждения, расчет зависимости $\langle F_z \rangle(\omega)$ достаточно громоздкая задача. Однако, несложную аналитическую зависимость, как и раньше для электронов зоны проводимости, можно получить для наиболее интересного случая краевого возбуждения, то есть при рождении электронов с квазиимпульсом $k = 0$ в плоскости КЯ (в этом случае, входящие в выражения для компонент матрицы плотности $F_j^i(\mathbf{k}_+)$ должны быть взяты при

$\mathbf{k}_+ = (0, 0, k_0)$, что соответствует углу $\theta = 0$: соответствующие Фурье-образы приведены в Таблице 1.1). Здесь следует отметить, что при квазирезонансном возбуждении поляризация, очевидно, максимальна. В то же время, при таких переходах возбуждение почти всегда можно считать квазирезонансным, поскольку при увеличении энергии световых квантов очень скоро начинаются более интенсивные переходы “зона-зона”.

Нетрудно показать, что

$$\langle F_z \rangle = -\frac{9 \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{lh}} E_w \right)^2 + \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{hh}} E_w \right)^2}{15 \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{lh}} E_w \right)^2 + 5 \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{hh}} E_w \right)^2}. \quad (1.20)$$

На Рис. 1.3 показана зависимость $\langle F_z \rangle$ при краевом возбуждении от ширины КЯ.

Для широкой КЯ ($E_w \rightarrow 0$) мы имеем $\langle F_z \rangle = -1/2$. В противоположном случае (узкая яма, $E_w \rightarrow \infty$)

$$\langle F_z \rangle = -\frac{9 + (m_{lh}/m_{hh})^2}{15 + 5(m_{lh}/m_{hh})^2}.$$

Сделаем оценки для КЯ на основе GaAs: $m_c = 0.067$, $m_{hh} = 0.51$, $m_{lh} = 0.085$, $E^* = 110$ мэВ и $E_w = 100$ мэВ. В этом случае $\langle F_z \rangle = -0.55$. Для узкой ямы ($E_w \rightarrow \infty$) $\langle F_z \rangle < 0.6$. Таким образом, поляризация нейтрального акцептора ($3d^5 + h$), в отличие от изученных ранее свободных электронов, гораздо слабее меняется при усилении размерного квантования, то есть при изменении ширины КЯ она меняется в интервале $(-0.5 \div -0.6)$. Это в первую очередь связано с использованной здесь моделью объемного акцептора. Тем не менее, размерное квантование напрямую не влияя на уровни энергии акцептора, косвенно приводит к изменению поляризации дырок. Закон сохранения импульса, обязательно выполняющийся при оптическом возбуждении, приводит к тому, что изменение ширины КЯ меняет и дырочный вклад, определяемый величинами $F_j^i(\mathbf{k}_\pm)$.

Матрица “фотогенерации” (кавычки здесь указывают на то, что непосредственной генерации носителей нет) для состояний Mn^- может быть вычислена аналогичным образом

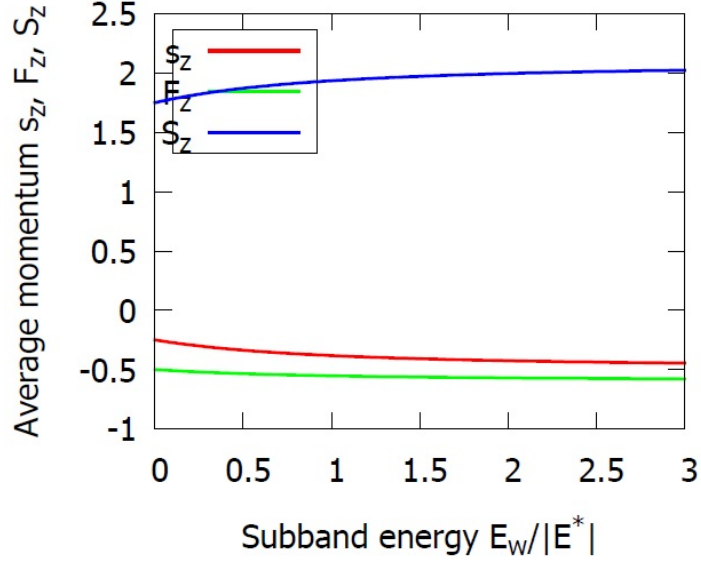


Рис. 1.3: Зависимость среднего момента электронов (красная линия), дырок Mn^0 (зеленая линия) и электронов $3d^5$ -оболочки Mn^- , возникающих при краевом возбуждении перехода фотонейтрализации ионов Mn^- от ширины КЯ (положения дна электронной подзоны размерного квантования E_w).

$$G_{\nu\nu'}^d = -\frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\alpha,i} \langle \nu | H_{e-ph} | \alpha \rangle_i \langle \nu' | H_{e-ph} | \alpha \rangle_i^* \delta \left(\hbar\omega - E_g - E_1 - E_w - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \right), \quad (1.21)$$

где знак минус соответствует уменьшению заселенности уровней Mn^- при фотозвозбуждении. Также при расчете будем учитывать возбуждение только основного состояния системы $3d^5 + h$ с моментом $F = 1$.

Учитывая те же соотношения, что и раньше, определяющие усреднение по положению примесей и переход к КЯ, преобразуем $G_{\nu\nu'}^d$ к виду (для определенности снова говорим о возбуждении светом поляризации σ^+)

$$G_{\nu\nu'}^{d+} = -\frac{2\pi}{\hbar} N \left| \frac{eA_0 P_{cv}}{m_0 c} \right|^2 \frac{[1 + (-1)^{\nu+\nu'+1}]}{2} \sum_{\mathbf{k}, m} \delta \left(\hbar\omega - E_g - E_1 - E_w - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c} \right) \times C_{(m-\nu)\nu}^{1m} C_{(m-\nu')\nu'}^{1m} \left[\frac{1}{3} F_{1/2}^{(m-\nu)}(\mathbf{k}_+) F_{1/2}^{(m-\nu')*}(\mathbf{k}_+) + F_{3/2}^{(m-\nu)}(\mathbf{k}_+) F_{3/2}^{(m-\nu')*}(\mathbf{k}_+) \right]. \quad (1.22)$$

Для среднего спина ионов Mn^- в момент возбуждения

$$\langle S_z^d \rangle = \frac{\text{Tr}[S_z^d G^d]}{\text{Tr}G^d}, \quad (1.23)$$

получим при квазирезонансной засветке

$$\langle S_z^d \rangle = \frac{63 \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{lh}} E_w \right)^2 + 7 \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{hh}} E_w \right)^2}{30 \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{lh}} E_w \right)^2 + 10 \left(|E^*| + \frac{m_c}{m_{hh}} E_w \right)^2}, \quad (1.24)$$

что соответствует величине $\langle S_z^d \rangle = 7/4$ в пределе широких КЯ. В случае узкой КЯ ($E_w \rightarrow \infty$) получим

$$\langle S_z^d \rangle = \frac{63 + 7(m_{lh}/m_{hh})^2}{30 + 10(m_{lh}/m_{hh})^2}.$$

Используя выражения для среднего спина электронов (1.17), момента дырок (1.20) и спина электронов d -оболочки (1.24), легко показать справедливость соотношения

$$\langle s_z \rangle + \langle F_z \rangle + \langle S_z^d \rangle = +1, \quad (\sigma^+), \quad (1.25)$$

отражающего закон сохранения момента импульса.

1.4 Спиновая и энергетическая релаксация электронов

В предыдущем параграфе была изучена спиновая ориентация носителей зоны проводимости при возбуждении циркулярно поляризованным светом из состояния заряженного акцептора Mn^- . Поскольку вследствие обменного взаимодействия основное состояние акцептора расщеплено на 4 уровня, различающиеся величиной полного момента F , то при поглощении света с определенной частотой в зоне проводимости могут возникать электроны с различными энергиями. Кроме того, далее мы изучим поляризованную люминесценцию (являющуюся основным экспериментальным методом регистрации поляризации носителей) при переходе электрона со дна зоны проводимости на акцептор, $e + Mn^0 \rightarrow Mn^- + \hbar\omega$. Это означает, что мы должны учесть релаксацию электронов на дно зоны.

Максимальный разброс энергий электронов $E_{F=4} - E_{F=1} = 9|A|$ в зоне проводимости в момент возбуждения (если частота излучения такова, что задействованы переходы с участием всех возможных состояний дырки на акцепторе, $F = 1, 2, 3, 4$) составляет около 18 мэВ (при $|A| = 2$ мэВ). Таким образом, даже при величине энергии возбуждения превышающей энергию края примесного поглощения на величину порядка 20–30 мэВ в ориентации будут задействованы все состояния акцептора, но при этом основным механизмом релаксации по энергии можно считать рассеяние на акустических фононах, поскольку энергия оптического фонона в полупроводниках A_3B_5 несколько больше, например, для GaAs она составляет 36 мэВ.

Релаксацию фотовозбужденных электронов удобно описывать в рамках кинетического уравнения для спиновой матрицы плотности (см. например [38])

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{E}{\tau_\epsilon} \rho \right) + \frac{i}{\hbar} [H_{so}, \rho] + \frac{\rho}{\tau_R} + \frac{\rho - \langle \rho \rangle}{\tau_0} = G, \quad (1.26)$$

где τ_ϵ – время энергетической релаксации, τ_R – время жизни электрона по отношению к рекомбинации (как излучательной, так и безызлучательной), τ_0 – время релаксации импульса, G – матрица фотогенерации электронов (1.14), (1.15). Здесь по сравнению с [38] мы включили в кинетическое уравнение второе слагаемое, учитывающее энергетическую релаксацию используя уравнения Фоккера–Планка. При этом предполагается, что диффузионный член мал и основной вклад определяется спонтанным испусканием акустических фононов [39], и считается, что процесс энергетической релаксации не зависит от спина. Третье слагаемое описывает спиновую релаксацию за счет прецессии в эффективном магнитном поле, определяемом спиновым расщеплением электронной подзоны (механизм Дьяконова–Переля [4, 40]). Четвертое слагаемое учитывает процессы рекомбинации. Последнее слагаемое в левой части соответствуют изотропизации матрицы плотности за счет процессов упругого рассеяния. Мы предполагаем для простоты, что упругое рассеяние изотропно и τ_0 не зависит от энергии. Угловые скобки соответствуют усреднению по направлениям импульса. Гамильтониан H_{so} описывает спиновое расщепление

электронной подзоны. В случае симметричной КЯ основным вкладом в спиновое расщепление является так называемый линейный по импульсу вклад Дрессельхауза [40], связанный с отсутствием центра инверсии у объемного материала [2]. В этом случае для КЯ, выращенных в направлении [001], гамильтониан H_{so} имеет вид

$$H_{so} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}}, \quad \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}} = \frac{2\beta}{\hbar} (-k_x, k_y, 0), \quad (1.27)$$

где $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – вектор матриц Паули, β – константа спин-орбитального взаимодействия Дрессельхауза, определяющая величину спинового расщепления электронной подзоны в КЯ. Координатные оси выбраны вдоль основных кристаллографических направлений, x || [100], y || [010].

Поскольку в общем случае электронная матрица плотности может быть записана в виде

$$\rho^e = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} a + S_z & S_x - iS_y \\ S_x + iS_y & a - S_z \end{pmatrix}, \quad (1.28)$$

то мы приходим к следующим уравнениям, описывающим релаксацию компонент спина и функции распределения (средней концентрации) фотовозбужденных электронов

$$\dot{\mathbf{S}} - \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{E}{\tau_\epsilon} \mathbf{S} \right) - \boldsymbol{\Omega}_{\mathbf{k}} \times \mathbf{S} + \frac{\mathbf{S}}{\tau_R} + \frac{\mathbf{S} - \langle \mathbf{S} \rangle}{\tau_0} = \sum_{F=1}^4 \mathbf{g}^F(E) \delta(E - E_0^F), \quad (1.29)$$

$$\dot{a} - \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{E}{\tau_\epsilon} a \right) + \frac{a}{\tau_R} + \frac{a - \langle a \rangle}{\tau_0} = \sum_{F=1}^4 g_0^F(E) \delta(E - E_0^F). \quad (1.30)$$

Здесь $E_0^F = \hbar\omega - E_g - E_F - E_w$ – энергия фотовозбужденных электронов, отсчитываемая от дна подзоны, при возбуждении дырки в состояние с моментом F , $\mathbf{g}^F(E)$ и $g_0^F(E)$ определяют темп генерации спина и электронной плотности, соответственно, с энергией E в момент рождения и при возбуждении дырки в состояние с моментом F . Эти величины связаны простыми соотношениями с матрицей фотогенерации G , определяемой формулами (1.14), (1.15), $\sum_{F=1}^4 g_0^F(E) \delta(E - E_0^F) = \text{Tr}G$ и $\sum_{F=1}^4 \mathbf{g}^F(E) \delta(E - E_0^F) = \text{Tr}[\boldsymbol{\sigma}G]$, при этом мы говорим только о зависимости от

энергии, а не от вектора \mathbf{k} , поскольку в (1.14) и (1.15) зависимость от направления \mathbf{k} отсутствует.

При стационарной накачке в условиях равновесия $\dot{\mathbf{S}} = 0$ и $\dot{a} = 0$, тогда решая уравнения (1.29) и (1.30) с граничными условиями $a(E_0 + 0) = 0$, $\mathbf{S}(E_0 + 0) = 0$ (что соответствует отсутствию диффузии в энергетическом пространстве и учету только спонтанного излучения акустических фононов в уравнении типа Фоккера–Планка), получим

$$S_x = \frac{2\tau_0\beta k_y}{\hbar} S_z, \quad S_y = \frac{2\tau_0\beta k_x}{\hbar} S_z, \quad (1.31)$$

$$S_z = \sum_{F=1}^4 \frac{g_z^F(E_0^F)\tau_\varepsilon(E)}{E} \Theta(E_0^F) \exp\left(-\tau_0 \int_E^{E_0^F} \frac{d\varepsilon \Omega_{\mathbf{k}}^2 \tau_\varepsilon}{\varepsilon} - \int_E^{E_0^F} \frac{d\varepsilon \tau_\varepsilon}{\varepsilon \tau_R}\right), \quad (1.32)$$

и

$$a = \sum_{F=1}^4 \frac{g_0^F(E_0^F)\tau_\varepsilon(E)}{E} \Theta(E_0^F) \exp\left(-\int_E^{E_0^F} \frac{d\varepsilon \tau_\varepsilon}{\varepsilon \tau_R}\right). \quad (1.33)$$

Здесь $\Theta(x)$ – единичная функция Хевисайда. При решении уравнений (1.29), (1.30) учитывалась следующая иерархия времен релаксации $\tau_0 \ll \tau_\varepsilon, \tau_R$.

Поскольку рассматриваемые фотовозбужденные электроны обладают относительно небольшой энергией (около 30 мэВ вблизи дна электронной подзоны), в дальнейшем пренебрежем зависимостью τ_ε и τ_R от энергии, тогда выражения (1.32), (1.33) преобразуются к виду

$$S_z = \sum_{F=1}^4 \frac{g_z^F(E_0^F)\tau_\varepsilon \Theta(E_0^F)}{E} \left(\frac{E}{E_0^F}\right)^{\tau_\varepsilon/\tau_R} \exp\left(\frac{\tau_\varepsilon}{\tau_s(E)} - \frac{\tau_\varepsilon}{\tau_s(E_0^F)}\right), \quad (1.34)$$

$$a = \sum_{F=1}^4 \frac{g_0^F(E_0^F)\tau_\varepsilon \Theta(E_0^F)}{E} \left(\frac{E}{E_0^F}\right)^{\tau_\varepsilon/\tau_R}, \quad (1.35)$$

где $\tau_s(E) = (8\beta^2 m_c \tau_0 E / \hbar^4)^{-1}$ – время спиновой релаксации электронов с энергией E .

Такого вида выражения легко интерпретировать. В случае $\tau_\varepsilon/\tau_R > 1$ при $E = 0$ получаем $S_z = 0$, $a = 0$, то есть на дне зоны нет носителей, что связано с их быстрой рекомбинацией. В противоположном случае $\tau_\varepsilon/\tau_R \leq 1$ обе величины расходятся при $E \rightarrow 0$, поскольку в этом случае электроны не успевают рекомбинировать и

при стационарной накачке неограниченно накапливаются на дне зоны. Такого рода расходимости можно избежать, если принять во внимание уменьшение темпа генерации по мере накопления электронов в зоне. В нашем случае это соответствует учету конечности числа заряженных акцепторов. В действительности, нас будет интересовать не сами эти величины, а их отношение – степень ориентации термализованных электронов, $P_t = S_z/a$. Эта величина уже конечна, и например, для случая Mn^- при частотах, соответствующих возбуждению основного состояния $F = 1$ или для немагнитного акцептора симметрии Γ_8 , равна

$$P_t(E = 0) = P(E_0^1) \exp\left(-\frac{\tau_\varepsilon}{\tau_s(E_0^1)}\right). \quad (1.36)$$

Этот результат совпадает с общим результатом работы [3] при условии, что τ_ε не зависит от энергии.

Для асимметричных КЯ основным оказывается как правило другой вклад в спиновое расщепление зоны проводимости, известный как расщепление Рашбы [41]. В этом случае частота прецессии в эффективном магнитном поле имеет вид

$$\Omega_{\mathbf{k}} = \frac{2\alpha}{\hbar}(k_y, -k_x, 0), \quad (1.37)$$

где α – константа спин-орбитального взаимодействия Рашбы. При этом картина спиновой релаксации качественно не меняется, а в приведенных формулах достаточно сделать замену $\beta \rightarrow \alpha$, $k_x \leftrightarrow -k_y$. Однако, следует отметить, что когда оба вклада в спиновое расщепление зоны проводимости становятся одного порядка, картина спиновой релаксации усложняется [42].

В случае объемного полупроводника спиновое расщепление зоны проводимости пропорционально k^3 [2], и для степени ориентации термализованных электронов следует ожидать такого же результата, как и при межзонном возбуждении [3, 4]. Однако, следует учесть, что в зоне проводимости могут возбуждаться электроны с различными энергиями из-за обменного расщепления состояния акцептора Mn^0 , аналогично тому, как мы сделали это для КЯ.

1.5 Поляризация люминесценции термализованных носителей

В данном параграфе будет рассмотрена излучательная рекомбинация электронов со дна зоны проводимости с дырками на акцепторе Mn^0 и изучена степень циркулярной поляризации этого излучения. Потеря спина электронами зоны проводимости была изучена в предыдущем параграфе. Что касается дырок Mn^0 , то микроскопическая теория спиновой релаксации этих центров в данный момент не построена, и здесь мы ограничимся расчетом поляризованной ФЛ, учитывая феноменологически времена спиновой релаксации дырок.

Хорошо известно, что свободные дырки в полупроводниках A_3B_5 из-за сложной структуры валентной зоны теряют спин быстро на временах порядка времени релаксации импульса. Относительно дырок, локализованных на акцепторах (тем более магнитных), мы не можем сделать такого утверждения. Поэтому далее рассмотрим оба предельных случая: а) короткое время релаксации дырок, $\tau_s^h \rightarrow 0$; б) длинное время релаксации дырок, $\tau_s^h \rightarrow \infty$;

Быстрая релаксация дырок. Здесь мы предполагаем, что к моменту рекомбинации дырки уже потеряли свой спин, и рекомбинация происходит с участием основного состояния акцептора $F = 1$. Кроме того, следует напомнить, что в частично скомпенсированных образцах р-типа рекомбинация может идти через акцепторы Mn^0 , не принимавшие участие в возбуждении, а потому изначально неполяризованные. То есть такой предел справедлив для ФЛ, наблюдаемой в слабо компенсированных образцах р-типа.

Степень циркулярной поляризации рекомбинационного излучения

$$\mathcal{P} = \frac{(d^+)^2 - (d^-)^2}{(d^+)^2 + (d^-)^2} \quad (1.38)$$

определяется компонентами поляризационного тензора [43]

$$(d^\pm)^2 = \sum_{\alpha, \alpha', \nu, i} \langle \nu | H_{e-ph}^\pm | \alpha \rangle_i \langle \nu | H_{e-ph}^\pm | \alpha' \rangle_i^* \rho_{\alpha\alpha'}, \quad (1.39)$$

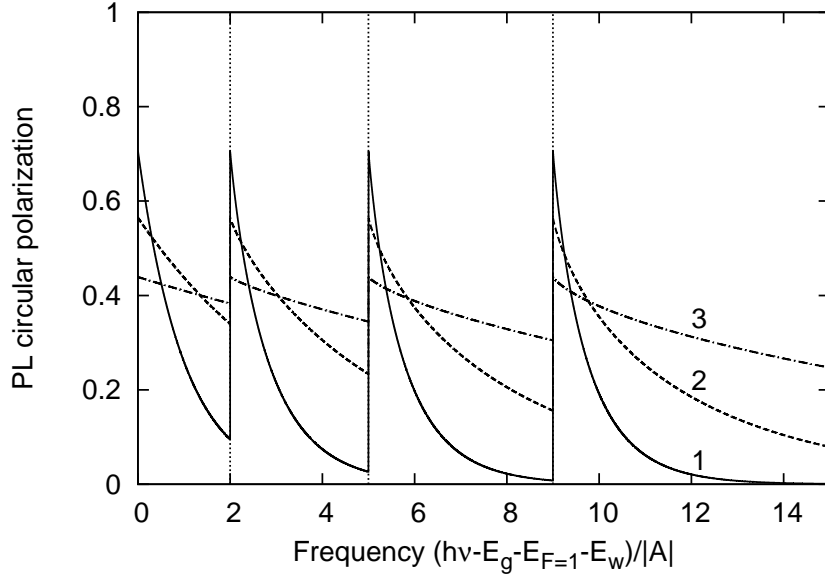


Рис. 1.4: Степень круговой поляризации ФЛ из КЯ в зависимости от частоты возбуждения при рекомбинации электрона со дна двумерной подзоны и дырки в основном состоянии акцептора. Кривые соответствуют различной ширине КЯ: 1 – $E_w=200$ мэВ, $\beta = 39.0$ мэВ·Å; 2 – $E_w=100$ мэВ, $\beta = 19.5$ мэВ·Å; 3 – $E_w=50$ мэВ, $\beta = 9.8$ мэВ·Å. $|E^*|=110$ мэВ, $|A|=2$ мэВ, $\tau_e = 4 \cdot 10^{-12}$ с, $\tau_R = 5 \cdot 10^{-12}$ с, $\tau_0 = 5 \cdot 10^{-13}$ с. Вертикальные прямые соответствуют частотам, при которых начинается возбуждение состояний с $F = 2, 3, 4$.

где индекс α обозначает набор квантовых чисел $s, \mathbf{k}, F = 1, m_1$, характеризующий состояние электрона и дырки. Разумно считать электроны и дырки релаксирующими независимо, тогда $\rho_{\alpha\alpha'} = \rho_{ss'}^e \rho_{m_1 m_1'}^h$, где $\rho_{ss'}^e$ – электронная матрица плотности непосредственно перед рекомбинацией. Дырочная матрица плотности имеет вид $\rho_{m_1 m_1'}^h = \frac{1}{3} \delta_{m_1 m_1'}$, так как мы считаем дырки не поляризованными. Множитель $1/3$ соответствует равной вероятности заселения состояний дырки с $m_F = 0, \pm 1$ основного состояния $F = 1$. Согласно (1.31), (1.32) для электронов на дне подзоны ($k \rightarrow 0$) матрица плотности содержит только диагональные элементы.

Тогда воспользовавшись (1.38), (1.39), (1.5) и явным видом матричных элементов, получим для степени циркулярной поляризации люминесценции простое выражение

$$\mathcal{P} = P_0 P_t. \tag{1.40}$$

Таким образом, на краю возбуждения степень поляризации люминесценции

равна квадрату степени ориентации электронов P_0 , и может в достаточно узких КЯ превышать 70%. Зависимость степени циркулярной поляризации люминесценции из КЯ от частоты возбуждающего излучения показана на Рис. 1.4. Из рисунка видно, что с ростом частоты возбуждающего света степень циркулярной поляризации люминесценции убывает, что обусловлено частичной потерей спиновой ориентации при термализации электронов на дно зоны. Однако, при частотах возбуждения, соответствующих включению переходов с образованием дырки на Mn^0 в возбужденных состояниях, происходит резкое увеличение поляризации фотолюминесценции.

Константа линейного по k СОВ Дрессельхауза [40] возрастает с уменьшением ширины КЯ (пропорциональна величине E_w). В соответствии с этим, в узких КЯ уменьшается время спиновой релаксации. Таким образом, не смотря на то, что в узких КЯ при возбуждении генерируется больший средний спин, степень циркулярной поляризации люминесценции может оказаться меньше. Особенно хорошо это видно в области высоких частот возбуждения (Рис. 1.4). При численных расчетах использовались значения параметра β , соответствующие недавним экспериментальным данным [44].

Аналогично для асимметричных КЯ, где преобладает вклад Рашбы [41], величина спинового расщепления больше для узких КЯ, а значит время спиновой релаксации короче, и качественно следует ожидать похожих результатов.

В соответствии со сказанным в предыдущих параграфах о степени ориентации электронов в объемном полупроводнике, степень циркулярной поляризации люминесценции в этом случае будет ограничена величиной $\mathcal{P} = 1/4$, аналогично случаю межзонных переходов вблизи края поглощения [3].

Поскольку степень поляризации оказывается максимальной при краевом возбуждении, то рассмотрим зависимость поляризации ФЛ от ширины КЯ именно при такой схеме возбуждения. На Рис. 1.5 изображена зависимость поляризации ФЛ от ширины КЯ (положения дна электронной подзоны E_w).

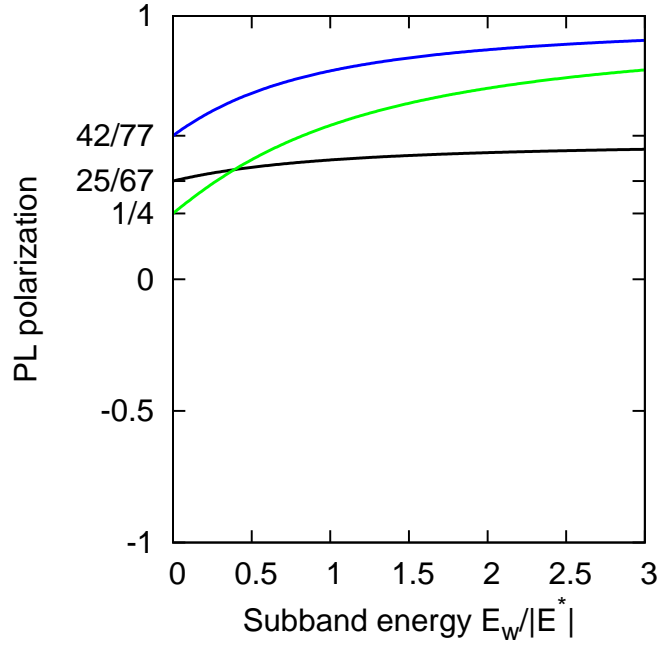


Рис. 1.5: Степень круговой поляризации краевой ФЛ из КЯ в зависимости ширины КЯ (от положения дна электронной подзоны E_w). Кривые соответствуют различному соотношению между времена релаксации электронов и дырок: зеленая кривая – поляризованные электроны, неполяризованные дырки ($\tau_s^e = \infty$, $\tau_s^h = 0$); черная кривая – неполяризованные электроны, поляризованные дырки ($\tau_s^e = 0$, $\tau_s^h = \infty$); синяя кривая – поляризованные электроны, поляризованные дырки ($\tau_s^e = \infty$, $\tau_s^h = \infty$).

Для случая не поляризованных дырок (как и собственно для других) с уменьшением ширины КЯ поляризация ФЛ возрастает, поскольку согласно (1.17) растет средний спин электронов.

Медленная релаксация дырок. Здесь мы будем полагать время спиновой релаксации дырок очень длинным ($\tau_s^h \rightarrow \infty$), то есть ориентация, приобретаемая дырками Mn^0 при возбуждении практически не изменяется на масштабах времен порядка времени жизни по отношению к излучательной рекомбинации. Тогда воспользовавшись формулами (1.38), (1.39) и результатами параграфа 1.3 получим зависимости поляризации ФЛ от ширины КЯ, изображенные на Рис. 1.5, для случаев, когда дырки не теряют своей поляризации.

Как мы уже отмечали, степень ориентации дырок очень слабо зависит от ши-

рины КЯ в силу малого боровского радиуса акцептора и отсутствия влияния размерного квантования на его уровни. Естественным образом это отразится и на поляризации ФЛ. Таким образом, анализируя экспериментальные данные по образцам различной ширины возможно оценить относительный вклад электронов и дырок в циркулярную поляризацию ФЛ.

1.6 Краткие итоги

Рассмотрена теория оптической ориентации электронов зоны проводимости при возбуждении циркулярно поляризованным светом из состояния заряженного акцептора в объемных полупроводниках A_3B_5 и КЯ на их основе. Показано, что в объемных полупроводниках степень спиновой ориентации электронов при возбуждении ограничена значением $1/2$, как и при возбуждении зона-зона. В КЯ степень ориентации превышает указанную величину и ограничена только конечной шириной КЯ и конечностью отношения эффективных масс легкой и тяжелой дырки. Для КЯ GaAs/AlGaAs степень ориентации может достигать величины 85%. Такой рост степени ориентации обусловлен увеличением вклада тяжелых дырок в состояние дырки на акцепторе в КЯ, но расщепления уровня при этом не происходит. В зависимости от частоты возбуждающего света степень ориентации максимальна на краю возбуждения и незначительно убывает с ростом частоты. Изучена спиновая и энергетическая релаксация электронов зоны проводимости при такой схеме возбуждения. Показано, что степень циркулярной поляризации ФЛ при рекомбинации электрона со дна зоны и дырки в основном состоянии акцептора в случае объемного полупроводника ограничена величиной $1/4$, а для КЯ возрастает и на краю возбуждения для реальных структур GaAs/AlGaAs может превышать 70%. Такая картина реализуется в слабо компенсированных образцах р-типа или же при достаточно коротких временах спиновой релаксации дырок. Учет конечности времени спиновой релаксации локализованных дырок приводит к дополнительному увеличению поляризации ФЛ.

Глава 2

Спектральные и транспортные свойства электронного газа в InAs-нанопроволоках

2.1 Введение

Нанопроволоки (НП) из узкощелевых материалов группы A_3B_5 (например, InAs, InSb и др.) привлекают в последнее время значительный интерес исследователей в области нанoeлектроники. Такие НП являются хорошими кандидатами для приложений в нанoустройствах, таких как полевой транзистор (ПТ) [45, 46]. В этих нанoструктурах отношение площади поверхности к объему значительно возрастает по сравнению с объемными полупроводниками, что приводит к увеличению влияния поверхностных состояний на физические свойства НП. Известно, что вблизи поверхности НП, благодаря приповерхностному изгибу зон и пиннингу уровня Ферми, может формироваться двумерный электронный газ (ДЭГ) [47] (см. Рис. 2.1a). Учитывая специфику геометрии таких систем, в не слишком тонких НП около поверхности возникает одномерный проводящий канал цилиндрической формы. Кроме того, асимметричный конфайнмент, удерживающий такой тубулярный электронный газ (ТЭГ), приводит к сильному СОВ типа Рашбы [41]. Тем не менее, наличие ТЭГ в настоящий момент достоверно доказано только для InAs-НП, что видимо связано со спецификой поверхностных состояний в данном

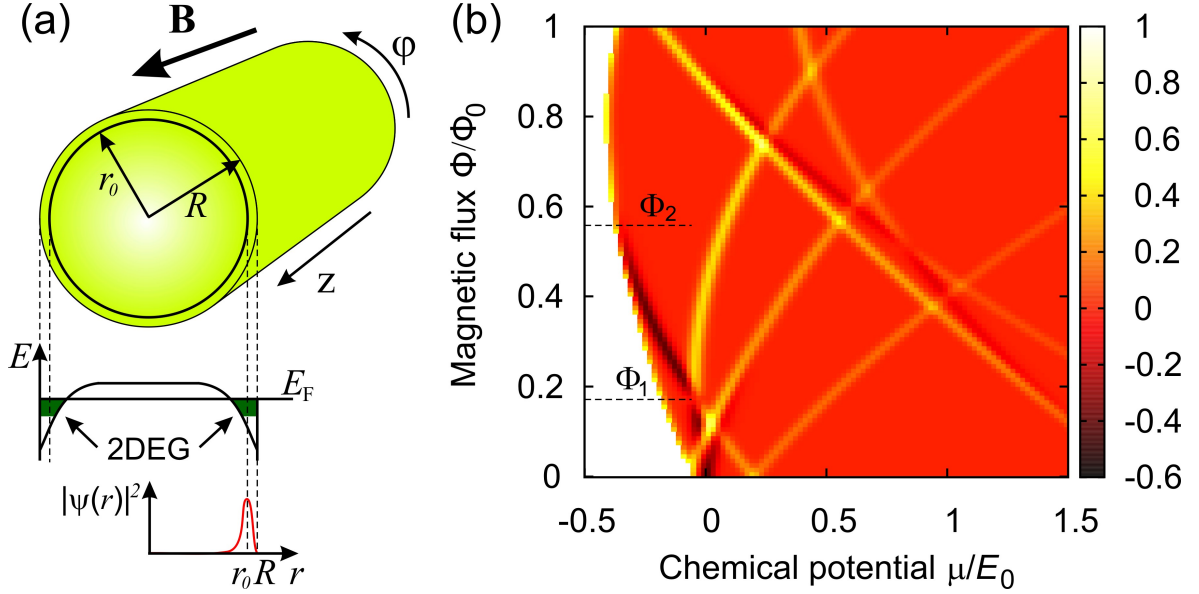


Рис. 2.1: (а) Эскиз InAs-НП радиуса R помещенной в однородное продольное магнитное поле. Также изображен приповерхностный изгиб зон, приводящий к образованию поверхностного ДЭГ. Носители заряда сосредоточены в тонком цилиндрическом слое радиуса r_0 . Схематически показано радиальное распределение плотности электронов в НП (квадрат модуля волновой функции $|\psi|^2$). (б) Зависимость дифференциальной термоэдс S (в единицах k_B/e) от магнитного потока и химического потенциала, $\Lambda_R = 0.8$, $T = 0.01E_0$. Также отмечены специфические значения потока Φ .

материале.

Возможность подстройки “силы” СОВ с помощью затвора, находящегося снизу от НП или окружающего ее [48], позволяет использовать НП в спинтронике, например, как рабочий элемент спинового ПТ предложенного Даттой и Дасом [49] или в качестве спин-орбитального кубита [50].

Баллистический транспортный режим является предпочтительным для полупроводниковых устройств спинтроники, в первую очередь с точки зрения энергоэффективности. Однако, реализация баллистического транспорта в InAs НП затруднена вследствие низкой подвижности носителей заряда, связанной, в первую очередь, с рассеянием на шероховатостях поверхности. Тем не менее, недавно было показано, что баллистический транспорт может быть реализован в достаточно коротких InAs НП [46].

Информация о величине спинового расщепления и в свою очередь о величине

константы СОВ Рашбы очень важна для приложений. Обычно для экспериментального определения последней в НП используются антилокализационные измерения [47, 48]. Однако, такая схема непригодна для баллистических структур. В связи с этим возникает необходимость развития новой экспериментальной методики определения параметров СОВ, которая была бы пригодна для образцов с баллистической проводимостью.

Хорошо известно, что НП из материалов A_3B_5 во время роста ориентируются преимущественно вдоль кристаллографического направления [111], то есть вдоль оси симметрии третьего порядка. Это приводит к гексагональной огранке таких НП (более подробно об этом в параграфе 2.5). Тем не менее, при исследовании спектральных свойств таких НП большинство исследователей используют упрощенные модели, полагая сечение НП круговым. Подобная система изучалась теоретически [51] с использованием достаточно сложной модели, а также поднимался вопрос об экспериментальных методах определения константы СОВ Рашбы.

В данной главе будет построен одночастичный гамильтониан для электронов ТЭГ в InAs-НП, принимающий во внимание эффекты СОВ Рашбы и Дрессельхауза. Будет решена спектральная задача, что в дальнейшем позволит изучить баллистический транспорт (кондактанс и дифференциальный коэффициент термоэдс). Будет предложены теоретические соображения, которые могут позволить экспериментальное определение параметра СОВ Рашбы из транспортных измерений.

2.2 Модель и спектральная задача

Чтобы описать спектральные свойства поверхностного ТЭГ в InAs-НП мы будем использовать простую модель электрона, движущегося на цилиндрической поверхности радиуса r_0 ¹. Следует отметить, что радиус ТЭГ r_0 в такой модели

¹То есть задача является двумерной по количеству координат, входящих в уравнение Шредингера. Поперечное движение (по радиусу) можно в этот момент не учитывать, считая, что заполнена только первая радиальная подзона. Справедливость применения такой модели следу-

естественным образом не совпадает с радиусом НП R (см. Рис. 2.1а). Для InAs-НП радиуса $R = 50$ нм наибольшая электронная плотность имеет место на расстоянии 42 нм от оси НП [52], что было показано с помощью согласованного решения уравнений Пуассона и Шредингера. Для простой модели, предложенной выше, очевидно, последовательным будет рассмотрение ТЭГ именно такого радиуса r_0 соответствующего наибольшей плотности частиц в радиальном направлении.

Кроме того, в таком контексте, приложенное магнитное поле будет менять радиус ТЭГ. Однако, в наших расчетах, мы предполагаем магнитное поле достаточно слабым и пренебрегаем указанной зависимостью.

Оператор СОВ Рашбы на цилиндрической поверхности, который впервые был предложен в работе [53], имеет вид

$$H_R = \frac{\alpha}{\hbar}(\sigma_z p_\varphi - \sigma_\varphi p_z), \quad (2.1)$$

где α – константа СОВ Рашбы, $p_z = -i\hbar\partial/\partial z$, $p_\varphi = -i(\hbar/r_0)\partial/\partial\varphi$, $\sigma_\varphi = -\sin\varphi\sigma_x + \cos\varphi\sigma_y$, где σ_i ($i = x, y, z$) – обычные декартовы матрицы Паули. Другие авторы (см. например [54]) использовали гамильтониан СОВ Рашбы, который отличался от приведенного выше знаком. В работах [53, 54] модельный гамильтониан (2.1) был рассмотрен в другом контексте и направление изгиба зон вблизи поверхности явно не учитывалось. Тем не менее, связь между направлением нормали к цилиндрической поверхности (внутрь или наружу) и знаком параметра СОВ Рашбы обсуждалась [53]. Упомянутая несогласованность в знаке формулы (2.1), судя по всему, является следствием преобладания в литературе следующего вида оператора СОВ Рашбы [41], $H_R = (\alpha/\hbar)\boldsymbol{\sigma} \times \mathbf{p} \cdot \mathbf{n}$, где \mathbf{n} – единичный вектор нормали к ДЭГ (не единичный вектор внутреннего или внешнего электрического поля, приводящего к изгибу зон), что однако не приводит к возникновению неоднозначности в случае плоской структуры с ДЭГ. Мы выбираем

ет из простых оценок: энергия размерного квантования составляет около 100 мэВ (при ширине ямы около 10 нм и эффективной массе $0.026m_0$), в то время как энергия Ферми составляет порядка 150 мэВ. Более точные оценки могут быть получены путем строго самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона [47, 52].

гамильтониан в форме (2.1), поскольку направление нормали к ДЭГ (в нашем случае это направление внутрь НП по радиусу) должно совпадать с направлением электрического поля, приводящего к изгибу зон и эффекту Рашбы [55].

Одноэлектронный гамильтониан на цилиндрической поверхности в присутствии СОВ Рашбы и земановского расщепления в однородном продольном магнитном поле ($\mathbf{B}||z$) имеет вид

$$H_0 = \frac{\Pi_z^2 + \Pi_\varphi^2}{2m} + \frac{\alpha}{\hbar}(\sigma_z \Pi_\varphi - \sigma_\varphi \Pi_z) + \frac{1}{2}g^* \mu_B B \sigma_z, \quad (2.2)$$

где m , g^* , $\mu_B = |e|\hbar/2m_0c$ – эффективная масса, g -фактор и магнетон Бора соответственно, $\mathbf{\Pi} = \mathbf{p} - \frac{e}{c}\mathbf{A}$ – кинематический импульс, а \mathbf{A} – векторный потенциал магнитного поля ($A_\varphi = Br_0/2$, $A_z = 0$)².

Поскольку гамильтониан (2.2) коммутирует с оператором p_z (трансляционная инвариантность) и оператором z -проекции полного углового момента $j_z = -i\hbar\partial/\partial\varphi + (\hbar/2)\sigma_z$ (инвариантность относительно вращений вокруг оси НП), то одноэлектронные волновые функции следует искать в виде

$$\Psi(\varphi, z) = \frac{e^{ikz}}{\sqrt{2\pi L}} \begin{pmatrix} e^{i(j-1/2)\varphi} C_{jk}^{(m)} \\ e^{i(j+1/2)\varphi} D_{jk}^{(m)} \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

где L – длина НП, $\hbar k$ – продольный импульс, а компоненты спинора $C_{jk}^{(m)}$ и $D_{jk}^{(m)}$ являются в общем случае k -зависимыми в присутствии СОВ.

Решение уравнения Шредингера для гамильтониана (2.2) с очевидными периодическими условиями $\Psi(\varphi + 2\pi, z) = \Psi(\varphi, z)$ дает для энергетического спектра

$$\begin{aligned} \frac{E_{js}(k)}{E_0} &= (kr_0)^2 + (j + \Phi/\Phi_0)^2 + 1/4 - \Lambda_R/2 \\ &+ s\sqrt{(\Lambda_R kr_0)^2 + [\Delta - (1 - \Lambda_R)(j + \Phi/\Phi_0)]^2}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где $E_0 = \hbar^2/2mr_0^2$ – характерный масштаб энергии в задаче, $\Lambda_R = 2m\alpha r_0/\hbar^2$ – безразмерный параметр СОВ, $j = \pm 1/2, \pm 3/2, \dots$ – z -проекция полного углового

²Следует отметить, что векторный потенциал, входящий в гамильтониан (2.2), не является “истинным” векторным потенциалом, и общее выражение $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ для него не выполняется. “Настоящий” векторный потенциал, дающий правильное \mathbf{B} , является зависящим от r и входит в изначальный гамильтониан размерности 3, который должен быть усреднен по основному состоянию поперечного движения (радиальное направление) при получении гамильтониана меньшей размерности.

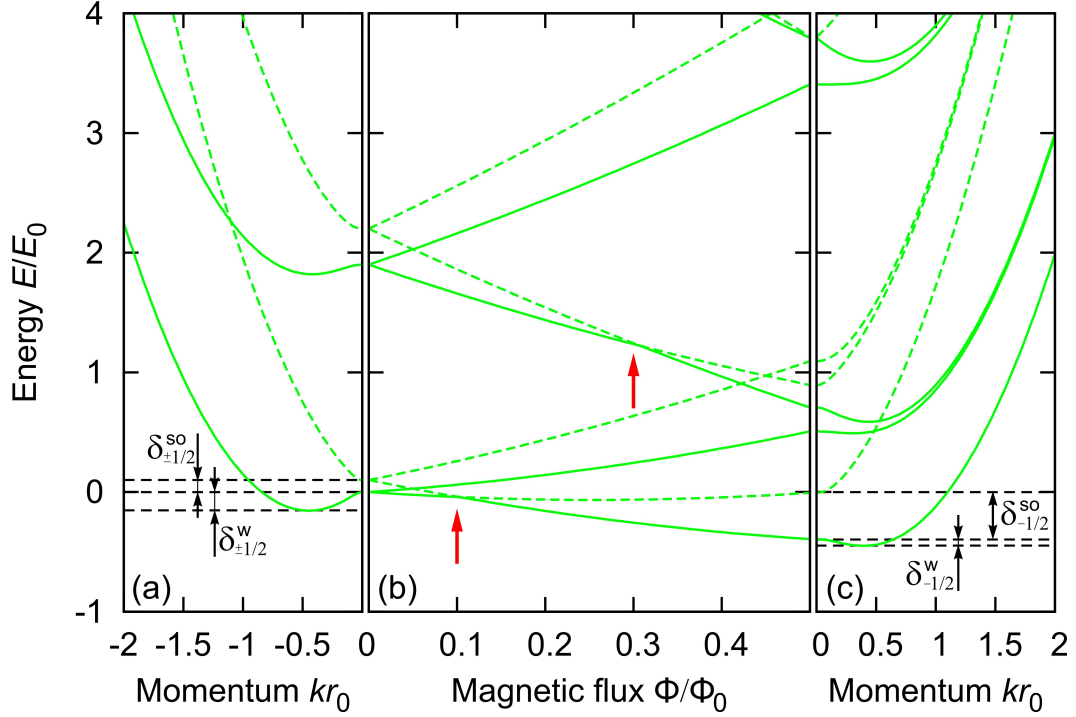


Рис. 2.2: Влияние магнитного поля на энергетический спектр поверхностного ДЭГ в НП, $\Lambda_R = 0.9$. Сплошные (пунктирные) линии обозначают подзоны с $s = -1$ ($s = +1$). (a), (c) Спектр подзон НП: (a) $\Phi = 0$; (c) $\Phi = 0.5\Phi_0$. Величины δ_j^{so} и δ_j^w отмечены для наинизших подзон. (b) Эволюция одномерных подзон в магнитном поле при $k = 0$. Стрелки показывают значения магнитного потока, при которых подзоны $(j, -1)$, $(j, +1)$ совпадают в точке $k = 0$ (нет СО-щели).

момента, $s = \pm 1$ нумерует две различные ветви спин-расщепленного спектра, Φ – магнитный поток $\pi r_0^2 B$ сквозь сечение ТЭГ, $\Phi_0 = 2\pi\hbar c/|e|$ – квант потока, а $2\Delta = g^* \mu_B B/E_0$ – безразмерная энергия зеемановского расщепления.

Нормированные собственные спиноры в (2.3) имеют вид

$$C_{jk}^{(+)} = D_{jk}^{(-)} = i \sin\left(\frac{\theta_{jk}}{2}\right), \quad D_{jk}^{(+)} = C_{jk}^{(-)} = \cos\left(\frac{\theta_{jk}}{2}\right), \quad (2.5)$$

где

$$\theta_{jk} = \arctan\left[\frac{\Lambda_R k r_0}{(1 - \Lambda_R)\lambda_j - \Delta}\right] + \pi\theta[\Delta - (1 - \Lambda_R)\lambda_j], \quad (2.6)$$

и $\theta(x)$ – единичная ступенчатая функция Хэвисайда и $\lambda_j = j + \Phi/\Phi_0$.

Энергетический спектр и его эволюция в магнитном поле показаны на Рис. 2.2. В нулевом магнитном поле спектр (2.4) соответствует результатам работы [53].

Приложенное магнитное поле снимает двукратное вырождение по знаку j . В случае сильного СОВ подзоны с $m = -1$ могут иметь W-образную форму (то есть на зависимости $E_{j,-1}(k)$ имеется 2 минимума и 1 максимум), чье появление зависит от соотношения между Λ_R и Φ . W-образная форма имеет место для подзон $(j, -1)$ в случае выполнения следующего условия, $\Lambda_R^2/2 - |\Delta - (1 - \Lambda_R)(j + \Phi/\Phi_0)| > 0$.

Так называемая спин-орбитальная (СО) щель [56] проявляется в спектре упомянутых подзон. Это есть энергетическое расстояние между максимумом $(j, -1)$ -подзоны и минимумом подзоны $(j, +1)$. Ширина СО-щели (в единицах E_0) для пары подзон $(j, m = \pm 1)$ определяется выражением

$$\delta_j^{so} = 2|\Delta - (1 - \Lambda_R)(j + \Phi/\Phi_0)| \quad (2.7)$$

и может обращаться в ноль при определенных значениях Φ (Рис. 2.2). Экспериментальное наблюдение СО-щели было выполнено в квантовой проволоке, полученной с помощью электростатического ограничения структуры с двумерным дырочным газом [56].

Энергетический зазор между двумя минимумами и единственным максимумом в W-образной подзоне определяется выражением

$$\delta_j^w = \frac{1}{\Lambda_R^2} \left(\frac{\Lambda_R^2}{2} - |\Delta - (1 - \Lambda_R)(j + \Phi/\Phi_0)| \right)^2 \quad (2.8)$$

и при определенных значениях Φ стремится к нулю, приводя к “плоской” форме подзоны вблизи $k = 0$. В следующем параграфе мы покажем каким образом можно использовать указанные свойства спектра для определения параметра СОВ Рашбы. Величины δ_j^{so} и δ_j^w отмечены на Рис. 2.2.

СО-щель может проявляться и в нулевом магнитном поле, в отличие от случая планарной квантовой проволоки изученной в работе [56]. В этом случае, она имеет место при выполнении условия, $\Lambda_R^2 > 2|(1 - \Lambda_R)j|$. При наличии СО-щели (мы говорим о СО-щели только в случае если нижняя из пары подзон, то есть подзона $(j, -1)$ имеет W-образную форму) ее ширина меняется линейно с параметром СОВ. Оценки показывают, что W-образная форма подзоны может иметь место даже при

достаточно слабом СОВ, $\Lambda_R \sim 0.05$, однако в этом случае интервал значений Φ , при которых W -образная форма сохраняется, достаточно мал и расстояние (по энергии) между экстремумами δ_j^w также мало, так что сверхнизкие температуры порядка 10 мК способны замыть, связанные с формой спектра эффекты. Таким образом, будем считать СОВ сильным при выполнении условия $\Lambda_R \gtrsim 0.5$.

2.3 Баллистический кондактанс и термоэдс

Рассмотрим баллистический транспорт в упомянутой системе. Есть существенное отличие между хорошо изученным баллистическим транспортом в одномерных системах с параболической дисперсией и транспортом в системах со сложной структурой подзон. Сначала запишем общую формулу для баллистического кондактанса и дифференциальной термоэдс (коэффициент Зеебека) квази-одномерной системы, имеющей произвольное количество экстремумов в спектре подзон, при конечных температурах.

Рассмотрим систему, состоящую из двух электронных резервуаров с химическими потенциалами $\mu_{L(R)}$ и температурами $T_{L(R)}$ (температура в единицах энергии), соединенные НП. Мы полагаем транспорт через НП баллистическим, то есть, рассеяние внутри системы, так же как и в области контакта резервуар-НП, пренебрежимо мало. Поэтому коэффициент прохождения $T(E)$ в каждой подзоне является не зависящим от энергии и равен единице (то есть, прохождение является идеальным, и не происходит перемешивания мод, $T_{j'm',jm}(E) = \delta_{j'j}\delta_{m'm}$). Если между резервуарами приложено постоянное смещение V и разность температур ΔT , так что $\mu_L = \mu_R - eV$ и $T_L = T_R - \Delta T$ ($\Delta T > 0$), то полный ток I через систему (см. например [57]) определяется выражением

$$I = \frac{e}{2\pi} \sum_{j,m} \int_{-\infty}^{\infty} dk v_{jmk} [\theta(v_{jmk}) f(E, \mu_L, T_L) + \theta(-v_{jmk}) f(E, \mu_R, T_R)], \quad (2.9)$$

где $v_{jmk} = \partial E_{jm}(k) / \partial(\hbar k)$ – скорость электрона в подзоне (j, m) , $\theta(x)$ – единичная функция Хевисайда, $f(\varepsilon, \mu, T) = \{1 + \exp[(\varepsilon - \mu)/T]\}^{-1}$ – функция распределения

Ферми. Здесь $\theta(\pm v_{jmk})$ обеспечивает вклад в полный ток только от электронов движущихся из левого (правого) резервуара в правый (левый). Следует отметить, что в рамках транспортного подхода Ландауэра–Бюттикера, резервуары входят в транспортные уравнения только через химический потенциал (см., например, обзоры [58, 59] и ссылки в них), и явный вид дисперсии энергии электронов в резервуарах не оказывает влияния на одномерный транспорт.

После перехода в предыдущем выражении к интегрированию по энергии формула может быть переписана в виде

$$I = \frac{e}{2\pi\hbar} \sum_{j,m} \left[\int_{\infty}^{E_{jm}^{(1)}} dE f(E, \mu_R, T_R) + \int_{E_{jm}^{(1)}}^{E_{jm}^{(2)}} dE f(E, \mu_L, T_L) + \dots + \int_{E_{jm}^{(N_{jm})}}^{\infty} dE f(E, \mu_L, T_L) \right], \quad (2.10)$$

где $E_{jm}^{(n)}$ – значение энергии в n -ом локальном экстремуме подзоны (j, m) , а полное число экстремумов в подзоне (j, m) равно N_{jm} . Как обсуждалось ранее, в спектре НП может наблюдаться один или три экстремума.

Если приложенное напряжение V и разность температур ΔT предполагаются малыми, $\Delta\mu = -eV \ll \mu_{L(R)}$, $\Delta T \ll T_{L(R)}$ (режим линейного отклика), тогда кондактанс и термоэдс

$$G = \left(\frac{eI}{\Delta\mu} \right)_{\Delta T=0}, \quad S = \frac{k_B}{e} \left(\frac{\Delta\mu}{\Delta T} \right)_{I=0} \quad (2.11)$$

могут быть найдены из (2.10). Здесь k_B – постоянная Больцмана.

Используя (2.10), (2.11) легко получить для кондактанса результат работы [60]

$$G = \frac{G_0}{2} \sum_{jm} \sum_n \beta_{jm}^{(n)} f(E_{jm}^{(n)}, \mu, T). \quad (2.12)$$

Здесь $G_0 = e^2/\pi\hbar$ – квант кондактанса (для случая вырождения по спину), а $\beta_{jm}^{(n)} = +1$ если n -ый экстремум подзоны (j, m) является точкой минимума, а $\beta_{jm}^{(n)} = -1$ если n -ый экстремум подзоны (j, m) есть максимум. Сумма в (2.12) распространяется на все экстремальные точки всех подзон.

Для коэффициента термоэдс S найдем из (2.10) и (2.11) следующее выражение

$$S = \frac{k_B}{e} \frac{\sum_{jm} \left[\ln 2 + \sum_n \beta_{jm}^{(n)} F\left(\frac{E_{jm}^{(n)} - \mu}{2T}\right) \right]}{\sum_{jm} \sum_n \beta_{jm}^{(n)} f(E_{jm}^{(n)}, \mu, T)}, \quad (2.13)$$

где функция $F(x) = \ln(\cosh x) - x \tanh x$ обладает следующими свойствами: $F(-x) = F(x)$, $F(\pm\infty) = -\ln 2$, и $F(0) = 0$. Функция $F[(E - \mu)/2T]$ в зависимости от химического потенциала μ представляет собой узкий симметричный пик ширины порядка нескольких T .

В соответствии с формулами (2.12), (2.13), положение ступеней кондактанса вверх-(вниз-) и пиков (провалов) в термоэдс соответствует совпадению уровня химического потенциала с минимумом (максимумом) в электронном спектре. Зависимости G и S от химического потенциала μ , рассчитанные с помощью формул (2.12) и (2.13), приведены на Рис. 2.3. Из рисунка можно видеть обычное ступенчатое возрастание кондактанса с ростом μ и регулярные осцилляции термоэдс [61, 62] в случае слабого СОВ (в этом случае одномерные подзоны имеют дисперсию близкую к параболической, и в каждой подзоне имеется единственный минимум). Каждая спин-расщепленная подзона дает в этом случае вклад $+G_0/2$ в полную проводимость. В случае простой дисперсии подзон можно легко получить из (2.13) результат Стреды [61], который дает величину термоэдс в максимуме

$$S_i^{\max} = \frac{k_B}{e} \frac{\ln 2}{i + 1/2}, \quad (2.14)$$

где i – номер пика или число заполненных подзон. Эта формула справедлива при низких температурах, когда пики термоэдс достаточно узкие и не перекрываются друг с другом.

В противоположном случае сильного СОВ на зависимостях транспортных характеристик от химического потенциала появляются особенности: "ступеньки вниз" в проводимости ($-G_0/2$ -ступени) и отрицательные провалы в термоэдс. Эти особенности соответствуют совпадению уровня химического потенциала с одним из максимумов в спектре одномерных подзон. Наличие на зависимости $G(\mu)$ последовательных ступеней высоты $+G_0$ и $-G_0/2$ есть вклад W -образной подзоны.

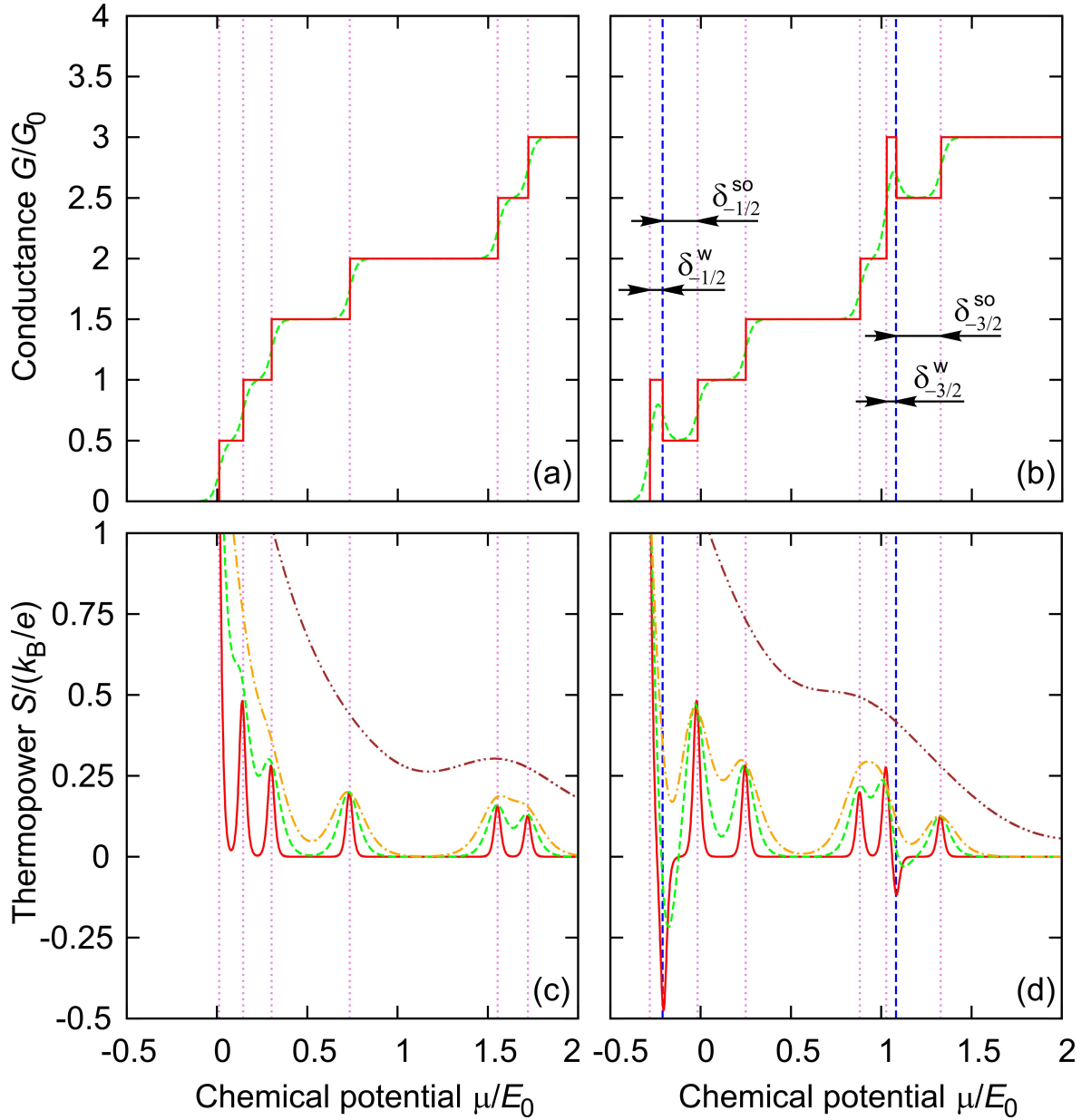


Рис. 2.3: Кондуктанс (a), (b) и термоэдс (c), (d) как функция химического потенциала. (a), (c) Слабое СОВ, $\Lambda_R = 0.15$, $\Phi = 0.28\Phi_0$; (b), (d) Сильное СОВ, $\Lambda_R = 0.78$, $\Phi = 0.34\Phi_0$; (a), (b) Сплошная линия – $T = 0$; штриховая линия – $T = 0.02E_0$; (c), (d) Сплошная линия – $T = 0.01E_0$; штриховая линия – $T = 0.03E_0$; штрих-пунктирная линия – $T = 0.05E_0$; штрих-пунктирная с двумя точками – $T = 0.2E_0$. Вертикальные штриховые (пунктирные) линии обозначают положение максимумов (минимумов) энергии в спектре. Величины δ_j^{so} , δ_j^w нанесены для случая сильного СОВ.

Ширина соответствующего Γ -образного плато, очевидно, равна δ_j^w . Ширина СО-щели δ_j^{so} равна ширине соответствующего \sqcup -образного плато в проводимости или расстоянию между последовательными провалом и пиком в термоэдс. В случае сильного СОВ и $B = 0$ (если СО-щель существует) зависимость $G(\mu)$ будет иметь ступени высотой $+2G_0$, $+G_0$ и $-G_0$, что связано с двукратным вырождением спектра по абсолютной величине j .

С ростом температуры можно увидеть сглаживание ступеней квантования кондактанса, так как электроны приходящие из резервуаров больше не имеют резкого ступенчатого распределения по энергии. Ступни вниз исчезают при температурах около $\min(\delta_j^{so}, \delta_j^w)$. При тех же температурах соответствующие провалы в термоэдс исчезают вследствие перекрытия с соседним пиком большей амплитуды. Таким образом, для наблюдения отрицательной термоэдс необходимы достаточно низкие температуры.

Приложенное магнитное поле изменяет положение экстремумов подзон (и даже их число) и эти изменения естественным образом проявляются в транспортных характеристиках. Зависимость термоэдс от магнитного потока и химического потенциала показан на Рис. 2.1b. Этот рисунок подробно будет обсуждаться в следующем параграфе применительно к вопросу об определении параметра СОВ Рашбы.

2.4 Определение параметра Рашбы

В данном параграфе мы обсудим подход к определению параметра СОВ Рашбы α из транспортных измерений, который базируется на детектировании исчезновения упомянутых выше спектральных особенностей (а значит, проявляющихся и в транспортных характеристиках) с изменением магнитного поля. Мы не предлагаем и не описываем здесь определенную постановку эксперимента, а приводим лишь некоторые соображения, которые, на наш взгляд, могли бы позволить определить параметр СОВ в InAs-НП из эксперимента. Тем не менее, основное требование к

такого рода транспортной установке, это возможность независимого контроля параметра СОВ (который должен быть определен из измерений) и положения уровня Ферми. Вообще говоря, различные способы, например, применение металлических затворов или оптического возбуждения, могут быть использованы для изменения концентрации носителей и соответственно химического потенциала. Тем не менее, изменение концентрации носителей самосогласованным образом должно привести к изменению приповерхностного изгиба зон в НП, а следовательно и к изменению величины параметра α . Здесь же мы полагаем, что можно ограничиться куда менее сильным требованием малости изменения параметра Рашбы α при изменении концентрации носителей, вызывающей изменение химического потенциала на величину порядка E_0 . Причина такого ограничения состоит в достаточности изменения химического потенциала на величину не превышающую E_0 при постановке транспортных экспериментов и станет понятна ниже.

На Рис. 2.1b можно видеть две особенности в термоэдс: 1) исчезновение пары пик-провал ($S = 0$) и; 2) исчезновение провала рядом с пиком большей амплитуды ($S > 0$), которые происходят при потоках Φ_1 и Φ_2 соответственно. Это соответствует вышеупомянутым спектральным особенностям, при которых величины (2.7), (2.8) стремятся к нулю. Мы предлагаем использовать эти особенности для экспериментального определения параметра СОВ. Как упоминалось выше, ступени вверх (вниз) кондактанса и пики (провалы) термоэдс имеют место при одних и тех же значениях химического потенциала. В этом смысле, для наших целей измерения кондактанса эквивалентны измерениям термоэдс, и упомянутые особенности могут быть детектированы двумя методами. Более того, измерения проводимости могут оказаться проще и более последовательными с экспериментальной точки зрения. Величина $\partial G/\partial\mu$ (или $\partial G/\partial V_g$, где V_g – напряжение на затворе), которая пропорциональна термоэдс в низкотемпературном режиме, в соответствии с так называемой формулой Мотта [63, 64], может быть напрямую измерена.

Таким образом, для наших целей необходимо выполнить измерения кондактанса

танса или термоэдс во внешнем магнитном поле. Значения магнитного поля, при которых упомянутые особенности имеют место, следует извлечь из экспериментальных зависимостей S или $\partial G/\partial\mu$ от магнитного поля и напряжения на затворе. После подстановки этих значений магнитного поля в выражения (2.7), (2.8) при $\delta_j^{so} = 0$ и $\delta_j^w = 0$, получим систему двух уравнений относительно r_0 и α . Удобно решать эти уравнения для наименьшей подзоны $j = -1/2$ (как показано на Рис. 2.1b) и используя следующие значения эффективной массы и g-фактора: $m = 0.026m_0$, $g^* = -14.9$, характерные для InAs (см., например, [55]). Окончательно, численное решение уравнений $\delta_{-1/2}^{so}(\Phi_1) = 0$ и $\delta_{-1/2}^w(\Phi_2) = 0$ дает значения α и r_0 . Хотя указанная система уравнений является нелинейной, все же численный анализ показал наличие единственного нетривиального решения.

Обсудим слабые места предложенного подхода, связанные как с экспериментальными сложностями, так и с недостатками использованной простой модели.

1) Низкие температуры являются необходимым условием для измерений кондактанса и термоэдс. В нашем случае мы должны сравнивать температуру не только с характерным масштабом энергии в задаче E_0 , но и с величиной СО-щели, чтобы иметь возможность разрешить на эксперименте одиночный пик (провал) в S или $\partial G/\partial\mu$. Эти измерения должны быть выполнены при температурах ниже 1К для НП с $r_0 = 42$ нм ($R = 50$ нм).

2) Мы пренебрегли в наших расчетах зависимостью радиуса ТЭГ r_0 от приложенного магнитного поля. В сильных магнитных полях характерная длина локализации радиальной волновой функции будет определяться циклотронным движением, но эта длина не стремится к нулю, а ограничена эффективным потенциалом изгиба зон, который препятствует проникновению волновой функции в центральную область НП.

Для НП с $R = 50$ нм ($r_0 = 42$ нм при $B = 0$) [47, 52] минимальное значение r_0 (в пределе $B \rightarrow \infty$) может быть оценено как 30 нм. Наши оценки показывают, что в промежуточных магнитных полях, соответствующих потоку $\Phi \sim \Phi_0/2$ (в

таком поле $r_0 \sim l_B$, где $l_B = \sqrt{\hbar c/|e|B}$ – магнитная длина; это соответствует $B \sim 0.35$ Тл для НП с $R = 50$ нм), r_0 будет составлять около 37 нм, что отличается только на 12% от величины r_0 при $B = 0$. Таким образом, мы надеемся, что наше предположение (r_0 не зависит от \mathbf{B}) останется разумным для определения α в не слишком сильных магнитных полях. Тем не менее, чтобы получить более точные оценки, необходимо решать согласованную задачу [52] в магнитном поле. Однако, следует ожидать, что найденный предложенным способом параметр Рашбы, будет, по крайней мере, правильного порядка величины.

Можно использовать и более простой подход: если радиус r_0 поверхностного ДЭГ известен, например из расчета по самосогласованной схеме [52] или же из других экспериментальных данных, тогда для нахождения α достаточно только одного уравнения. В этом случае удобно использовать $\delta_{-1/2}^{so}(\Phi_1) = 0$, поскольку поля, необходимые для исчезновения СО-щели слабее, чем поля, соответствующие появлению “плоской подзоны” ($\delta_j^w \rightarrow 0$). Более того, в слабых магнитных полях не возникает проблемы с зависимостью $r_0(B)$.

Наш подход к определению константы СОВ Рашбы базируется на транспортном детектировании исчезновения СО-щели в магнитном поле. Однако, для InAs-НП ступени вниз ($-G_0/2$) не были пока экспериментально обнаружены, в отличие от квантовых проволок, полученных электростатическим ограничением в двумерных структурах с высокой подвижностью [56]. Тем не менее, мы полагаем, что отсутствие таких ступеней в недавних экспериментах по проводимости [46] не связано с каким-либо остаточным рассеянием, а происходит вследствие температурной размазки или же из-за отсутствия W-образных подзон вследствие малости эффективной константы СОВ, пропорциональной αr_0 . Последнее может быть связано просто с малостью эффективного радиуса ТЭГ. В этом смысле, предложенный подход не применим для НП слишком малого радиуса.

Недавно было показано, что параметр СОВ Рашбы в InAs-НП может быть изменен в интервале $\alpha = (0.5 - 3.0) \times 10^{-9}$ эВ·см [48], что соответствует безраз-

мерному параметру СОВ $\Lambda_R = 0.15 - 1$ для НП с $r_0 = 42$ нм. Таким образом, предложенный метод определения α справедлив в половине интервала перестройки (мы предполагаем, что такой подход работает адекватно при $\Lambda_R \gtrsim 0.5$).

Было бы крайне интересно сравнить результаты, полученные предложенным здесь методом, с полученными стандартной антилокализационной техникой [47, 48]. Для этого удобно, например, сначала измерить параметр Рашбы в длинной НП с помощью антилокализационных измерений, а после этого использовать предложенный подход для укороченной НП, где реализуется баллистический транспортный режим.

2.5 Влияние отсутствия центра инверсии у материала нанопроволоки

В предыдущих параграфах настоящей главы мы изучили влияние СОВ Рашбы на энергетический спектр и баллистический транспорт в InAs-НП. Тем не менее, мы не учитывали СОВ, связанное с отсутствием центра инверсии у объемного материала, который при понижении размерности приводит к дополнительному вкладу в СОВ [40].

Так называемое линейное по k СОВ Дрессельхауза [40] возникает из следующего вклада в гамильтониан зоны проводимости Γ_6 объемных полупроводников группы III-V [2]

$$H_D = \gamma \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\kappa}, \quad (2.15)$$

где γ – объемный параметр Дрессельхауза, а вектор $\boldsymbol{\kappa} = (\kappa_x, \kappa_y, \kappa_z)$ имеет следующие компоненты $\kappa_x = k_x(k_y^2 - k_z^2)$, а κ_y, κ_z получаются циклическими перестановками, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – вектор матриц Паули. Следует отметить, что оператор (2.15) записан в главных осях, то есть $x \parallel [100]$ и т.д. Очевидно, что понижение размерности (переход к 2D или 1D) приведет к СОВ, существенно зависящему от ориентации системы относительно главных кристаллографических направле-

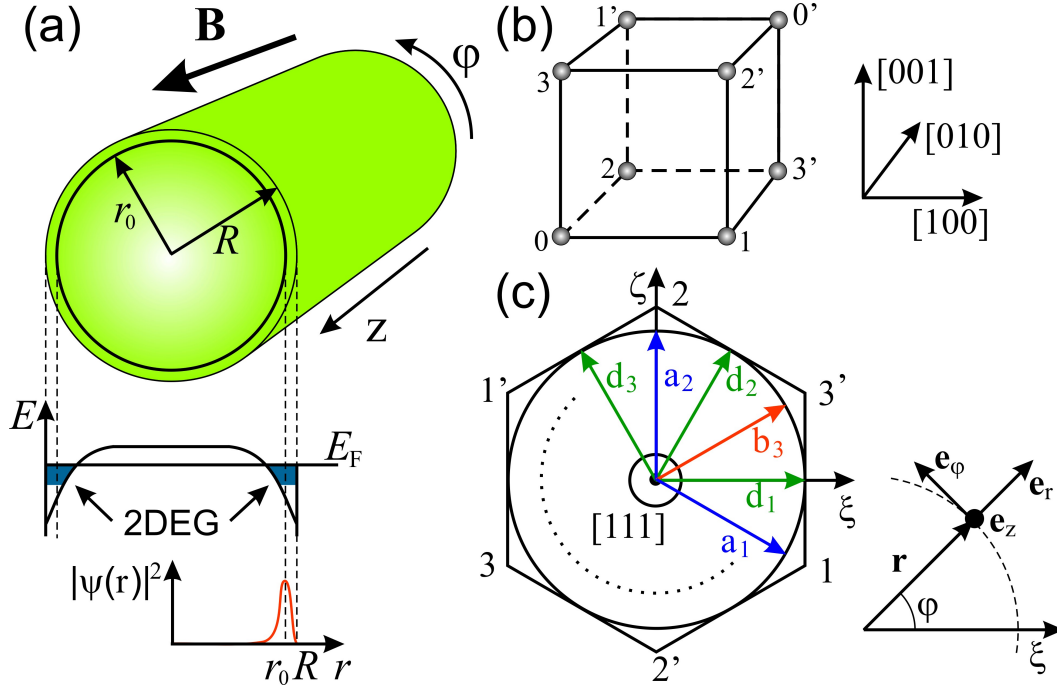


Рис. 2.4: (a) Схема, дублирующая приведенную на Рис. 2.1а. (b) Кубическая ячейка кристалла с решеткой цинковой обманки. Показаны только атомы одного сорта (скажем In) и только в вершинах большого куба. (c) Схема, необходимая при получении гамильтониана СОВ Дрессельхауза. Набор точек 1, 2, 3 (1', 2', 3') спроецирован на кристаллографическую плоскость (111). Ось НП совпадает с направление [111], а остальные интересующие нас вектора лежат в плоскости (111). Координаты единичных векторов, проведенных из центра образовавшегося правильного шестиугольника к его вершинам и серединам ребер, могут быть легко найдены из геометрических соображений. Любой единичный вектор в этой плоскости задается единственным параметром (углом φ). Так же приведена полярная система координат в плоскости (111), обсуждаемая в тексте.

ний. Изучаемые НП как правило растут вдоль направления [111]. Таким образом, специфика ТЭГ заключается в том, что электрон в каждой точке поперечного сечения НП испытывает различное СОВ в отличие от обычных планарных структур [65, 66], в которых в каждой точке СОВ, унаследованное от двумерной системы, является одинаковым, хотя и зависит от ориентации структуры относительно кристаллографических осей.

Далее, используя ту же модель ДЭГ на цилиндрической поверхности [53] мы дополнительно учтем влияние СОВ Дрессельхауза на спектральные и транспортные характеристики ТЭГ в InAs-НП.

Рассмотрим теперь влияние СОВ, связанного с отсутствием центра инверсии у полупроводникового материала, образующего НП (в англоязычной литературе – bulk inversion asymmetry, BIA), известного также как эффект Дрессельхауза [2]. В рассматриваемой нами модели ТЭГ для НП, ориентированных вдоль направления [111] линейный по k гамильтониан СОВ Дрессельхауза имеет вид

$$H_D = \frac{\beta}{\sqrt{6}} \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\sigma_r(\varphi) k_\varphi - \frac{i}{2r_0} \sigma_\varphi(\varphi) \right) + \sigma_r(-2\varphi) k_z + 3\sigma_z \left(\sin 3\varphi k_\varphi - \frac{3i}{2r_0} \cos 3\varphi \right) \right], \quad (2.16)$$

где β – параметр k -линейного СОВ Дрессельхауза, $\sigma_r(\varphi) = \cos \varphi \sigma_x + \sin \varphi \sigma_y$, $\sigma_\varphi(\varphi) = -\sin \varphi \sigma_x + \cos \varphi \sigma_y$ – “цилиндрические” матрицы Паули, $\hbar \mathbf{k} = \mathbf{p}$. Получение данного гамильтониана представлено в Приложении Б. Учет магнитного поля в данном операторе H_D следует проводить стандартным образом. Использование указанной выше калибровки векторного потенциала приводит к следующей замене $k_\varphi \rightarrow K_\varphi = k_\varphi + \frac{1}{r_0} \frac{\Phi}{\Phi_0}$.

Выпишем явно “цилиндрические” матрицы Паули

$$\sigma_r(\varphi) = \begin{pmatrix} 0 & e^{-i\varphi} \\ e^{i\varphi} & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_\varphi(\varphi) = \begin{pmatrix} 0 & -ie^{-i\varphi} \\ ie^{i\varphi} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

2.5.1 Численная диагонализация

Легко можно видеть, что оператор H_D (2.16), и как следствие полный гамильтониан $H = H_0 + H_D$, являющийся суммой (2.2) и (2.16), не коммутируют с оператором z -проекции полного углового момента $j_z = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\hbar}{2} \sigma_z$ (то есть вращательная инвариантность гамильтониана H нарушена, поскольку СОВ Дрессельхауза зависит от ориентации относительно кристаллографических направлений и меняется от одной точки сечения НП к другой), но при этом H_D коммутирует с продольной компонентой импульса $\hbar k_z$ (то есть трансляционная инвариантность в этом направлении сохраняется). Последний факт значительно упрощает процесс численной диагонализации. Первое же неравенство $[H_D, j_z] \neq 0$ означает, что состояния (2.3), имеющие определенное значение квантового числа j , теперь будут

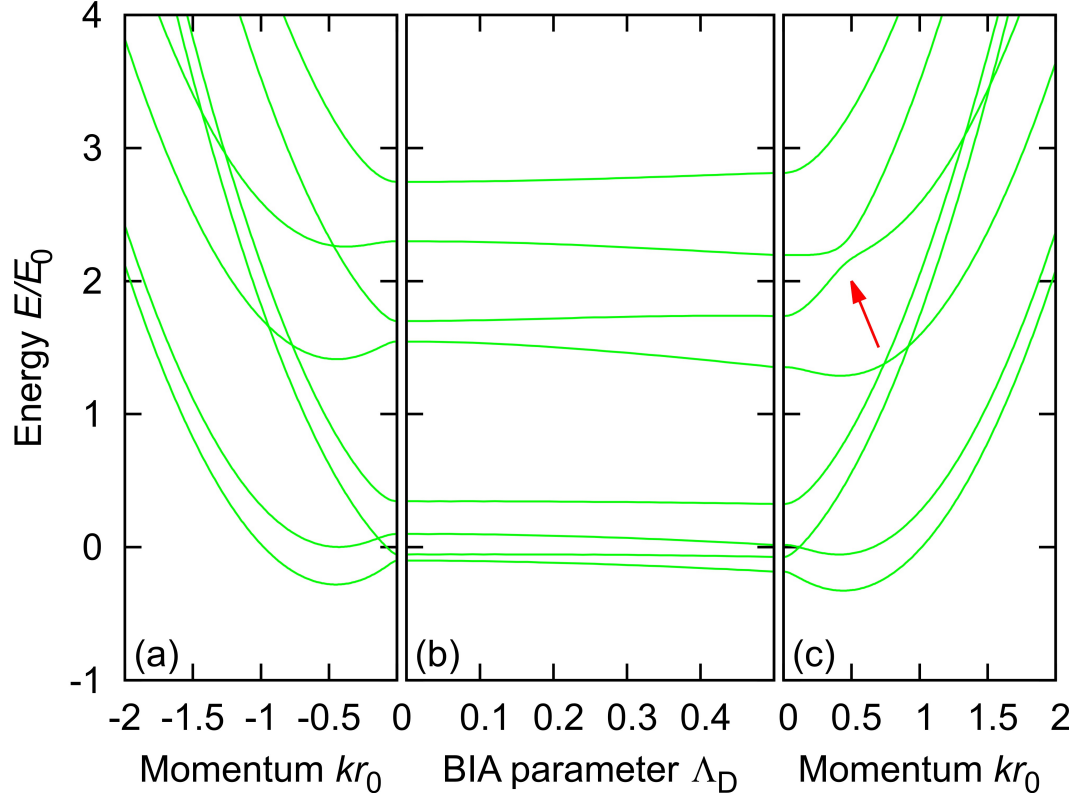


Рис. 2.5: Влияние СОВ Дрессельхауза (BIA) на энергетический спектр InAs-НП. (a) Спектр одномерных подзон. $\Lambda_R = 0.9$, $\Lambda_D = 0$, $\Phi = 0.15\Phi_0$. (b) Зависимость энергии при $k = 0$ от параметра СОВ Дрессельхауза Λ_D . (c) Спектр одномерных подзон. $\Lambda_D = 0.9$, $\Lambda_D = 0.5$, $\Phi = 0.15\Phi_0$. Стрелка указывает антикроссинг, возникающий из-за СОВ Дрессельхауза.

перемешиваться и в спектре одномерных подзон появятся дополнительные антикроссинги.

Для численной диагонализации мы используем гамильтониан размера 20×20 (матричные элементы вычислены в базисе собственных функций оператора H_0 (2.3) с $j = \pm 1/2, \dots, \pm 9/2$ и $s = \pm 1$). Учет такого количества подзон обеспечивает отличную точность при нахождении первых 10 низко лежащих подзон. Результат численной диагонализации показан на Рис. 2.5.

Наличие первого слагаемого в (2.16) приводит к увеличению СО-щелей, обсуждавшихся ранее, это можно видеть на Рис. 2.5b. Первый член в гамильтониане (2.16) коммутирует с оператором j_z и имеет ненулевые матричные элементы (в

базисе (2.3)) только для $j = j'$ (см. Приложение В). Таким образом, спектральная задача для редуцированного гамильтониана имеющего только первое слагаемое из H_D может быть решена аналитически (как это было сделано ранее). Это приводит к перенормировке СО-щелей (в единицах E_0)

$$\delta_j^{so} = 2\sqrt{[(1 - \Lambda_R)\lambda_j - \Delta]^2 + \Lambda_D^2 \lambda_j^2 / 12}, \quad (2.18)$$

что стремится к (2.7) при $\Lambda_D = 2m\beta r_0 / \hbar^2 \rightarrow 0$.

Тем не менее, если мы примем во внимание полный гамильтониан H_D , то выражение для СО-щелей (2.18) будет справедливо вдали от антикроссингов (возникающих из-за второго и третьего слагаемых в (2.16)). Если Λ_D возрастает до 1 или более, то подзонный спектр может значительно измениться. Однако, мы полагаем, что на практике в InAs НП выполняется соотношение $\alpha > \beta$ ($\Lambda_R > \Lambda_D$) по аналогии с планарными структурами на основе InAs [67].

Энергетический зазор между единственным максимумом и двумя минимумами (совпадающими по энергии) в W-образной подзоне определяется формулой (используя упрощенный гамильтониан $H' = H_0 + H_{D1}$)

$$\delta_j^w = \frac{1}{\Lambda_R^2} \left(\frac{\Lambda_R^2}{2} - \sqrt{[(1 - \Lambda_R)\lambda_j - \Delta]^2 + \Lambda_D^2 \lambda_j^2 / 12} \right)^2. \quad (2.19)$$

Отметим, что $(j, s = -1)$ -подзоны имеют W-образную форму если выражение в скобках в формуле (2.19) является положительным. Из этой формулы можно видеть, что СОВ Рашбы и Дрессельхауза являются конкурентами с точки зрения возникновения W-образной формы подзоны: увеличение параметра СОВ Рашбы Λ_R приводит к возникновению W-образной подзоны, в то время как рост параметра СОВ Дрессельхауза Λ_D подавляет такие подзоны.

Увеличение δ_j^{so} и уменьшение δ_j^w с ростом параметра СОВ Дрессельхауза можно видеть на Рис. 2.5. Далее мы увидим, что СО-щели и их перенормировка и даже исчезновение W-образных подзон можно детектировать посредством баллистического транспорта, а именно в баллистическом кондактансе и термоэдс.

2.5.2 Баллистический транспорт

В случае если 1D система имеет сложный подзонный спектр (более одного экстремума), тогда баллистический кондактанс определяется выражением [60]

$$G = \frac{G_0}{2} \sum_{in} \beta_i^n f(E_i^n, \mu, T). \quad (2.20)$$

Здесь $G_0 = e^2/\pi\hbar$ – квант кондактанса (для вырожденного по спину случая), $f(E, \mu, T)$ – функция распределения Ферми, μ и T – химический потенциал и температура соответственно, E_i^n – значение энергии в точке n -ого экстремума i -ой подзоны, и $\beta_i^n = +1$ если n -ый экстремум i -й подзоны является точкой минимума и $\beta_i^n = -1$ если n -ый экстремум i -ой подзоны – точка максимума. Суммирование в (2.20) ведется по всем экстремальным точкам всех подзон. Формула (2.20) отличается от использованной в параграфе 2.3 формулы (2.12) только лишь индексами у энергий подзон, которые являлись на том момент “хорошими” квантовыми числами. Здесь индекс i – есть просто порядковый номер подзоны, полученный при численной диагонализации. То же самое справедливо касательно пары формул (2.13) и (2.21).

Зависимость баллистического кондактанса НП от химического потенциала при $T = 0$, построенная по результатам численной диагонализации гамильтониана $H = H_0 + H_D$ и с использованием формулы (2.20), приведена на Рис. 2.6. Здесь можно видеть ступенчатое поведение, которое отличается от обычной зависимости для 1D систем с простым параболическим законом дисперсии, когда кондактанс всегда возрастает с ростом химического потенциала (см., например, [68, 69]). Очевидно, что \sqcup -образные плато возникают из-за присутствия последовательных максимума и минимума в подзонном спектре и ширина таких плато совпадает с шириной соответствующих СО-щелей δ_j^{so} . На Рис. 2.6 также приведено сравнение для случаев $\beta = 0$ и $\beta \neq 0$. Можно видеть, что при конечных Λ_D происходит искажение картины для $\Lambda_D = 0$: с увеличением Λ_D происходит рост ширины СО-щелей в соответствие с формулой (2.18) и Рис. 2.5. Однако, отметим, что при больших

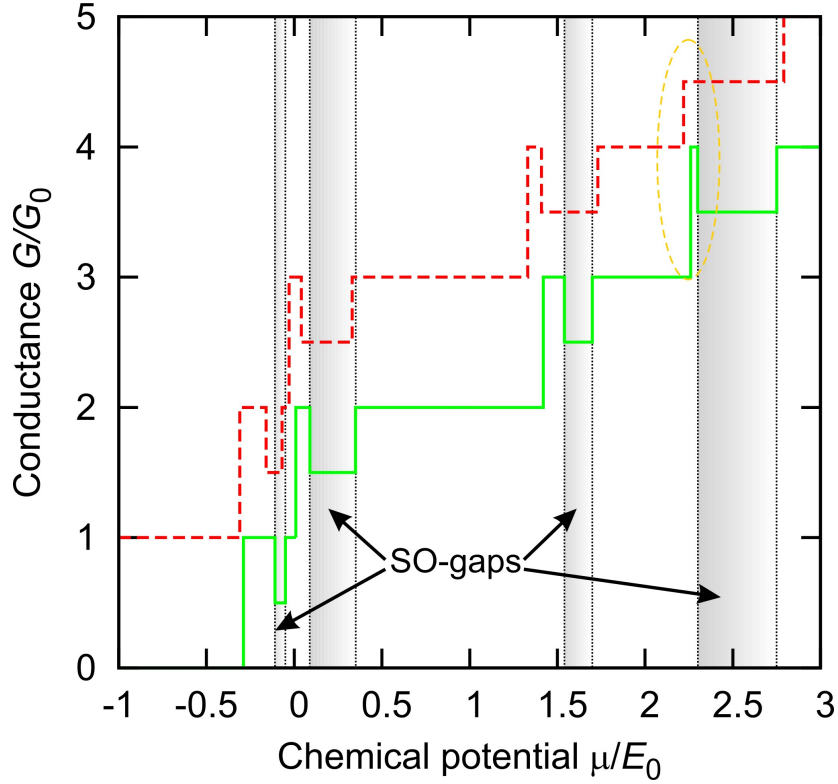


Рис. 2.6: Зависимость баллистического кондактанса InAs-НП от химического потенциала. $\Lambda_R = 0.9$, $\Phi = 0.15\Phi_0$, $T = 0$; $\Lambda_D = 0$ – сплошная линия; $\Lambda_D = 0.4$ – штриховая линия. Для ясности кривые сдвинуты вертикально друг относительно друга. Области соответствующие значениям химического потенциала, лежащего в СО-щелях для случая $\Lambda_D = 0$, затенены.

значения параметра β (соответствующих $\Lambda_D \sim 1$) зависимость $G(\mu)$ существенно искажается, что связано в первую очередь с исчезновением W-образных подзон. Увеличение температуры приводит к сглаживанию ступенчатых зависимостей, поскольку электроны, приходящие из резервуаров, больше не имеют резкого ступенчатого распределения по энергии.

Обсудим здесь другое, качественно более простое, объяснение возникновения ступеней $-G_0/2$ на зависимости $G(\mu)$. Вклад W-образных подзон, где 2 минимума дают $+G_0$, а максимум $-(-G_0/2)$, может быть интерпретирован как вклад одной электронной и одной дырочной подзон. В этом смысле, когда уровень химического потенциала проходит между двумя минимумами и максимумом, тогда мы имеем как электронный, так и дырочный вклад $G_0/2 + G_0/2 = G_0$, а когда химический

потенциал лежит выше единственного максимума, то дырочный вклад исчезает и остается только вклад от электронов $+G_0/2$. Таким образом, Γ -образные плато связаны с вкладом W -образных подзон и их ширина равна δ_j^w (см. (2.19)). На Рис. 2.6 вблизи $\mu = 2.2E_0$ можно видеть, что конечное значение Λ_D приводит к исчезновению W -образной формы одной из подзон.

Для термоэдс мы имеем по аналогии с формулой (2.13)

$$S = \frac{k_B}{e} \frac{\sum_i \left[\ln 2 + \sum_n \beta_i^n F \left(\frac{E_i^n - \mu}{2T} \right) \right]}{\sum_{in} \beta_i^n f(E_i^n, \mu, T)}. \quad (2.21)$$

При низких температурах формула (2.21) хорошо аппроксимируется известной формулой Мотта [63, 64], связывающей дифференциальную термоэдс и проводимость.

Термоэдс НП как функция химического потенциала, построенная по результатам численной диагонализации гамильтониана $H = H_0 + H_D$ и с использованием формулы (2.21) приведена на Рис. 2.7. Здесь можно видеть отрицательные провалы, возникновение которых связано с наличием максимумов в спектре подзон, и которые не возникают в системах с простой параболической дисперсией [61, 62, 70]. По аналогии с предыдущими рассуждениями о необычном квантовании кондактанса, эти провалы могут быть легко интерпретированы используя дырочное представление: изменение знака термоэдс легко объясняется преобладающим вкладом носителей с противоположным знаком заряда, то есть дырок. Следует отметить, что пики и провалы имеют место при значениях μ совпадающих со значениями энергии в экстремумах только приблизительно. Числитель в формуле (2.21) имеет экстремум при $\mu = E_i^n$, однако вблизи таких точек знаменатель (безразмерный кондактанс) изменяется монотонно на величину порядка единицы, что приводит к сдвигу максимума (минимума) пика (провала) и слабой асимметрии пика (провала). Кроме того, упомянутое выше отклонение положения максимумов (минимумов) зависит от температуры: положение пика (провала) не совпадает с $\mu = E_i^n$ при высоких температурах, когда начинается перекрытие соседних пиков

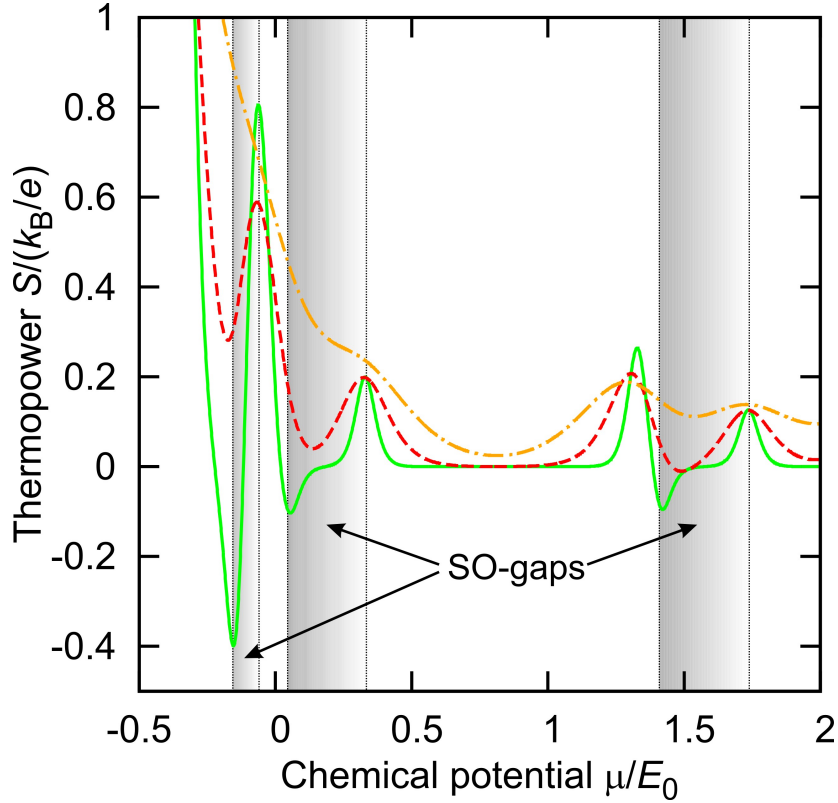


Рис. 2.7: Зависимость термоэдс InAs-НП от химического потенциала. $\Lambda_R = 0.9$, $\Lambda_D = 0.4$, $\Phi = 0.15\Phi_0$; $T = 0.02E_0$ – сплошная линия; $T = 0.05E_0$ – штриховая линия; $T = 0.1E_0$ – штрих-пунктирная линия. Области соответствующие значениям химического потенциала, лежащего в СО-щелях, затенены.

(провалов). Таким образом, расстояние между последовательными провалом и пиком только приблизительно совпадет с соответствующей СО-щелью (см. Рис. 2.7). Следует также отметить, что повышение температуры приводит исчезновению провалов при перекрытии с соседними пиками большей амплитуды.

Таким образом, с точки зрения точности определения параметра СОВ Рашбы, обсуждавшегося в параграфе 2.4, более подходящим является исследование кондуктанса G (а с ним и величины $\partial G/\partial V_g$) чем дифференциальной термоэдс S . Здесь снова упомянем, что хотя нет достоверных экспериментальных данных, говорящих о соотношении вкладов СОВ Рашбы и Дрессельхауза в InAs-НП, мы предполагаем, что, как и для планарных 2D структур на основе InAs [67], выполняется соотношение $\alpha \gg \beta$.

2.6 Краткие итоги

В данной главе теоретически исследованы спектральные и транспортные свойства носителей в поверхностном ДЭГ InAs-НП с сильным СОВ в магнитном поле. Показано, что сильное СОВ приводит к возникновению в спектре так называемых W-образных подзон, имеющих три экстремума (2 минимума и 1 максимум). Такая структура подзон проявляется в транспортных характеристиках НП: баллистический кондактанс и термоэдс становятся немонотонной и знакопеременной функцией химического потенциала соответственно. Эти особенности исчезают при определенных магнитных полях. Последний факт позволяет предложить новый подход к экспериментальному определению параметра СОВ Рашбы α в баллистических InAs-НП из транспортных измерений (кондактанс или термоэдс). Обсуждены пределы применимости предложенного подхода.

Дополнительно к изученному СОВ Рашбы для ТЭГ в [111]-ориентированных НП построен гамильтониан СОВ Дрессельхауза и численно решена спектральная задача. Показано, что учет СОВ Дрессельхауза приводит к появлению новых особенностей в подзонном спектре, таких как дополнительные антикроссинги. Установлено, что СОВ Рашбы и Дрессельхауза являются конкурирующими с точки зрения наличия W-образных подзон, то есть рост СОВ Дрессельхауза приводит к исчезновению таких подзон.

Глава 3

Ориентация электронных спинов током в квазиодномерной системе

3.1 Введение

Возможность управления спином носителей заряда в твердых телах и наноструктурах немагнитными способами, в частности с помощью электрического поля, является одним из ключевых моментов в современной спинтронике. Наличие такой возможности определяется СОВ и его спецификой в твердотельных наноструктурах различной симметрии. При пропускании электрического тока через образец возможны два различных явления: (i) спиновый эффект Холла [5, 71, 72], когда происходит пространственное разделение носителей заряда с противоположно направленными спинами, и (ii) спиновая ориентация носителей заряда, когда в области с постоянной плотностью тока у носителей заряда возникает однородный по образцу средний спин. Впервые на возможность генерации спиновой поляризации при пропускании электрического тока было указано в [73] на примере объемного полупроводника Te , обладающего гиротропными свойствами. Впоследствии указанный эффект был экспериментально обнаружен и детально исследован [74, 75]. В этом случае из-за особенностей энергетической структуры материала протекание тока вдоль тригональной оси приводило к возникновению среднего спина, также ориентированного вдоль этого направления.

Однако, эффект может иметь место и в негиротропных системах, обладающих

линейным по импульсу расщеплением зоны проводимости: например, в квантовых ямах (КЯ) или одноосно деформированных кристаллах без центра инверсии [76]. Для двумерных (2D) систем различной ориентации вопрос интенсивно изучался как теоретически [7, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83], так и экспериментально [84, 85, 86]. Спиновая поляризация носителей заряда регистрировалась по степени циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) [84] или по вращению плоскости поляризации линейно поляризованного света (эффекты Фарадея [85] и Керра [86]). Спиновый эффект Холла и ориентация спинов током также исследовались в КЯ с низкой симметрией, выращенных на подложке (110) [87], и в деформированном InGaAs [88]. Отметим, что спиновая поляризация может быть также зарегистрирована методами магнитного резонанса.

Феноменологически связь между средним спином \mathbf{s} (псевдовектор) и напряженностью электрического поля \mathbf{E} (вектор) обеспечивается псевдотензором второго ранга

$$s_i = Q_{il} E_l. \quad (3.1)$$

Поскольку по отношению к обращению времени вектор спина изменяет знак, а вектор электрического поля нет, то коэффициент связи между ними должен менять знак при обращении времени, то есть микроскопический механизм такого эффекта должен быть диссипативным. Определенная симметрия и ориентация низкоразмерной структуры относительно кристаллографических осей, и как следствие, вызванная этим специфика СОВ, приводят к определенному направлению ориентации спина, то есть определяет отличные от нуля компоненты псевдотензора Q в (3.1).

Сущность явления состоит в том, что приложенное электрическое поле приводит к анизотропному распределению носителей в k -пространстве и посредством СОВ к анизотропному распределению спиновой плотности, но средний спин в реальном пространстве при этом равен нулю. Поляризация в свою очередь возникает за счет спиновой релаксации, приводящей к перераспределению спиновой плотно-

сти.

Отметим, что в указанных экспериментах [84, 85] величина измеренного эффекта оказалась меньше, чем предсказывает теория, так что возникает вопрос о поиске низкоразмерных структур, в которых эффект спиновой ориентации током может быть надежно установлен.

Возможность дополнительного ограничения 2D-структуры с образованием одномерной (1D) или квази-1D системы (см. например [89]) приводит к понижению симметрии и открывает новые возможности по исследованию указанного эффекта. Насколько нам известно, в 1D-системах ориентация спинов носителей током не изучалась ни теоретически, ни экспериментально.

Специфика рассеяния в 1D случае и связанный с ней рост времени релаксации импульса и подвижности [90] позволяют считать, что эффект в 1D системах должен быть хорошо выражен. Однако, оказывается, что в строго 1D случае (заполнена только основная подзона) эффект наоборот отсутствует, что согласуется с результатами работы [91], где сделано утверждение, что в строго 1D-случае любые эффекты, обусловленные СОВ, отсутствуют.

Данная глава посвящена исследованию эффекта ориентации спинов носителей в квази-1D системе (квантовой проволоке) при пропускании через нее электрического тока. Будет показано, что наличие нескольких заполненных подзон и возможности межподзонного рассеяния должно приводить к экспериментально наблюдаемой величине эффекта. Сделанные оценки показывают, что предсказываемый эффект по порядку величины сравним с наблюдаемым в двумерных системах.

3.2 Постановка задачи и модель

Рассмотрим для простоты квантовую проволоку, в которой заполненными оказываются две подзоны размерного квантования (без учета спина). Предположим также, что в обеих подзонах спектр имеет простую параболическую дисперсию и

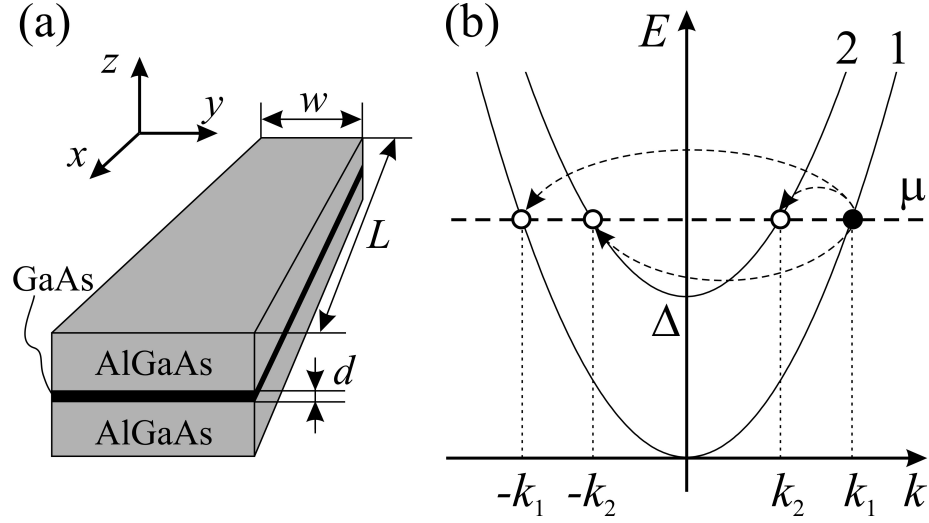


Рис. 3.1: (a) Схематическое изображение квантовой проволоки длины L , ширины w и толщины d . Показана используемая в тексте система координат. (b) Энергетический спектр квантовой проволоки. Расстройка подзон равна Δ . Кружки показывают возможные состояния участвующие в упругом рассеянии: так, при учете межподзонного рассеяния, электрон с волновым вектором k_1 в первой подзоне (черный кружок) может рассеяться в состояние $-k_1$ в той же подзоне и в состояния $\pm k_2$ во второй подзоне (пустые кружки).

определяется одной и той же эффективной массой m_c

$$\varepsilon_{1k} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}, \quad \varepsilon_{2k} = \Delta + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}, \quad (3.2)$$

где Δ – расстройка двух наименьших подзон. Положение уровня химического потенциала μ , отсчитываемое от дна первой подзоны, в таких обозначениях должно удовлетворять условию $\Delta < \mu$ (см. Рис. 3.1).

Полагая, что квази-1D система образована дополнительным ограничением 2D-системы, будем считать, что СОВ в квантовой проволоке может быть обусловлено эффектом Рашбы [41] на границе исходной 2D системы и эффектом Дрессельхауза [40] (последнее происходит от кубичного по k расщепления в объемных полупроводниках без центра инверсии [2] за счет квантования энергетического спектра в 2D или 1D случае), то есть наследуется от 2D-системы. В этом случае СОВ, помимо спинового расщепления энергетических ветвей внутри каждой подзоны, может дополнительно перемешивать и состояния разных подзон (первой и второй

в нашей модели). Однако, мы рассматриваем случай слабого СОВ и поэтому эффекты связанные с перемешиванием состояний разных подзон (антикроссинги и т.п.) если и возникают, то проявляются при энергиях и значениях квазиимпульса существенно больших, чем характерные их значения в данной задаче [92]. Поэтому можно рассматривать влияние СОВ в каждой подзоне независимо.

Далее рассмотрим эффекты, обусловленные наличием электрического поля и примесным рассеянием, в том числе и межподзонным. Наиболее последовательный подход к решению этого вопроса опирается на решение квантового кинетического уравнения [93, 94].

При учете спина и СОВ в квантовом кинетическом уравнении следует произвести симметризацию по спиновым индексам [38, 78]. Особенность расчета состоит в том, что действие электрического поля на спин связано только с СОВ, но при его учете возникает и спиновая релаксация. Это означает, что оба процесса необходимо учитывать одновременно, и в квантовом кинетическом уравнении СОВ должно быть учтено не только в полевом слагаемом, но и в интеграле столкновений. Учитывая это уравнение на матрицу плотности ρ примет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \frac{e\mathcal{E}}{\hbar} \frac{\partial \rho}{\partial k} = \text{St}\rho, \quad (3.3)$$

где \mathcal{E} – напряженность электрического поля, $[A, B]$ – коммутатор, H – полный одночастичный гамильтониан системы, включающий и СОВ. Интеграл столкновений записывается в виде

$$\text{St}\rho = \sum_{\alpha'} W_{\alpha\alpha'} \{ \delta(\varepsilon_{\alpha} - \varepsilon_{\alpha'}) , \rho_{\alpha'} - \rho_{\alpha} \}, \quad (3.4)$$

где фигурные скобки означают симметризованное произведение, $\{A, B\} = (AB + BA)/2$. В таком случае можно говорить, что уравнение записано в базисе собственных состояний гамильтониана H , а ε_{α} – его собственные значения, α – набор квантовых чисел среди которых могут быть квазиимпульс, подзонный индекс и другие.

Следует также отметить, что энергетическая релаксация может оказать существенное влияние на величину эффекта [81]. Тем не менее, мы не учитываем релаксацию, связанную с неупругими процессами, то есть считаем, что время энергетической релаксации τ_ε значительно больше всех характерных времен задачи, поскольку система является сильно вырожденной.

3.3 Система квантовых кинетических уравнений

В нашем случае можно пренебречь недиагональными по подзонному индексу элементами матрицы плотности, что приведет к системе кинетических уравнений на матрицы плотности ρ_j в подзонах

$$\frac{\partial \rho_j}{\partial t} + \frac{i}{\hbar} [H_{jk}^{so}, \rho_j] + \frac{e\mathcal{E}}{\hbar} \frac{\partial \rho_j}{\partial k} = \text{St} \rho_j, \quad (3.5)$$

где $j = 1, 2$ – подзонный индекс, $H_{jk}^{so} = \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\sigma} \boldsymbol{\Omega}_{jk}$ – гамильтониан линейного по k расщепления в j -ой подзоне, $\boldsymbol{\Omega}_{jk}$ – вектор определяющий частоту прецессии спина в эффективном магнитном поле, создаваемом СОВ, $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ – вектор матриц Паули.

Интегралы столкновений без учета процессов рассеяния с переворотом спина можно записать в виде

$$\text{St} \rho_i = \sum_{j=1}^2 \sum_{k'} W_{ik,jk'} \{ \delta(\varepsilon_{ik} + H_{ik}^{so} - \varepsilon_{jk'} - H_{jk'}^{so}), \rho_j(k') - \rho_i(k) \}, \quad (3.6)$$

учитывающем процессы как внутриподзонного, так и межподзонного рассеяния. Посредством последних и происходит “зацепление” уравнений системы. Здесь для простоты считаем рассеяние изотропным, то есть вероятности рассеяния $W_{ik,jk'}$ не зависят от k и k' .

В отсутствие электрического поля равновесная матрица плотности имеет вид

$$\rho_i^0 = \frac{n}{2} f_0(E_{ik} + H_{ik}^{so}), \quad i = 1, 2, \quad (3.7)$$

где $f_0(E)$ – равновесная функция распределения Ферми, n – равновесная концентрация электронов.

Неравновесная поправка к матрице плотности ($\rho_i = \rho_i^0 + \Delta\rho_i$) общего вида записывается как

$$\Delta\rho_i = \frac{1}{2}(a_{ik} + \boldsymbol{\sigma}\mathbf{S}_k) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} a_{ik} + S_{ik}^z & S_{ik}^x - iS_{ik}^y \\ S_{ik}^x + iS_{ik}^y & a_{ik} - S_{ik}^z \end{pmatrix}, \quad (3.8)$$

где a_{ik} – неравновесная поправка к функции распределения в i -ой подзоне, $a_{ik} = \text{Tr}(\Delta\rho_i)$; S_{ik}^j – j -ая проекция спина ($j = x, y, z$) в i -ой подзоне, $S_{ik}^j = \text{Tr}[\sigma^j \Delta\rho_i]$.

В стационарном случае ($\partial\rho_j/\partial t = 0$) система решается итерациями, учитывая малость электрического поля и СОВ. То есть в полевом слагаемом учитывается наинизший порядок (равновесная часть матрицы плотности ρ_i^0), а малость СОВ позволяет воспользоваться разложениями

$$f_0(E_{ik} + H_{ik}^{so}) = f_0(E_{ik}) + \frac{\partial f_0(E_{ik})}{\partial E} H_{ik}^{so},$$

и

$$\delta(E_{ik} - E_{jk'} + H_{ik}^{so} - H_{jk'}^{so}) = \delta(E_{ik} - E_{jk'}) + [H_{ik}^{so} - H_{jk'}^{so}] \frac{\partial}{\partial E_{ik}} \delta(E_{ik} - E_{jk'}).$$

Далее применяя к уравнениям системы (3.5) операции взятия следа по спиновым переменным (и предварительно домножив эти уравнения на матрицы Паули), получим уравнения связывающие неравновесные поправки к функции распределения a_{ik} и неравновесный спин S_{jk} в подзонах, $i, j = 1, 2$.

После несложных, но громоздких преобразований, исключая из уравнений поправки к функции распределения a_{ik} , окончательно получим следующую систему уравнений, определяющую спин в первой и второй подзонах

$$[\boldsymbol{\Omega}_{1k_1} \times \mathbf{S}_{1k_1}] = \frac{\mathbf{S}_{1k_1} - \langle \mathbf{S}_{1k_1} \rangle}{\tau_1(k_1)} + \frac{\mathbf{S}_{1k_1} - \langle \mathbf{S}_{2k_2} \rangle}{\tau_{12}(k_2)} + \mathbf{F}_1, \quad (3.9)$$

$$[\boldsymbol{\Omega}_{2k_2} \times \mathbf{S}_{2k_2}] = \frac{\mathbf{S}_{2k_2} - \langle \mathbf{S}_{2k_2} \rangle}{\tau_2(k_2)} + \frac{\mathbf{S}_{2k_2} - \langle \mathbf{S}_{1k_1} \rangle}{\tau_{21}(k_1)} + \mathbf{F}_2. \quad (3.10)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по направлению вектора \mathbf{k} , то есть $\langle \mathbf{S}_{jk} \rangle = (\mathbf{S}_{jk} + \mathbf{S}_{j,-k})/2$.

Компоненты “силовых” функций $\mathbf{F}_i(k_1, k_2)$, входящих в уравнения (3.9) и (3.10) имеют в общем случае вид

$$\begin{aligned}
F_1^i(k_1, k_2) &= \frac{eEnb_1^i}{2} \left(2E_{1k_1} \frac{\partial^2 f_0(E_{1k_1})}{\partial E^2} + \frac{\partial f_0(E_{1k_1})}{\partial E} \right) - \\
&- \frac{eEnb_1^i}{2} \left[2E_{1k_1} \frac{\partial}{\partial E_{1k_1}} \left(\frac{\partial f_0(E_{1k_1})}{\partial E} \frac{T_{12}(k_1, k_2)}{\tau_1(k_1)} \right) + \frac{\partial f_0(E_{1k_1})}{\partial E} \frac{T_{12}(k_1, k_2)}{\tau_1(k_1)} \right] - \\
&- \frac{eEn}{2} \left\{ -\frac{b_1^i E_{1k_1}}{(E_{1k_1} - \Delta)} \frac{\partial f_0(E_{1k_1})}{\partial E} \frac{T_{12}(k_1, k_2)}{\tau_{12}(k_2)} + \right. \\
&+ \left. 2b_2^i \frac{\partial}{\partial E_{1k_1}} \left[(E_{1k_1} - \Delta) \frac{\partial f_0(E_{2k_2})}{\partial E} \frac{T_{21}(k_1, k_2)}{\tau_{12}(k_2)} \right] \right\}. \tag{3.11}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
F_2^i(k_1, k_2) &= \frac{eEnb_2^i}{2} \left(2(E_{2k_2} - \Delta) \frac{\partial^2 f_0(E_{2k_2})}{\partial E^2} + \frac{\partial f_0(E_{2k_2})}{\partial E} \right) - \\
&- \frac{eEnb_2^i}{2} \left[2(E_{2k_2} - \Delta) \frac{\partial}{\partial E_{2k_2}} \left(\frac{\partial f_0(E_{2k_2})}{\partial E} \frac{T_{21}(k_1, k_2)}{\tau_2(k_2)} \right) + \frac{\partial f_0(E_{2k_2})}{\partial E} \frac{T_{21}(k_1, k_2)}{\tau_2(k_2)} \right] - \\
&- \frac{eEn}{2} \left\{ -b_2^i \frac{(E_{1k_1} - \Delta)}{E_{1k_1}} \frac{\partial f_0(E_{2k_2})}{\partial E} \frac{T_{21}(k_1, k_2)}{\tau_{21}(k_1)} + \right. \\
&+ \left. 2b_1^i \frac{\partial}{\partial E_{2k_2}} \left[E_{1k_1} \frac{\partial f_0(E_{1k_1})}{\partial E} \frac{T_{12}(k_1, k_2)}{\tau_{21}(k_1)} \right] \right\}, \tag{3.12}
\end{aligned}$$

где $i = x, y, z$, коэффициенты b_j^i определяют величину СОВ, $\mathbf{\Omega}_{jk} = (b_j^x k, b_j^y k, b_j^z k)$.

Входящие в уравнения времена релаксации имеют вид

$$\frac{1}{\tau_{ij}(k_j)} = \frac{LW_{ij}m_c}{\pi\hbar^2|k_j|}, \quad \frac{1}{T_{ij}(k_1, k_2)} = \frac{1}{\tau_i(k_i)} + \frac{1}{\tau_{ij}(k_j)}, \quad \tau_i(k_i) \equiv \tau_{ii}(k_i).$$

Несмотря на громоздкий вид этих уравнений, легко видеть, что в пределе $\tau_{12} \rightarrow \infty$ ($\tau_{21} \rightarrow \infty$) функции F_1 (F_2) обращаются в ноль. Это означает, что в отсутствие межподзонного рассеяния (равносильно и в строго 1D случае) эффект отсутствует, а уравнения (3.9), (3.10) становятся независимыми и просто описывают спиновую релаксацию в каждой подзоне.

Отметим также, что для величин $F_j^i(k_1, k_2)$ выполняется симметричное соотношение, $F_1^i\tau_{12} + F_2^i\tau_{21} = 0$. Это равенство вытекает из условия, что в стационарной ситуации функция распределения не меняется при обращении времени, то есть при замене $t \rightarrow -t$. Поскольку неравновесные значения S_{jk}^i пропорциональны времени релаксации и электрическому полю, то зависимость S_{jk}^i от компонент нечетного по

отношению к инверсии времени вектора k должна быть функцией четных степеней этого вектора. Это приведет к тому, что усреднение уравнений (3.9), (3.10) по направлениям вектора k (или суммирование уравнений для S_{jk}^i и $S_{j,-k}^i$) приводит к их совместности только при выполнении указанного условия (мы проверили выполнение этого условия для исследуемого здесь случая независимости матричного элемента рассеяния от импульса).

С учетом упомянутого симметричного соотношения выражение для F_1^i можно записать в виде

$$F_1^i = \frac{e\mathcal{E}}{2\tau_{12}} \left\{ b_1^i T_{12} \left[\frac{\hbar^2 k_1^2}{m_c} f_0'' + f_0' \frac{\tau_1 + 2\tau_{12}}{\tau_1 + \tau_{12}} + \frac{k_1^2}{k_2^2} f_0' \frac{T_{12}}{\tau_{12}} \right] - b_2^i T_{21} \left[\frac{\hbar^2 k_2^2}{m_c} f_0'' + f_0' \frac{\tau_2 + 2\tau_{21}}{\tau_2 + \tau_{21}} + \frac{k_2^2}{k_1^2} f_0' \frac{T_{21}}{\tau_{21}} \right] \right\}. \quad (3.13)$$

Здесь штрихи обозначают соответствующие производные по энергии. Функция F_2^i получается из F_1^i заменой индексов $1 \leftrightarrow 2$.

В общем случае СОВ в квантовой проволоке может иметь достаточно сложный вид, при учете в “родительской” 2D-системе линейных по k расщеплений Рашбы [41] и Дрессельхауза [40] и сильно зависеть от ориентации системы относительно кристаллографических осей. При этом, вообще говоря гамильтонианы СОВ в подзонах будут отличаться, то есть $b_1^i \neq b_2^i$. В этом случае система (3.9), (3.10) имеет достаточно сложный вид и не может быть решена аналитически.

Далее, для качественного понимания явления ограничимся простым видом СОВ. Если поперечный размер в y -направлении (см. Рис. 3.1) квантовой проволоки значительно больше чем толщина 2D слоя в направлении роста (z -направление), то есть $w \gg d$, то можно с большой точностью говорить, что гамильтонианы СОВ в подзонах будут одинаковыми, $\Omega_{1k} = \Omega_{2k}$ (или $b_1^i = b_2^i$). Тогда для простоты рассмотрим случай $\Omega_k = (2\alpha/\hbar)(0, k, 0)$, соответствующий преобладанию СОВ Рашбы [41], унаследованного от 2D структуры.

В этой ситуации для согласованности уравнений системы необходимо учесть наличие других механизмов спиновой релаксации (например, механизма

Эллиотта-Яфета [95, 96]), которые не приводят к изучаемому эффекту, но обеспечивают спиновую релаксацию на достаточно больших, но все же конечных временах τ_s . Тогда мы получим простую систему на ориентрируемые проекции спина в подзонах

$$\langle S_1^y \rangle - \langle S_2^y \rangle = -F_1^y \tau_{12}, \quad \langle S_1^y \rangle \tau_{12} + \langle S_2^y \rangle \tau_{21} = 0. \quad (3.14)$$

В такой геометрии получаем, что, как и для 2D структуры с СОВ Рашбы, поляризация возникает в направлении перпендикулярном току (электрическому полю, ось x) в плоскости системы

$$S_j^y = -F_j^y T, \quad (3.15)$$

где $T^{-1}(k_1, k_2) = \tau_{12}^{-1}(k_2) + \tau_{21}^{-1}(k_1)$.

Отметим, что интегральная (по подзонам) поляризация отлична от нуля, $S_1^y + S_2^y \neq 0$, поскольку $\tau_{12}(k_2) \neq \tau_{21}(k_1)$.

3.4 Численные оценки величины эффекта и обсуждение возможной экспериментальной проверки

Теперь оценим величину эффекта. Ограничимся пределом сильного вырождения электронов (низкие температуры $T \rightarrow 0$), в этом случае для равновесной функции распределения и ее производных можно воспользоваться выражениями

$$f_0(E_k) = \theta(\mu - E_k), \quad f_0'(E_k) = -\delta(\mu - E_k), \quad f_0''(E_k) = -\delta'(\mu - E_k).$$

При этом, для простоты положим все характерные времена τ_{ij} одного порядка τ_{1D} , тогда воспользовавшись простым соотношением, связывающим 1D концентрацию и химический потенциал в простой подзоне с параболической дисперсией $n_{1D} = \frac{2\sqrt{2m_c\mu}}{\pi\hbar}$ (малым отличием за счет заполнения второй подзоны пренебрегаем в силу соотношения $\mu - \Delta < \mu$), используя (3.15) получим среднее значение спина приходящееся на один электрон

$$\mathcal{S}_{1D} \sim \frac{e\mathcal{E}\Delta\alpha\tau_{1D}}{\mu^2}. \quad (3.16)$$

В 2D-случае [80] средний спин, приходящийся на один электрон определяется формулой

$$\mathcal{S}_{2D} \sim e\mathcal{E}\alpha\tau_{2D}/\mu, \quad (3.17)$$

откуда может показаться, что величина эффекта в 1D-случае меньше в отношении Δ/μ (где $\Delta/\mu < 1$). Однако, здесь следует вспомнить, что характерные времена релаксации в 1D случае [90] значительно превышают, соответствующие времена в 2D. Поэтому проигрыш в величине эффекта по параметру Δ/μ может быть легко компенсирован большой величиной отношения τ_{1D}/τ_{2D} .

Из (3.16) видно, что эффект исчезает в пределе $\Delta \rightarrow 0$, что соответствует переходу к строго 1D случаю, поскольку в этом случае обе подзоны совпадают. Численная оценка, сделанная при значениях параметров $\mu = 15$ мэВ (что соответствует концентрации $n_{1D} = 10^6$ см⁻³), $\Delta = 10$ мэВ, $\mathcal{E} = 100$ В/см [86], $\alpha = 4 \cdot 10^{-2}$ эВ·Å, $\tau_{1D} = 2 \cdot 10^{-11}$ с, дает $\mathcal{S}_{1D} \sim 0.05$ в единицах \hbar . Такая величина поляризации вполне может быть зарегистрирована методами поляризованной ФЛ.

Отметим также, что величина предсказываемого в данной модели эффекта не может быть безгранично увеличена за счет роста времени релаксации τ_{1D} , которое сверху ограничено величинами времен, соответствующих баллистическому прохождению носителей через квантовую проволоку, $\tau = L/v_F$, где $v_F = \sqrt{2\mu/m_c}$ – фермиевская скорость. В последнем случае наша модель не применима, поскольку возникновение эффекта обусловлено непосредственно рассеянием и релаксацией.

Измерение поляризованной ФЛ является одним из возможных способов определения среднего спина на эксперименте. Поскольку мы рассматриваем структуру n -типа, то для наблюдения ФЛ необходимо создать неравновесные дырки. Накачка при этом должна быть слабой, в том смысле, что количество фотовозбужденных электронов должно быть значительно меньше количества основных носителей, и именно последние будут определять поляризацию ФЛ. Зная распределение спина в подзонах, можно рассчитать степень круговой поляризации ФЛ [43]. Тем не менее, получить простое выражение для поляризации ФЛ в 1D, в отличие от объемного

случая или 2D, не удастся, поскольку в квантовых проволоках из-за размерного квантования “перемешивание” состояний легкой и тяжелой дырки имеет место уже при $k = 0$ (см. например [97, 98]). Более того, задача может быть решена только численно.

Хотелось бы также отметить, что прикладывая напряжение к затвору можно как и в 2D случае менять относительное положение уровня химического потенциала и тем самым добиваться изменения количества заполненных подзон. При этом переход между двумя и одной заполненной подзоной должен четко отслеживаться по наличию или отсутствию исследованного эффекта. Отметим также, что в зависимости от ориентации системы и преобладающих механизмов СОВ возможно добиваться различных направлений преимущественной ориентации, в связи с этим необходима и различная геометрия эксперимента по ФЛ для регистрации эффекта.

3.5 Краткие итоги

В данной главе теоретически исследован эффект спиновой ориентации электронов при пропускании электрического тока через квази-1D квантовую проволоку. Установлено, что необходимым условием возникновения эффекта является заполнение как минимум двух подзон размерного квантования и наличие межподзонного рассеяния, в то время как строго одномерном случае эффект отсутствует. Показано, что генерируемый спин по величине сопоставим с изученным ранее в 2D системах и вполне может быть зарегистрирован методами поляризованной ФЛ.

Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты:

- Развита теория оптической ориентации электронов зоны проводимости и дырок, локализованных на глубоких центрах, при фотонейтрализации ионов Mn^+ в квантовых ямах на основе GaAs. Установлено, что в зависимости от частоты возбуждающего света степень ориентации максимальна на краю возбуждения и незначительно убывает с ростом частоты. Показано, что для квантовых ям GaAs/AlGaAs степень ориентации электронов может достигать величины 85%, а поляризация дырок Mn^0 лежит в интервале 50–60%.
- Рассмотрена спиновая и энергетическая релаксация электронов зоны проводимости, образовавшихся при фотонейтрализации ионов марганца. Изучена циркулярная поляризация фотолюминесценции при рекомбинации термализованных электронов со дна зоны проводимости и дырок Mn^0 . Показано, что степень поляризации люминесценции для структур GaAs/AlGaAs может превышать 70% и зависит от ширины квантовой ямы и соотношения между временами релаксации электронов и дырок.
- Исследованы спектральные и транспортные свойства поверхностного электронного газа InAs-НП с сильным СОВ Рашбы. Показано, что сильное СОВ приводит к возникновению в спектре так называемых W-образных подзон (имеющих три экстремума – 2 минимума и 1 максимум). Изучен баллистический кондактанс и дифференциальный коэффициент термоэдс, и показано, что из-за сильного СОВ эти величины становятся немонотонной и знако-

переменной функцией химического потенциала соответственно. Предложен теоретический базис для экспериментального определению параметра СОВ Рашбы α в баллистических НП.

- Построен однозонный гамильтониан типа Дрессельхауза для электронов в [111]-ориентированных НП. Показано, что учет СОВ Дрессельхауза приводит к появлению новых особенностей в подзонном спектре НП, таких как дополнительные антикроссинги. Установлено, что СОВ Рашбы и Дрессельхауза являются конкурирующими с точки зрения образования W-образных подзон.
- Получена формула для определения дифференциального коэффициента термоэдс в квази-одномерных баллистических наноструктурах с произвольным видом спектра одномерных подзон.
- Построена теория эффекта спиновой ориентации электронов при пропускании электрического тока через квази-одномерную наноструктуру. Показано, что необходимым условием возникновения эффекта является заполнение как минимум двух подзон размерного квантования и наличие межподзонного рассеяния, в то время как в строго одномерном случае эффект отсутствует. Установлено, что степень спиновой поляризации сопоставима по величине с изученной ранее в 2D системах и составляет единицы процента.

Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:

- [A1] Кокурин, И. А. Оптическая ориентация электронов в компенсированных полупроводниках / И. А. Кокурин, П. В. Петров, Н. С. Аверкиев // ФТП. – 2013. – Т. 47. – С. 1244-1252.
- [A2] Kokurin, I. A. Determination of Rashba-coupling strength for surface two-dimensional electron gas in InAs nanowires / I. A. Kokurin // Solid State Commun. – 2014. – V. 195. – P. 49-54.
- [A3] Кокурин, И. А. Ориентация электронных спинов током в квазиодномерной системе / И. А. Кокурин, Н. С. Аверкиев // Письма в ЖЭТФ. – 2015. – Т. 101. – С. 627–630.
- [A4] Kokurin, I. A. Determination of Rashba-coupling strength for surface two-dimensional electron gas in InAs nanowires / I. A. Kokurin // Proc. 21th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"(St. Petersburg, Russia, 2013) P. 59-60.
- [A5] Petrov, P. V. Direct optical orientation of manganese acceptor in natural GaAs/AlGaAs quantum dots / P. V. Petrov, I. A. Kokurin, Yu. L. Ivanov, N. S. Averkiev, P. M. Koenraad, R. P. Campion, B. L. Gallagher, A. Yu. Silov // Book of abstracts of 13th Conference on Optics of Excitons in Confined Systems. (Rome, Italy, 2013) P. 183.
- [A6] Кокурин, И. А. Оптическая ориентация электронов в компенсированных полупроводниках / И. А. Кокурин, П. В. Петров, Н. С. Аверкиев // Тезисы докладов XI Российской конференции по физике полупроводников. (Санкт-Петербург, Россия, 2013) С. 294.
- [A7] Кокурин, И. А. Оптическая ориентация носителей при фотонейтрализации ионов Mn в структурах на основе GaAs / И. А. Кокурин, П. В. Петров, Н. С. Аверкиев // Тезисы докладов XX Уральской международной зимней школы

по физике полупроводников. (Екатеринбург – Новоуральск, Россия, 2014) С. 201-202.

[A8] Kokurin, I. A. Effect of spin-orbit coupling on spectral and transport properties of tubular electron gas in InAs nanowires / I. A. Kokurin // Proc. 23th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology" (St. Petersburg, Russia, 2015). P. 40-41.

[A9] Кокурин, И. А. Влияние спин-орбитального взаимодействия на спектральные и транспортные свойства электронного газа в InAs нанопроволоках / И. А. Кокурин // Тезисы докладов Санкт-Петербургского научного форума «Наука и общество. Наноструктуры: физика и технологии» (Санкт-Петербург, Россия, 2015) С. 32-34.

Автор выражает благодарность своему научному руководителю Н.С. Аверкиеву. Работа под его руководством была очень полезной и интересной. Его внимание и поддержка были для меня очень важны.

Я признателен участникам семинаров ФТИ им. А.Ф. Иоффе и МГУ им. Н.П. Огарева. Обсуждение на этих семинарах работ, вошедших в диссертацию, принесло большую пользу.

Автор благодарен П.А. Алексееву, Л.Е. Голубу, А.М. Монахову, П.В. Петрову и А.Ю. Силову за полезные обсуждения отдельных работ и результатов, вошедших в диссертацию, а также М.В. Дурневу за техническую поддержку при оформлении диссертации.

Приложения

Приложение А: Состояния $|F, m\rangle$

Волновые функции $|F, m_F\rangle$ (1.1), состояний с $F = 1, 2, 3, 4$ и различными проекциями m_F полного момента определяются с помощью коэффициентов Клебша-Гордана $C_{M\nu}^{Fm_F}$

$$\begin{aligned}
 |1, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{5}} \left\{ \Psi_{3/2}^S \Psi_{-3/2}^J - \Psi_{-3/2}^S \Psi_{3/2}^J - \sqrt{\frac{3}{2}} \Psi_{1/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{\frac{3}{2}} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{1/2}^J \right\}, \\
 |1, -1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{20}} \left\{ -\sqrt{10} \Psi_{-5/2}^S \Psi_{3/2}^J + \sqrt{6} \Psi_{-3/2}^S \Psi_{1/2}^J - \sqrt{3} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \Psi_{1/2}^S \Psi_{-3/2}^J \right\}, \\
 |1, 1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{20}} \left\{ \sqrt{10} \Psi_{5/2}^S \Psi_{-3/2}^J - \sqrt{6} \Psi_{3/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{3} \Psi_{1/2}^S \Psi_{1/2}^J - \Psi_{-1/2}^S \Psi_{3/2}^J \right\}, \\
 |2, 0\rangle &= \sqrt{\frac{3}{7}} \left\{ \Psi_{3/2}^S \Psi_{-3/2}^J + \Psi_{-3/2}^S \Psi_{3/2}^J - \frac{1}{\sqrt{6}} \Psi_{1/2}^S \Psi_{-1/2}^J - \frac{1}{\sqrt{6}} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{1/2}^J \right\}, \\
 |2, -1\rangle &= \frac{1}{6\sqrt{14}} \left\{ 9\sqrt{2} \Psi_{1/2}^S \Psi_{-3/2}^J - 5\sqrt{6} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{12} \Psi_{-3/2}^S \Psi_{1/2}^J + 3\sqrt{20} \Psi_{-5/2}^S \Psi_{3/2}^J \right\}, \\
 |2, 1\rangle &= \frac{1}{6\sqrt{14}} \left\{ 9\sqrt{2} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{3/2}^J - 5\sqrt{6} \Psi_{1/2}^S \Psi_{1/2}^J + \sqrt{12} \Psi_{3/2}^S \Psi_{-1/2}^J + 3\sqrt{20} \Psi_{5/2}^S \Psi_{-3/2}^J \right\}, \\
 |2, -2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{21}} \left\{ \sqrt{3} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{-3/2}^J - \sqrt{8} \Psi_{-3/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{10} \Psi_{-5/2}^S \Psi_{1/2}^J \right\}, \\
 |2, 2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{21}} \left\{ \sqrt{3} \Psi_{1/2}^S \Psi_{3/2}^J - \sqrt{8} \Psi_{3/2}^S \Psi_{1/2}^J + \sqrt{10} \Psi_{5/2}^S \Psi_{-1/2}^J \right\}, \\
 |3, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{5}} \left\{ \Psi_{1/2}^S \Psi_{-1/2}^J - \Psi_{-1/2}^S \Psi_{1/2}^J + \sqrt{\frac{3}{2}} \Psi_{3/2}^S \Psi_{-3/2}^J - \sqrt{\frac{3}{2}} \Psi_{-3/2}^S \Psi_{3/2}^J \right\}, \\
 |3, -1\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{5}} \left\{ 3\Psi_{1/2}^S \Psi_{-3/2}^J + \frac{1}{\sqrt{3}} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{-1/2}^J - \frac{7}{\sqrt{6}} \Psi_{-3/2}^S \Psi_{1/2}^J - \sqrt{\frac{5}{2}} \Psi_{-5/2}^S \Psi_{3/2}^J \right\},
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
|3, 1\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{5}} \left\{ -3\Psi_{-1/2}^S \Psi_{3/2}^J - \frac{1}{\sqrt{3}} \Psi_{1/2}^S \Psi_{1/2}^J + \frac{7}{\sqrt{6}} \Psi_{3/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{\frac{5}{2}} \Psi_{5/2}^S \Psi_{-3/2}^J \right\}, \\
|3, -2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{12}} \left\{ -\sqrt{5} \Psi_{-5/2}^S \Psi_{1/2}^J - \Psi_{-3/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{6} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{-3/2}^J \right\}, \\
|3, 2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{12}} \left\{ \sqrt{5} \Psi_{5/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \Psi_{3/2}^S \Psi_{1/2}^J - \sqrt{6} \Psi_{1/2}^S \Psi_{3/2}^J \right\}, \\
|3, -3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{8}} \left\{ \sqrt{3} \Psi_{-3/2}^S \Psi_{-3/2}^J - \sqrt{5} \Psi_{-5/2}^S \Psi_{-1/2}^J \right\}, \\
|3, 3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{8}} \left\{ -\sqrt{3} \Psi_{3/2}^S \Psi_{3/2}^J + \sqrt{5} \Psi_{5/2}^S \Psi_{1/2}^J \right\}, \\
|4, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{14}} \left\{ \Psi_{-3/2}^S \Psi_{3/2}^J + \Psi_{3/2}^S \Psi_{-3/2}^J + \sqrt{6} \Psi_{1/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{6} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{1/2}^J \right\}, \\
|4, -1\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{14}} \left\{ \Psi_{-5/2}^S \Psi_{3/2}^J + \sqrt{15} \Psi_{-3/2}^S \Psi_{1/2}^J + \sqrt{30} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{10} \Psi_{1/2}^S \Psi_{-3/2}^J \right\}, \\
|4, 1\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{14}} \left\{ \Psi_{5/2}^S \Psi_{-3/2}^J + \sqrt{15} \Psi_{3/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{30} \Psi_{1/2}^S \Psi_{1/2}^J + \sqrt{10} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{3/2}^J \right\}, \\
|4, -2\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{7}} \left\{ \sqrt{3} \Psi_{-5/2}^S \Psi_{1/2}^J + \sqrt{15} \Psi_{-3/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{10} \Psi_{-1/2}^S \Psi_{-3/2}^J \right\}, \\
|4, 2\rangle &= \frac{1}{2\sqrt{7}} \left\{ \sqrt{3} \Psi_{5/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{15} \Psi_{3/2}^S \Psi_{1/2}^J + \sqrt{10} \Psi_{1/2}^S \Psi_{3/2}^J \right\}, \\
|4, -3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{8}} \left\{ \sqrt{3} \Psi_{-5/2}^S \Psi_{-1/2}^J + \sqrt{5} \Psi_{-3/2}^S \Psi_{-3/2}^J \right\}, \\
|4, 3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{8}} \left\{ \sqrt{3} \Psi_{5/2}^S \Psi_{1/2}^J + \sqrt{5} \Psi_{3/2}^S \Psi_{3/2}^J \right\}, \\
|4, -4\rangle &= \Psi_{-5/2}^S \Psi_{-3/2}^J, \\
|4, 4\rangle &= \Psi_{5/2}^S \Psi_{3/2}^J.
\end{aligned}$$

Приложение Б: Гамильтониан Дрессельхауза в [111]-ориентированных нанопроволоках

Хорошо известно, что выращенные в направлении [111] НП имеют гексагональную огранку вследствие наличия оси третьего порядка. Если мы рассмотрим кубическую ячейку полупроводника группы $A_{III}B_V$, имеющего решетку сфалерита (большой куб на Рис. 2.4b), тогда проекции вершин этого куба на плоскость (111) образуют правильный шестиугольник. Координаты единичных векторов, проведенных из центра образовавшегося гексагона к его вершинам и серединам ребер (см. Рис. 2.4c), могут быть легко найдены из геометрических соображений. Вводя вспомогательную систему координат $\xi\theta\zeta$ (лежащую в плоскости (111)), и выбирая для определенности следующие единичные векторы в качестве ортов $\mathbf{e}_\xi = \mathbf{d}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(0, -1, 1)$ и $\mathbf{e}_\zeta = \mathbf{a}_2 = \frac{1}{\sqrt{6}}(2, -1, -1)$, мы можем легко найти координаты любого единичного вектора, лежащего в этой плоскости, причем эти координаты будем задавать единственным параметром – азимутальным углом φ . Далее для простоты пренебрежем гексагональной огранкой и будем считать поперечное сечение НП круглым.

Единичные векторы цилиндрической системы координат определяются следующим образом $\mathbf{e}_r = \cos \varphi \mathbf{e}_\xi + \sin \varphi \mathbf{e}_\zeta$, $\mathbf{e}_\varphi = -\sin \varphi \mathbf{e}_\xi + \cos \varphi \mathbf{e}_\zeta$, $\mathbf{e}_z = \frac{1}{\sqrt{3}}(1, 1, 1)$.

Окончательно для координат этих векторов получим

$$\mathbf{e}_r = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\sin \varphi, -\cos \left(\varphi - \frac{\pi}{6} \right), \cos \left(\varphi + \frac{\pi}{6} \right) \right), \quad (\text{Б.1})$$

$$\mathbf{e}_\varphi = \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\cos \varphi, \sin \left(\varphi - \frac{\pi}{6} \right), -\sin \left(\varphi + \frac{\pi}{6} \right) \right). \quad (\text{Б.2})$$

Последовательная процедура получения k -линейного гамильтониана СОВД на цилиндрической поверхности является достаточной сложной процедурой, поскольку подразумевает запись кубического по k гамильтониана (2.15) в цилиндрических координатах и последующее его усреднение на волновых функциях основного состояния поперечного движения (радиальное направление). Здесь мы предлагаем

более простой подход: сначала сконструировать гамильтониан СОВД для планарной структуры, после чего перевести его в криволинейные координаты принимая во внимание не слишком большую кривизну поверхности.

Сначала найдем линейный по k гамильтониан СОВД для планарной 2D структуры ось роста которой имеет произвольное направление в плоскости (111). Рассмотрим планарную 2D систему (квантовую яму), выращенную вдоль направления, задаваемого вектором $\mathbf{e}_{x'} \equiv \mathbf{e}_r$. Будем считать ось z' совпадающей с направлением [111], а ось y' направленной вдоль вектора \mathbf{e}_φ .

Преобразование координат между кристаллической системой координат (xyz) и системой $x'y'z'$ будет осуществляться следующей матрицей

$$\begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} \sqrt{2} \sin \varphi & \sqrt{2} \cos \varphi & 1 \\ -\sqrt{2} \cos(\varphi - \frac{\pi}{6}) & \sqrt{2} \sin(\varphi - \frac{\pi}{6}) & 1 \\ \sqrt{2} \cos(\varphi + \frac{\pi}{6}) & -\sqrt{2} \sin(\varphi + \frac{\pi}{6}) & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix}. \quad (\text{Б.3})$$

Обычно при поворотах систем координат спиновые матрицы должны быть преобразованы с помощью унитарного преобразования, осуществляемого матрицами конечных вращений. Однако, для случая спина 1/2 это преобразование упрощается, и матрицы Паули можно преобразовывать как компоненты обычного вектора [99]. Применяя последнее преобразование к спиновым матрицам σ_i и компонентам волнового вектора k_j в (2.15), после несложных, но очень громоздких преобразований и “квантования к 2D” (усреднения по основному состоянию поперечного движения) [40] мы получим (здесь мы опустили штрихи у координатных индексов)

$$H_D = \frac{\beta}{\sqrt{6}} \left(-\frac{1}{\sqrt{2}} \sigma_x k_y + \cos 3\varphi \sigma_x k_z - \sin 3\varphi \sigma_y k_z + 3 \sin 3\varphi \sigma_z k_y \right), \quad (\text{Б.4})$$

где $\beta = \gamma \langle k_x^2 \rangle \simeq \gamma (\pi/w)^2$, а w – толщина 2D слоя, $\langle \dots \rangle$ обозначает усреднение по основному состоянию поперечного движения. Здесь мы также учли, что $\langle k_x \rangle = \langle k_x^3 \rangle = 0$ и пренебрегли оставшимися членами вида k^3 вследствие соотношения $\langle k_x^2 \rangle \gg k_{y(z)}^2$.

Следует отметить, что симметричный анализ приводит к наличию 6 слагаемых в такого рода гамильтониане (по числу возможных произведений 3-х спино-

вых матриц и 2-х компонент волнового вектора) для группы C_1 (имеющей только тривиальную операцию симметрии), но точный расчет дает только 4 вклада. Тем не менее, здесь нет противоречия, поскольку 2 оставшихся слагаемых могут возникать из вкладов высших степеней в объемный гамильтониан, например из расщепления $\sim k^5$. Кроме того, явный вид гамильтониана (Б.4) зависит от выбора начала отсчета угла φ . Такой вид записи имеет место когда $\varphi = 0$ соответствует направлению роста $[0\bar{1}1]$.

Полагая радиус r_0 ТЭГ много больше постоянной решетки мы получим гамильтониан на цилиндрической поверхности из планарного гамильтониана (Б.4) посредством следующей замены

$$k_y \rightarrow k_\varphi, \quad \sigma_y \rightarrow \sigma_\varphi(\varphi), \quad \sigma_x \rightarrow \sigma_r(\varphi). \quad (\text{Б.5})$$

Здесь мы дополнительно должны учесть, что некоторые из “цилиндрических” матриц Паули не коммутируют с оператором k_φ , поэтому полученный с помощью такой замены гамильтониан следует дополнительно симметризовать ($AB \rightarrow \{A, B\} = (AB + BA)/2$), чтобы обеспечить эрмитовость данного оператора. После этого мы получим

$$H_D = \frac{\beta}{\sqrt{6}} \left[-\frac{1}{\sqrt{2}} \{ \sigma_r(\varphi), k_\varphi \} + \cos 3\varphi \sigma_r(\varphi) k_z - \sin 3\varphi \sigma_\varphi(\varphi) k_z + 3\sigma_z \{ \sin 3\varphi, k_\varphi \} \right]. \quad (\text{Б.6})$$

После учета явного действия оператора k_φ внутри симметризованных произведений и несложных преобразований окончательно получим (2.16).

Приложение В: Матричные элементы оператора H_D

Для простоты представим оператор (2.16) в виде 3-х слагаемых $H_D = H_{D1} + H_{D2} + H_{D3}$, где

$$H_{D1} = -\frac{\beta}{\sqrt{12}} \left(\sigma_r(\varphi) K_\varphi - \frac{i}{2r_0} \sigma_\varphi(\varphi) \right), \quad (\text{B.1})$$

$$H_{D2} = \frac{\beta}{\sqrt{6}} \sigma_r(-2\varphi) k_z, \quad (\text{B.2})$$

$$H_{D3} = \sqrt{\frac{3}{2}} \beta \sigma_z \left(\sin 3\varphi K_\varphi - \frac{3i}{2r_0} \cos 3\varphi \right). \quad (\text{B.3})$$

Матричные элементы этих операторов, рассчитанные на собственных функциях гамильтониана H_0 (2.3) имеют вид

$$\langle j' s' k' | H_{D1} | j s k \rangle = -\frac{\beta}{\sqrt{12} r_0} \delta_{kk'} \delta_{jj'} \lambda_j \left(C_{jk}^{(s')*} D_{jk}^{(s)} + D_{jk}^{(s')*} C_{jk}^{(s)} \right), \quad (\text{B.4})$$

$$\langle j' s' k' | H_{D2} | j s k \rangle = \frac{\beta}{\sqrt{6}} k \delta_{kk'} \left(\delta_{j,j'-3} C_{j'k}^{(s')*} D_{jk}^{(s)} + \delta_{j,j'+3} D_{j'k}^{(s')*} C_{jk}^{(s)} \right), \quad (\text{B.5})$$

$$\begin{aligned} \langle j' s' k' | H_{D3} | j s k \rangle = \sqrt{\frac{3}{2}} \beta \frac{\delta_{kk'}}{2ir_0} \left\{ \delta_{j,j'-3} \left[(\lambda_j + 1) C_{j'k}^{(s')*} C_{jk}^{(s)} - (\lambda_j + 2) D_{j'k}^{(s')*} D_{jk}^{(s)} \right] \right. \\ \left. - \delta_{j,j'+3} \left[(\lambda_j - 2) C_{j'k}^{(s')*} C_{jk}^{(s)} - (\lambda_j - 1) D_{j'k}^{(s')*} D_{jk}^{(s)} \right] \right\}. \quad (\text{B.6}) \end{aligned}$$

Конкретный вид конкретных матричных элементов может быть найден используя явный вид спинорных компонент $C_{jk}^{(s)}$, $D_{jk}^{(s)}$ (см. (2.5)).

Литература

- [1] Берестецкий, В. Б. Теоретическая физика в 10 томах. Т. IV Квантовая электродинамика / В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский. — М. : Наука, 1989.
- [2] Dresselhaus, G. Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures / G. Dresselhaus // Phys. Rev. — 1955. — Vol. 100. — P. 580.
- [3] Дьяконов, М. И. О спиновой ориентации электронов при межзонном поглощении света в полупроводниках / М. И. Дьяконов, В. И. Перель // ЖЭТФ. — 1971. — Т. 60. — С. 1954.
- [4] Дьяконов, М. И. Спиновая релаксация электронов проводимости в полупроводниках без центра инверсии / М. И. Дьяконов, В. И. Перель // ФТП. — 1971. — Т. 13. — С. 3581.
- [5] Dyakonov, M. I. Current-induced spin orientation of electrons in semiconductors / M. I. Dyakonov, V. I. Perel // Phys. Lett. A. — 1971. — Vol. 35. — P. 459.
- [6] Аверкиев, Н. С. Ток, обусловленный неоднородностью спиновой ориентации электронов в полупроводнике / Н. С. Аверкиев, М. И. Дьяконов // ФТП. — 1983. — Т. 17. — С. 629.
- [7] 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. — P. 233.

- [8] Ivchenko, E. L. Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures / E. L. Ivchenko. — Harrow UK : Alpha Science, 2005.
- [9] Оптическая ориентация / Под ред. Б. П. Захарчени, Ф. Майера. — Л. : Наука, 1989.
- [10] Spin Physics in Semiconductors / Ed. by M. I. Dyakonov. — Berlin : Springer, 2008.
- [11] Semicond. Sci. Technol. 23 (11). Special issue on optical orientation. / Ed. by Yu. Kusrayev, G. Landwehr. — 2008.
- [12] Бир, Г. Л. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках / Г. Л. Бир, Г. Е. Пикус. — М. : Наука, 1972.
- [13] Eagles, D. M. Optical absorption and recombination radiation in semiconductors due to transitions between hydrogen-like acceptor impurity levels and the conduction band / D. M. Eagles // J. Phys. Chem. Solids. — 1960. — Vol. 16. — P. 76.
- [14] Dumke, W. P. Optical transitions involving impurities in semiconductors / W. P. Dumke // Phys. Rev. — 1963. — Vol. 132. — P. 1998.
- [15] Bebb, H. B. Chapter 4 Photoluminescence I: Theory / H. B. Bebb, E. W. Williams / Ed. by R.K. Willardson, Albert C. Beer. — [S. l.] : Elsevier, 1972. — Vol. 8 of Semiconductors and Semimetals. — P. 181.
- [16] Дымников, В. Д. Вероятность оптических переходов зона проводимости – акцептор в арсениде галлия / В. Д. Дымников, В. И. Перель, А. Ф. Полупанов // ФТП. — 1982. — Т. 16. — С. 235.
- [17] Origin of magnetic circular dichroism in GaMnAs: Giant Zeeman splitting versus spin dependent density of states / M. Berciu, R. Chakarvorty, Y. Y. Zhou [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Vol. 102. — P. 247202.

- [18] Atomic scale characterization of Mn doped InAs/GaAs quantum dots / M. Bozkurt, V. A. Grant, J. M. Ulloa [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2010. — Vol. 96. — P. 042108.
- [19] Дьяконов, М. И. Влияние электрического поля и деформации на оптическую ориентацию в полупроводниках / М. И. Дьяконов, В. И. Перель // ФТП. — 1973. — Т. 7. — С. 2335.
- [20] Намагничивание дырок на акцепторах и поляризация горячей фотолюминесценции в кристаллах GaAs:Mn / И. Я. Карлик, И. А. Меркулов, Д. Н. Мирлин [и др.] // ФТТ. — 1982. — Т. 24. — С. 3550.
- [21] Влияние одноосной деформации на связанную с Mn полосу примесной фотолюминесценции в GaAs / Н. С. Аверкиев, А. А. Гуткин, Колчанова Н. М., М. А. Рециков // ФТП. — 1984. — Т. 18. — С. 1629.
- [22] Роль обменного взаимодействия в пьезоспектроскопических эффектах, связанных с центром Mn в GaAs / Н. С. Аверкиев, А. А. Гуткин, Е. Б. Осипов, М. А. Рециков // ФТП. — 1987. — Т. 21. — С. 1847.
- [23] Electronic structure of the neutral manganese acceptor in gallium arsenide / J. Schneider, U. Kaufmann, W. Wilkening [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1987. — Vol. 59. — P. 240.
- [24] Влияние обменного взаимодействия дырки с 3d-электронами на свойства глубокого акцептора Mn в арсениде галлия / Н. С. Аверкиев, А. А. Гуткин, Е. Б. Осипов, М. А. Рециков // ФТТ. — 1988. — Т. 30. — С. 765.
- [25] Ландау, Л. Д. Теоретическая физика в 10 томах. Т. III Квантовая механика. Нерелятивистская теория / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. — М. : Наука, 1989.

- [26] Sapega, V. F. Spin-flip Raman study of exchange interactions in bulk GaAs:Mn / V. F. Sapega, T. Ruf, M. Cardona // Phys. Status Solidi (b). — 2001. — Vol. 226. — P. 339.
- [27] Гельмонт, Б. Л. Акцепторные уровни в полупроводнике со структурой алмаза / Б. Л. Гельмонт, М. И. Дьяконов // ФТП. — 1971. — Т. 5. — С. 2191.
- [28] Baldereschi, A. Spherical model of shallow acceptor states in semiconductors / A. Baldereschi, N. O. Lipari // Phys. Rev. B. — 1973. — Vol. 8. — P. 2697.
- [29] Шкловский, Б. И. Электронные свойства легированных полупроводников / Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос. — М. : Наука, 1979.
- [30] Lucovsky, G. On the photoionization of deep impurity centers in semiconductors / G. Lucovsky // Solid State Commun. — 1965. — Vol. 3. — P. 299.
- [31] Демков, Ю. Н. Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике / Ю. Н. Демков, В. Н. Островский. — Л. : Изд-во ЛГУ, 1975.
- [32] Перель, В. И. Модель глубокого примесного центра в полупроводниках в двухзонном приближении / В. И. Перель, И. Н. Ясиевич // ЖЭТФ. — 1982. — Т. 82. — С. 237.
- [33] Магнитополяронный эффект на связанном состоянии акцептора в полумагнитных полупроводниках / Ю. Ф. Берковская, Э. М. Вахабова, Б. Л. Гельмонт, И. А. Меркулов // ЖЭТФ. — 1988. — Т. 94. — С. 183.
- [34] Аверкиев, Н. С. Спиновое упорядочение носителей заряда, локализованных на двух глубоких центрах в кубических полупроводниках / Н. С. Аверкиев, С. Ю. Ильинский // ФТТ. — 1994. — Т. 36. — С. 503.
- [35] Глинский, Г. Ф. Полупроводники и полупроводниковые наноструктуры: симметрия и электронные состояния / Г. Ф. Глинский. — СПб. : Технолит, 2008.

- [36] Spatial distribution of a hole localized on a magnetic acceptor in cubic crystals / A. M. Monakhov, K. S. Romanov, I. E. Panaiotti, N. S. Averkiev // *Solid State Commun.* — 2006. — Vol. 140. — P. 422.
- [37] Меркулов, И. А. Выстраивание импульсов и ориентация спинов фотовозбужденных электронов в квантовых ямах / И. А. Меркулов, В. И. Перель, М. Е. Портной // *ЖЭТФ.* — 1991. — Т. 99. — С. 1202.
- [38] Ивченко, Е. Л. Ток термализованных фотоносителей, ориентированных по спине / Е. Л. Ивченко, Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пикус // *ЖЭТФ.* — 1990. — Т. 98. — С. 989.
- [39] Абакумов, В. Н. Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках / В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Ясиевич. — СПб. : Издательство ПИЯФ, 1997.
- [40] Дьяконов, М. И. Спиновая релаксация двумерных электронов в полупроводниках без центра инверсии / М. И. Дьяконов, В. Ю. Качоровский // *ФТП.* — 1986. — Т. 20. — С. 178.
- [41] Бычков, Ю. А. Свойства двумерного электронного газа со снятым вырождением спектра / Ю. А. Бычков, Э. И. Рашба // *Письма в ЖЭТФ.* — 1984. — Т. 39. — С. 66.
- [42] Averkiev, N. S. Spin relaxation anisotropy in two-dimensional semiconductor systems / N. S. Averkiev, L. E. Golub, M. Willander // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2002. — Vol. 14. — P. R271.
- [43] Ivchenko, E.L. Superlattices and Other Heterostructures. Symmetry and Optical Phenomena / E.L. Ivchenko, G.E. Pikus. — Berlin : Springer, 1997.

- [44] Dependence of the Dresselhaus spin-orbit interaction on the quantum well width / M. P. Walser, U. Siegenthaler, V. Lechner [et al.] // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 86. — P. 195309.
- [45] High electron mobility InAs nanowire field-effect transistors / S. A. Dayeh, D. P. R. Aplin, X. Zhou [et al.] // Small. — 2007. — Vol. 3. — P. 326.
- [46] Ballistic InAs nanowire transistors / S. Chuang, Q. Gao, R. Kapadia [et al.] // Nano Lett. — 2013. — Vol. 13. — P. 555.
- [47] Spin-orbit coupling and phase coherence in InAs nanowires / S. Estévez Hernández, M. Akabori, K. Sladek [et al.] // Phys. Rev. B. — 2010. — Vol. 82. — P. 235303.
- [48] Liang, Dong. Strong tuning of rashba spin-orbit interaction in single InAs nanowires / Dong Liang, Xuan P.A. Gao // Nano Lett. — 2012. — Vol. 12. — P. 3263.
- [49] Datta, S. Electronic analog of the electro-optic modulator / S. Datta, B. Das // Appl. Phys. Lett. — 1990. — Vol. 56. — P. 665.
- [50] Spin-orbit qubit in a semiconductor nanowire / S. Nadj-Perge, S. M. Frolov, E. P. A. M. Bakkers, L. P. Kouwenhoven // Nature. — 2010. — Vol. 468. — P. 1084.
- [51] Spin dependent electronic structure and level crossings as a function of magnetic field in InAs nanowire / S. Q. Jin, J. Waugh, T. Matsuura [et al.] // Phys. Procedia. — 2010. — Vol. 3. — P. 1321.
- [52] Bringer, A. Spin precession and modulation in ballistic cylindrical nanowires due to the rashba effect / A. Bringer, Th. Schäpers // Phys. Rev. B. — 2011. — Vol. 83. — P. 115305.

- [53] Магарилл, Л. И. Кинетика двумерных электронов на искривленной поверхности / Л. И. Магарилл, Д. А. Романов, А. В. Чаплик // Письма в ЖЭТФ. — 1996. — Т. 64. — С. 421.
- [54] Trushin, M. Spin dynamics in rolled-up two-dimensional electron gases / M. Trushin, J. Schliemann // New J. Phys. — 2007. — Vol. 9. — P. 346.
- [55] Winkler, R. Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems / R. Winkler. — Berlin : Springer-Verlag, 2003.
- [56] Observation of a one-dimensional spin-orbit gap in a quantum wire / C. H. L. Quay, T. L. Hughes, J. A. Sulpizio [et al.] // Nature Phys. — 2010. — Vol. 6. — P. 336.
- [57] Datta, S. Electronic Transport in Mesoscopic Systems / S. Datta. — Cambridge : Cambridge University Press, 1995.
- [58] Beenakker, C. W. J. Quantum transport in semiconductor nanostructures / C. W. J. Beenakker, H. van Houten // Solid State Phys. — 1991. — Vol. 44. — P. 1.
- [59] Imry, Y. Conductance viewed as transmission / Y. Imry, R. Landauer // Rev. Mod. Phys. — 1999. — Vol. 71. — P. S306.
- [60] Pershin, Yu. V. Effect of spin-orbit interaction and in-plane magnetic field on the conductance of a quasi-one-dimensional system / Yu. V. Pershin, J. A. Nesteroff, V. Privman // Phys. Rev. B. — 2004. — Vol. 69. — P. 121306.
- [61] Streda, P. Quantised thermopower of a channel in the ballistic regime / P. Streda // J. Phys.: Condens. Matter. — 1989. — Vol. 1. — P. 1025.
- [62] Proetto, C. R. Thermopower oscillations of a quantum-point contact / C. R. Proetto // Phys. Rev. B. — 1991. — Vol. 44. — P. 9096.
- [63] Mott, N. F. The Theory of the Properties of Metals and Alloys / N. F. Mott, H. Jones. — Oxford : Clarendon Press, 1936.

- [64] Cutler, M. Observation of Anderson localization in an electron gas / M. Cutler, N. F. Mott // Phys. Rev. — 1969. — Vol. 181. — P. 1336.
- [65] Magnetosubbands of semiconductor quantum wires with Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling / Shengli Zhang, Run Liang, Erhu Zhang [et al.] // Phys. Rev. B. — 2006. — Vol. 73. — P. 155316.
- [66] Crystallographic plane tuning of charge and spin transport in semiconductor quantum wires / M. Wang, K. Chang, L. G. Wang [et al.] // Nanotechnology. — 2009. — Vol. 20. — P. 365202.
- [67] Separation of Rashba and Dresselhaus spin-orbit interactions using crystal direction dependent transport measurements / Youn Ho Park, Hyung-jun Kim, Joonyeon Chang [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2013. — Vol. 103. — P. 252407.
- [68] Büttiker, M. Quantized transmission of a saddle-point constriction / M. Büttiker // Phys. Rev. B. — 1990. — Vol. 41. — P. 7906.
- [69] Magnetic-flux-induced conductance steps in microwires / E. N. Bogachev, M. Jonson, R. I. Shekhter, T. Swahn // Phys. Rev. B. — 1993. — Vol. 47. — P. 16635.
- [70] Kokurin, I. A. Thermopower of three-dimensional quantum wires and constrictions / I. A. Kokurin, V. A. Margulis, A. V. Shorokhov // J. Phys.: Condens. Matter. — 2004. — Vol. 16. — P. 8015.
- [71] Дьяконов, М. И. О возможности ориентации электронных спинов током / М. И. Дьяконов, В. И. Перель // Письма в ЖЭТФ. — 1971. — Т. 13. — С. 657.
- [72] Observation of the spin Hall effect in semiconductors / Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom // Science. — 2004. — Vol. 306. — P. 1910.

- [73] Ивченко, Е. Л. Новый фотогальванический эффект в гиротропных кристаллах / Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус // Письма в ЖЭТФ. — 1978. — Т. 27. — С. 640.
- [74] Оптическая активность в теллуре, индуцированная током / Л. Е. Воробьев, Е. Л. Ивченко, Г. Е. Пикус [и др.] // Письма в ЖЭТФ. — 1979. — Т. 29. — С. 485.
- [75] Спиновая ориентация дырок при протекании тока в теллуре / В. А. Шалыгин, А. Н. Софронов, Л. Е. Воробьев, И. И. Фарбштейн // ФТТ. — 2012. — Т. 54. — С. 2045.
- [76] 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. — С. 398.
- [77] Васько, Ф. Т. Спиновое расщепление спектра двумерных электронов / Ф. Т. Васько, Н. А. Прима // ФТТ. — 1979. — Т. 21. — С. 1734.
- [78] Аронов, А. Г. Спиновая поляризация электронов электрическим током / А. Г. Аронов, Ю. Б. Лянда-Геллер, Г. Е. Пикус // ЖЭТФ. — 1991. — Т. 100. — С. 973.
- [79] Chaplik, A. V. Spin orientation of electrons by lateral electric field in 2d system without inversion symmetry / A. V. Chaplik, M. V. Entin, L. I. Magarill // Physica E. — 2002. — Vol. 13. — P. 744.
- [80] Аверкиев, Н. С. Циркулярная поляризация люминесценции, обусловленная током в квантовых ямах / Н. С. Аверкиев, А. Ю. Силов // ФТП. — 2005. — Т. 39. — С. 1370.
- [81] Golub, L. E. Spin orientation by electric current in (110) quantum wells / L. E. Golub, E. L. Ivchenko // Phys. Rev. B. — 2011. — Vol. 84. — P. 115303.

- [82] Raichev, O. E. Frequency dependence of induced spin polarization and spin current in quantum wells / O. E. Raichev // Phys. Rev. B. — 2007. — Vol. 75. — P. 205340.
- [83] Trushin, M. Anisotropic current-induced spin accumulation in the two-dimensional electron gas with spin-orbit coupling / M. Trushin, J. Schliemann // Phys. Rev. B. — 2007. — Vol. 75. — P. 155323.
- [84] Current-induced spin polarization at a single heterojunction / A. Yu. Silov, P. A. Blajnov, J. H. Wolter [et al.] // Appl. Phys. Lett. — 2004. — Vol. 85. — P. 5929.
- [85] Electric current-induced spin orientation in quantum well structures / S. D. Ganichev, S. N. Danilov, P. Schneider [et al.] // J. Magn. Magn. Mater. — 2006. — Vol. 300. — P. 127.
- [86] 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 [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2006. — Vol. 96. — P. 186605.
- [87] Spatial imaging of the spin hall effect and current-induced polarization in two-dimensional electron gases / V. Sih, R. C. Myers, Y. K. Kato [et al.] // Nature Phys. — 2005. — Vol. 1. — P. 31.
- [88] 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. — P. 176601.
- [89] Magneto-transport spectroscopy on a quantum wire / A. Yacoby, H. L. Stormer, K. W. Baldwin [et al.] // Solid State Commun. — 1997. — Vol. 101. — P. 77.
- [90] Sakaki, H. Scattering suppression and high-mobility effect of size-quantized electrons in ultrafine semiconductor wire structures / H. Sakaki // Jpn. J. Appl. Phys. — 1980. — Vol. 19. — P. L735.

- [91] Entin, M. V. Suppression of spin-orbit effects in a 1D system / M. V. Entin, L. I. Magarill // EPL (Europhysics Letters). — 2004. — Vol. 68. — P. 853.
- [92] Knobbe, J. Magnetosubbands of semiconductor quantum wires with Rashba spin-orbit coupling / J. Knobbe, Th. Schäpers // Phys. Rev. B. — 2005. — Vol. 71. — P. 035311.
- [93] Kohn, W. Quantum theory of electrical transport phenomena / W. Kohn, J. M. Luttinger // Phys. Rev. — 1957. — Vol. 108. — P. 590.
- [94] Вопросы квантовой теории необратимых процессов / Под ред. В. Л. Бонч-Бруевича. — М. : Изд-во иностранной литературы, 1961.
- [95] Elliott, R. J. Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors / R. J. Elliott // Phys. Rev. — 1954. — Vol. 96. — P. 266.
- [96] Yafet, Y. g-factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons / Y. Yafet / Ed. by F. Seitz, D. Turnbull. — [S. l.] : Academic Press, 1963. — Vol. 14 of Solid State Physics. — P. 1.
- [97] Bockelmann, U. Interband absorption in quantum wires. I. Zero-magnetic-field case / U. Bockelmann, G. Bastard // Phys. Rev. B. — 1992. — Vol. 45. — P. 1688.
- [98] Goldoni, G. Valence band structure, edge states, and interband absorption in quantum-well wires in high magnetic fields / G. Goldoni, A. Fasolino // Phys. Rev. B. — 1995. — Vol. 52. — P. 14118.
- [99] Варшалович, Д. А. Квантовая теория углового момента / Д. А. Варшалович, А. Н. Москалев, В. К. Херсонский. — Л. : Наука, 1975.