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

на правах рукописи

Глазов Михаил Михайлович

СПИНОВЫЕ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В НАНОСТРУКТУРАХ И ГРАФЕНЕ

Специальность:
01.04.10 - физика полупроводников

ДИССЕРТАЦИЯ
на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург
2012

Оглавление

Введение

Теоретические и экспериментальные исследования полупроводниковых низкоразмерных систем: квантовых ям, проволок, точек, квантовых микрорезонаторов и графена – составляют к настоящему времени бурно развивающуюся и наиболее актуальную область современной физики полупроводников [1, 2, 3]. Движение носителей заряда в таких структурах ограничено в одном или нескольких направлениях, что приводит за счет эффектов размерного квантования к качественной перестройке энергетического спектра квазичастиц. Это существенным образом сказывается на оптических и кинетических свойствах низкоразмерных систем, порождает новые физические явления.

Достижения технологии синтеза полупроводниковых наноструктур открывают возможность квантово-механической инженерии: создания систем с заданными параметрами и свойствами, а в перспективе – путь разработки приборов электроники, основанных на качественно новых эффектах. Среди таковых все возрастающий интерес привлекают спиновые явления. Успехи в реализации устройств памяти и обработки данных на основе ферромагнитных структур придали дополнительный импульс исследованиям в области полупроводниковой спинтроники – недавно сформировавшегося направления физики полупроводников, нацеленного на фундаментальные и прикладные исследования динамики спинов носителей заряда и их комплексов [4, 5, 6].

Одной из ключевых задач спинтроники является изучение взаимодействия поляризованного излучения со спинами носителей заряда и их комплексов в полупроводниках и полупроводниковых наноструктурах. Процессы передачи углового момента фотона электронной системе ответственны за оптическую ориентацию спинов носителей заряда и ядер решетки, они открывают возможности управления спиновой подсистемой немагнитными методами [7]. Причиной оптической ориентации является спин-орбитальное взаимодействие – фундаментальная связь между магнитным моментом частицы и ее импульсом. В полупроводниковых наноструктурах конкретная форма и величина спин-орбитального взаимодействия определяются симметрией системы, ее геометрическими и энергетическими параметрами, поэтому сила спин-орбитальной связи может варьироваться в широчайших пределах [8]. В структурах, выращенных на основе узкозонных и бесщелевых полупроводников, направление электронного спина жестко привязано к его импульсу, а в ряде систем, например, в графене – монослое атомов углерода – спин-орбитальная связь оказывается пренебрежимо малой. В последних системах взаимодействие поляризованного излучения с носителями тока должно приводить к возбуждению орбитальных степеней свободы электронов и дырок.

Поглощение излучения переводит систему носителей заряда в неравновесное состояние, которое характеризуется выстраиванием спинов и импульсов электронов и дырок, отличными от нуля потоками квазичастиц и их спинов. Отклонение от равновесия и кинетические процессы, ответственные за релаксацию в основное состояние наиболее ярко проявляются в оптическом и транспортном отклике наноструктур [9, 10]. Изучение эффектов, связанных со взаимодействием поляризованного излучения с электронной системой в наноструктурах, является эффективным методом исследования энергетического спектра носителей заряда и их комплексов, особенностей их кинетики.

Сказанное выше определяет актуальность темы диссертации.

Целью работы является теоретическое исследование спиновых и кинетических эффектов в наносистемах: квантовых ямах, проволоках, точках и графене, индуцированных взаимодействием поляризованного излучения с носителями заряда.

Научная новизна и практическая значимость работы состоит в разработке теории фундаментальных физических явлений, ярко проявляющихся в полупроводниковых наносистемах: эффектов Керра и Фарадея, обусловленных спиновой поляризацией носителей заряда и их комплексов, подстройки частоты прецессии электронных спинов, индуцированной взаимодействием с ядрами решетки; спиновой релаксации и спинового шума в системах с пространственными флуктуациями спин-орбитальной связи, а также в структурах с высокой подвижностью носителей заряда; тонкой структуры энергетического спектра пар локализованных электронов; конверсии поляризации в квантовых микрорезонаторах; фототоков в графене, индуцированных поляризованным излучением.

Основные положения выносимые на защиту:

1. Резонансное возбуждение трионов циркулярно поляризованными импульсами света в структурах с квантовыми ямами и квантовыми точками позволяет ориентировать и поворачивать спины резидентных электронов.

2. Эффекты Фарадея, Керра и эллиптичности, обусловленные электронной спиновой поляризацией в массивах квантовых точек, формируются различными группами электронов. Зависимости этих эффектов от времени задержки между импульсами накачки и зондирования качественно различны.

3. Прецессия спинов ядер и локализованных электронов во внешнем магнитном поле и эффективных полях, обусловленных сверхтонким взаимодействием, обеспечивает синхронизацию частоты прецессии электронных спинов к частоте следования импульсов накачки.

4. Пространственные флуктуации константы спин-орбитального взаимодействия ограничивают времена спиновой релаксации электронного газа в (110) квантовых ямах.

5. Релаксация неравновесного спина в квантовых проволоках с пространственными флуктуациями константы спин-орбитальной связи описывается степенным законом.

6. Спиновое вырождение состояний пары электронов, локализованных в анизотропной квантовой точке, полностью снимается кулоновским и спин-орбитальным взаимодействиями.

7. В условиях рэлеевского рассеяния света в квантовых микрорезонаторах осуществляется конверсия линейной поляризации падающего излучения в циркулярную.

8. Поглощение циркулярно поляризованного света в графене приводит к возникновению постоянного фототока, величина и направление которого зависят от знака поляризации.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались на VI, VIII, IX и X Российских конференциях по физике полупроводников (С.-Петербург, 2003; Екатеринбург, 2007; Новосибирск – Томск, 2009; Нижний Новгород, 2011), 22 международной конференции Отделения физики твердого тела Европейского физического общества (Рим, Италия, 2008), 9 международной конференции по физике взаимодействия света с веществом (Лечче, Италия, 2009), 14 международной конференции по соединениям II-VI (Санкт-Петербург, 2009), международных симпозиумах "Наноструктуры: физика и технология" (Минск, 2009; С.-Петербург, 2010; Нижний Новгород, 2012), были представлены приглашенными докладами на 2 международной школе по нанофотонике (Маратея, Италия, 2007), 4 Русско-французском семинаре по нанонаукам и нанотехнологиям (Отран, Франция, 2007), международных школах Spin-Optronics (Лез Уш, Франция, 2010; Санкт-Петербург, 2012), международном семинаре по спиновым явлениям в мезоскопическом транспорте (Натал, Бразилия, 2010), международном исследовательском семинаре "Основы электронных наносистем: NanoПитер 2010" (Санкт-Петербург, 2010), международном семинаре по наноструктурам из графена (Регенсбург, Германия, 2011), международном семинаре по релятивистским явлениям в твердых телах (Монт-Дор, Франция, 2012), 31 международной конференции по физике полупроводников (Цюрих, Швейцария, 2012). Результаты исследований обсуждались также на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербургского государственного университета, Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Института физики твердого тела РАН, Лаборатории фотоники и наноструктур, университетов Клермон-Феррана и Монпелье (Франция), Саутгемптона и Шеффилда (Великобритания), Линца (Австрия), Бильбао (Испания), Дортмунда, Карлсруэ и Регенсбурга (Германия). Основное содержание диссертации опубликовано в 28 научных статьях.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, шести глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 311 страниц текста, включая 63 рисунка и 5 таблиц. Список цитируемой литературы содержит 510 наименований.

Двухлучевая методика накачка – зондирование является одним из наиболее распространенных инструментов исследования спиновой динамики в полупроводниках. Эта методика позволяет напрямую изучать кинетику спинов с временным разрешением. В первой главе построена теория магнитооптических эффектов Керра, Фарадея и эллиптичности, наведенных спиновой поляризацией электронов и электрон-дырочных комплексов, в наноструктурах: квантовых ямах и квантовых точках. Приведено макроскопическое описание процессов возбуждения и детектирования спина на основе модели ансамбля носителей. Предложены модели генерации спиновой поляризации резидентных электронов при резонансном возбуждении синглетных трионов и экситонов, а также при нерезонансной накачке. Описаны механизмы формирования спиновых сигналов Фарадея, Керра и эллиптичности, связанные с модуляцией за счет спиновой поляризации электронов силы осциллятора оптического перехода, его частоты и затухания при зондировании на экситонном или трионном резонансе, а также вблизи края фундаментального поглощения. Вторая часть первой главы содержит микроскопическую теорию возбуждения, управления и детектирования спинов резидентных электронов в однократно заряженных квантовых точках. Получена связь между спином электрона до прихода поляризованного импульса света и после окончания действия импульса. В рамках теории линейного отклика выведены выражения, описывающие эффект Фарадея, Керра и эллиптичности в массиве квантовых точек.

Динамика спинов электронов и ядер в квантовых точках при накачке короткими оптическими импульсами проанализирована во второй главе диссертации. Показано, что возбуждение электронного ансамбля периодической последовательностью импульсов света в поперечном магнитном поле приводит к накоплению спиновой поляризации тех носителей заряда, частота спиновой прецессии которых кратна частоте следования импульсов накачки, т.е. имеет место резонансное спиновое усиление. Теория резонансного спинового усиления развита с учетом разброса величин факторов Ланде локализованных электронов. На основе классического рассмотрения электронной и ядерной спиновых систем предложена модель подстройки частот спиновой прецессии электронов, обусловленной сверхтонким взаимодействием с ядрами решетки. Показано, что за счет корреляции между g-фактором электрона и энергией его локализации, зависимости сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности от времени задержки между импульсами накачки и зондирования могут качественно различаться, в частности, амплитуда сигнала фарадеевского вращения может сначала возрастать со временем, а затем – спадать. Теоретические модели, предложенные в главах 1 и 2, описывают широкий круг экспериментальных данных, полученных в методике накачка – зондирование на структурах с квантовыми ямами и квантовыми точками.

В объемных полупроводниках, структурах с квантовыми ямами и квантовыми проволоками движение носителей заряда является свободным в одном или нескольких пространственных направлениях. Спин-орбитальное взаимодействие приводит при движении электрона или дырки к возникновению эффективных магнитных полей, действующих на спин носителя заряда. Именно спин-орбитальное взаимодействие определяет динамику спинов свободных электронов и дырок. Однако, в ряде полупроводниковых структур, например, в центросимметричных системах, спин-орбитальное расщепление энергетического спектра отсутствует. Роль неизбежных неоднородностей структуры, приводящих к локальному понижению симметрии и, соответственно, к флуктуационному спиновому расщеплению, в динамике спинов в квантовых ямах и проволоках исследуется в третьей главе. Здесь выделен класс систем, где флуктуации константы спин-орбитальной связи могут быть существенными, предложена простая возникновения флуктуаций, основанная на локальном понижении симметрии за счет случайных электрических полей, создаваемых донорами в структурах с квантовыми ямами. Выполнены расчеты времени спиновой релаксации свободных электронов в таких структурах. Предсказано ускорение спиновой релаксации во внешнем магнитном поле, приложенном по нормали к плоскости квантовой ямы. Изучена релаксация неравновесного спина в структурах с квантовыми проволоками, где спин-орбитальное взаимодействие является случайной функцией координат, и показано, что потеря спина описывается степенным, а не экспоненциальным законом. Такая медленная спиновая релаксация приводит к степенной расходимости спектра мощности спинового шума – флуктуаций спиновой плотности в квантовых проволоках.

Четвертая глава диссертации нацелена на исследование динамики спинов свободных электронов в нецентросимметричных квантовых ямах с высокой подвижностью носителей заряда. В таких структурах потеря спина описывается механизмом Дьяконова-Переля и обладает рядом особенностей. Во-первых, в этих системах темп межэлектронных столкновений может существенно превосходить скорость рассеяния электронов по импульсу. Показано, что именно электрон-электронные столкновения контролируют механизм Дьяконова-Переля и замедляют спиновую релаксацию. Во-вторых, при достаточно низких температурах, когда межчастичные столкновения заблокированы за счет принципа Паули, спин электрона может совершить один или несколько оборотов между последовательными столкновениями в поле, обусловленном спин-орбитальным взаимодействием. При этом наблюдаются спиновые биения даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Выполнено исследование спиновых биений в структурах с анизотропным спиновым расщеплением, а также развита теория влияния циклотронного движения электрона во внешнем магнитном поле на спиновую прецессию. В-третьих, как хорошо известно, спиновая релаксация в полупроводниковых квантовых ямах может быть анизотропной. Построена теория резонансного спинового усиления при анизотропной спиновой релаксации, предложен способ определения компонент тензора обратных времен спиновой релаксации по спектрам резонансного спинового усиления. Эти теоретические предсказания нашли подтверждение в экспериментах по спиновой динамике на структурах с квантовыми ямами GaAs/AlGaAs, обладающими высокой подвижностью электронов.

В пятой главе диссертации исследуется тонкая структура энергетического спектра и динамика спинов электрон-дырочных комплексов. Отличительной особенностью квазичастиц с целым спином – экситонов – является наличие спинового расщепления основного состояния частицы, локализованной в анизотропном потенциале. В частности, основное состояние оптически активного экситона, локализованного в анизотропной квантовой точке, представляет собой дублет "линейно поляризованных" состояний, расщепленный, главным образом, за счет дальнодействующего обменного взаимодействия между электроном и дыркой. В данной главе проанализировано влияние внешнего магнитного поля на расщепление радиационного дублета, показано, что диамагнитный эффект поля может подавлять анизотропное расщепление. Построена теория экситонных и трионных состояний в квантовых точках тригональной симметрии, где магнитное поле, направленное по оси третьего порядка, смешивает состояния тяжелых дырок с противоположными спинами, что позволило объяснить особенности спектров излучения таких точек. Показано, что триплетные состояния пары электронов, локализованных в анизотропной квантовой точке, могут быть расщеплены наподобие тому, как расщеплен радиационный дублет экситона. Развита теория динамики спинов экситонных поляритонов в квантовых микрорезонаторах в режиме сильной связи между экситоном, локализованным в квантовой яме, и фотоном, плененным в микрорезонаторе. Разработана теория конверсии поляризации излучения в таких структурах, которая находится в хорошем согласии с данными экспериментов.

Шестая глава посвящена изучению фотоэлектрических эффектов в графене, индуцированных поляризованным светом. В этом материале спин-орбитальное взаимодействие крайне мало, поэтому процессы оптической ориентации и выстраивания электронных спинов оказываются несущественными. Показано, что поглощение электромагнитного излучения в графене приводит к возникновению фототоков, направление и величина которых определяется направлением распространения света и его поляризацией. Построена теория эффекта увлечения электронов фотонами в графене в классическом диапазоне частот, и показано, что в фототоке присутствует компонента, меняющая знак при смене знака циркулярной поляризации излучения. Проанализирован линейный эффект увлечения в квантовом диапазоне частот, а также разработана теория циркулярного фотогальванического эффекта в графене на подложке. Предложена модель краевого линейного и циркулярного фотогальванического эффектов, а также развита теория генерации второй гармоники в этом материале. Разработанные модели количественно описывают экспериментальные данные по нелинейному транспорту электронов в графене.

В Заключении обобщены основные результаты работы.

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

Список основных обозначений

α_{hf}	константа сверхтонкого взаимодействия
$\alpha_{D,R}$	константы Дрессельхауза/Рашбы
$\boldsymbol{\Omega}$	частота ларморовской прецессии электрона во внешнем поле
$\boldsymbol{\omega}$	частота ларморовской прецессии ядра во внешнем магнитном поле
$\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$	частота прецессии, обусловленная спиновым расщеплением
$\boldsymbol{\Omega}_{\mathrm{eff}}$	частота прецессии электронного спина полном магнитном поле, включая внешнее поле и поле Оверхаузера
$\boldsymbol{A}$	векторный потенциал электромагнитного поля
$\boldsymbol{B} = (B_x, B_y, B_z)$	магнитное поле
$\boldsymbol{E} = (E_x, E_y, E_z)$	электрическое поле
$\boldsymbol{j} = (j_x, j_y, j_z)$	оператор момента дырки 3/2
$\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}, t)$, $\boldsymbol{j}$	электрический ток (глава 6)
$\boldsymbol{k} = (k_x, k_y, k_z)$	волновой вектор электрона
$\boldsymbol{m} = (m_x, m_y, m_z)$	спин ядер в квантовой точке
$\boldsymbol{p} = (p_x, p_y, p_z)$	квазиимпульс электрона
$\boldsymbol{q} = (q_x, q_y, q_z)$	волновой вектор излучения
$\boldsymbol{S} = (S_x, S_y, S_z)$	псевдовектор спина
$\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$	функция распределения спина
χ_c	константа, описывающая циркулярный фотогальванический эффект в графене на подложке
ℓ	длина свободного пробега
$\Gamma^{\mathrm{T,X}}$	нерадиационное затухание триона/экситона
$\Gamma_0^{\mathrm{T,X}}$	радиационное затухание триона/экситона
$\hat{\boldsymbol{e}}$	единичный вектор в направлении распространения излучения
$\hbar\omega_{\mathrm{LT}}$	продольно-поперечное расщепление объемного экситона
$\mathcal{E}, \mathcal{F}, \mathcal{K}$	спиновые сигналы эллиптичности, Фарадея, Керра
$\mathcal{H}_{\mathrm{so}}$	гамильтониан спин-орбитального взаимодействия
μ	химический потенциал
μ_B	магнетон Бора
μ_{eh}	приведенная масса электрона и дырки
ω	частота излучения
$\omega_0^{\mathrm{T,X}}$	резонансная частота триона/экситона
ω_c	циклотронная частота

$\rho_{\boldsymbol{k}}$	спиновая матрица плотности
τ	время рассеяния одиночного электрона
$\tau_{\alpha\beta}^{-1}$	тензор обратных времен спиновой релаксации
τ_d	время пролета домена случайного спин-орбитального взаимодействия
τ_p	длительность импульса накачки/зондирования
τ_r^T	радиационное время жизни триона
τ_s (τ_s^T)	время спиновой релаксации электрона (триона)
$\tau_{1,2}$	время релаксации импульса/выстраивания
$\tilde{T}_{\lambda\mu\nu}$	компоненты тензора, описывающего циркулярный эффект увлечения
$\varkappa$ ($\varkappa_\infty$)	статическая (высокочастотная) диэлектрическая проницаемость
$\varphi_{e,h}(z)$	огибающие волновой функции электрона/дырки в квантовой яме
a	ширина квантовой ямы
a_{B}	боровский радиус
$a_{e,h}$	длины локализации электрона/дырки в плоскости квантовой точки
d	высота квантовой точки
E_F	энергия Ферми
$E_{\boldsymbol{k}}$, E_k, E_p	кинетическая энергия электрона (в главе 5 – экситонного поляритона)
$f_{\boldsymbol{k}}$, $f(\boldsymbol{k})$, $f(\boldsymbol{p},\boldsymbol{r},t)$	функция распределения
g	g-фактор
I	интенсивность излучения
J_z	псевдоспин триона
k_F	волновой вектор на уровне Ферми
l_d	длина корреляции случайного спин-орбитального взаимодействия
m	эффективная масса электрона
N	концентрация электронов
n_d, n_{imp}	концентрация примесей
P_l, P_l'	степень линейной поляризации в осях (xy) и $(x'y')$, повернутых по отношению друг к другу на 45°
P_{circ}	степень циркулярной поляризации
p_{cv}	междузонный матричный элемент импульса
q_s	обратная длина экранирования
$r_\pm(\omega)$	коэффициент отражения света от квантовой ямы для σ^+/σ^- света
$S_1 \ldots S_7$	константы, описывающие генерацию второй гармоники в графене
T_2^*	время дефазировки спинов ансамбля
T_R	период повторения импульсов накачки
$T_{\lambda\mu\nu\eta}$	компоненты тензора, описывающего линейный эффект увлечения
v	скорость электрона в графене

Глава 1

Спиновые эффекты Фарадея и Керра в наноструктурах

1.1 Метод “накачка-зондирование” (обзор)

Изучение спиновых явлений в полупроводниках началось в конце 1960-х годов, после обнаружения Ж. Лампелем оптической ориентации электронов в кремнии [11]. Исследование циркулярной поляризации люминесценции при постоянной накачке в зависимости от магнитного поля позволило установить основные механизмы возбуждения неравновесного спина свободных и локализованных носителей заряда в полупроводниках, изучить процессы релаксации электронных и дырочных спинов, а также исследовать взаимодействие электронной и ядерных спиновых систем [7].

Интерес к изучению динамики спинов в объемных полупроводниках и полупроводниковых низкоразмерных системах возродился в конце 90-х годов прошлого века. Немаловажную роль в этом сыграло появление методики накачка – зондирование (в англоязычной литературе называемой pump – probe) [12, 13], которая позволила исследовать спиновую когерентность с временным разрешением. Можно с уверенностью сказать, что прецизионные измерения сверхдлинных времен спиновой релаксации в объемных материалах [14], в квантовых ямах [15] и квантовых точках [16], визуализация спиновой прецессии и релаксации [17], а также спинового транспорта в объемных материалах и наноструктурах [18, 19, 20], выполненные в этой двухлучевой методике, заложили основы спинтроники – новой области науки и техники, в которой электронный спин наряду с зарядом, находит свое применение для передачи и обработки информации, см. [10, 21, 22] и ссылки, приведенные там.

Суть метода накачка – зондирование схематически показана на рисунке 1.1(a) и состоит в следующем: на образец падает короткий достаточно мощный циркулярно поляризованный импульс накачки, поглощение которого вызывает ориентацию по спину носителей заряда и их комплексов: экситонов, трионов. С некоторой задержкой на образец приходит значительно более слабый линейно поляризованный импульс. Наличие в образце неравновесной спиновой поляризации приводит к тому, что система становится оптически активной: плоскость поляризации зондирующего импульса поворачивается в геометрии на прохождение (магнитооптический или спиновый эффект Фарадея), а также в геометрии на отражение (спиновый эффект Керра) [23]. Кроме этого, прошедший через образец и отраженный от него зондирующий импульс приобретают частичную циркулярную поляризацию – эллиптичность. Угол поворота плоскости поляризации, а также наведенная эллиптичность пропорциональны спиновой поляризации в системе. Если к образцу приложено магнитное поле в геометрии Фойгта (в плоскости, поперечной направлению распространения лучей зондирования и накачки), то спины электронов, дырок и их комплексов прецессируют вокруг внешнего поля, поэтому наведенная эллиптичность, углы фарадеевского и керровского вращения осциллируют как функции задержки между импульсами накачки и зондирования, отражая спиновую прецессию, см. вставку к рис. 1.1(a) и рисунок 1.2(a).

Метод накачка – зондирование чувствителен к мгновенным значениям спиновой поляризации электронов и дырок в полупроводниках. Зависимости сигналов от временной задержки между импульсами позволяют напрямую исследовать спиновую динамику электронной системы в твердых телах и непосредственно из эксперимента получать частоты спиновой прецессии, времена спиновой релаксации и дефазировки. Это показано на рис. 1.2, где представлены две типичные

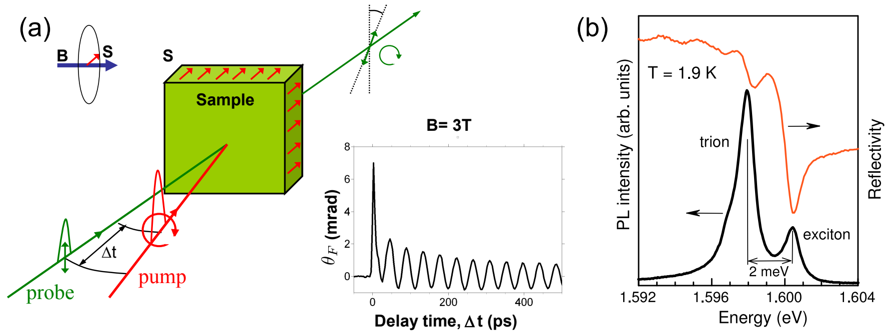

Рис. 1.1: (a) Иллюстрация метода накачка – зондирование. Pump и probe обозначают циркулярно поляризованный импульс накачки и линейно поляризованный импульс зондирования, соответственно. На вставке показан типичный сигнал фарадеевского вращения как функция задержки между импульсами накачки и зондирования Δt. (b) Спектр фотолюминесценции и спектр отражения от структуры с пятью квантовыми ямами CdTe/$Cd_{0.78}Mg_{0.22}$Te, каждая из которых имеет ширину 20 нм и содержит электронный газ концентрации $N \approx 10^{10}$ см$^{-2}$. Фотолюминесценция измерялась при нерезонансной постоянной накачке с энергией кванта 2.33 эВ.

кривые зависимости сигнала керровского вращения от задержки, полученные в группе проф. М. Байера и Д. Яковлева (Технический университет г. Дортмунд, Германия) на структуре с квантовыми ямами CdTe/CdMgTe (a) и результаты их обработки [(b) и (c)]. На этих графиках показаны зависимости частоты прецессии и времени дефазировки электронного спина от магнитного поля. Детальный анализ зависимостей спиновых сигналов в методике накачка – зондирование от времени задержки между импульсами накачки и зондирования будет приведен во второй главе диссертации. Здесь отметим, что в этом методе в отличие от методов, основанных на изучении поляризации люминесценции, можно исследовать динамику спинов носителей заряда на временных масштабах, значительно превышающих время затухания люминесценции. Более того, использование дополнительного циркулярно или линейно поляризованного "управляющего" импульса [24, 25, 26], [A4] открывает возможности управления спиновой поляризацией немагнитными методами.

Среди всевозможных систем, где успешно применяется методика накачка – зондирование, особую роль играют структуры с массивами однократно заряженных

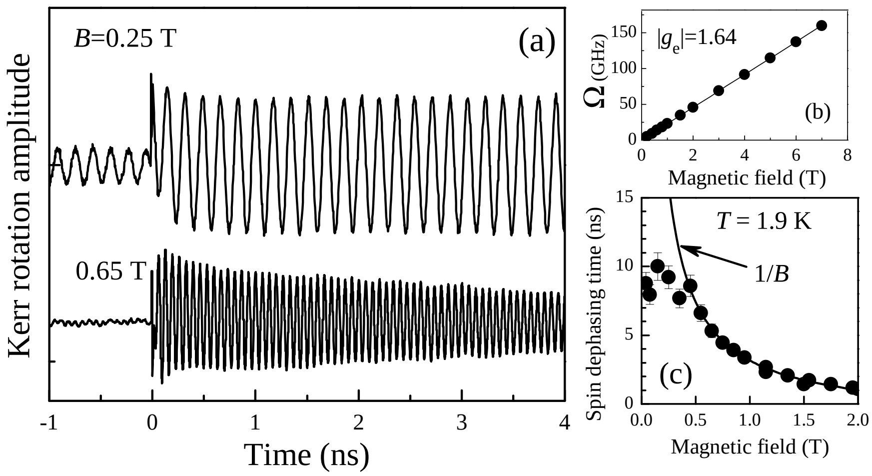

Рис. 1.2: (a) Характерные сигналы керровского вращения в зависимости от задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренные на структуре с пятью квантовыми ямами CdTe/$Cd_{0.78}Mg_{0.22}Te$, каждая из которых имеет ширину 20 нм и содержит электронный газ концентрации $N \approx 10^{10}$ см$^{-2}$. (b) Зависимость частоты спиновых биений от внешнего магнитного поля. Точки – эксперимент, прямая – подгонка по формуле (1.2). (c) Зависимость скорости затухания спиновых биений от магнитного поля. Точки – данные эксперимента, сплошная кривая – теория, предполагающая разброс величин g-факторов электронов. Воспроизведено из работы [27].

квантовых точек, а также с квантовыми ямами, содержащими электронный газ низкой плотности, где выполняется условие $Na_{\rm B}^2 \lesssim 1$ [28]. Здесь N – двумерная концентрация электронов, $a_{\rm B}$ – боровский радиус. Указанные системы обладают важными особенностями: во-первых, за счет локализации электронов в квантовых точках или на флуктуациях потенциала квантовой ямы резко возрастают времена спиновой релаксации резидентных носителей, а во-вторых, именно в таких системах велика роль кулоновского взаимодействия, и наиболее ярко проявляются кулоновские комплексы – экситоны и трионы, см. панель (b) рис. 1.1. Это приводит к возможности спектрально-селективного изучения микроскопических процессов, ответственных за возбуждение, управление и детектирование спиновой поляризации, а длинные времена спиновой релаксации важны для возможных приборных разработок в области спинтроники.

Первые две главы диссертации посвящены именно таким системам: однократно заряженным квантовым точкам и квантовым ямам с электронным газом малой плотности.

1.2 Макроскопическое описание возбуждения и детектирования спиновой когерентности

В данном разделе приведена полуфеноменологическая теория процессов возбуждения и детектирования спиновой когерентности резидентных носителей заряда в квантовых ямах и ансамблях квантовых точек. Последовательное квантовомеханическое описание процессов взаимодействия коротких оптических импульсов с локализованными носителями будет дано ниже, в разделе 1.3, здесь же мы сосредоточимся на простых физических моделях, описывающих генерацию спина при возбуждении трионов и экситонов, а также на макроскопическом описании спиновых эффектов Фарадея, Керра и наведенной эллиптичности в структурах с квантовыми ямами и точками.

1.2.1 Механизмы ориентации спинов резидентных носителей

Резонансное возбуждение триона

В квантовых ямах с электронным газом малой плотности и в однократно заряженных квантовых точках поглощение света приводит к формированию X^- трионов: трехчастичных комплексов, состоящих из пары электронов и дырки. В отсутствие внешнего магнитного поля или в умеренных магнитных полях (до нескольких Тесла) суммарный спин пары электронов в основном состоянии триона равен 0, поэтому на первый взгляд неясно, каким образом при возбуждении трионов может возникать спиновая поляризация резидентных электронов в системе.

Можно убедиться, однако, что процесс формирования триона является спин-зависимым. Действительно, согласно правилам отбора в структурах с квантовыми ямами и самоорганизованными квантовыми точками поглощение циркулярно поляризованного фотона сопровождается рождением пары электрона (e) и тяжелой

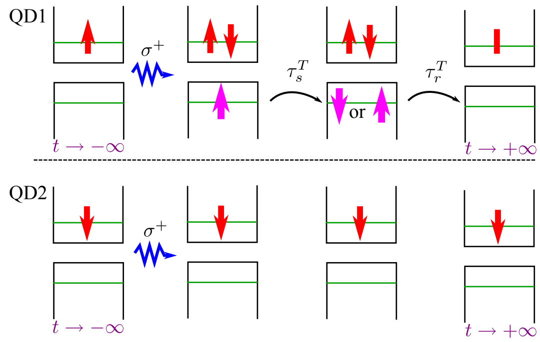

Рис. 1.3: Схема ориентации спинов резидентных электронов при резонансном возбуждении триона. QD1 и QD2 – две квантовые точки, спины электронов в которых до прихода импульса накачки были ориентированы противоположно. В результате поглощения σ^+ фотона трион формируется лишь в точке QD1.

дырки (hh): $(e, s_z = -1/2; hh, j_z = +3/2)$ для σ^+ поляризованного света, распространяющегося в положительном направлении оси z, и $(e, s_z = +1/2; hh, j_z = -3/2)$ для σ^- поляризованного кванта. Здесь s_z, j_z – проекции спина электрона и дырки на ось z. Тогда, например, при σ^+ поляризованном импульсе накачки, в формировании X^- трионов участвуют лишь электроны с проекцией спина, равной $s_z = +1/2$, как это схематично показано на рис. 1.3.

Предположим теперь, что время спиновой релаксации дырки в трионе τ_s^T меньше, чем его радиационное время жизни τ_r^T. Тогда при рекомбинации триона в систему вернутся неполяризованные электроны. Таким образом, за счет формирования трионов σ^+ импульс накачки деполяризует носители заряда с проекцией спина 1/2 и не воздействует на электроны с проекцией спина, равной $-1/2$. Поскольку время спиновой релаксации резидентного электрона при низких температурах $\tau_s > 10$ ns и значительно превышает время жизни триона $\tau_r^T \sim 10 \div 1000$ ps [29, 14, 16, 30], то после того, как трионы рекомбинируют, возникает дисбаланс электронов с противоположными проекциями спина, т.е. спиновая поляризация [31, 32]. Отметим, что спин, накапливающийся в системе направлен так же, как спин фотовозбужденного электрона: против оси z при σ^+ накачке и по оси z в случае σ^- накачки.

Указанный механизм возникновения долгоживущей электронной спиновой поляризации при резонансном возбуждении триона вполне аналогичен классической спиновой накачке основных носителей в полупроводниках [33]. Если спиновая релаксация дырки подавлена, $\tau_s^T \gg \tau_r^T$, то без магнитного поля ориентация электронных спинов неэффективна: спин электронов, возвращающихся после рекомбинации трионов, в точности компенсирует поляризацию носителей, не участвовавших в их формировании. Наличие магнитного поля приводит к спиновой прецессии электронов и дырок. Например, в структурах с квантовыми ямами, где g-фактор тяжелой дырки в плоскости мал [34], состояние триона в магнитном поле остается неизменным, а спин резидентных носителей поворачивается. Таким образом, после рекомбинации триона в магнитном поле компенсация спинов нарушается, что приводит к возникновению спиновой поляризации резидентных электронов [35, 36].

Введем псевдовектор спина электронов $\boldsymbol{S} = (S_x, S_y, S_z)$, описывающий средние значения компонент спина ансамбля носителей заряда в квантовой яме или в массиве квантовых точек. Спиновые состояния триона можно также характеризовать эффективным спином $J_z = (T_+ - T_-)/2$, где $T_\pm$ – количество трионов с проекциями спина дырки на ось z равными $\pm 3/2$, соответственно. Кинетические уравнения описывающие спиновую динамику электронов и трионов после фотовозбуждения системы имеют вид [A1], [37]

$$\frac{\mathrm{d}S_z}{\mathrm{d}t} = S_y\Omega - \frac{S_z}{\tau_s} + \frac{J_z}{\tau_r^T}, \tag{1.1a}$$

$$\frac{\mathrm{d}S_y}{\mathrm{d}t} = -S_z\Omega - \frac{S_y}{\tau_s}, \tag{1.1b}$$

$$\frac{\mathrm{d}J_z}{\mathrm{d}t} = -\frac{J_z}{\tau_s^T} - \frac{J_z}{\tau_r^T}. \tag{1.1c}$$

Здесь считается, что магнитное поле $\boldsymbol{B}$ приложено вдоль оси x в плоскости структуры, поэтому x компонента электронного спина $S_x(t) \equiv 0$,

$$\Omega = g\mu_B B/\hbar \tag{1.2}$$

– частота спиновой прецессии электрона во внешнем поле, μ_B – магнетон Бора, g – g-фактор электрона. Простой вид уравнения (1.1c) для спина триона связан с тем, что, как правило, угол поворота спина дырки в трионе за время его жизни мал по сравнению с углом поворота спина электронов, поскольку g-фактор дырки в плоскости ямы или точки мал по сравнению с g-фактором электрона (общий случай рассмотрен в работе [38]). В качестве начального условия для решения системы (1.1) выступает соотношение

$$S_y(0) = 0, \quad S_z(0) = -J_z(0) = -\frac{N_0^T}{2}, \tag{1.3}$$

где N_0^T – число фотовозбужденных трионов. Система кинетических уравнений (1.1) хорошо описывает спиновые биения в структурах с квантовыми ямами, содержащими электронный газ малой плотности [A1], [39].

Здесь и ниже мы будем рассматривать структуры n-типа. В квантовых ямах и квантовых точках p-типа физические принципы возбуждения дырочной спиновой когерентности аналогичны рассмотренным выше. Специфика таких структур заключается в том, что g-фактор дырки в плоскости структуры значительно меньше, чем g-фактор электрона, что приводит к некоторым особенностям спиновой динамики [40, 41, 42, 43].

В заключение отметим, что физическая причина ориентации спинов резидентных электронов при *резонансном* возбуждении триона: спин-зависимое формирование триона под действием циркулярно поляризованного света и возникновение дисбаланса спинов электронов, возвращающихся после рекомбинации трионов и не участвовавших в их формировании – одинакова для структур с квантовыми ямами и квантовыми точками [31, 35]. Особенности процессов оптической ориентации электронных и дырочных спинов при *нерезонансном* возбуждении однократно заряженных квантовых точек, включая явление отрицательной циркулярной поляризации люминесценции детально исследовались в ряде работ [44, 45, 46, 47, 48].

Резонансное возбуждение экситонов

В оптических спектрах структур с квантовыми ямами, содержащими электронный газ малой плотности, присутствует линия, отвечающая экситону, см. рис. 1.1(b).

Кратко проанализируем механизмы ориентации спинов резидентных электронов при возбуждении экситона в таких системах.

Если температура системы, выраженная в единицах энергии, мала по сравнению с энергией связи триона, то фотовозбужденные экситоны формируют трионы, захватывая из ансамбля резидентных носителей те электроны, ориентация спина которых противоположна спину электрона в экситоне. Дальнейший сценарий возбуждения спиновой когерентности резидентных носителей заряда вполне аналогичен описанному выше для резонансного возбуждении трионов.

В работе [A1] (см. также [30]) было показано, что эффективная ориентация спинов резидентных электронов возможна и в ситуациях, когда формирование трионов невозможно, но экситоны еще стабильны, например, при температурах, превышающих энергию связи триона, или в относительно плотном электронном газе. В таких случаях важны процессы обменного рассеяния резидентных электронов на экситонах [49]. Сценарий возбуждения спиновой когерентности резидентных носителей заряда состоит из двух этапов: сначала поляризованный импульс накачки формирует экситоны с определенными проекциями спинов электрона и дырки (например, $s_z = -1/2$, $j_z = 3/2$ для σ^+ поляризованного импульса). На втором этапе за счет обменного "флип-флоп" (flip-flop) рассеяния идет передача спина от электронов в экситонах резидентным электронам. При этом резидентные электроны оказываются частично поляризованными по спину, а при достаточно быстрой спиновой релаксации дырки экситоны рекомбинируют независимо от ориентации спина электрона в них.

Отметим также, что долгоживущая спиновая когерентность может возникать и при нерезонансном возбуждении структур с квантовыми ямами циркулярно поляризованным светом. Микроскопические механизмы таких процессов связаны как с формированием экситонов и трионов в процессе релаксации фотовозбужденных носителей, так и с классической оптической накачкой электронных спинов.

1.2.2 Детектирование спиновой когерентности носителей заряда

Поляризация электронов и электрон-дырочных комплексов по спину приводит к оптической активности среды: эффективность взаимодействия право и лево циркулярно поляризованных электромагнитных волн с такой системой оказывается различной. Отклик структур с квантовыми ямами или планарными массивами квантовых точек на электромагнитное излучение удобно характеризовать частотно и поляризационно зависимым коэффициентом отражения света $r_\pm(\omega)$, который вблизи экситонного или трионного резонанса имеет вид

$$r_\pm(\omega) = \frac{\mathrm{i}\Gamma_{0,\pm}}{\omega_{0,\pm} - \omega - \mathrm{i}(\Gamma_{0,\pm} + \Gamma_\pm)}. \tag{1.4}$$

Здесь ω – частота зондирующего импульса, нижние индексы $+$ и $-$ относятся к σ^+ и σ^- компонентам импульса, соответственно, ω_0 – резонансная частота экситона или триона, Γ_0 – его радиационное, а Γ – нерадиационное затухание. Отличие параметров резонанса для право и лево циркулярно поляризованного излучения связано со спиновой поляризацией носителей заряда:

$$(\Gamma_{0,+} - \Gamma_{0,-}), (\Gamma_+ - \Gamma_-), (\omega_{0,+} - \omega_{0,-}) \propto S_z,$$

и именно благодаря этому отличию формируются спиновые сигналы фарадеевского и керровского вращения, а также наведенной эллиптичности. Важно отметить, что спиновые сигналы фарадеевского и керровского вращения, а также спиновая эллиптичность определяются именно компонентами неравновесной спиновой поляризации электронов, а не внешним магнитным полем в отличие от классических магнитооптических эффектов [50]. Чувствительность спиновых сигналов к z компоненте электронного спина обусловлена правилами отбора, связанными с возбуждением тяжелых дырок при нормальном падении света. Использование резонансов, связанных с легкой дыркой, позволяет исследовать динамику всех компонент псевдовектора электронного спина [51].

В следующих подразделах будет проанализирована связь параметров трионного и экситонного резонанса со спиновой поляризацией резидентных носителей, а также рассмотрена структура с электронным газом высокой плотности, где электрон-дырочные комплексы нестабильны, и характер отклика отличается от резонансного, описываемого выражением (1.4).

Установим вначале связь между коэффициентами отражения света от структуры и спиновым сигналами Фарадея, Керра и наведенной эллиптичности. Пусть зондирующий импульс распространяется вдоль нормали к структуре – оси z, а его электрическое поле совершает колебания вдоль оси x. При изучении эффекта Фарадея прошедший через образец зондирующий луч разделяется на два, линейно поляризованных под углами $\pm 45^\circ$ по отношению к исходной поляризации. Измеряется проинтегрированная по времени разность интенсивностей этих лучей в зависимости от задержки между импульсами накачки и зондирования. Таким образом, сигнал фарадеевского вращения равен [A3]

$$\mathcal{F} = \lim_{z\to+\infty} \int_0^{T_{\text{exp}}} \left[\left| E_{x'}^{(t)}(z,t) \right|^2 - \left| E_{y'}^{(t)}(z,t) \right|^2 \right] \mathrm{d}t. \tag{1.5}$$

Здесь оси x', y' ориентированы под углом 45^o по отношению к исходным осям x, y, $E_{x'}^{(t)}(z,t)$ и $E_{y'}^{(t)}(z,t)$ – компоненты прошедшего через образец поля, в уравнении (1.5) интегрирование проводится по времени измерения T_{exp}, которое превосходит все остальные постоянные времени в системе. Эффект Керра изучается в геометрии на отражение и его величина определяется согласно

$$\mathcal{K} = \lim_{z\to-\infty} \int_0^{T_{\text{exp}}} \left[\left| E_{x'}^{(r)}(z,t) \right|^2 - \left| E_{y'}^{(r)}(z,t) \right|^2 \right] \mathrm{d}t, \tag{1.6}$$

где верхний индекс r указывает на то, что в уравнение (1.6) входят поля отраженной волны. В экспериментах накачка – зондирование изучают также эффект наведенной эллиптичности, который в геометрии на прохождение описывается следующим выражением

$$\mathcal{E} = \lim_{z\to+\infty} \int_0^{T_{\text{exp}}} \left[\left| E_{\sigma^-}^{(t)}(z,t) \right|^2 - \left| E_{\sigma^+}^{(t)}(z,t) \right|^2 \right] \mathrm{d}t. \tag{1.7}$$

В данном случае анализируется разность интенсивностей циркулярно поляризованных компонент прошедшей волны, $E^{(t)}_{\sigma^\pm} = (E^{(t)}_x \mp \mathrm{i} E^{(t)}_y)/\sqrt{2}$. Углы фарадеевского и керровского вращения можно оценить по формулам

$$\theta_F \approx \frac{\mathcal{F}}{2\mathcal{I}}, \quad \theta_K \approx \frac{\mathcal{K}}{2\mathcal{I}}, \tag{1.8}$$

где $\mathcal{I}$ – проинтегрированная по времени интенсивность прошедшего или отраженного зондирующего импульса, соответственно. Так называемый угол эллиптичности составляет $\theta_E \approx \mathcal{E}/(2\mathcal{I})$. Приведенные выражения верны, если $|\theta_{F,K,E}| \ll 1$.

В структурах с одиночными квантовыми ямами и одиночными слоями квантовых точек коэффициенты пропускания через слой $t_\pm(\omega)$ связаны с коэффициентами отражения $r_\pm(\omega)$ простым соотношением

$$t_\pm(\omega) = 1 + r_\pm(\omega).$$

Поскольку в реальных системах как правило $|r_\pm(\omega)| \ll 1$ и $|r_+(\omega) - r_-(\omega)| \ll |r_\pm(\omega)|$, спиновые эффекты Фарадея и наведенной эллиптичности описываются упрощенной формулой [A1]:

$$\mathcal{E} + \mathrm{i}\mathcal{F} \propto r_+(\omega) - r_-(\omega). \tag{1.9}$$

Эффект Керра связан с отражением света от образца, поэтому он определяется интерференцией лучей, отраженных от поверхности структуры (границы вакуум-образец) и от слоя ямы или массива точек. Интерференция вносит дополнительную фазу, равную $2qL$, где L – толщина покрывающего слоя (расстояние от границы с вакуумом до ямы или массива точек), а q – волновой вектор света в покрывающем слое [52]. Таким образом, керровский сигнал связан с коэффициентами отражения от системы как [A1]

$$\mathcal{K} \propto \mathrm{Im}\{\mathrm{e}^{2\mathrm{i}qL}[r_+(\omega) - r_-(\omega)]\}. \tag{1.10}$$

Спектральную ширину импульса зондирования, связанную с его конечной длительностью, можно учесть, вычислив свертку выражений (1.9), (1.10) с квадратом модуля фурье-образа плавной огибающей импульса.

Детектирование на трионном резонансе

Сила осциллятора триона в циркулярных поляризациях σ^+ и σ^- прямо пропорциональна концентрации электронов с заданной проекцией спина на ось z, $N_{\pm 1/2}$ [53, 54]. Действительно, как обсуждалось в разделе 1.2.1 при возбуждении синглетного триона, например, σ^+ светом участвуют резидентные электроны с $s_z = 1/2$. Это проиллюстрировано на панели (a) рисунка 1.4. Поэтому радиационное затухание триона, пропорциональное его силе осциллятора, можно представить в виде

$$\Gamma_{0,\pm}^{\mathrm{T}} = \alpha_{\mathrm{T}} \Gamma_0^{\mathrm{X}} N_{\pm 1/2}.$$

Здесь α_{T} – некоторая константа, Γ_0^{X} – радиационное затухание экситона. Перенормировка резонансной энергии триона ω_0^{T} за счет спиновой поляризации электронов, а также изменение его нерадиационного затухания Γ^{T} пренебрежимо малы, поскольку они определяются обменным взаимодействием электрона и дырки. Вклад трионного резонанса в спиновые сигналы Фарадея и эллиптичности можно записать как [30]

$$\mathcal{E} + \mathrm{i}\mathcal{F} \propto \frac{\mathrm{i}\alpha_{\mathrm{T}} \Gamma_0^{\mathrm{X}} (N_{+1/2} - N_{-1/2})}{\omega_0^{\mathrm{T}} - \omega - \mathrm{i}\Gamma^{\mathrm{T}}}. \tag{1.11}$$

При выводе (1.11) мы учли, что $\Gamma_0^{\mathrm{T}} \ll \Gamma^{\mathrm{T}}$. Таким образом, спиновые сигналы эллиптичности и фарадеевского вращения при детектировании на трионном резонансе пропорциональны проекции полного спина резидентных электронов на ось z. Частотные зависимости этих сигналов, рассчитанные согласно уравнению (1.11), показаны на рис. 1.4(b). Видно, что сигнал фарадеевского вращения является нечетной функцией расстройки между частотой зондирующего луча и трионного резонанса, а сигнал эллиптичности – четной. Физически это связано с тем, что спиновая эллиптичность определяется дихроизмом поглощения, который максимален в резонансе, а фарадеевское вращение обусловлено преломлением электромагнитных волн в среде.

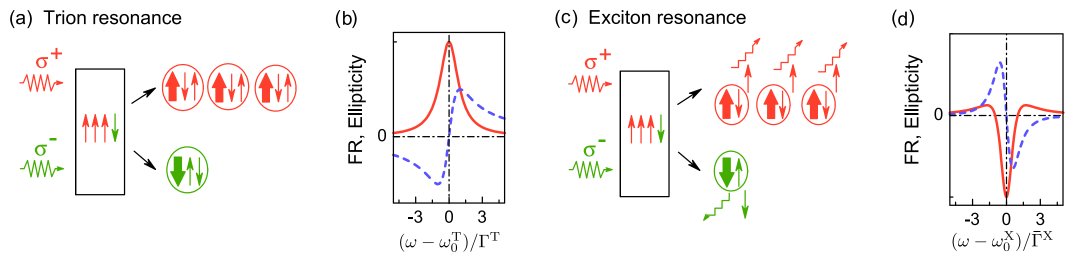

Рис. 1.4: (a) Схематическая иллюстрация поляризационной зависимости силы осциллятора триона в спин-поляризованном электронном газе. Компонента зондирующего луча, поляризованная по правому кругу (σ^+) поглощается сильнее, чем поляризованная по левому кругу (σ^-), поскольку число резидентных электронов с проекцией спина $+1/2$ на ось z больше, чем электронов с проекцией спина $-1/2$. (c) Иллюстрация поляризационной зависимости нерадиационного затухания экситона в спин-поляризованном электронном газе. Экситоны, сформированные при поглощении σ^+ компоненты зондирующего луча, затухают быстрее, чем сформированные при поглощении σ^- компоненты, за счет более эффективного формирования трионов и обменного рассеяния на электронах. (b), (d) Спектральные зависимости сигнала фарадеевского вращения (штриховая линия) и эллиптичности (сплошная линия) при детектировании на трионном резонансе (b) и экситонном резонансе (d).

Детектирование на экситонном резонансе

Механизм формирования эффектов Фарадея, Керра и эллиптичности при детектировании на экситонном резонансе иной. Как отмечалось выше, при низких температурах в электронном газе малой плотности время жизни экситона определяется процессом захвата электрона и формирования триона. Поэтому нерадиационное затухание экситона, возбуждаемого светом заданной циркулярной поляризации, можно представить как [см. рис. 1.4(c)]

$$\Gamma^{\mathrm{X}}_{\pm} = \bar{\Gamma}^{\mathrm{X}} + \beta_{\mathrm{X}} N_{\pm 1/2},$$

где $\bar{\Gamma}^{\mathrm{X}}$ – затухание экситона, не зависящее от его спиновой ориентации, β_{X} – коэффициент, определяемый скоростью формирования трионов. Дополнительный вклад в величину β_{X} вносят процессы спин-зависимого рассеяния электрона на экситоне [49]. За счет обменного (хартри-фоковского) взаимодействия электрона в экситоне и резидентного электрона может возникать перенормировка резонансных частот экситонов, а при больших мощностях накачки и детектирования важную роль могут играть также экситон-экситонное взаимодействие, см., например, [55, 56, 57, 58, 59, 60]. Ограничившись случаем низких температур и малых мощностей импульсов получим из уравнения (1.4)

$$\mathcal{E} + \mathrm{i}\mathcal{F} \propto -\frac{\mathrm{i}\beta_{\mathrm{X}}\Gamma_0^{\mathrm{X}}(N_{+1/2} - N_{-1/2})}{(\omega_0^{\mathrm{X}} - \omega - \mathrm{i}\bar{\Gamma}^{\mathrm{X}})^2}. \qquad (1.12)$$

Здесь, как и при выводе (1.11), мы учли, что $\Gamma_0^{\mathrm{X}} \ll \bar{\Gamma}^{\mathrm{X}}$. Для этого случая частотные зависимости спиновых сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности показаны на рис. 1.4(d).

Из сравнения формул (1.11) и (1.12) видно, что знаки эллиптичности на экситонном и трионном резонансе противоположны. Действительно, избыток электронов с проекцией спина $+1/2$ ($N_{+1/2} > N_{-1/2}$) приводит к большему поглощению σ^+ поляризованных фотонов на трионном резонансе и к меньшему – на экситонном. Такая смена знака эллиптичности наблюдалась экспериментально в структуре с квантовыми ямами InGaAs/GaAs [30]. На рисунке 1.5 представлены зависимости сигналов фарадеевского вращения от частоты зондирующего луча (квадраты – эксперимент, штриховая линия – теория) и эллиптичности (кружки – эксперимент, сплошная линия – теория). Сигналы измерялись на достаточно больших положительных задержках (около 2 нс), заметно превосходящих время жизни фотовозбужденных экситонов и трионов, поэтому они соответствуют спиновой поляризации резидентных носителей. Видно, что сигналы эллиптичности на трионном и экситонном резонансах противоположного знака, а вся спектральная зависимость неплохо описывается изложенной выше макроскопической теорией. Подробности эксперимента и расчета, а также значения подгоночных параметров приведены в работе [30].

Отметим, что смена знака спиновых сигналов наблюдается также при переходе от резонансов, связанных с возбуждением электрон-дырочных комплексов с тяжелой дыркой, к резонансам, обусловленным возбуждением комплексов с легкой дыркой [28, 39]. Такая смена знака связана с изменением правил отбора при оптических междузонных переходах.

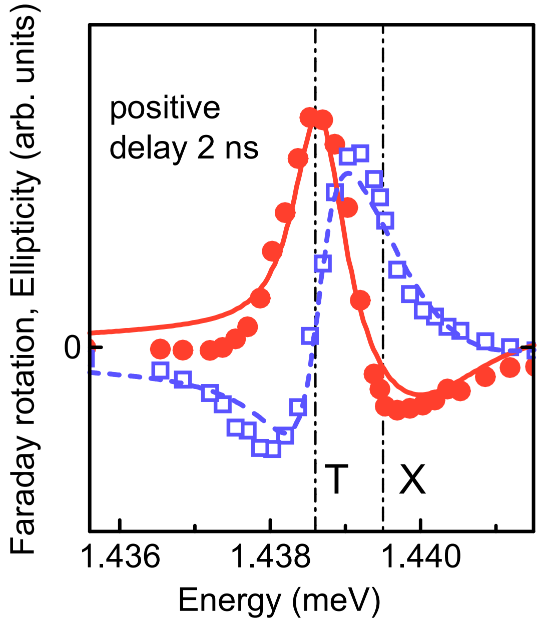

Рис. 1.5: Зависимости сигналов фарадеевского вращения (квадраты) и эллиптичности (кружки) от частоты детектирующего импульса в структуре с квантовыми ямами $\mathrm{In_{0.09}Ga_{0.91}As/GaAs}$. Ширина ямы 8 нм, концентрация электронов в яме $N \lesssim 10^{10}$ см$^{-2}$. Измерения проводились в магнитном поле $B = 0.5$ Т при температуре $T = 1.6$ К. Кривые – подгонка согласно уравнениям (1.11) и (1.12). Вертикальные линии показывают положения трионного (T) и экситонного (X) резонансов.

Квантовые ямы с электронным газом высокой плотности

В структурах, содержащих электронный газ высокой плотности, где $Na_{\rm B}^2 \gg 1$, или при высоких температурах экситоны и трионы не стабильны, а поглощение света сопровождается формированием свободных электрон-дырочных пар. В таком случае формула (1.4) неприменима. Основным механизмом формирования спиновых сигналов Фарадея, Керра и эллиптичности в этих системах является поляризационно-зависимая блокировка оптических переходов, обусловленная заполнением спиновых состояний электронов. Воспользуемся общим выражением для коэффициента отражения света от легированной квантовой ямы (см., например, [61]), которое в случае $|r_\pm| \ll 1$ и в пренебрежении кулоновским взаимодействием принимает вид

$$r_\pm = \mathrm{i}\mathcal{Q} \int \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{k}}{(2\pi)^2} \frac{1 - f_{\mp 1/2}(\boldsymbol{k})}{E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{\rm eh}} - \hbar\omega - \mathrm{i}\hbar\Gamma_{\rm eh}}. \tag{1.13}$$

Здесь
$$\mathcal{Q}=\frac{q}{2}\hbar\omega_{\mathrm{LT}}\pi a_B^3\left[\int\varphi_e(z)\varphi_h(z)\mathrm{d}z\right]^2,$$
где ω_{LT} – продольно-поперечное расщепление экситона в объемном материале, a_B – боровский радиус объемного экситона, $\varphi_{e,h}(z)$ – плавные огибающие волновой функции электрона (e) и дырки (h) в квантовой яме, $f_{\pm 1/2}(\boldsymbol{k})$ – функции распределения носителей с компонентами спина $\pm 1/2$, $\boldsymbol{k}$ – волновой вектор электрона $\mu_{\mathrm{eh}}=mm_h/(m+m_h)$ – приведенная масса электрона и дырки (m – эффективная масса электрона, m_h – дырки), E_g – эффективная ширина запрещенной зоны, найденная с учетом размерного квантования электрона и дырки, Γ_{eh} – нерадиационное затухание электрон-дырочной пары. Считая спиновую поляризацию электронов малой имеем
$$\mathcal{E}+\mathrm{i}\mathcal{F}\propto 2\mathrm{i}\mathcal{Q}\int\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{k}}{(2\pi)^2}\frac{s_z(\boldsymbol{k})}{E_g+\frac{\hbar^2k^2}{2\mu_{\mathrm{eh}}}-\hbar\omega-\mathrm{i}\hbar\Gamma_{\mathrm{eh}}},\tag{1.14}$$
$s_z(\boldsymbol{k})=[f_{1/2}(\boldsymbol{k})-f_{-1/2}(\boldsymbol{k})]/2$ – функция распределения z компоненты спина электронов. Для вырожденных электронов, когда энергия Ферми E_F, температура T, выраженная в единицах энергии, и нерадиационное затухание удовлетворяют условиям $T\ll\hbar\Gamma_{\mathrm{eh}}\ll E_F$ из уравнения (1.14) получаем
$$\mathcal{E}+\mathrm{i}\mathcal{F}\propto\frac{2\mathrm{i}\mathcal{Q}S_z}{E_0-\hbar\omega-\mathrm{i}\hbar\Gamma_{\mathrm{eh}}},\tag{1.15}$$
где $E_0=E_g+E_F(1+m/m_h)$ – энергия края поглощения, $S_z=(2\pi)^{-2}\int s_z(\boldsymbol{k})\mathrm{d}\boldsymbol{k}$ – спиновая плотность электронов. Основной вклад в спиновые сигналы вносят электроны на уровне Ферми, что приводит к резонансному характеру разности коэффициентов отражения. Более того, именно дисбаланс электронов с $s_z=+1/2$ и $-1/2$ определяет различие эффективности взаимодействия σ^+ и σ^- компонент зондирующего луча с системой. Например, если $N_{1/2}>N_{-1/2}$, то σ^+ компонента зондирующего луча поглощается лучше, чем σ^-. В результате спектральная зависимость спиновых сигналов Фарадея и эллиптичности в плотном электронном газе аналогична той, которая наблюдается на трионном резонансе.

Проанализируем также вклад в сигналы Фарадея и эллиптичности, обусловленный сдвигом энергетических уровней электронов в спин-поляризованном газе за счет обменного взаимодействия (эффект Хартри-Фока). Относительный сдвиг энергий оптических переходов в σ^+ и σ^- поляризациях можно представить как [62]

$$2\sum_{\boldsymbol{k}'} V_{\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{k}} s_z(\boldsymbol{k}'), \tag{1.16}$$

где $V_{\boldsymbol{k}}$ – фурье-образ кулоновского потенциала взаимодействия между носителями заряда. Хартри-фоковский вклад в спиновые сигналы эллиптичности и фарадеевского вращения записывается в виде

$$\mathcal{E} + \mathrm{i}\mathcal{F} \propto -2\mathrm{i}\mathcal{Q} \int \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{k}}{(2\pi)^2} \frac{1 - f(\boldsymbol{k})}{(E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu_{\mathrm{eh}}} - \hbar\omega - \mathrm{i}\hbar\Gamma_{\mathrm{eh}})^2} \sum_{\boldsymbol{k}'} V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{k}'} s_z(\boldsymbol{k}'). \tag{1.17}$$

Расчет показывает, что для вырожденных электронов при малой степени поляризации

$$\mathcal{E} + \mathrm{i}\mathcal{F} \propto -\frac{2\mathrm{i}\mathcal{Q}S_z}{E_0 - \hbar\omega - \mathrm{i}\hbar\Gamma_{\mathrm{eh}}} \frac{F(r_s)}{1 + m/m_h}. \tag{1.18}$$

Здесь введен газовый параметр $r_s = \sqrt{2}me^2/(\varkappa\hbar^2 k_F) \sim 1/(Na_{\mathrm{B}}^2)$, k_F – волновой вектор электрона на поверхности Ферми, $\varkappa$ – статическая диэлектрическая проницаемость. Функция F определена согласно [62]

$$F(r_s) = \frac{r_s}{\pi\sqrt{|2 - r_s^2|}} \begin{cases} \mathrm{Arch}(\sqrt{2}/r_s), & r_s \leqslant \sqrt{2} \\ \arccos(\sqrt{2}/r_s), & r_s > \sqrt{2} \end{cases}.$$

Важно отметить, что в структурах с квантовыми ямами, спиновые сигналы обусловленные блокировкой переходов и обменным взаимодействием, отличаются лишь общим множителем и знаком, а их спектральное поведение одинаково. В электронном газе высокой плотности, где $r_s \ll 1$, хартри-фоковский вклад (1.18) мал по сравнению с вкладом от блокировки переходов, описываемым уравнением (1.15). Однако в реальных структурах r_s может быть порядка 1, и оба эффекта могут вносить сопоставимые вклады в спиновые эффекты Керра, Фарадея и эллиптичности. Экспериментальные исследования многочастичных эффектов в методике накачка – зондирование и, в частности, перенормировок, обусловленных обменным взаимодействием между электронами, были выполнены в работе [63].

1.3 Микроскопическое описание

Модели возбуждения и детектирования спиновой когерентности носителей заряда, изложенные в разделе 1.2, успешно описывают качественные особенности спиновых сигналов, получаемых в методике накачка – зондирования на структурах с квантовыми ямами и массивами квантовых точек. В этом разделе будет приведена микроскопическая теория ориентации резидентных носителей заряда по спину короткими импульсами в квантовых точках, основанная на модели двухуровневой системы. Будет показано, что оптические импульсы не только возбуждают спиновую поляризацию электронов, но и модифицируют уже имеющийся спин. Кроме этого, здесь будет дано микроскопическое описание процессов зондирования спиновой когерентности. Изложенная теория применима с определенными ограничениями и для структур с квантовыми ямами, где электроны локализованы, например, на флуктуациях интерфейсов.

1.3.1 Двухуровневая модель для описания резонансного возбуждения триона

Рассмотрим планарный массив однократно заряженных квантовых точек, выращенных из материала с решеткой цинковой обманки вдоль оси $z \parallel [001]$. Состояния квантовой точки удобно описывать четырехкомпонентной волновой функцией [A3]

$$\Psi = \left[\psi_{1/2}, \psi_{-1/2}, \psi_{3/2}, \psi_{-3/2}\right] \ , \tag{1.19}$$

где нижние индексы $\pm 1/2$ относятся к спиновым состояниям резидентного электрона, а индексы $\pm 3/2$ – к состояниям фотовобужденного триона. Компоненты спина электрона выражаются как квантовомеханические средние значения оператора спина $\hat{\boldsymbol{s}} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)/2$, где σ_i $(i = x, y, z)$ – матрицы Паули, в виде

$$S_z = \left(|\psi_{1/2}|^2 - |\psi_{-1/2}|^2\right)/2, \quad S_x = \mathrm{Re}(\psi_{1/2}\psi^*_{-1/2}), \quad S_y = -\,\mathrm{Im}(\psi_{1/2}\psi^*_{-1/2})\,. \tag{1.20}$$

При описании квантовой точки с помощью волновой функции (1.19) мы пренебрегаем всеми другими возбужденными состояниями системы (например, триплетным состоянием триона). Будем считать, что длительность импульса накачки τ_p достаточно велика по сравнению с периодом колебаний поля на несущей (оптической) частоте электромагнитной волны, которую мы обозначим как ω_{P}, $\tau_p \gg 2\pi/\omega_{\text{P}}$, но достаточно мала по сравнению с периодом прецессии электронного спина во внешнем магнитном поле $\tau_p \ll 2\pi/\Omega$ и временем жизни триона в квантовой точке $\tau_p \ll \tau_r^T$. Такие соотношения между временными масштабами являются типичными в экспериментах накачка – зондирование.

Поскольку σ^+ поляризованный импульс света вызывает переход из состояния квантовой точки, соответствующего резидентному электрону с проекцией спина $s_z = +1/2$, в трионное состояние с проекцией спина дырки $+3/2$, а σ^- поляризованный импульс связывает состояния $-1/2$ и $-3/2$, то для описания взаимодействия импульса накачки заданной циркулярной поляризации с электроном в точке достаточно ограничится лишь парой состояний: $[\psi_{1/2}, \psi_{3/2}]$ или $[\psi_{-1/2}, \psi_{-3/2}]$, т.е. двухуровневой моделью. Уравнения, описывающие динамику волновой функции квантовой точки под действием оптического импульса, можно представить в виде

$$\mathrm{i}\hbar\dot{\psi}_{3/2} = \hbar\omega_0^{\mathrm{T}}\psi_{3/2} + V_+(t)\psi_{1/2}\,, \quad \mathrm{i}\hbar\dot{\psi}_{1/2} = V_+^*(t)\psi_{3/2}\,, \tag{1.21}$$

$$\mathrm{i}\hbar\dot{\psi}_{-3/2} = \hbar\omega_0^{\mathrm{T}}\psi_{-3/2} + V_-(t)\psi_{-1/2}\,, \quad \mathrm{i}\hbar\dot{\psi}_{-1/2} = V_-^*(t)\psi_{-3/2}\,. \tag{1.22}$$

Здесь $\dot{\psi} \equiv \mathrm{d}\psi/\mathrm{d}t$, а зависящие от времени матричные элементы

$$V_\pm(t) = -\int \mathsf{d}(\boldsymbol{r}) E_{\sigma^\pm}(\boldsymbol{r}, t)\mathrm{d}\boldsymbol{r} \tag{1.23}$$

описывают взаимодействие циркулярно поляризованных компонент падающего поля $E_{\sigma^\pm} = (E_x \mp \mathrm{i}E_y)/\sqrt{2} \propto e^{-\mathrm{i}\omega_{\text{P}}t}$ с квантовой точкой. В уравнении (1.23) функция

$$\mathsf{d}(\boldsymbol{r}) = -\mathrm{i}\frac{e p_{cv}}{\omega_0^{\mathrm{T}} m_0}\mathfrak{F}(\boldsymbol{r}, \boldsymbol{r})$$

– эффективный дипольный момент перехода. Здесь p_{cv} – междузонный матричный элемент импульса, m_0 – масса свободного электрона,

$$\mathfrak{F}(\boldsymbol{r}_e, \boldsymbol{r}_h) = \varphi_h(\boldsymbol{r}_h)\varphi_e^{(tr)}(\boldsymbol{r}_e)\int \mathrm{d}\boldsymbol{r}'\varphi_e(\boldsymbol{r}')\varphi_e^{(tr)}(\boldsymbol{r}'), \tag{1.24}$$

где $\varphi_e^{(tr)}$, φ_h – огибающая волновая функция электрона и дырки в трионе, соответственно, φ_e – волновая функция резидентного электрона в квантовой точке. В уравнении (1.24) предполагается, что квантовая точка достаточно мала, чтобы движение электрона и дырки в ней можно было рассматривать независимо, однако учтено возможное изменение огибающей функции электрона за счет кулоновского взаимодействия.

При выполнении условия $\tau_p \ll \tau_r^T$ квантовомеханическое описание попрежнему применимо, однако при $\tau_p \gtrsim 1/\Omega$ в уравнениях (1.21), (1.22) следует учесть влияние внешнего магнитного поля [64]. Если же $\tau_p \gtrsim \tau_r^T$, то подобный импульс накачки можно рассматривать как квазистационарный, см. также [65].

Динамика спина электрона в рамках приведенной системы уравнений обсуждалась в работе [66] в случае "прямоугольного" импульса, несущая частота которого совпадала с резонансной частотой триона $\omega_{\mathrm{P}} = \omega_0^{\mathrm{T}}$. Анализ решений уравнений (1.21), (1.22) для произвольной формы импульса и отстройки его несущей частоты от трионного резонанса выполнен в работе [A3], обсуждение эффектов, связанных с возбуждением триплетного состояния триона приведено в [A4].

Рассмотрим подробнее взаимодействие квантовой точки с σ^+ поляризованным импульсом. В условиях экспериментов [16, 66, 67] накачка выполняется последовательностью импульсов, следующих с периодом повторения $T_R \sim 10$ нс. Этот период обычно значительно превышает время жизни триона, $T_R \gg \tau_r^T$, поэтому к приходу очередного импульса накачки квантовая точка находится в основном состоянии $\psi_{3/2} = \psi_{-3/2} = 0$. Однако, время T_R как правило меньше, чем время спиновой релаксации локализованного электрона [14, 16, 29], поэтому электрон в квантовой точке может быть поляризован по спину. Из уравнений (1.22) следует, что для σ^+ накачки $\psi_{-1/2}(t) = \mathrm{const}$, а систему (1.21) можно переписать в виде одного уравнения:

$$\ddot{\psi}_{1/2} - \left(\mathrm{i}\omega' + \frac{\dot{f}(t)}{f(t)}\right)\dot{\psi}_{1/2} + f^2(t)\psi_{1/2} = 0\,. \tag{1.25}$$

Здесь $\omega' = \omega_{\mathrm{P}} - \omega_0^{\mathrm{T}}$ – расстройка между несущей частотой накачки и резонансной частотой триона, а $f(t)$ – плавная огибающая импульса накачки, определенная согласно

$$f(t) = -\frac{\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_{\mathrm{P}} t}}{\hbar} \int \mathsf{d}(\boldsymbol{r}) E_{\sigma_+}(\boldsymbol{r}, t) \mathrm{d}^3 r \; .$$

Из уравнения (1.25) следует, что значения функции $\psi_{1/2}(-\infty)$, т.е. до прихода очередного импульса накачки, и $\psi_{1/2}(\infty)$ (после прихода импульса) связаны линейно. В общем случае эту связь можно записать как

$$\psi_{1/2}(\infty) = Q \mathrm{e}^{\mathrm{i}\Phi} \psi_{1/2}(-\infty) \; , \tag{1.26}$$

где вещественный коэффициент Q удовлетворяет условию $0 \leqslant Q \leqslant 1$, а фаза Φ может быть выбрана в интервале от $-\pi$ до π. Эти параметры определяются формой импульса, его длительностью и отстройкой от резонансной частоты. Воспользовавшись уравнениями (1.20) и (1.26), свяжем значения спина электрона до прихода импульса накачки, $\boldsymbol{S}^- = (S_x^-, S_y^-, S_z^-)$, и сразу после прихода импульса накачки, $\boldsymbol{S}^+ = (S_x^+, S_y^+, S_z^+)$:

$$S_z^+ = \frac{Q^2 - 1}{4} + \frac{Q^2 + 1}{2} S_z^- \; , \tag{1.27a}$$

$$S_x^+ = Q \cos\Phi S_x^- + Q \sin\Phi S_y^- \; , \tag{1.27b}$$

$$S_y^+ = Q \cos\Phi S_y^- - Q \sin\Phi S_x^- \; . \tag{1.27c}$$

Система уравнений (1.27) описывает ориентацию и преобразование спина электрона в квантовой точке коротким оптическим импульсом. Можно проверить, что спиновая поляризация триона, определяемая согласно $J_z = (|\psi_{3/2}(\infty)|^2 - |\psi_{-3/2}(\infty)|^2)/2$, непосредственно после импульса равна

$$J_z = S_z^- - S_z^+ \; . \tag{1.28}$$

Преобразование электронного спина под действием импульса накачки, поляризованного по левому кругу σ^-, описывается аналогичными уравнениями. При этом в (1.27a) следует поменять знак в первом слагаемом, а в уравнениях (1.27b), (1.27c) заменить Φ на $-\Phi$.

Соотношения (1.27), (1.28) представляют собой квантовомеханическое обобщение начальных условий (1.3) для уравнений совместной спиновой динамики электронов и трионов (1.1). Из уравнений (1.27) видно, что σ^+ импульс изменяет z компоненту электронного спина на величину $S_z^+ - S_z^- = (Q^2 - 1)(1 + 2S_z^-)/4$. При $\Phi \neq 0$ импульс также приводит к вращению электронного спина в плоскости структуры, см. уравнения (1.27b) и (1.27c). Мы вернемся к вопросу о управлении электронными спинами ниже, а сейчас обсудим зависимость эффективности ориентации резидентного электрона от мощности накачки.

Рассмотрим для начала импульс, несущая частота которого находится в резонансе с оптическим переходом. В таких условиях [66]

$$\psi_{1/2}(t) = \psi_{1/2}(-\infty) \cos\left[\int_{-\infty}^{t} f(t')\mathrm{d}t'\right], \tag{1.29}$$

поэтому величины Q и Φ в уравнении (1.26) равны

$$\Phi \equiv 0, \quad Q = \cos(\Theta/2), \tag{1.30}$$

где

$$\Theta = 2\int_{-\infty}^{\infty} f(t')\mathrm{d}t' \tag{1.31}$$

– эффективная площадь импульса. Из (1.27) и (1.30) следует, что спин электрона, возбуждаемый одиночным импульсом, периодически зависит от площади импульса Θ, т.е. от амплитуды поля в нем. Зависимость спина электрона от мощности импульса также имеет осциллирующий характер типичный для двухуровневых систем (эффект Раби) [68]: достаточно мощный импульс может не только перевести систему из основного состояния в возбужденное, но и вернуть ее обратно в основное состояние.

В заключение этого раздела кратко обсудим зависимость величин Q и Φ от параметров отстроенного импульса, форму которого выберем в виде функции Розена и Зенера [69]:

$$f(t) = \frac{\mathfrak{m}}{\operatorname{ch}(\pi t/\tau_p)}, \tag{1.32}$$

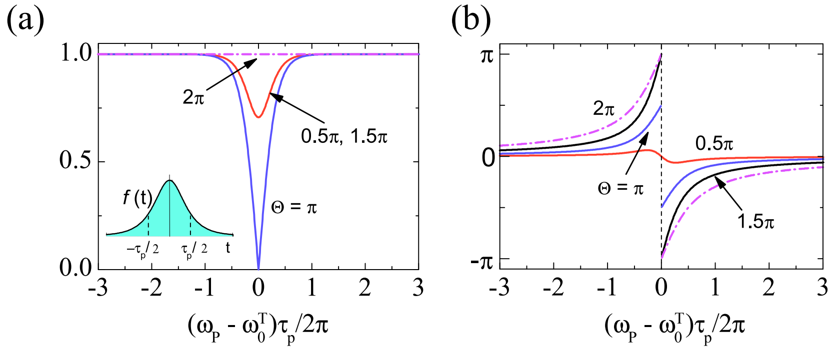

Рис. 1.6: Зависимости параметров Q (a) и Φ (b), см. (1.26), (1.27) от безразмерной отстройки $y = (\omega_{\rm P} - \omega_0^{\rm T})\tau_p/2\pi$, рассчитанные для различных площадей импульса Розена-Зенера: $\Theta = \pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$. На вставке проиллюстрирована форма импульса.

где коэффициент $\mathfrak{m}$ характеризует амплитуду поля в максимуме импульса. Эффективная площадь такого импульса $\Theta = 2\mathfrak{m}\tau_p$. Решение уравнения (1.25) для импульса можно выразить, следуя работе [69], через гипергеометрическую функцию

$$\psi_{1/2}(t) = \psi_{1/2}(-\infty)\,{}_2\mathrm{F}_1\left[\frac{\Theta}{2\pi}, -\frac{\Theta}{2\pi}; \frac{1}{2} - \mathrm{i}y; \frac{1}{2}\,\mathrm{th}\left(\frac{\pi t}{\tau_p}\right) + \frac{1}{2}\right], \tag{1.33}$$

где безразмерная отстройка от резонанса $y = \omega'\tau_p/(2\pi)$. Согласно [A3]

$$Q = \left|\frac{\Gamma^2\left(\frac{1}{2} - \mathrm{i}y\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} - \frac{\Theta}{2\pi} - \mathrm{i}y\right)\Gamma\left(\frac{1}{2} + \frac{\Theta}{2\pi} - \mathrm{i}y\right)}\right| = \sqrt{1 - \frac{\sin^2(\Theta/2)}{\mathrm{ch}^2\,(\pi y)}}, \tag{1.34}$$

$$\Phi = \arg\left\{\frac{\Gamma^2\left(\frac{1}{2} - \mathrm{i}y\right)}{\Gamma\left(\frac{1}{2} - \frac{\Theta}{2\pi} - \mathrm{i}y\right)\Gamma\left(\frac{1}{2} + \frac{\Theta}{2\pi} - \mathrm{i}y\right)}\right\}, \tag{1.35}$$

а их зависимости от отстройки для разных площадей Θ показаны на рис. 1.6. Из рисунка видно, что для достаточно больших отстроек, $|y| \gg 1$, величина Q близка к 1, а Φ – стремится к 0. Таким образом, отстроенные импульсы не влияют на спиновое состояние квантовой точки. При $\Theta = \pi$, функция $Q(y)$ обладает резким провалом при $y = 0$. Такой импульс обнуляет компоненты спина в плоскости S_x^+ и S_y^+, а также приводит к наиболее эффективной генерации z компоненты спина.

1.3.2 Управление электронными спинами с помощью оптических импульсов

Как следует из системы уравнений (1.27), циркулярно поляризованный импульс не только приводит к генерации спиновой поляризации в квантовой точке, но и преобразует уже имеющийся в системе спин. Например, импульсы с $Q = 0$ полностью стирают компоненты спина электрона в плоскости структуры, это приводит к выстраиванию спина вдоль оси z. Напротив, отстроенные импульсы с $Q = 1$ осуществляют вращение спина в плоскости структуры на угол Φ. Физически эффект вращения спина циркулярно поляризованным импульсом можно интерпретировать как обратный эффект Фарадея [70]: циркулярно поляризованное электромагнитное поле наводит расщепление электронных подуровней с проекциями спина $\pm 1/2$ на ось z. Это расщепление эквивалентно магнитному полю, направленному по оси z, и приводит к повороту поперечных компонент спина электрона.

Таким образом, имеется возможность управления электронными спинами с помощью коротких оптических импульсов [71]. Соответствующие эксперименты осуществляются в трехимпульсной методике: первый импульс ориентирует резидентные электроны по спину, второй служит для управления спинами, а третий используется для детектирования спиновой поляризации. Экспериментально вращение спина циркулярно поляризованными импульсами было продемонстрировано в работах [25] и [72] на структурах с квантовыми ямами CdTe и GaAs, соответственно, и с квантовыми точками GaAs [26, 73, 74, 75]. Значительный интерес привлекают также процессы оптического управления спинами в магнетиках [76, 77].

Данные эксперимента [26] по вращению электронного спина хорошо описываются микроскопическими выражениями (1.27). В рассматриваемой экспериментальной конфигурации весьма неожиданным оказывается влияние линейно поляризованного управляющего импульса. Действительно, в согласии с описанной в разделе 1.2.1 моделью возбуждения спиновых сигналов, для формирования спиновой когерентности резидентных электронов необходимо спин-зависимое фотовозбуждение трионов. Поэтому линейно поляризованный импульс накачки не приводит к генерации спиновой когерентности и к возникновению спиновых сигналов в методике накачка – зондирование. Однако эксперименты, описанные в работе [A4] и выполненные на структурах с квантовыми ямами $CdTe/Cd_{0.78}Mg_{0.22}Te$, показывают, что линейно поляризованный управляющий импульс может существенно подавлять амплитуду спиновых биений. Это продемонстрировано на рисунке 1.7(a), где приведены сигналы керровского вращения, измеренные без управляющего импульса (сплошная жирная кривая), а также сигналы для разных моментов прихода управляющего импульса, отмеченных стрелками. Зависимость амплитуды спинового сигнала Керра от мощности линейно поляризованного управляющего импульса показана на вставке к панели (a) и треугольниками на рис. 1.7(b). Из рисунка видно, что амплитуда сигнала спадает практически до нуля при интенсивностях управляющего импульса порядка 10 W/cm^2.

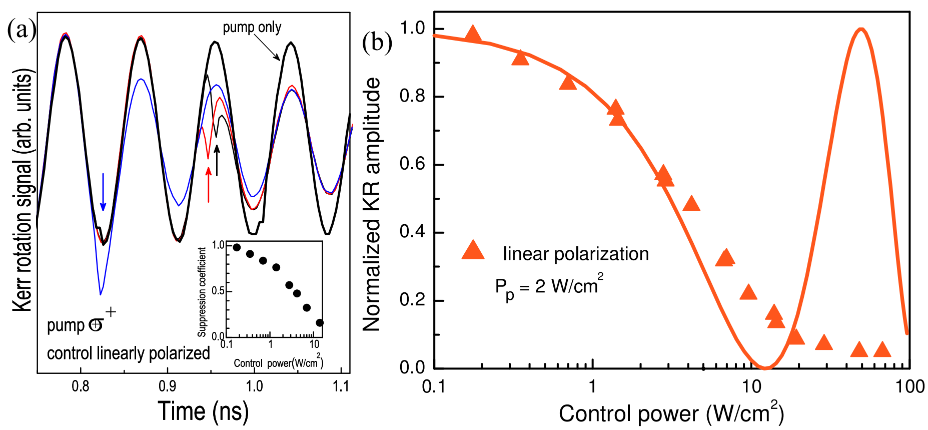

Рис. 1.7: (a) Временные зависимости сигнала керровского вращения, измеренные в трехимпульсной методике накачка – управление – зондиование. Стрелки показывают момент прихода управляющего импульса. Сплошная жирная кривая – сигнал без управляющего импульса. Мощность импульсов накачки и управления составляет 2.2 W/cm^2. На вставке показана зависимость амплитуды керровского сигнала от мощности управляющего импульса. (b) Амплитуда сигнала керровского вращения в зависимости от мощности управляющего импульса. Сплошная линия – теория, треугольники – эксперимент. Интенсивность импульса накачки 2 W/cm^2. Измерения выполнялись на структуре с пятью квантовыми ямами $CdTe/Cd_{0.78}Mg_{0.22}Te$, шириной 20 nm. Концентрация электронов в каждой яме $N = 2 \times 10^{10}$ cm^{-2}.

На качественном уровне эффект подавления спиновой поляризации имеет простое объяснение. Пусть к моменту прихода управляющего импульса в системе было $N_{+1/2}$ электронов со спином "вверх" и $N_{-1/2}$ – со спином "вниз". Представим линейно поляризованный импульс в виде суперпозиции двух циркулярно поляризованных. Поскольку сила осциллятора трионного перехода пропорциональна числу электронов с заданной проекцией спина, то за счет σ^+ компоненты управляющего импульса сформируется $WN_{+1/2}$ трионов, а за счет σ^- компоненты – $WN_{-1/2}$ трионов, где W – некоторая константа, пропорциональная мощности импульса. В простейшей модели, когда спиновая релаксация дырки в трионе происходит быстрее, чем рекомбинация триона, все электроны, вернувшиеся из трионов будут деполяризованы. Это означает, что z компонента электронного спина изменится на величину

$$\Delta S_z = -(WN_{+1/2} - WN_{-1/2})/2 = -WS_z^{(b)}, \tag{1.36}$$

где $S_z^{(b)}$ обозначает z компоненту спина до прихода управляющего импульса. Уравнение (1.36) описывает подавление полного спина в системе. Количественное описание этого эффекта можно выполнить в рамках системы уравнений (1.21), (1.22). Расчет показывает, что спин после прихода управляющего импульса $\boldsymbol{S}^{(a)}$ и спин до прихода импульса $\boldsymbol{S}^{(b)}$ связаны простым соотношением [A4]

$$\boldsymbol{S}^{(a)} = Q_l^2 \boldsymbol{S}^{(b)}. \tag{1.37}$$

Здесь Q_l – константа, определенная согласно (1.26) для циркулярной компоненты управляющего импульса. Например, для импульса Розена-Зенера согласно (1.34) $Q_l = 1 - \sin^2(\Theta_l/2)/\operatorname{ch}^2(\pi y)$, $\Theta_l = 2\mathfrak{m}\tau_p/\sqrt{2}$ – эффективная площадь циркулярно поляризованной компоненты импульса управления. Важно отметить, что подавление спина не зависит от момента прихода управляющего импульса в согласии с экспериментальными данными, представленными на рисунке 1.7(a).

Экспериментальная (треугольники) и теоретическая (линия) зависимости амплитуды спинового сигнала Керра от мощности управляющего импульса приведены на рис. 1.7(b). При умеренных мощностях импульса имеется хорошее согласие теории и эксперимента. Осциллирующий характер теоретической зависимости эффективности подавления спиновой когерентности от мощности управляющего импульса связан с эффектом Раби, кратко обсуждавшимся выше при анализе возбуждения спиновой когерентности. Отсутствие осцилляций в эксперименте связано с тем, что двухуровневая модель при больших мощностях импульсов может некорректно описывать процессы возбуждения триона в структурах с квантовыми ямами [A4].

1.3.3 Микроскопическое описание процессов зондирования

Двухуровневая модель, изложенная выше для описания возбуждения и управления электронной спиновой поляризацией, легко обобщается на случай процессов зондирования спинов электронов и трионов.

Представим зондирующий импульс, электрическое поле которого осциллирует вдоль оси x, как суперпозицию двух циркулярно поляризованных. В первом порядке по амплитуде зондирующего импульса поправки к волновой функции квантовой точки можно записать в виде

$$\delta\psi_{\pm 3/2} = \psi_{\pm 1/2} \int_{-\infty}^{t} \frac{V(t')}{\mathrm{i}\hbar} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_0^{\mathrm{T}}(t-t')} \mathrm{d}t' \,, \delta\psi_{\pm 1/2} = \psi_{\pm 3/2} \int_{-\infty}^{t} \frac{V^*(t')}{\mathrm{i}\hbar} \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_0^{\mathrm{T}}(t-t')} \mathrm{d}t' \,, \quad (1.38)$$

где

$$V(t) = -\frac{1}{\sqrt{2}} \int \mathsf{d}(\boldsymbol{r}) E_x^{\mathrm{pr}}(\boldsymbol{r},t) \mathrm{d}^3 r \,. \quad (1.39)$$

Считается, что электрическое поле в зондирующем импульсе $E_x^{\mathrm{pr}}(\boldsymbol{r},t) \propto \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega_{\mathrm{pr}}t}$, где ω_{pr} – несущая частота зондирующего импульса. До прихода импульса состояние квантовой точки описывается волновой функцией (1.19). При этом, вообще говоря, имеются ненулевые заселенности электронного $n_e = |\psi_{1/2}|^2 + |\psi_{-1/2}|^2$ и трионного $n_{tr} = |\psi_{3/2}|^2 + |\psi_{-3/2}|^2$ состояний, а также спиновая поляризация электрона и триона: $S_z = \left(|\psi_{1/2}|^2 - |\psi_{-1/2}|^2\right)/2 \neq 0$ и $J_z = \left(|\psi_{3/2}|^2 - |\psi_{-3/2}|^2\right)/2 \neq 0$. Наведенные зондирующим импульсом компоненты диэлектрической поляризации в квантовой точке имеют вид

$$\delta P_x^{QD}(\boldsymbol{r},t) = -\frac{n_e - n_{tr}}{2\mathrm{i}\hbar}\mathsf{d}^*(\boldsymbol{r})\int \mathrm{d}^3 r' \int\limits_{-\infty}^{t} \mathrm{d}t' \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_0^{\mathrm{T}}(t'-t)}\mathsf{d}(\boldsymbol{r}')E_x^{\mathrm{pr}}(\boldsymbol{r}',t') + \mathrm{c.c}, \quad (1.40)$$

$$\delta P_y^{QD}(\boldsymbol{r},t) = -\frac{S_z - J_z}{\hbar}\mathsf{d}^*(\boldsymbol{r})\int \mathrm{d}^3 r' \int\limits_{-\infty}^{t} \mathrm{d}t' \mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_0^{\mathrm{T}}(t'-t)}\mathsf{d}(\boldsymbol{r}')E_x^{\mathrm{pr}}(\boldsymbol{r}',t') + \mathrm{c.c.}.$$

Из уравнений (1.40) следует, что наведенная поляризация в квантовой точке имеет две компоненты. Одна из них, δP_x^{QD}, параллельна плоскости поляризации зондирующего импульса, а ее величина пропорциональна разности заселенностей электронного и трионного состояний $n_e - n_{tr}$. Другая компонента, δP_y^{QD}, ортогональна плоскости поляризации зондирующего импульса, а ее величина определяется разностью проекций спина электрона и триона на ось z, $S_z - J_z$. Именно эта компонента отвечает за вращение плоскости поляризации зондирующего луча, а также за возникновение его эллиптичности.

Решение уравнений Максвелла для массива квантовых точек, диэлектрическая поляризация которых описывается уравнениями (1.40), позволяет определить величины сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности. В случае планарного массива, типичные расстояния между точками в котором малы по сравнению с длиной волны, имеем [A3]

$$\mathcal{E} + \mathrm{i}\mathcal{F} = \frac{3\pi}{q^2\tau_r^T}N_{QD}^{2D}(J_z - S_z)\int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}t\int_{-\infty}^{t}\mathrm{d}t'\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega_0^{\mathrm{T}}(t'-t)}E_{0,x}^{\mathrm{pr}*}(t)E_{0,x}^{\mathrm{pr}}(t')\,, \quad (1.41)$$

где N_{QD}^{2D} – двумерная концентрация точек в массиве, $q = \omega_{\mathrm{pr}}\sqrt{\varkappa_\infty}/c$ – волновой вектор света в системе ($\varkappa_\infty$ – фоновая диэлектрическая постоянная, предполагаемая одинаковой для точек и для матрицы), τ_r^T радиационное время жизни триона:

$$\frac{1}{\tau_r^T} = \frac{4}{3}\frac{q^3}{\varkappa_\infty\hbar}\left|\int \mathrm{d}\boldsymbol{r}\,\mathsf{d}(\boldsymbol{r})\right|^2\,. \quad (1.42)$$

Сигнал керровского вращения определяется интерференцией зондирующего импульса, отраженного от покрывающего слоя структуры и от массива точек, он описывается стандартным выражением [ср. с (1.10)]

$$\mathcal{K} = r_{01}t_{01}t_{10}[\cos(2qL)\mathcal{F} + \sin(2qL)\mathcal{E}]\,, \quad (1.43)$$

где r_{01} – коэффициент отражения на границе воздух – покрывающий слой, t_{01} и t_{10} – коэффициенты пропускания этой же границы внутрь и наружу. Влияние покрывающего слоя на эффекты Фарадея и эллиптичности можно учесть множителем $t_{01}t_{10}$ в правой части формулы (1.41).

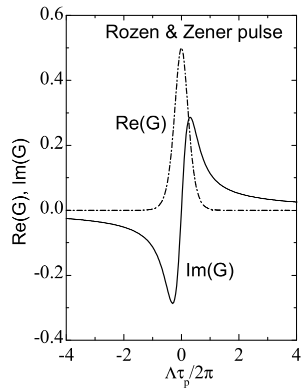

Рис. 1.8: Зависимость функции G от расстройки, $\Lambda = \omega_{\rm pr} - \omega_0^{\rm T}$, рассчитанная по (1.46).

Из выражений (1.41), (1.43) следует, что амплитуды спиновых сигналов определяются разностью z компонент спина триона и электрона в квантовой точке. Для анализа частотной зависимости сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности представим поле зондирующего импульса в виде $E_0^{\rm pr}(t) = E^{(0)}s(t)e^{-{\rm i}\omega_{\rm pr}t}$, где $s(t)$ – огибающая функция импульса, при этом

$$\mathcal{F} \propto \operatorname{Im} G(\omega_{\rm pr} - \omega_0^{\rm T}) \,, \quad \mathcal{E} \propto \operatorname{Re} G(\omega_{\rm pr} - \omega_0^{\rm T}) \,, \tag{1.44}$$

где

$$G(\Lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} {\rm d}t \int_{-\infty}^{t} {\rm d}t' s(t)s(t'){\rm e}^{{\rm i}\Lambda(t-t')}, \tag{1.45}$$

а $\Lambda = \omega_{\rm pr} - \omega_0^{\rm T}$. В частном случае импульса Розена-Зенера, когда $s(t) = 1/\operatorname{ch}(\pi t/\tau_p)$, имеем

$$G(\Lambda) = \frac{\tau_p^2}{\pi^2}\zeta\left(2, \frac{1}{2} - \frac{{\rm i}\Lambda\tau_p}{2\pi}\right), \tag{1.46}$$

где $\zeta(a,b) = \sum_{k=0}^{\infty}(k+b)^{-a}$ – обобщенная ζ-функция Римана.

На рисунке 1.8 показаны вещественная и мнимая части функции G, рассчитанные для импульса Розена и Зенера. Качественный ход зависимостей сигнала фарадеевского вращения и эллиптичности от расстройки между частотой трионного резонанса и несущей частотой импульса зондирования аналогичен полученному в разделе 1.2.2, см. рис. 1.4. Важно отметить, что максимальная чувствительность спиновых сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности соответствует разным расстройкам: сигнал фарадеевского вращения максимален для отстроенных импульсов $|\Lambda|\tau_p \approx 1$, а эллиптичность – для резонансных. В следующей главе будет, в частности, показано, что в неоднородных массивах квантовых точек это приведет к различной зависимости спиновых сигналов от времени задержки между импульсами накачки и зондирования.

Оценки, выполненные по формулам (1.8), (1.41) гласят, что для массивов квантовых точек на основе GaAs с плотностью $N_{QD}^{2D} \sim 10^{10}$ cm^{-2} с полностью поляризованными электронами углы фарадеевского и керровского вращения вращения составляют ~ 1 mrad (при длительности импульса $\tau_p \sim 1$ ps, времени жизни триона $\tau_r^T \sim 1$ ns), что находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

1.4 Краткие итоги

В главе 1 получены следующие основные результаты:

- Построена микроскопическая теория возбуждения спиновой поляризации в квантовых ямах с разреженным электронным газом и в однократно заряженных квантовых точках при резонансном возбуждении трионов.

- Показано, что циркулярно поляризованный импульс света может не только генерировать электронный спин, но и приводить к повороту уже имеющегося в система магнитного момента.

- Показано, что линейно поляризованный импульс может подавлять имеющийся в системе спин.

- Разработана микроскопическая теория спиновых сигналов фарадеевского и керровского вращения, а также наведенной эллиптичности в массивах квантовых точек.

Глава 2

Динамика спинов электронов и ядер в квантовых точках

2.1 Особенности спиновой динамики локализованных электронов (обзор)

Особенности динамики электронных спинов в полупроводниковых структурах во многом обусловлены размерностью системы. В объемных материалах, квантовых ямах и квантовых проволоках движение носителей заряда хотя бы в одном пространственном направлении является свободным. Именно свободное движение электронов благодаря спин-орбитальной связи во многом определяет поведение спинов. Речь о таких системах пойдет в последующих главах диссертации. Принципиально иная ситуация, как отмечалось в главе 1, реализуется в структурах с квантовыми точками. Пространственная локализация электронов и дырок во всех трех направлениях приводит к “выключению” спин-орбитального взаимодействия. Дискретный характер энергетического спектра локализованных электронов и подавление роли спин-орбитальной связи делают электронный спин, локализованный в одиночной квантовой точки, естественным кандидатом на роль кубита (qubit) – квантового бита – для будущих приложений в области обработки информации [78, 79, 80].

Исследование спиновой динамики локализованных электронов и дырок возможно как в одиночных квантовых точках (см., например, [74, 81, 82, 83, 84]), так и в их ансамблях, см. [27] в качестве обзора. Широкое применение метода накачка – зондирование для одиночных точек, однако, весьма затруднено из-за слабых сигналов и малого отношения “сигнал/шум”. Данная глава нацелена на теоретическое исследование динамики спинов в массивах квантовых точек. С одной стороны, неизбежная неоднородность ансамбля точек приводит к эффективной дефазировке электронных спинов, например, из-за разброса величины g-фактора электронов. С другой стороны, в ансамблях квантовых точек наблюдается синхронизация мод спиновой прецессии электронов, когда порядка 10^6 спинов прецессируют с соизмеримыми частотами [16], что позволяет в определенной мере преодолеть эффекты неоднородности.

Важной особенностью квантовых точек является эффективное взаимодействие спинов электронов и ядер решетки. Это приводит к тому, что оптические и электрические воздействия на электронный спин влияют и на поляризацию спинов ядер. Последняя проявляется в виде сдвига Оверхаузера частоты прецессии электронного спина во внешнем магнитном поле [85, 86, 87, 88]. Сверхтонкое взаимодействие спинов электронов и ядер приводит и к изменению поляризации ядер за счет “флип-флоп” процессов [89, 90]. Эти процессы, однако, подавляются в достаточно сильных магнитных полях из-за несоответствия величин зеемановского расщепления электронных и ядерных спиновых подуровней. Поэтому ядерная спиновая поляризация может сохраняться часами (см., например, [91, 92]), если не выполнены особые условия, облегчающие совместный переворот спинов электрона и ядра [93]. С другой стороны, различного рода оптические или электрические воздействия на электронный спин могут приводить к эффективной накачке спинов ядер, поскольку во время действия таких возмущений перевороты спинов могут происходить без сохранения энергии [67, 88, 94, 95, 96, 97, 98].

Наиболее ярким примером такого рода явлений является индуцированная ядрами подстройка частот электронной спиновой прецессии, обнаруженная в ансамбле однократно заряженных квантовых точек под действием периодической последовательности циркулярно поляризованных оптических импульсов [94]. Эксперимент показал, что поляризация ядер меняется таким образом, что эффективные частоты прецессии спинов во всех квантовых точках оказываются соизмеримыми с частотой повторения импульсов накачки.

В данной главе развита микроскопическая теория зависимостей от времени задержки между импульсами накачки и зондирования спиновых сигналов Фарадея, Керра и эллиптичности в ансамблях квантовых точек. Приводится количественное описание эффектов, связанных с накоплением спиновой поляризации под действием периодической оптической накачки: синхронизации мод спиновой прецессии и индуцированной ядрами подстройки частот электронной спиновой прецессии. Также детально анализируются зависимости сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности от времени в неоднородных ансамблях квантовых точек и показано, что эти сигналы отражают динамику спинов различных подансамблей носителей заряда.

На рисунке 2.1(a) представлены типичные спиновые сигналы фарадеевского вращения и эллиптичности, полученные в работе [A5] на массиве квантовых точек InGaAs n-типа. Измерения выполнялись в так называемой "двухцветной" (невырожденной) методике накачка – зондирование, когда импульсы накачки и зондирования генерируются разными лазерами, поэтому их несущие частоты перестраивают независимо. Сами импульсы синхронизированы с высокой точностью, составляющей порядка 10 фс. Накачка и зондирование осуществляются периодической последовательностью импульсов, следующих с периодом повторения $T_R = 13.2$ ns.

Ключевые экспериментальные факты состоят в следующем:

1. Сигналы на положительных задержках имеют сложный характер, связанный с наложением осцилляций с различными частотами. Анализ их частот и времен затуханий [см. рис. 2.1(c)] позволяет установить, что наблюдаемый сигнал есть суперпозиция спинового сигнала резидентного электрона, а также сигналов фотовозбужденных электрона и дырки (в нейтральных

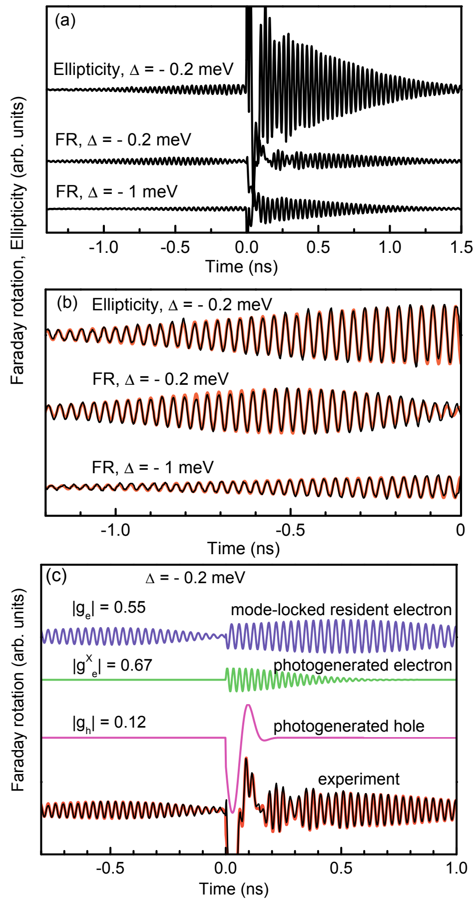

Рис. 2.1: (a) Сигналы фарадеевского вращения (FR) и наведенной эллиптичности (Ellipticity) в зависимости от времени задержки между импульсами накачки и зондирования. Две верхние кривые – сигналы эллиптичности и фарадеевского вращения при (почти) спектрально вырожденных лазерах накачки и зондирования ($\hbar\omega_{\rm P} - \hbar\omega_{\rm pr} = \Delta = -0.2$ мэВ), на нижней кривой приведен сигнал фарадеевского вращения при отстроенном импульсе зондирования ($\Delta = -1.0$ мэВ). (b) Соответствующие сигналы на отрицательных задержках. Тонкие кривые – эксперимент, жирные – подгонка. (c) Сигнал фарадеевского вращения (нижняя кривая) при почти вырожденных импульсах накачки и зондирование. На экспериментальную кривую наложена подгонка. Три зависимости, приведенные наверху (сверху вниз): сигнал, связанный с долгоживущей спиновой поляризацией в заряженных квантовых точках, сигнал, обусловленный спиновой прецессией электрона в экситоне в нейтральных точках, и сигнал, связанный с прецессией дырки (как в нейтральных точках, так и в трионе). Измерения выполнялись на структуре, состоящей из 20 слоев квантовых точек InGaAs/GaAs с концентрацией точек в слое 10^{10} cm^{-2}, структура легирована так, что в среднем на точку приходится один электрон. Температура $T = 6$ K, магнитное поле $B = 4$ T.

точках) [A5], [99]. В дальнейшем основное внимание будет уделено долгоживущему спиновому сигналу резидентного электрона.

2. Заметные сигналы имеют место и на отрицательных задержках, т.е. когда импульс зондирования приходит раньше, чем очередной импульс накачки. Возникновение спиновых сигналов на отрицательных задержках и накопление спина при возбуждении квантовых ям и квантовых точек периодической последовательностью импульсов обсуждаются ниже в разделах 2.2, 2.3.

3. В условиях спектрального вырождения импульсов накачки и зондирования амплитуда сигнала фарадеевского вращения, индуцированного резидентными электронами, ведет себя немонотонно в зависимости от времени задержки: на небольших задержках сигнал разгорается, а потом затухает. Это хорошо видно на рисунке 2.1(b), средняя кривая, где показана область отрицательных задержек, и на панели (c), верхняя кривая. Сигнал эллиптичности при этом демонстрирует ожидаемое поведение – затухающие осцилляции. Наличие расстройки между несущими частотами импульсов накачки и зондирования приводит к тому, что разрастающаяся со временем компонента сигнала Фарадея пропадает. Разгоранию сигнала фарадеевского вращения посвящен раздел 2.4.

2.2 Резонансное спиновое усиление и синхронизация мод спиновой прецессии

Сигналы на отрицательных задержках возникают вследствие того, что спин электрона не релаксирует полностью за время повторения импульсов [14, 16]. В зависимости от соотношения между периодами электронной спиновой прецессии и следования импульсов накачки спиновая поляризация в системе может накапливаться или подавляться.

Действительно, как показано на рисунке 2.2, если период повторения импульсов T_R кратен периоду спиновой прецессии электрона во внешнем магнитном поле $T_L = 2\pi/\Omega$,

$$T_R = NT_L = \frac{2\pi N}{\Omega}, \quad N = 1, 2, \dots \ , \tag{2.1}$$

то очередной импульс накачки добавляет спин в фазе к прецессирующему. При этом спиновая поляризация в системе возрастает по сравнению с той, которая формировалась одиночным импульсом. Этот эффект называют *резонансным спиновым усилением*. Если условие (2.1) не выполнено, то синхронизация фаз оказывается нарушенной и накопления спиновой поляризации не происходит.

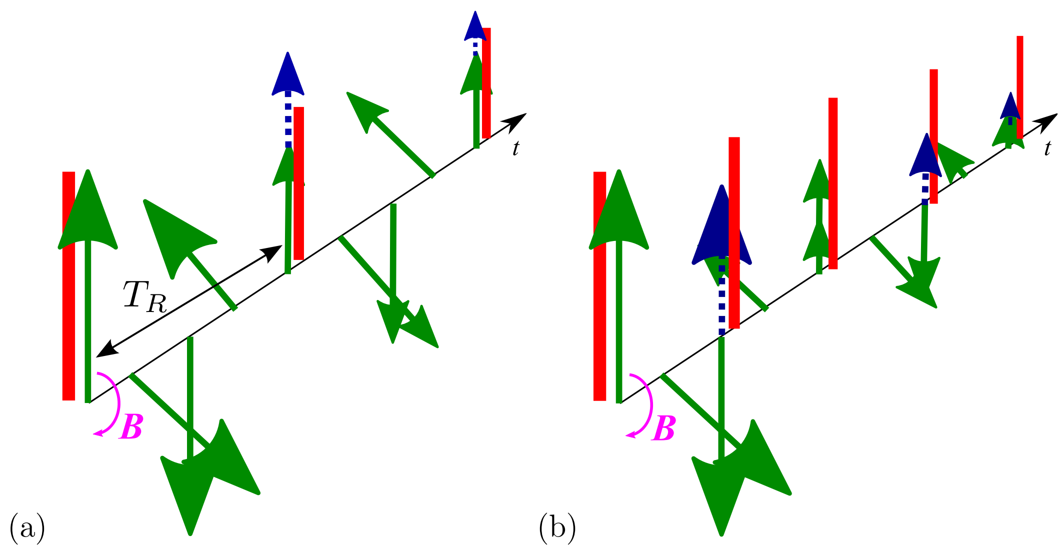

Рис. 2.2: Схематическая иллюстрация резонансного спинового усиления. Штрихи показывают моменты прихода импульсов накачки, стрелки – ориентацию электронного спина в различные моменты времени. Пунктирные стрелки – спиновая поляризация, возникающая за счет импульсов накачки. На панели (a) представлен случай равных периодов прецессии спина и повторения импульсов $T_R = T_L$, на панели (b) – импульсы приходят в два раза чаще $T_R = T_L/2$.

В экспериментах, как правило, исследуется спиновая динамика ансамбля электронов. При оптическом возбуждении массивов квантовых точек и квантовых ям по спину поляризуются носители заряда с различными энергиями, разбросанными в пределах спектральной ширины импульса накачки $\sim \hbar/\tau_p$. Величины g-факторов электронов оказываются различными, поэтому отличаются и частоты их спиновой прецессии. Дополнительный вклад в разброс частот прецессии обусловлен сверхтонким взаимодействием электронных спинов со спинами ядер решетки. Затухание спиновых биений характеризуется следующими параметрами: $T_2 \equiv \tau_s$ – временем релаксации компонент электронного спина, поперечных к внешнему магнитному полю, $T_2^* = T_2 T_{\text{inh}}/(T_2 + T_{\text{inh}})$ – временем дефазировки электронного спина в ансамбле, обусловленной как процессами релаксации, так и разбросом частот ларморовской прецессии. Последний характеризуется временем $T_{\text{inh}} \sim (\Delta\Omega)^{-1}$, где $\Delta\Omega$ – разброс частот спиновой прецессии. Этот вклад во время затухания спиновых биений имеет характерную магнитополевую зависимость $\propto 1/B$, см. рис. 1.2(c). Особенности спиновой динамики при возбуждении периодической последовательностью импульсов определяются соотношениями между периодом следования импульсов T_R и временами затухания спиновых биений. Очевидно, что если $T_2 \ll T_R$, то эффекты накопления спиновой поляризации несущественны, т.к. спин успевает срелаксировать до прихода следующего импульса. Ниже мы будем считать, что $T_2 \gtrsim T_R$, и проанализируем два важных случая: слабой дефазировки, связанной с разбросом частот спиновой прецессии ($T_{\text{inh}} \gg T_R$), когда реализуется резонансное спиновое усиление, и режим сильной дефазировки, $T_{\text{inh}} < T_R$, когда возможна синхронизация мод спиновой прецессии.

2.2.1 Резонансное спиновое усиление

Начнем с ситуации, в которой разброс частот спиновой прецессии не важен, а затухание спиновых биений обусловлено процессами спиновой релаксации. Для простоты будем считать, что средний спин электронов мал (как генерируемый одиночным импульсом накачки, так и накопленный при накачке последовательностью импульсов). Поэтому для периодической последовательности, состоящей из достаточно большого числа импульсов накачки, из уравнений (1.1) получаем

$$S_z^{\text{tot}}(\Delta t) = \sum_{n=1}^{\infty} S_z(0) \mathrm{e}^{-(\Delta t + nT_R)/T_2} \cos\left[\omega(\Delta t + nT_R)\right]. \tag{2.2}$$

Здесь $S_z(0)$ – спин электронов, созданный одиночным импульсом накачки, Δt – задержка между импульсом зондирования и ближайшим последующим импульсом накачки, здесь она может принимать любые отрицательные значения в интервале $\Delta t \in (-T_R, 0]$. При выводе выражения (2.2) предполагается, что $\tau_r^T \gg \tau_s^T$.

Расчет показывает [14, 100], что

$$S_z^{\rm tot}(\Delta t) = \frac{S_z(0)}{2}\ {\rm e}^{-(T_R+\Delta t)/T_2}\ \frac{\cos(\Omega\Delta t) - {\rm e}^{T_R/T_2}\cos[\Omega(T_R+\Delta t)]}{\cos(\Omega T_R) - {\rm ch}\,(T_R/T_2)}\,. \qquad (2.3)$$

Из формулы (2.3) видно, что зависимость спина электронов от ларморовской частоты Ω (и, соответственно, от магнитного поля) при фиксированной задержке Δt состоит из последовательности максимумов, соответствующих условию $\Omega T_R \approx 2\pi N$, где N – целое число. Вблизи максимума, когда $|\Omega T_R - 2\pi N| \ll 1$ и $|\Delta t/T_R| \ll 1$, выражение (2.3) можно переписать в виде функции Лоренца

$$S_z^{\rm tot}(0, \Omega T_R) = S_z(0)\frac{1 - {\rm e}^{-\frac{T_R}{T_2}}}{(\Omega T_R - 2\pi N)^2 + 2\left[{\rm ch}(T_R/T_2) - 1\right]}. \qquad (2.4)$$

В этом приближении ширина пика определяется величиной

$$\Delta = \sqrt{2\left[{\rm ch}(T_R/T_2) - 1\right]}, \qquad (2.5)$$

которая в пределе больших времен спиновой релаксации, $T_R/T_2 \ll 1$, сводится к $\Delta \approx T_R/T_2$, и она тем меньше, чем больше время спиновой релаксации T_2.

Выше мы предполагали, что время затухания спиновых биений не зависит от магнитного поля. Это условие нарушается для локализованных электронов, см. например [14, 27, 101], где основным механизмом спиновой декогерентности является разброс величин g-факторов. С увеличением магнитного поля наблюдаемые времена спиновой релаксации укорачиваются, а пики резонансного спинового усиления – уширяются. Для количественного описания этого эффекта усредним выражение (2.3) по распределению ларморовских частот $f(\Omega)$, обусловленному разбросом значений электронного g-фактора. Простое аналитическое выражение, описывающее пики резонансного спинового усиления, можно получить, воспользовавшись приближением (2.4) для формы пика в отсутствие неоднородного уширения, и предположив, что разброс ларморовских частот также описывается лоренцианом

$$f(\Omega) = \frac{\sigma}{\pi[(\Omega - \Omega_0)^2 + \sigma^2]},$$

где $\Omega_0 = \bar{g}_e \mu_B B/\hbar$, $\bar{g}_e$ – среднее значение электронного g-фактора, а дисперсия частот σ связана с разбросом значений g-фактора соотношением

$$\sigma = \frac{\Delta g_e}{\bar{g}_e} \Omega_0 \,. \tag{2.6}$$

В таком случае имеем

$$\langle s_z(0, \Omega T_{\mathrm{rep}}) \rangle = s_0 \frac{\Delta + \sigma}{\Delta} \frac{1 - \mathrm{e}^{-\frac{T_R}{T_2}}}{(\Omega T_{\mathrm{rep}} - 2\pi N)^2 + (\Delta + \sigma)^2}. \tag{2.7}$$

С ростом неоднородного уширения σ высота пиков, описываемых уравнением (2.7), уменьшается, а ширина увеличивается.

В экспериментах, как правило, реализуется гауссово распределение частот спиновой прецессии,

$$f(\Omega) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{(\Omega - \Omega_0)^2}{2\sigma^2}\right], \tag{2.8}$$

которое мы будем использовать ниже для численных расчетов сигналов спинового усиления. На рисунке 2.3 представлен спектр резонансного спинового усиления – зависимость сигнала керровского вращения S_z^{tot} от магнитного поля, полученная на структуре с квантовыми ямами CdTe/Cd$_{0.78}$Mg$_{0.22}$Te при небольшой отрицательной задержке [39]. В этой структуре резидентные носители заряда локализованы и резонансное спиновое усиление можно описывать развитой теорией. Пики на зависимости, представленной на рис. 2.3, соответствуют выполнению условий соизмеримости периодов спиновой прецессии и повторения импульсов (2.1). Отметим, что пик в нулевом магнитном поле заметно выше соседних, по-видимому, это связано с влиянием ядерных эффектов на спин электрона. Высота пиков монотонно убывает с увеличением их номера, а сами пики слегка уширяются. Подгонка экспериментальных данных с учетом разброса g-факторов, выполненная в рамках разработанной теории, представленная сплошной линией на рис. 2.3, неплохо описывает эксперимент Сопоставление теоретического расчета и экспериментальных данных позволяет установить основные параметры спиновой кинетики резидентных электронов [39]: среднее значение g-фактора, $g = 1.64$, его разброс

$\Delta g/g = 0.4\%$ (в теории разброс моделировался гауссовым распределением), поперечное время спиновой релаксации $T_2 = 30$ ns. Эти параметры, полученные на основе метода резонансного спинового усиления, хорошо согласуются с параметрами, извлеченными из эффекта Ханле и из временных зависимостей спиновых сигналов керровского вращения на той же структуре.

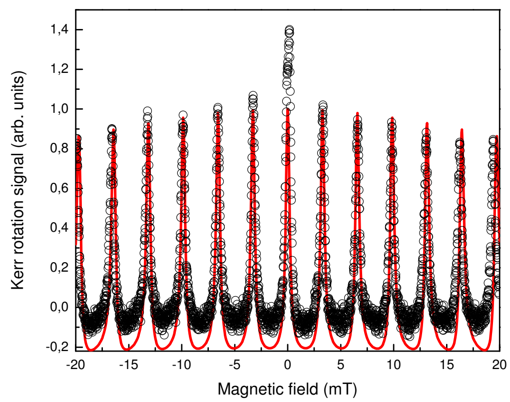

Рис. 2.3: Зависимость спинового сигнала Керра от внешнего магнитного поля. Точки – экспериментальные данные, полученные на структуре квантовыми ямами $CdTe/Cd_{0.78}Mg_{0.22}Te$ [5 ям шириной 20 nm, концентрация электронов в яме $N \approx 10^{10}$ cm^{-2}] при небольшой отрицательной задержке $\Delta t = -80$ ps, период повторения импульсов накачки $T_R = 12.5$ ns (из работы [39]). Сплошная кривая – подгонка экспериментальных данных, поперечное время спиновой релаксации $T_2 = 30$ ns, средний g-фактор $g = 1.64$, разброс величин g факторов $\Delta g/g = 0.4\%$.

Дополнительную специфику в спектры резонансного спинового усиления в малых магнитных полях может вносить спиновая динамика дырки в трионе (в структурах n-типа) и электрона в трионе (в структурах p-типа). Если спиновая релаксация триона подавлена, то, как обсуждалось выше в разделе 1.2.1, заметная спиновая поляризация резидентных носителей заряда возникает лишь в магнитном поле. При этом амплитуды пиков резонансного спинового усиления возрастают с увеличением номера пика в умеренных магнитных полях, а огибающая спектра обладает плавной формой, напоминающей крылья летучей мыши (bat-like shape). Из таких спектров удается извлечь времена релаксации неспаренного носителя в трионе [30, 38, 41].

Уравнение (2.3) не учитывает насыщение спиновой поляризации электронов при периодической накачке. Приведем для полноты выражение, описывающее зависимость z компоненты спина электрона от магнитного поля и параметров импульсов накачки, полученное в рамках двухуровневой модели, изложенной в разд. 1.3.1:

$$\begin{aligned} S_x^- &= K S_y^- \,, \\ S_y^- &= \frac{1-Q^2}{4\Delta} \mathrm{e}^{\frac{-T_R}{T_2}} \sin(\Omega T_R) \,, \\ S_z^- &= \frac{1-Q^2}{4\Delta} \mathrm{e}^{\frac{-T_R}{T_2}} \left[Q(\cos\Phi - K\sin\Phi) \mathrm{e}^{\frac{-T_R}{T_2}} - \cos(\Omega T_R) \right] \,, \end{aligned} \tag{2.9}$$

где $\Delta t \to -0$, параметры Q и Φ описывают преобразование компоненты волновой функции $\psi_{1/2}$ под действием σ^+ импульса накачки [см. формулы (1.26)]

$$\begin{aligned} \Delta &= 1 - \mathrm{e}^{-T_R/T_2} \left[\frac{1+Q^2}{2} + Q(\cos\Phi - K\sin\Phi) \right] \cos(\Omega T_R) \\ &+ \frac{Q(1+Q^2)}{2} \mathrm{e}^{-2T_R/\tau_{s,e}} (\cos\Phi - K\sin\Phi) \,, \\ K &= \frac{Q\mathrm{e}^{-T_R/\tau_{s,e}} \sin\Phi}{1 - Qe^{-T_R/\tau_{s,e}} \cos\Phi} \,. \end{aligned} \tag{2.10}$$

При выводе (2.12) предполагается, как и выше, что спиновая релаксация дырки в трионе идет быстро: $\tau_s^T \ll \tau_r^T$, а также пренебрегается разбросом величины g-фактора электрона. Вблизи пика $\Omega \approx 2\pi N/T_R$ при выполнении следующих условий $1-Q \ll 1$, $T_R \ll T_2$ и $\Phi \ll 1$ имеем вместо (2.4):

$$S_z^- \propto \left[(\Omega T_R - 2\pi N)^2 + \frac{T_R^2}{\tau_{s,e}^2} \Phi^2 + (1-Q)^2 + 2\frac{T_R}{\tau_{s,e}}(1-Q) \right]^{-1} \,. \tag{2.11}$$

Ширина пика в спектре резонансного спинового усиления пропорциональна

$$\frac{1}{T_R} \sqrt{ \left(\frac{T_R}{\tau_{s,e}} \right)^2 + 2(1-Q)\frac{T_R}{\tau_{s,e}} + (1-Q)^2 + \Phi^2 } \,,$$

т.е. она определяется или темпом спиновой релаксации или дефазировки T_2^{-1}, или эффективной мощностью импульса $1-Q$, или фазовым сдвигом Φ, возникающим за счет спектральной расстройки между несущей частотой импульса накачки и резонансном квантовой точки. Таким образом, с ростом мощности накачки пики уширяются, и зависимость спиновой поляризации при фиксированной задержке от магнитного поля становится более плавной.

2.2.2 Синхронизация мод спиновой прецессии

Перейдем теперь к противоположному предельному случаю, когда разброс g-факторов электронов или случайные ядерные поля приводят к быстрой дефазировке электронных спинов, т.е.

$$T_2^* \approx T_{\text{inh}} < T_R. \tag{2.12}$$

На первый взгляд, в такой ситуации сложно ожидать сколько-нибудь существенных спиновых сигналов на отрицательных задержках, поскольку спин дефазируется до прихода очередного импульса.

Однако, как уже упоминалось ранее, спиновая когерентность каждого конкретного электрона сохраняется в течение длительного времени, значительно превышающего период следования импульсов. Более того, поскольку при выполнении условия (2.12) возбуждается широкий спектр частот спиновой прецессии, то среди всего ансамбля прецессирующих спинов есть те, для которых достигается синхронизация частот спиновой прецессии и повторения импульса накачки. Очевидно, что спины этих электронов всегда будут в фазе в моменты времени $t = 0, T_R, 2T_R, \ldots$, т.е. в момент прихода очередного импульса накачки. Спины остальных носителей заряда в эти моменты времени имеют случайные фазы прецессии и не вносят вклада в наблюдаемый сигнал. Таким образом, при выполнении условия (2.12) спиновый сигнал будет затухать за время порядка T_2^*, а потом разгораться снова к приходу очередного импульса накачки за примерно то же самое время. Это явление было обнаружено в экспериментах накачка – зондирование на массивах квантовых точек InGaAs [16] и получило название *синхронизация мод спиновой прецессии* (в англоязычной литературе – mode-locking) по аналогии с физикой лазеров, где генерация возможна только для некоторых оптических мод, частоты которых равны частотам мод резонатора. Однако, в отличие от лазерной физики, где для достижения когерентности этих мод используются специальные методики, моды спиновой прецессии с соизмеримыми ларморовскими частотами всегда возбуждаются в фазе импульсами накачки. Характерные зависимости сигнала фарадеевского вращения от временной задержки между импульсами накачки и зондирования, измеренные на образце с квантовыми точками InGaAs/GaAs, представлены на рис. 2.4.

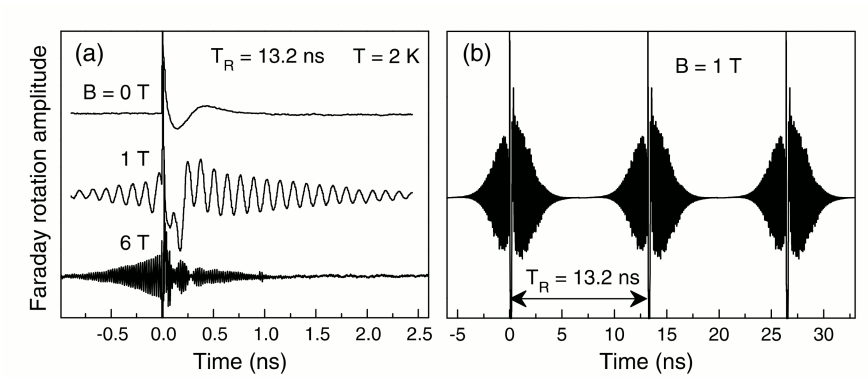

Рис. 2.4: (a) Сигнал фарадеевского вращения, полученный в методике накачка – зондирование при различных значениях магнитного поля. Измерения выполнялись на структуре, состоящей из 20 слоев квантовых точек InGaAs/GaAs с концентрацией точек в слое 10^{10} cm^{-2}, структура легирована так, что в среднем на точку приходится один электрон. Сложная форма сигнала на положительных задержках связана с интерференцией спиновых биений резидентных электронов, а также электронов и дырок в нейтральных точках, ср. с рис. 2.1, сигнал на отрицательных задержках обусловлен синхронизацией мод спиновой прецессии. (b) Фарадеевский сигнал, измеренный на большом временном интервале, включающем в себя три периода повторения импульсов. Панель (a) воспроизведена из [16], панель (b) – из [27].

Явление синхронизации мод спиновой прецессии позволяет в определенной мере преодолеть эффекты дефазировки электронных спинов, связанных с неоднородностью ансамбля электронов. В условиях эксперимента [16] порядка 10^6 электронных спинов прецессируют с соизмеримыми частотами. Поскольку разброс частот спиновой прецессии уменьшается с уменьшением магнитного поля, то в малых полях можно достичь ситуации, когда возбуждается лишь одна или две моды спиновой прецессии, это было экспериментально показано в работе [102]. Использование синхронизации мод спиновой прецессии позволяет экспериментально определять поперечное время релаксации электронного спина T_2, а также возбуждать спиновое эхо при накачке последовательностью, состоящей из пар циркулярно поляризованных импульсов [16].

Ясно, что отношение амплитуд долгоживущего (электронного) спинового сигнала на отрицательных и положительных задержках $A_{\rm neg}/A_{\rm pos}$ должно определяться долей электронов, спины которых удовлетворяют условию синхронизации мод (2.1) с достаточной точностью, связанной с мощностью импульса, временем спиновой релаксацией или отстройкой импульса накачки от резонанса, см. (2.11). Действительно, вклад в сигнал на отрицательных задержках вносят лишь электроны, прецессия спинов которых синхронна с импульсами накачки, а на положительных – все электроны в ансамбле. Анализ показывает, что при характерных параметрах эксперимента это отношение должно быть не более $0.2 \div 0.3$. Из экспериментальных данных, показанных на рисунке 2.4, видно, что это не так: $A_{\rm neg}$ лишь слегка меньше, чем $A_{\rm pos}$. Это означает, что почти во всех точках выполнено условие синхронизации (2.1). Причины этого обсуждаются в следующем разделе.

2.3 Подстройка частот электронной спиновой прецессии, обусловленная взаимодействием с ядрами решетки

До сих пор мы исключали из рассмотрения подсистему ядерных спинов. Действительно, на временном масштабе порядка десяти наносекуд, соответствующему периоду повторения импульсов, ядерные спины можно считать замороженными. Благодаря сверхтонкому взаимодействию ядерные спиновые флуктуации вносят вклад в разброс частот спиновой прецессии электронов и приводят к дефазировке их спинов [103, 104, 105, 106], поскольку частота прецессии электронного спина $\mathbf{\Omega}_{\rm eff}$ определяется полным магнитным полем, включая как внешнее поле, так и поле

Оверхаузера, действующее со стороны ядер. Например, в модели ящика, которой мы будем пользоваться в дальнейшем, предполагается, что константа сверхтонкого взаимодействия электрона с ядрами α_{hf} одинакова для всех ядер квантовой точки [107, 108, 109],

$$\boldsymbol{\Omega}_{\text{eff}} = \boldsymbol{\Omega} + \alpha_{\text{hf}} \boldsymbol{m},$$

где $\boldsymbol{m} = \sum_i \boldsymbol{I}_i$ – суммарный спин ядер ($\boldsymbol{I}_i$ – средние значения векторов спинов ядер, i – нумерует ядра, взаимодействующие с электроном). Если ядра в среднем не поляризованы, то вектор $\boldsymbol{m}$ в разных квантовых точках ориентирован случайно, и частота $\boldsymbol{\Omega}_{\text{eff}}$ флуктуирует от точки к точке. Однако, в экспериментах накачка – зондирование оптическое возбуждение осуществляется длительной последовательностью циркулярно поляризованных импульсов, и за время эксперимента ядерная спиновая поляризация $\boldsymbol{m}$ может измениться как за счет взаимодействия с внешним полем, так и взаимодействия со спином электрона. Это и приводит к необычной динамике спинов электронов и ядер [94].

На рисунке 2.5 представлены рассчитанный (a) и измеренный (b) спиновые сигналы Фарадея для массива квантовых точек InGaAs [94]. Из рисунка видно драматическое отличие амплитуд сигналов на отрицательных задержках в эксперименте и в расчете, не учитывающем ядерные эффекты. В работе [94] был сделан вывод о том, что именно взаимодействие электронов с ядерными спинами ответственно за наблюдаемый эффект: в процессе возбуждения спиновой когерентности электронов периодической последовательностью импульсов спины ядер кристаллической решетки ориентируются таким образом, что частота спиновой прецессии электрона оказывается кратной частоте повторения импульсов накачки.

Имеются два теоретических подхода к описанию процесса подстройки ядерных спинов. В модели, предложенной в работе [94], см. также [67], рассматриваются случайные перевороты ядерных спинов, обусловленные сверхтонким взаимодействием. Скорость таких процессов можно оценить как [90, 94]

$$\gamma \sim \frac{\alpha_{\text{hf}}^2}{\Omega^2 \tau_{\text{c}}}, \tag{2.13}$$

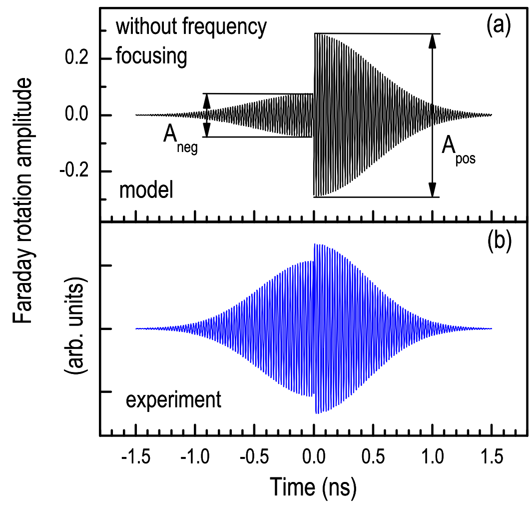

Рис. 2.5: (a) Сигнал фарадеевского вращения от массива квантовых точек, рассчитанный в условиях эксперимента [94] в пренебрежении ядерными эффектами. (b) Экспериментально измеренный сигнал Фарадея. Измерения выполнялись на структуре, состоящей из 20 слоев квантовых точек InGaAs/GaAs с концентрацией точек в слое 10^{10} cm^{-2}, структура легирована так, что в среднем на точку приходится один электрон. Воспроизведено из работы [94].

где $\tau_{\rm c}$ – время корреляции электронного спина в квантовой точке. Ключевым предположением данного подхода является то, что время корреляции электронного спина определяется процессами взаимодействия импульса накачки с квантовой точкой, поэтому для него справедлива оценка [94]

$$\tau_{\rm c} \sim \frac{T_R}{W}. \tag{2.14}$$

Здесь W – вероятность формирования триона одиночным импульсом. В тех квантовых точках, где выполнено условие синхронизации фаз с учетом действия ядерного поля:

$$\Omega_{\rm eff} T_R = 2\pi N \tag{2.15}$$

к моменту прихода очередного импульса накачки $|S_z| = 1/2$, и трион не формируется. Поэтому $W = 0$, время корреляции $\tau_c \to \infty$, и перевороты ядерных спинов прекращаются. В точках, где условие синхронизации фаз спиновой прецессии не выполнено, идут перевороты ядерных спинов, пока случайным образом $\Omega_{\rm eff}$ не изменится так, что будет достигнуто условие (2.15). Подобные явления обсуждались также в статье [98].

Здесь отстаивается альтернативная точка зрения, заключающаяся в том, что подстройка частоты спиновой прецессии носит направленный характер и может быть описана на основании классических уравнений совместной спиновой динамики электронов и ядер [104, 110]. Заметим, что в умеренных магнитных полях (несколько Тесла), приложенных в плоскости структуры перпендикулярно оси распространения импульсов, накачки ядра практически не поляризованы, а величина ядерной спиновой поляризации определяется случайными флуктуациями ядерных спинов [33, 90]. Это означает, что характерная величина $|m|$ для квантовой точки с $N \sim 10^5$ ядрами, составляет $|m| \sim \sqrt{N} \sim 3 \times 10^2$. В рамках указанных приближений совместная динамика спинов электронов и ядер в квантовой точке в интервале между очередными импульсами накачки описывается следующими уравнениями [ср. с формулой (1.1) главы 1]

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}}{\mathrm{d}t} = [(\boldsymbol{\Omega} + \alpha_{\mathrm{hf}}\boldsymbol{m}(t)) \times \boldsymbol{S}(t)], \tag{2.16a}$$

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{m}}{\mathrm{d}t} = [(\boldsymbol{\omega} + \alpha_{\mathrm{hf}}\boldsymbol{S}(t)) \times \boldsymbol{m}(t)]. \tag{2.16b}$$

Напомним, что $\boldsymbol{\Omega} = \Omega\boldsymbol{e}_x$ – частота прецессии спина электрона во внешнем магнитном поле, $\boldsymbol{\omega} = \omega\boldsymbol{e}_x$ – частота прецессии ядерных спинов ($\omega/\Omega \sim 10^{-3}$ вследствие различия электронного и ядерного магнитных моментов). В рамках уравнений (2.16) спины электронов и ядер связаны полем Оверхаузера, $\alpha_{\mathrm{hf}}\boldsymbol{m}$, действующего со стороны ядерных спинов на спин электрона, и полем Найта, $\alpha_{\mathrm{hf}}\boldsymbol{S}$, действующим со стороны электрона на ядра. В уравнении (2.16b) процессами ядерной спиновой релаксации, обусловленной слабым диполь-дипольным взаимодействием, пренебрегается.

Динамика спинов электронов и ядер в режиме накачка-зондирование характеризуется несколькими существенно отличающимися временными масштабами. В условиях эксперимента [94] выполнены следующие неравенства:

$$\frac{2\pi}{\Omega} \ll \frac{2\pi}{\alpha_{\mathrm{hf}}m} \lesssim T_R \ll \frac{2\pi}{\omega} \ll \frac{2\pi}{\alpha_{\mathrm{hf}}}.$$

Указанные соотношения показывают, что, во-первых, динамика спина электрона во временном интервале между импульсами происходит в постоянном поле "замороженной" флуктуации ядерной спиновой поляризации, и, во-вторых, динамика спинов ядер контролируется электронной спиновой поляризацией, усредненной периоду повторения импульсов:

$$\boldsymbol{S}_0 = \frac{1}{T_R}\int_{(n-1)T_R}^{nT_R} \boldsymbol{S}(t)\mathrm{d}t\ . \tag{2.17}$$

Прямое вычисление показывает, что

$$\begin{aligned}\boldsymbol{S}_0 = \boldsymbol{n}(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{S}^+) + \frac{\boldsymbol{S}^+ - \boldsymbol{n}(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{S}^+)}{\Omega_{\mathrm{eff}}T_R}\sin\left(\Omega_{\mathrm{eff}}T_R\right) \\ + \frac{[\boldsymbol{S}^+ - \boldsymbol{n}(\boldsymbol{n}\cdot\boldsymbol{S}^+)]\times\boldsymbol{n}}{\Omega_{\mathrm{eff}}T_R}[1-\cos\left(\Omega_{\mathrm{eff}}T_R\right)],\end{aligned} \tag{2.18}$$

где $\boldsymbol{S}^+$ – спин электрона непосредственно после импульса накачки, и $\boldsymbol{n} = (\boldsymbol{\Omega} + \alpha_{\mathrm{hf}}\boldsymbol{m})/\Omega_{\mathrm{eff}}$ – единичный вектор вдоль эффективного поля, $\Omega_{\mathrm{eff}} = |\boldsymbol{\Omega} + \alpha_{\mathrm{hf}}\boldsymbol{m}| \approx \Omega + \alpha_{\mathrm{hf}}m_x$. Из уравнения (2.18) следует, что поперечные к $\boldsymbol{n}$ компоненты среднего спина $\boldsymbol{S}_0$ исчезают, если эффективная частота спиновой прецессии Ω_{eff} удовлетворяет условию синхронизации (2.15). Продольная компонента $\boldsymbol{S}_0$ не обнуляется благодаря малому отклонению $\boldsymbol{n}$ от направления внешнего магнитного поля. Как будет показано ниже, именно поперечные компоненты электронного спина определяют динамику ядерной спиновой поляризации. Поэтому, если условие синхронизации частот (2.15) не выполнено, то слабое поле Найта, $\alpha_{\mathrm{hf}}\boldsymbol{S}_0$, приводит к изменению ядерного спина, до тех пор пока его проекция на ось внешнего поля x, $m_x(t)$, не станет таковой, что полная частота прецессии электронного спина Ω_{eff} удовлетворит условию синхронизации (2.15).

Система уравнений (2.16), описывающих динамику электронной и ядерной спиновых систем, должна быть дополнена граничными условиями – связью между электронным спином до очередного импульса накачки, $\boldsymbol{S}^-$, и после импульса, $\boldsymbol{S}^+$. Мы ограничимся случаем резонансной накачки, когда [ср. с (1.27)]

$$S_z^+ = \frac{Q^2-1}{4} + S_z^-\frac{Q^2+1}{2}, \quad S_x^+ = QS_x^-, \quad S_y^+ = QS_y^-, \tag{2.19}$$

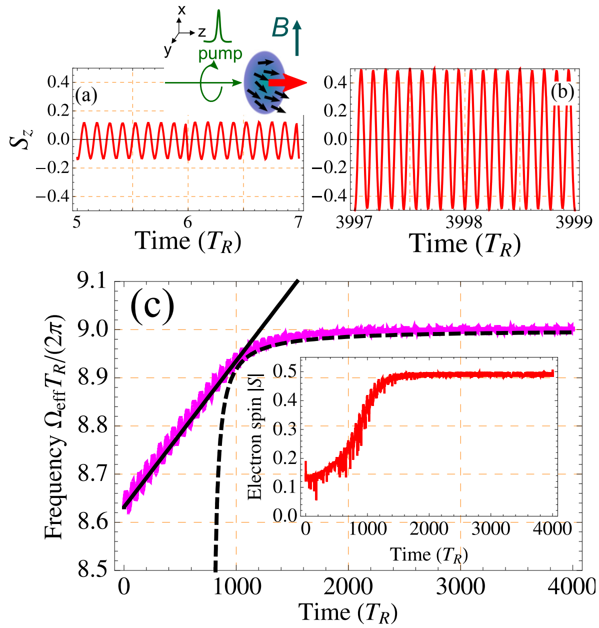

Рис. 2.6: Зависимость z компоненты электронного спина от времени на начальном этапе электрон-ядерной спиновой динамики (a), и через ~ 4000 периодов повторения импульсов накачки (b). (c) Частота прецессии электронного спина, найденная численно (фиолетовая кривая) и аналитически из (2.24) (черная сплошная кривая) и (2.27) (черная штриховая кривая). На вставке к панели (a) схематически показана геометрия эксперимента. На вставке к (c) представлена абсолютная величина электронного спина (для ансамбля идентичных точек) в зависимости от времени. Вычисления проводились при следующих значениях параметров: $\alpha_{\text{hf}} = 0.4/T_R$, $m = 23.5$, что соответствует примерно 2200 ядрам со спином $I = 1/2$, площадь импульса накачки $\Theta = 2\pi/3$, $\Omega T_R/(2\pi) = 8.5$, и $\omega = \Omega/500$. Константа взаимодействия электронов с ядрами завышена, а число ядер занижено (см. пояснения в основном тексте).

где $Q = \cos(\Theta/2)$, Θ – эффективная площадь импульса. Величина $1 - Q^2$ характеризует вероятность фотовозбуждения триона коротким циркулярно поляризованным импульсом накачки (см. главу 1). Численное интегрирование уравнений (2.16) с учетом связи (2.19), демонстрирует эффект подстройки частот электронной спиновой прецессии, как это показано на рис. 2.6. Расчеты выполнялись для частоты прецессии электронного спина во внешнем поле, которая не соответствует условию синхронизации: $\Omega T_R/(2\pi) = 8.5$, в качестве начального условия для ядерной спиновой поляризации предполагалось $\boldsymbol{m} \parallel \boldsymbol{e}_z$. Величина константы сверхтонкого взаимодействия электронных и ядерных спинов была преувеличена, а число ядер в квантовой точки преуменьшено, чтобы обеспечить выполнение численного расчета за разумное вычислительное время, поскольку для реальных параметров системы различие характерных временных масштабов электронной и ядерной спиновой прецессии приводит к необходимости выполнения численного расчета на временном масштабе, охватывающем девять порядков величины.

На рисунке 2.6(a) продемонстрирована временная динамика z-компоненты электронного спина между $6^{\text{ым}}$ и $7^{\text{ым}}$ периодами повторения импульсов накачки, когда зависимость электронного спина от времени стала стационарной [16], но ядерные эффекты еще не проявились. При использованных в расчете параметрах ориентация электронного спина не слишком эффективна: амплитуда биений меньше 0.2, а фаза спиновых биений скачком изменяется с приходом импульса накачки. На панели (b) рисунка представлена динамика z компоненты спина между $3998^{\text{ым}}$ и $3999^{\text{ым}}$ периодами повторения. При параметрах, использованных в расчете, к этому времени спины ядер уже существенно перестроились. Из рисунка видно, что медленная динамика ядерного спина качественно меняет характер электронной спиновой прецессии: амплитуда осцилляций z компоненты спина возрастает и достигает максимальной величины $1/2$ [см. вставку на рис. 2.6(c)]. Этот эффект связан с изменением частоты прецессии электронного спина, представленном на рисунке 2.6(c). Из этого графика, что помимо осцилляций на частоте ω, обусловленных прецессией ядерного спина, величина эффективной частоты электронной спиновой прецессии Ω_{eff} сначала линейно растет со временем, а затем насыщается на целом кратном $2\pi/T_R$. Таким образом, численный расчет демонстрирует подстройку частоты электронной спиновой прецессии, индуцированную сверхтонким взаимодействием с ядрами решетки.

Ниже мы приведем качественное описание процесса подстройки частот спиновой прецессии и выведем аналитические уравнения, описывающие медленную динамику ядерных спинов в режиме накачка – зондирование.

В промежутке между импульсами накачки $(n-1)T_R < t < nT_R$ поле, создаваемое ядрами решетки, можно рассматривать как статическое. Воспользовавшись уравнениями (2.18), (2.19) можно получить следующее выражение для компоненты электронного спина S_x:

$$S_x \equiv S_{x,0}(t) = \alpha_{\rm hf} m_z(t) C_x/\Omega, \tag{2.20}$$

$$C_x = -\frac{2Q\sin^2(\Omega_{\rm eff}T_R/2) + (Q-1)^2/2}{(Q-1)^2 + 2(Q+1)\sin^2(\Omega_{\rm eff}T_R/2)}.$$

При выводе формулы (2.20) мы воспользовались тем обстоятельством, что $|\alpha_{\rm hf}\boldsymbol{m}| \ll \Omega$, поэтому $\boldsymbol{\Omega}_{\rm eff}$ можно считать параллельным оси x и проекции спина электрона на ось x и на направление эффективного поля $\boldsymbol{\Omega}_{\rm eff}$ отличаются на величины второго порядка малости по $|\alpha_{\rm hf}\boldsymbol{m}|/\Omega$.

Из уравнения (2.20) видно, что $S_x(t)$ осциллирует как функция времени с частотой ядерной спиновой прецессии ω. Это происходит вследствие того, что ось электронной спиновой прецессии (см. рис. 2.7a) отклонена от оси x в плоскости (xz) на небольшой угол $\alpha_{\rm hf}m_z(t)/\Omega$. Прецессия $\boldsymbol{S}$ вокруг эффективного поля приводит к возникновению ненулевой проекции электронного спина на ось x, значение этой проекции пропорционально углу между $\boldsymbol{\Omega}_{\rm eff}$ и плоскостью (xy), который пропорционален $\alpha_{\rm hf}m_z(t)/\Omega$ и осциллирует на частоте ω. По этой же причине квазистационарные компоненты $S_{0,y}$ и $S_{0,z}$ являются суммой вкладов, не зависящих от времени ($\overline{S}_{0,y}$ и $\overline{S}_{0,z}$), а также малых членов, осциллирующих на частоте 2ω, последними здесь и далее пренебрегается. В результате, ядерный спин, который прецессирует вокруг стационарного поля $\boldsymbol{\omega} + \alpha_{\rm hf}\overline{\boldsymbol{S}}_0$, направление которого не совпадает с осью x, дополнительно испытывает переменное поле Найта $\alpha_{\rm hf}S_x(t)$ (см. рис. 2.7b). Поскольку компонента спина $S_x(t)$ осциллирует на частоте ядерной спиновой прецессии ω, то соответствующее поле Найта $\alpha_{\rm hf}S_x(t)$ вызывает ядерный магнитный резонанс и приводит к медленному изменению компонент ядерного спина $\boldsymbol{m}$.

Для описания временной зависимости компоненты $m_x(t)$, которая и определяет подстройку частоты электронной спиновой прецессии, следует учесть, во-первых, что переменное поле $\alpha_{\rm hf}S_x(t)$, вызывающее магнитный резонанс, оказывает почти

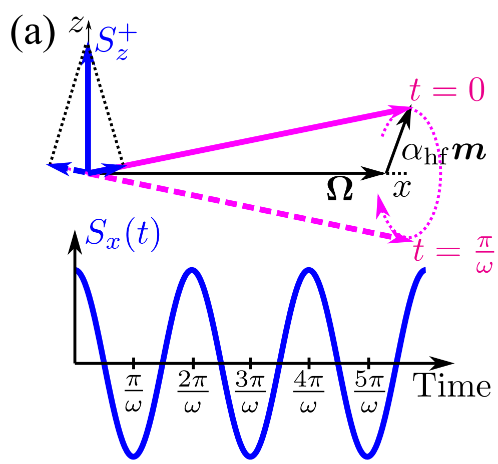

Рис. 2.7: (a) Схема прецессии электронного спина в квазистатическом поле $\boldsymbol{\Omega}+\alpha_{\rm hf}\boldsymbol{m}(t)$ (верхняя панель) и зависимость $S_x(t)$ (нижная панель). (b) Геометрия ядерного магнитного резонанса, индуцированного стационарным полем $\alpha_{\rm hf}\overline{S}_{y,0}$ и переменным полем $\alpha_{\rm hf}S_x(t)$. На нижней панели показаны статические и переменные поля в плоскости (xy).

параллельным статическому полю. Это приводит к тому, что возникает независящая от времени компонента ядерной спиновой поляризации вдоль оси z, $\bar{m}_z$. Действительно, в низшем порядке по $\alpha_{\rm hf}$:

$$m_z(t)=m_\perp\cos\left[\omega t+\int_0^t\alpha_{\rm hf}S_x(t')\mathrm{d}t'\right] \tag{2.21}$$

где $m_\perp=\sqrt{m^2-m_x^2}$ – поперечная компонента ядерной спиновой поляризации. В том же порядке по $\alpha_{\rm hf}$, уравнение (2.21) можно переписать как: $m_z(t)\approx m_\perp\cos\omega t+\bar{m}_z$, где

$$\bar{m}_z=-\alpha_{\rm hf}^2m_\perp^2C_x/(2\omega\Omega). \tag{2.22}$$

Аналогичный расчет показывает, что $\bar{m}_y=0$. Во-вторых, медленная динамика ядерных спинов возникает лишь при учете поперечной к оси прецессии спина компоненты переменного поля Найта. Последняя равна $\alpha_{\rm hf}(\alpha_{\rm hf}\boldsymbol{S}_0/\omega)S_x(t)$. Усреднив уравнение (2.16b) для x-компоненты ядерного спина: $\mathrm{d}m_x/\mathrm{d}t=\alpha_{\rm hf}(S_ym_z-S_zm_y)$ по достаточно длительному временному интервалу $\Delta T\gg1/\omega\gg1/\Omega$ окончательно получаем следующее уравнение, описывающее ядерный магнитный резонанс, индуцированный полем Найта:

$$\frac{\mathrm{d}m_x}{\mathrm{d}t}=\alpha_{\rm hf}\overline{S}_{y,0}\bar{m}_z=-\frac{\alpha_{\rm hf}^3\overline{S}_{y,0}C_xm_\perp^2}{2\omega\Omega}. \tag{2.23}$$

Полученное уравнение является нелинейным – его правая часть сложным образом зависит от m_x через $m_\perp$, $S_{y,0}$ и C_x, которые, в свою очередь, определяются эффективной частотой Ω_{eff}. Этой зависимостью, однако, можно пренебречь, если эффективная частота спиновой прецессии не слишком близка к целому кратному $2\pi/T_R$. В таком случае решение $m_x(t)$ записывается в следующем виде:

$$\frac{m_x(t)}{m_\perp(0)} \approx \frac{t}{\tau_{\text{nf}}}, \quad \frac{1}{\tau_{\text{nf}}} = -\frac{\alpha_{\text{hf}}^3 m_\perp(0)}{2\omega\Omega}\overline{S}_{y,0}C_x, \tag{2.24}$$

где $m_\perp(0)$ – значение поперечной компоненты ядерной спиновой поляризации в начальный момент времени. Величины $\overline{S}_{y,0}$ и C_x также следует брать в момент времени $t = 0$. Из уравнения (2.24) следует, что $m_x(t)$, и соответственно Ω_{eff}, линейно зависят от времени. Соответствующая зависимость $\Omega_{\text{eff}}(t)$, представленная сплошной кривой на рис. 2.6(c), хорошо согласуется с численным расчетом.

Если эффективная частота прецессии спина Ω_{eff} близка к $2\pi N/T_R$, то решение уравнения (2.23) можно переписать с учетом (2.18) как:

$$\frac{\mathrm{d}m_x}{\mathrm{d}t} = \frac{\left(m_x - m_x^{\text{PSC}}\right)^2}{m\tau'_{\text{nf}}}, \tag{2.25}$$

где m_x^{PSC} – значение x компоненты ядерного спина, при которой условие синхронизации (2.15) выполнено, и

$$\frac{1}{\tau'_{\text{nf}}} = \frac{\alpha_{\text{hf}}^5 m T_R}{16\omega\Omega^2}\frac{1+Q}{1-Q}\left[m^2 - (m_x^{\text{PSC}})^2\right]. \tag{2.26}$$

Динамика $m_x(t)$ в этом случае описывается асимптотической формулой

$$m_x(t) = m_x^{\text{PSC}} - m\frac{\tau'_{\text{nf}}}{t - t_0}, \tag{2.27}$$

где t_0 – некоторая константа, которую следует выбрать так, чтобы зависимости(2.24) и (2.27) совпадали на временах $t \sim |\tau_{\text{nf}}|$. Соответствующая зависимость $\Omega_{\text{eff}}(t)$ показана на рис. 2.6(c) штриховой линией.

Проанализируем устойчивость полученного решения. В точках синхронизации фаз спиновой прецессии, $m_x = m_x^{\text{PSC}}$, производная $\mathrm{d}m_x/\mathrm{d}t$ обращается в нуль. Однако, эти точки являются седловыми, поскольку знак $\mathrm{d}m_x/\mathrm{d}t$ одинаков при

$m_x < m_x^{\rm PSC}$ и $m_x > m_x^{\rm PSC}$. Если величина $\tau'_{\rm nf}$ положительна, то решение устойчиво при $m_x < m_x^{\rm PSC}$. Это означает, что m_x возвращается к $m_x^{\rm PSC}$ только в том случае, если флуктуация $\delta = m_x - m_x^{\rm PSC} < 0$. Если же $\delta > 0$, то эта флуктуация приведет к росту m_x до тех пор, пока не будет достигнуто следующее условие синхронизации с большим m_x. Однако, учет медленных процессов ядерной спиновой релаксации в (2.16b), характеризуемых продольным временем релаксации $T_1 \gg \tau'_{\rm nf}$, расщепляет седловую точку $m_x^{\rm PSC}$ на две: $m_x = m_x^{\rm PSC} \pm \sqrt{m_x^{\rm PSC} m \tau'_{\rm nf}/T_1}$. Одно из этих решений, $m_x = m_x^{\rm PSC} - \sqrt{m_x^{\rm PSC} m \tau_{\rm nf'}/T_1}$, оказывается устойчивым, а другое – неустойчивым. Таким образом, устойчивость состояний с синхронизированными фазами спиновой прецессии обусловлено ядерной спиновой релаксацией.

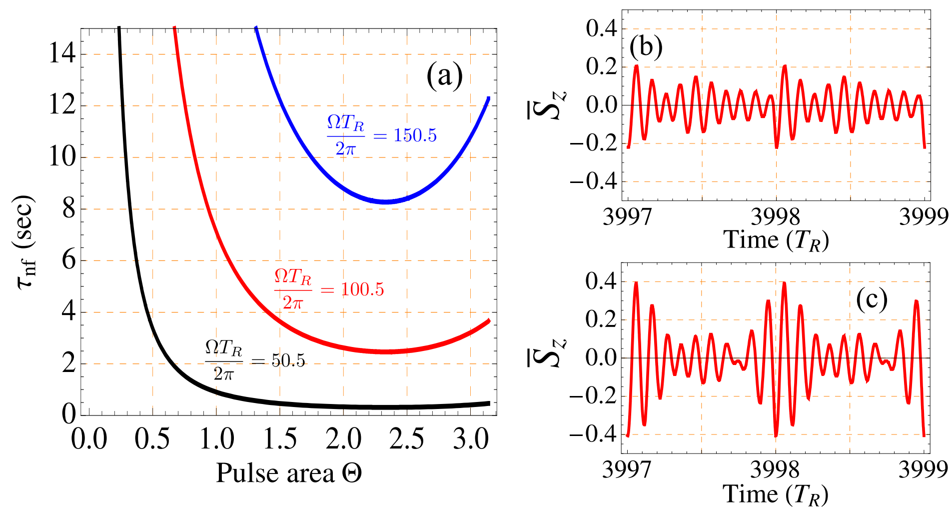

Рис. 2.8: (a) Зависимость времени подстройки частоты электронной спиновой прецессии, $\tau_{\rm nf}$, от эффективной площади импульса накачки Θ. Три кривые были рассчитаны для магнитных полей, соответствующих следующим частотам прецессии электронного спина: $\Omega T_R/(2\pi) = 50.5$ (черная), 100.5 (красная) и 150.5 (синяя). В расчете использовались следующие параметры: $\alpha_{\rm hf} = 5 \times 10^6$ sec^{-1}, $T_R = 13$ ns, $\omega/\Omega = 10^{-3}$ и $m = 126$, что соответствует 6×10^4 ядрам со спином 1/2 (ср. с [16, 94]). (b) и (c) зависимости z компоненты электронного спина $\overline{S}_z(t)$ на временном интервале $3997T_R < t < 3999T_R$, усредненные по 25 реализациям начального направления ядерного спина $\boldsymbol{m}$. Панель (b) рассчитана для "замороженной" флуктуации [$\alpha_{\rm hf} = \omega = 0$ в (2.16b)], панель (c) рассчитана с учетом спиновой динамики ядер ($\alpha_{\rm hf} = 0.4/T_R$, $\omega = \Omega/500$). Остальные параметры расчета, представленного на панелях (b), (c), соответствуют рис. 2.6.

На рисунке 2.8(a) представлена зависимость времени подстройки частот спиновой прецессии $\tau_{\rm nf}$, определенного согласно (2.24), от площади импульса накачки Θ. Вычисления выполнялись для параметров, соответствующих экспериментам [16, 94]. Из рисунка видно, что $\tau_{\rm nf}$ возрастает до бесконечности при $\Theta \to 0$, поскольку для слабых импульсов ориентация электронных спинов неэффективна и среднее значение $\boldsymbol{S}_0$ очень мало. С ростом площади импульса $\boldsymbol{S}_0$ и, соответственно, поле Найта $\alpha_{\rm hf}\boldsymbol{S}_0$ возрастают, что приводит к уменьшению $\tau_{\rm nf}$. Дальнейший рост $\tau_{\rm nf}$ в зависимости от Θ связан с эффектом Раби – периодической зависимостью $\boldsymbol{S}_0$ от Θ, обсуждавшейся в главе 1. Время подстройки частот электронной спиновой прецессии $\tau_{\rm nf} \propto \Omega^2\omega$, поэтому оно сильно зависит от магнитного поля. С увеличением магнитного поля $\tau_{\rm nf}$ существенно удлиняется, см. рис. 2.8. Из рисунка видно, что в условиях эксперимента [94] время подстройки ядерных спинов составляет от единиц до десятков секунд, что находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными.

Выше рассматривалась динамика электронной и ядерной спиновых подсистем в одиночной точке или в ансамбле идентичных точек с одинаковой начальной ориентацией ядерного спина $\boldsymbol{m}$. Для описания эффекта подстройки частот спиновой прецессии в ансамбле точек было выполнено усреднение зависимости $\boldsymbol{S}(t)$ по начальным реализациям ядерной спиновой поляризации. Зависимость от времени средней по реализациям z-компоненты электронного спина $\overline{S}_z(t)$ представлена на рисунке 2.8(b),(c). Значения $\boldsymbol{m}(0)$ выбирались случайным образом на поверхности сферы радиуса $m(0) = m = 23.5$ (та же самая величина m использовалась для моделирования спиновой динамики электронов и ядер, результаты которого представлены на рис. 2.6). Рисунок 2.8(b) показывает динамику электронного спина, рассчитанную без учета эффекта подстройки частот [$\alpha_{\rm hf} = 0$ и $\omega = 0$ в формуле (2.16b)]. Видно, что $\overline{S}_z(t)$ частично спадает во временном интервале между импульсами, а фаза спиновых биений испытывает скачок на каждом периоде повторения импульсов накачки. Учет динамики ядерных спинов приводит к подстройке частот спиновой прецессии электронов и синхронизации мод спиновой прецессии, как это представлено на панели (c) рисунка. Отметим, что амплитуды сигналов на положительных и отрицательных задержках практически совпадают. Для параметров расчета, представленного на рис. 2.8(c) основной вклад в $\overline{S}_z(t)$ вносят три “синхронизированные” моды, в которых $\Omega_{\rm eff}T_R/2\pi = 8, 9$ и 10.

Отметим в заключение, что предложенный здесь механизм подстройки частот прецессии электронных спинов за счет сверхтонкого взаимодействия с ядрами отличает монотонное изменение продольной (по отношению к внешнему магнитному полю) компоненты ядерного спина, соответственно, частоты прецессии электронных спинов. Скорость такого процесса находится в удовлетворительном согласии с экспериментом и в $\alpha_{\rm hf}m/\omega \sim 10$ раз больше, чем скорость переворота ядерных спинов в модели случайных переворотов ядерных спинов (2.13). Отметим также, что как и в эксперименте, подстройка ядерных спинов не сбивается медленной модуляцией циркулярной поляризации света: несложно убедиться, что формула (2.23) верна как для σ^+, так и для σ^- накачки. Для детального описания совместной динамики спинов электронов и ядер в условиях накачка – зондирование, требуются дальнейшие экспериментальные исследования, в частности, анализ зависимости времени подстройки ядерных спинов от магнитного поля и мощности импульсов накачки.

2.4 Разгорание сигнала фарадеевского вращения

Итак, мы обсудили причины значительных амплитуд сигналов Фарадея и наведенной эллиптичности на отрицательных задержках между импульсом зондирования и импульсом накачки. Перейдем теперь к обсуждению последнего яркого экспериментального факта: амплитуда сигнала фарадеевского вращения, связанного с резидентным электроном [верхняя кривая на панели (c) рисунка 2.1] увеличивается со временем прежде, чем затухнуть. Особенно это заметно на отрицательных задержках: с увеличением $|t|$ амплитуда спиновых биений сначала возрастает, а потом – уменьшается, см. рис. 2.1(c), верхняя кривая. Очевидно, что ядерные эффекты не могут объяснить такое поведение: во-первых, разгорание фарадеевского сигнала происходит быстро, примерно за 0.5 ns, а во-вторых, поведение сигнала эллиптичности абсолютно стандартное – амплитуда осцилляций затухает со временем. Таким образом, немонотонное поведение амплитуды сигнала Фарадея может быть связано только с особенностями спектральной чувствительности этого сигнала.

Для качественного и количественного описания этого эффекта отметим, что g-фактор электрона зависит от энергии локализации носителя. Действительно, перенормировка g-фактора в прямозонных полупроводниках определяется, в основном, подмешиванием состояний валентной зоны к зоне проводимости [3, 111, 112]. Поскольку энергия возбуждения триона связана с энергией локализации электрона, то g-фактор резидентного носителя в квантовой точке связан с частотой оптического перехода ω_0^{T}. Эту зависимость можно с высокой точностью описать линейной функцией [16, 113]

$$|g(\omega_0^{\mathrm{T}})| = a\hbar\omega_0^{\mathrm{T}} + c\,, \tag{2.28}$$

где a и c – некоторые параметры, зависящие от материала ансамбля квантовых точек.

Из широкого распределения квантовых точек по энергии импульс накачки возбуждает ансамбль, спектральная ширина которого составляет $\hbar/\tau_p \sim 1$ meV для импульсов длительностью $\tau_p \sim 1$ ps. Введем функцию $S_z^+(\omega_0^{\mathrm{T}}, \Omega, \omega_{\mathrm{P}})$, описывающую величину z компоненты спина электрона в квантовой точке с резонансной частотой ω_0^{T} и частотой прецессии спина Ω сразу после прихода импульса накачки с резонансной частотой ω_{P}. Согласно результатам предыдущего раздела частота спиновой прецессии в квантовой точке определяется в общем случае не только значением g-фактора (2.28), но и флуктуациями ядерной спиновой поляризации. Сигналы спиновой эллиптичности $\mathcal{E}(t)$ и фарадеевского вращения $\mathcal{F}(t)$, детектируемые зондирующим импульсом с резонансной частотой ω_{pr}, согласно уравнению (1.44) даются (с точностью до общего множителя) выражением

$$\mathcal{E}(t) + \mathrm{i}\mathcal{F}(t) = \int p(\omega_0^{\mathrm{T}}, \Omega) G(\omega_{\mathrm{pr}} - \omega_0^{\mathrm{T}}) S_z^+(\omega_0^{\mathrm{T}}, \Omega, \omega_{\mathrm{P}}) \cos\left[\Omega t + \varphi\right] \exp(-t/\tau_s) \mathrm{d}\omega_0^{\mathrm{T}} \mathrm{d}\Omega. \tag{2.29}$$

Здесь задержка между импульсом накачки и зондирования $t > 0$, функция $p(\omega_0^{\mathrm{T}}, \Omega)$ – совместное распределение оптических и ларморовских частот в квантовых точках [в отсутствие ядерных флуктуаций $p(\omega_0^{\mathrm{T}}, \Omega) = \delta(\Omega - g(\omega_0^{\mathrm{T}})\mu_B B/\hbar)$, где $p(\omega_0^{\mathrm{T}})$ – распределение резонансных частот квантовых точек], и $G(\Lambda)$ описывает спектральную чувствительность спиновых сигналов, см. формулу (1.45). Два последних сомножителя в (2.29) описывают динамику одиночного спина в квантовой точке, τ_s – время спиновой релаксации и $\varphi = \varphi(\omega_0^{\mathrm{T}}, \Omega, \omega_{\mathrm{P}})$ – начальная фаза спиновой прецессии. Функции $S_z^+(\omega_0^{\mathrm{T}}, \Omega, \omega_{\mathrm{P}})$ и $\varphi(\omega_0^{\mathrm{T}}, \Omega, \omega_{\mathrm{P}})$ можно определить из общего решения уравнений спиновой динамики (2.9), (2.10).

Детальный анализ и моделирование спиновой динамики электронов в квантовых точках, описываемой уравнением (2.29), выполнен в работе [A5]. Здесь будет изложена простейшая модель, позволяющую получить качественное описание ситуации. Примем, что функция $G(\Lambda)$ имеет вид

$$G(\Lambda) = (1 + 2\mathrm{i}\Lambda\tau_p) \exp\left[-(\Lambda\tau_p)^2\right]. \tag{2.30}$$

При умеренных значениях расстроек $\Lambda = \omega_{\mathrm{pr}} - \omega_0^{\mathrm{T}}$ между несущей частотой импульса зондирования и резонансной частотой квантовой точки, $\Lambda\tau_p \lesssim 1$, функция $G(\Lambda)$, определяемая уравнением (2.30), имеет вид, схожий с точной спектральной функцией для импульса Розена и Зенера (1.46). При $\Lambda\tau_p \gg 1$ мнимая часть G (т.е. чувствительность сигнала фарадеевского вращения) спадает быстрее, чем точная функция, которая ведет себя как $\mathrm{Im}\, G(\Lambda) \sim 1/(\Lambda\tau_p)$. Это однако приведет лишь к количественным различиям в поведении фарадеевского сигнала, рассчитанного в приведенной модели и полученного в численном расчете [A5]. Далее, предположим, что ядерные эффекты отсутствуют, и частота прецессии спина жестко связана с резонансной частотой квантовой точки $\Omega(\omega_0^{\mathrm{T}}) = g(\omega_0^{\mathrm{T}})\mu_B B/\hbar$. Кроме того, выберем функцию S_z^+ в виде

$$S_z^+(\omega_0^{\rm T}, \omega_{\rm P}) = S_0 \exp\left[-(\omega_0^{\rm T} - \omega_{\rm P})^2 \tau_{\rm p}^2\right], \tag{2.31}$$

где S_0 – некоторая константа, зависящая от площади импульса накачки, и положим $\varphi \equiv 0$. Мы кратко обсудим эффекты, связанные с синхронизацией мод спиновой прецессии, ниже.

Вычисление интегралов в уравнении (2.29) дает

$$\mathcal{E}(t) = \sqrt{\frac{\pi}{2\tau_p^2}} \exp\left[\frac{-\Delta^2\tau_p^2/(2\hbar^2) - (\Omega' t)^2}{8\tau_p^2}\right] \cos\left(\tilde{\Omega}_0 t\right), \tag{2.32a}$$

$$\mathcal{F}(t) = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\pi}{2\tau_p^2}} \exp\left[\frac{-\Delta^2\tau_p^2/(2\hbar^2) - (\Omega' t)^2}{8\tau_p^2}\right] \left[\frac{2\Delta\tau_p}{\hbar} \cos\left(\tilde{\Omega}_0 t\right) + \frac{\Omega' t}{\tau_p} \sin\left(\tilde{\Omega}_0 t\right)\right]. \tag{2.32b}$$

Здесь введены следующие обозначения: $\Omega' = {\rm d}\Omega/{\rm d}\omega_0^{\rm T}$, $\Delta/\hbar = \omega_{\rm P} - \omega_{\rm pr}$ – расстройка между импульсами накачки и зондирования, $\tilde{\Omega}_0 = \Omega_0 + \Omega'\Delta/(2\hbar)$ – наблюдаемая частота прецессии спина, и $\hbar\Omega_0 = g(\omega_{\rm pr})\mu_B B$.

Из уравнений (2.32) видно, что зависимости сигналов фарадеевского вращения и эллиптичности от времени могут качественно различаться. Амплитуда сигнала эллиптичности просто затухает со временем, темп затухания определяется разбросом ларморовских частот поляризованных по спину электронов. Фарадеевский сигнал имеет два вклада, см. (2.32b): первый подобен эллиптичности, но его амплитуда резко зависит от расстройки $\sim \Delta\tau_p$, а амплитуда второго вклада ($\propto \sin\tilde{\Omega}_0 t$) содержит множитель линейный по времени. Для спектрально вырожденных импульсов накачки и зондирования, $\Delta = 0$, сигнал Фарадея [описываемый вторым слагаемым в квадратных скобках формулы (2.32b)] сначала разрастается, а потом затухает в согласии с экспериментальными данными, представленными на рис. 2.1.

Такое временно́е поведение спиновых сигналов непосредственно связано с различной спектральной чувствительностью фарадеевского вращения и эллиптичности и является прямым следствием корреляции ларморовской частоты с энергией

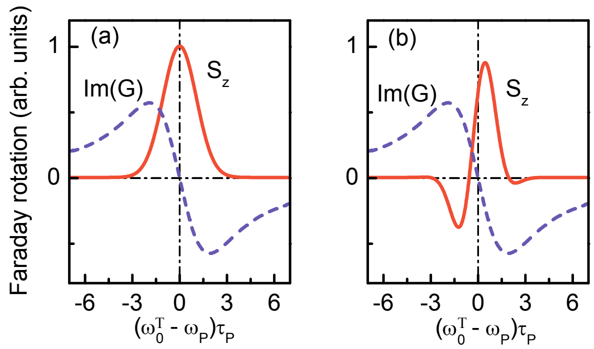

Рис. 2.9: Схематическая иллюстрация формирования сигнала фарадеевского вращения при спектрально вырожденных импульсах накачки и зондирования, $\omega_{\mathrm{pr}} = \omega_{\mathrm{P}}$. Панель (a) соответствует нулевой задержке между импульсами накачки и зондирования, а панель (b) – положительной, $t > 0$. Красная сплошная кривая показывает распределение z компоненты спина, а синяя штриховая кривая – спектральную чувствительность фарадеевского сигнала $\mathrm{Im}\, G(\omega_0^{\mathrm{T}} - \omega_{\mathrm{pr}})$.

оптического перехода в квантовой точке (2.28). На рис. 2.9 проиллюстрировано формирование спинового сигнала Фарадея в условиях равенства несущих частот импульсов накачки и зондирования. При $t = 0$ распределение спинов является симметричной функцией $\omega_0^{\mathrm{T}} - \omega_{\mathrm{P}}$ и не вносит вклада в фарадеевский сигнал, поскольку он определяется сверткой S_z^+ и нечетной функции $\mathrm{Im}\, G(\Lambda)$, как это показано на рис. 2.9(a). Со временем распределение спинов становится асимметричным, поскольку [при $a > 0$, $c > 0$ в формуле (2.28)] спины в квантовых точках с большими энергиями оптического перехода ω_0^{T} прецессируют быстрее, чем в точках с меньшими энергиями перехода. Таким образом с увеличением задержки между импульсом накачки и зондирования функция распределения спинов становится асимметричной по отношению к несущей частоте оптического импульса, как это показано на рис. 2.9(b). Поэтому фарадеевский сигнал становится ненулевым при $t > 0$. При достаточно больших задержках спин электронов дефазируется и фарадеевский сигнал затухает.

Отметим, что расстройка между импульсами накачки и зондирования сама по себе вносит асимметрию в распределение спинов по отношению к несущей частоте зондирующего импульса, ω_{pr}, и приводит к возникновению сигнала Фарадея даже

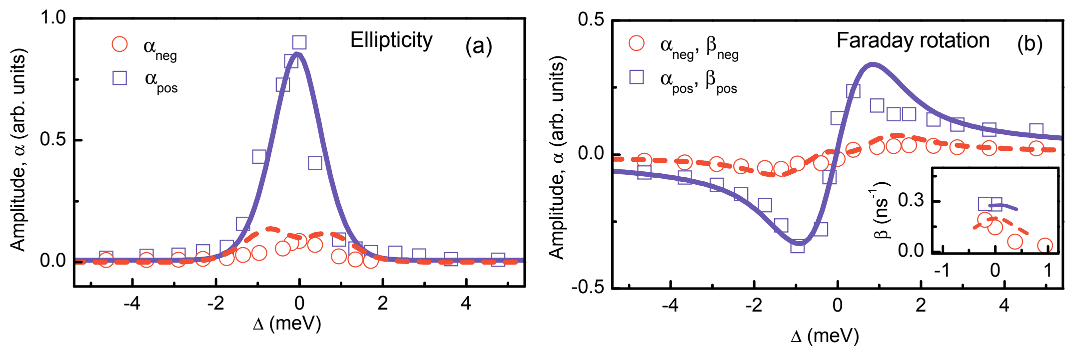

Рис. 2.10: Амплитуды сигнала эллиптичности [панель (a)] и фарадеевского вращения [панель (b)] в зависимости от расстройки между импульсами накачки и зондирования. Кружки показывают амплитуды затухающих вкладов в сигналы на отрицательных задержках, $\alpha_{\rm neg}$, квадраты – на положительных, $\alpha_{\rm pos}$. На вставке в панель (b) представлены амплитуды разрастающейся со временем части спинового сигнала фарадеевского вращения: $\beta_{\rm neg}$ (кружки) на отрицательных задержках и $\beta_{\rm pos}$ (квадраты) – на положительных. Сплошные линии представляют результаты моделирования. Измерения выполнялись на структуре, состоящей из 20 слоев квантовых точек InGaAs/GaAs с концентрацией точек в слое 10^{10} cm^{-2}, структура легирована так, что в среднем на точку приходится один электрон.

при $t = 0$. Поэтому при $\Delta \neq 0$ возникает затухающая со временем компонента спинового сигнала фарадеевского вращения, описываемая первым слагаемым в квадратных скобках в уравнении (2.32b). Спектральная чувствительность эллиптичности $\operatorname{Re} G(\Lambda)$ является четной функцией Λ, поэтому сигнал наведенной эллиптичности отражает усредненную по ансамблю z компоненту спина. Как функция времени наведенная эллиптичность спадает за счет разброса ларморовских частот. Это находится в согласии с данными эксперимента, представленными на рис. 2.1.

Предложенная модель качественно описывает различия между фарадеевским вращением и эллиптичностью и на отрицательных задержках. В режиме синхронизации мод спиновой прецессии, рассмотренном в разделе 2.2.2, функция распределения z компоненты прецессирующих спинов $S_z^+(\omega_0^{\rm T}, \Omega, \omega_{\rm P})$, имеет резкие максимумы для тех точек, где $\Omega(\omega_0^{\rm T}) T_R = 2\pi N$. Если учесть только синхронизированные моды спиновой прецессии, то спиновые сигналы оказываются четными функциями задержки между импульсами накачки и зондирования, t. Это означает, что сигнал Фарадея при нулевой расстройке и $t < 0$ будет сначала разгораться, а потом затухать с ростом $|\Delta t|$, см. рис 2.1(b). Наличие других частот спиновой прецессии приводит к дополнительному вкладу в сигнал, который затухает при $t > 0$ и отсутствует на отрицательных задержках. Отметим, что подстройка частот прецессии электрона, обусловленная взаимодействием с ядрами решетки, разрывает корреляцию между частотами оптического перехода и прецессии спина, это приводит к ослаблению разгорания фарадеевского сигнала.

Изложенная здесь упрощенная модель не лишена недостатков: в силу простой формы функции (2.30) она не описывает амплитуды спинового сигнала Фарадея при больших расстройках. По тем же причинам, спектральное поведение g-фактора, извлеченного из эксперимента по измерению фарадеевского вращения, отличается от предсказываемого формулой (2.32b). Полное описание экспериментальных данных, представленных на рис. 2.1, было выполнено в работе [A5]. Микроскопический расчет с точной функцией $G(\Lambda)$ и функциями $S_z^+(\omega_0^{\mathrm{T}}, \Omega, \omega_{\mathrm{P}})$, $\varphi(\omega_0^{\mathrm{T}}, \Omega, \omega_{\mathrm{P}})$, полученными с учетом синхронизации мод спиновой прецессии, находится в хорошем согласии с экспериментом, сопоставление теории и эксперимента представлено на рис. 2.10. На рисунке показаны спектральные зависимости амплитуд наведенной эллиптичности (a) и фарадеевского вращения (b). Кружки и квадраты – экспериментальные данные, полученные на отрицательных и положительных задержках, путем подгонки экспериментальных данных по формуле:

$$\mathcal{S} \propto [\alpha \cos \Omega t + \beta t \sin \Omega t] \exp\left[-\frac{t^2}{(T_2^*)^2}\right].$$

Кривые на рис. 2.10 – результаты расчета. На основных панелях показаны амплитуды, α, затухающих со временем вкладов в сигналы фарадеевского вращения и эллиптичности. На вставке к панели (b) показаны амплитуды возрастающего со временем вклада в спиновый сигнал Фарадея (β). Из рисунка видно хорошее согласие спектральных зависимостей амплитуд спиновых сигналов фарадеевского вращения.

Таким образом спиновые сигналы Фарадея и эллиптичности в неоднородных массивах квантовых точек формируются различными ансамблями резидентных электронов. Это приводит к тому, что их поведение в зависимости от задержки между импульсами накачки и зондирования может быть качественно различным. Наиболее ярким проявлением этого служит разгорание фарадеевского сигнала со временем, обусловленное связью g-фактора электрона и энергией оптического перехода в квантовой точке.

2.5 Краткие итоги

В главе 2 получены следующие основные результаты:

- Развита теория резонансного спинового усиления с учетом случайного разброса частот спиновой прецессии локализованных электронов.
- Предложен микроскопический механизм подстройки частот электронной спиновой прецессии к кратным частоте следования импульсов накачки, обусловленной сверхтонким взаимодействием электронных и ядерных спинов.
- Показано, что в неоднородных массивах квантовых точек сигналы фарадеевского вращения и эллиптичности определяются различными ансамблями локализованных электронов, что приводит к разгоранию сигнала фарадеевского вращения в условиях спектрального вырождения импульсов накачки и зондирования.

Глава 3

Спиновый шум и пространственные флуктуации спин-орбитального взаимодействия в наноструктурах

3.1 Регулярное и случайное спин-орбитальное взаимодействие. Обзор литературы

3.1.1 Спин-орбитальное расщепление энергетического спектра

Одной из главных задач спинтроники являются фундаментальные и прикладные исследования возможностей управления динамикой спинов электронов и ядер немагнитными методами. В первой и второй главах диссертации развивалась теория взаимодействия локализованных электронных спинов с оптическими импульсами. Возможность управления спинами носителей заряда с помощью поляризованного света обусловлена спин-орбитальной связью, которая приводит в таких распространенных полупроводниковых кристаллах как GaAs, InAs, InP, GaSb, GaN к спин-зависимым правилам отбора при междузонных оптических переходах, и соответственно, к возможности оптической ориентации электронных спинов.

Спин-орбитальное взаимодействие проявляется также и в кинетике свободных носителей заряда. Были предложены теоретические концепции спинового ключа и транзистора, основанные на связи между перемещением электрона и поворотом его спина [114, 115], именно возможность управления спинами электронов оптическими и электрическими методами в объемных полупроводниках, квантовых ямах и квантовых проволоках [116, 117, 118, 119, 120, 121, 122, 123, 124, 125, 126] определили бурное развитие экспериментальной и теоретической спиновой физики в последнее десятилетие.

С другой стороны, благодаря связи спиновых и орбитальных степеней свободы спин электрона оказывается подверженным случайным внешним воздействиям. Это приводит к потери спина – спиновой релаксации. Таким образом, большой интерес привлекает вопрос о поиске систем, где реализуются максимально возможные времена спиновой релаксации свободных электронов и дырок. Наиболее подходящими кандидатами на роль таких систем являются низкоразмерные полупроводниковые системы: квантовые ямы и квантовые проволоки, где эффекты размерного квантования определяют характер и особенности спин-орбитального взаимодействия [4, 10, 127, 128, 129, 130].

В этой и следующей главах речь пойдет о спин-орбитальном взаимодействии и динамике спинов электронов проводимости в квантовых ямах и квантовых проволоках. Гамильтониан спин-орбитального взаимодействия для свободного электрона в полупроводнике или полупроводниковой наноструктуре можно записать в виде

$$\mathcal{H}_{\rm so} = \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k}) \cdot \boldsymbol{\sigma}, \tag{3.1}$$

где $\boldsymbol{k}$ – волновой вектор электрона [$\boldsymbol{k} = (k_x, k_y, k_z)$ – в объемном материале, $\boldsymbol{k} = (k_x, k_y)$ – для электрона в квантовой яме, расположенной в плоскости (xy), и $\boldsymbol{k} = (k_x)$ для электрона в квантовой проволоке, где x – ось проволоки]. Псевдовектор $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z)$ составлен из матриц Паули, действующих на двухкомпонентный спинор (оператор спина $\hat{\boldsymbol{s}} = \boldsymbol{\sigma}/2$). Величина $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ имеет смысл частоты прецессии спина в эффективном магнитном поле, обусловленном орбитальным движением носителя заряда: при заданном $\boldsymbol{k}$ два собственных состояния гамильтониана (3.1) отвечают энергиям $\pm\hbar|\Omega(\boldsymbol{k})|/2$. Таким образом, спин-орбитальное взаимодействие в форме (3.1) приводит к снятию двукратного спинового вырождения энергетического спектра электронов при их движении.

Спин-орбитальное взаимодействие, описываемое гамильтонианом (3.1), не может само по себе привести к релаксации спина, т.к. оно вызывает лишь регулярную спиновую прецессию. Для потери неравновесного спина свободных электронов требуются процессы, которые привнесут случайность или необратимость в динамику носителей заряда. В качестве таких процессов могут выступать столкновения электрона с примесями, фононами, другими электронами, характеризуемые временем τ, которые приводят к случайному изменению волнового вектора электрона $\boldsymbol{k}$, а следовательно – к случайному изменению эффективного поля $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$. Соответствующий механизм потери спина был предложен М.И. Дьяконовым и В.И. Перелем [131], причем скорость релаксации спина в режиме частых столкновений, т.е. при выполнении условия $\Omega(\boldsymbol{k})\tau \ll 1$, можно оценить как

$$\gamma_{\mathrm{DP}} \sim \langle \Omega^2(\boldsymbol{k}) \rangle \tau, \tag{3.2}$$

где угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю электронов. Особенностям механизма Дьяконова-Переля в высокоподвижных квантовых ямах и, в частности, роли электрон-электронного взаимодействия и динамике спинов при нарушении условия $\Omega(\boldsymbol{k})\tau \ll 1$ будет посвящена глава 4 диссертации. Данная глава посвящена динамике спинов в системах с пространственными флуктуациями спин-орбитального взаимодействия. Далее мы проанализируем механизмы, приводящие к спин-орбитальному расщеплению спектра свободных электронов и выделим класс систем, где механизм Дьяконова-Переля для свободных носителей заряда несущественен.

Анализ соотношения (3.1) показывает, что точечная симметрия полупроводниковой структуры накладывает принципиальные ограничения на вид псевдовектора $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$. Во-первых, инвариантность (3.1) к инверсии времени приводит к тому, что $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ содержит лишь нечетные степени волнового вектора электрона. Во-вторых, в системах обладающих центром пространственной инверсии связь (3.1) недопустима, поскольку никакие комбинации компонент волнового вектора не преобразуются как компоненты псевдовектора $\boldsymbol{\sigma}$, поэтому в центросимметричных системах $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k}) \equiv 0$.

Большинство полупроводниковых низкоразмерных систем, в частности, квантовые ямы и квантовые проволоки на основе GaAs/AlGaAs, не обладают центром пространственной инверсии. Точечная симметрия кубических полупроводников типа GaAs описывается группой T_{d}, в которой допустим псевдовектор $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ с компонентами:

$$\boldsymbol{\Omega}_c(\boldsymbol{k}) = \frac{2}{\hbar}\alpha_c[k_x(k_y^2 - k_z^2), k_y(k_z^2 - k_x^2), k_z(k_x^2 - k_y^2)]. \tag{3.3}$$

Здесь оси $x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$ и $z \parallel [001]$, α_c – параметр материала. Соответствующий вклад в эффективный гамильтониан электрона для полупроводников типа GaAs был предложен Г. Дрессельхаузом [132]. При переходе от объемного материала к низкоразмерным системам – квантовым ямам и квантовым проволокам, выражение (3.3) следует усреднить по волновой функции, описывающей размерное квантование электрона. Например, в яме, выращенной вдоль оси $z \parallel [001]$, главный (линейный по $\boldsymbol{k}$) вклад Дрессельхауза (или вклад объемной инверсионной асимметрии, BIA – bulk inversion asymmetry) в частоту спиновой прецессии электрона записывается как [133]

$$\boldsymbol{\Omega}_D^{[001]}(\boldsymbol{k}) = \frac{2}{\hbar}\alpha_D^{[001]}(-k_x, k_y, 0), \tag{3.4}$$

где $\alpha_D^{[001]} = \alpha_c\langle\hat{k}_z^2\rangle \approx \alpha_c\pi^2/a^2$, угловые скобки $\langle\ldots\rangle$ обозначают квантовомеханическое усреднение, а последнее приближенное неравенство выполнено для квантовых ям с достаточно высокими барьерами, a – ширина ямы. Выражение (3.4) соответствует точечной симметрии $D_{2\mathrm{d}}$, присущей квантовым ямам с симметричным гетеропотенциалом.

В структурах, обладающих выделенным направлением $\boldsymbol{n}$, допустим следующий псевдовектор $\boldsymbol{\Omega} \propto \boldsymbol{k} \times \boldsymbol{n}$. На наличие соответствующего вклада в энергетический спектр полупроводников, обладающих выделенной осью, например соединения CdS, обратил внимание Э.И. Рашба [116]. Аналогичный вклад в эффективную частоту спиновой прецессии имеет место и в полупроводниковых квантовых ямах, обладающих структурной асимметрией (недопустима операция $z \to -z$) [134, 135, 136, 137]. Выражение для $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$, обусловленной эффектом Рашбы или структурной инверсионной асимметрией (SIA – structure inversion asymmetry), имеет вид

$$\boldsymbol{\Omega}_R(\boldsymbol{k}) = \frac{2}{\hbar}\alpha_R(k_y, -k_x, 0), \tag{3.5}$$

где α_R – константа, связанная со степенью асимметрии структуры. Поскольку параметр Рашбы обусловлен асимметрией структуры, то им можно управлять в достаточно широких пределах путем приложения внешнего электрического поля вдоль оси роста z, как это было продемонстрировано в ряде работ [135, 138, 139, 140, 141, 142, 143].

Анизотропия химических связей на интерфейсах квантовых ям [144, 145, 146, 147] может приводить к дополнительному, интерфейсному вкладу (IIA – interface inversion asymmetry) в спиновое расщепление спектра [148]. В квантовых ямах ориентации (001) соответствующий вклад в эффективную частоту прецессии спина имеет вид слагаемого Дрессельхауза, см. формулу (3.4), кроме того этот вклад в структурах типа GaAs/AlGaAs мал по сравнению с вкладом Дрессельхауза. По этим причинам в дальнейшем интерфейсная инверсионная асимметрия учитываться на будет.

В наиболее распространенных структурах с квантовыми ямами вклады Рашбы и Дрессельхауза в спин-орбитальное взаимодействие, как правило, сравнимы. Величины спиновых расщеплений для электронов на уровне Ферми $\Omega(k_F)$ могут варьироваться в достаточно широких пределах: от ~ 0.1 до ~ 10 meV [149, 150, 151]. Экспериментальное разделение структурного и объемного вкладов в спиновое расщепление возможно путем исследования фотогальванических эффектов в наноструктурах [140] или с помощью детальной подгонки магнитотранспортных измерений [139, 141].

Псевдовектор $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ имеет особенно простой вид в структурах с квантовыми проволоками [152, 153, 154, 155]

$$\boldsymbol{\Omega}(k_x) = \boldsymbol{\lambda} k_x, \tag{3.6}$$

где $\boldsymbol{\lambda}$ – некоторый постоянный вектор, направление которого определяется симметрией структуры.

Отметим для общности, что спиновые расщепления валентной зоны в объемных материалах содержат как линейные, так и кубические по волновому вектору дырки вклады, это обусловлено сложной структурой валентной зоны полупроводников III-V и II-VI [156, 157]. В структурах с квантовыми ямами также имеется ряд особенностей спин-орбитальных вкладов в гамильтониан валентной зоны [128, 158, 159, 160, 161].

3.1.2 Ослабление спин-орбитального взаимодействия в структурах низкой симметрии

При переходе от объемного материала к наноструктурам понижается симметрия системы. Вообще говоря, это приводит к усилению роли спин-орбитального взаимодействия: например, вклад Дрессельхауза в гамильтониан электрона в объемном полупроводнике пропорционален кубу волнового вектора (3.3), а в структурах с квантовыми ямами и проволоками – пропорционален первой степени $\boldsymbol{k}$, см. формулы (3.4) и (3.6). Квантовые ямы, выращенные из нецентросимметричных материалов вдоль оси [001] и обладающие несимметричным гетеропотенциалом, характеризуются точечной группой симметрии $C_{2\mathrm{v}}$, эффективная частота спиновой прецессии в таких системах складывается из вкладов Дрессельхауза (3.4) и Рашбы (3.5). При этом спектр электронов анизотропен, а абсолютная величина частоты спиновой прецессии зависит от направления волнового вектора электрона в плоскости структуры [128].

Однако в ряде важных ситуаций понижение симметрии может приводить к ослаблению роли спин-орбитального взаимодействия. Это реализуется, если направление псевдовектора $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ оказывается фиксированным, т.е. не зависит от направления $\boldsymbol{k}$. Такая ситуация возможна в квантовых ямах (001) с одинаковыми по величине вкладами Дрессельхауза и Рашбы: $|\alpha_R| = |\alpha_D^{[001]}|$ [162, 163, 164, 165, 166]. При этом в пренебрежении кубическими по $\boldsymbol{k}$ вкладами в спин-орбитальное взаимодействие компонента спина, параллельная или антипараллельная вектору $\boldsymbol{\Omega}$, не связана с орбитальным движением электрона и релаксирует медленно по сравнению с поперечными компонентами спина [163, 167, 168]. Аналогичной особенностью обладают и полупроводниковые квантовые проволоки, см. формулу (3.6).

Подобная ситуация "ослабленного" спин-орбитального взаимодействия может реализоваться в квантовых ямах иных кристаллографических направлений. Например, в квантовых ямах, выращенных вдоль оси $z'' \parallel [111]$ линейные по $\boldsymbol{k}$ вклады Дрессельхауза и Рашбы в спиновое расщепление электронного спектра имеют одинаковый вид [169, 170]:

$$\boldsymbol{\Omega}_D^{[111]}(\boldsymbol{k}) = \frac{2}{\hbar}\alpha_D^{[111]}(k_{y''}, -k_{x''}, 0), \tag{3.7}$$

где система координат выбрана в виде $x'' \parallel [11\bar{2}]$, $y'' \parallel [\bar{1}10]$, константа $\alpha_D^{[111]} = 2\alpha_c/\sqrt{3}\langle\hat{k}_{z''}^2\rangle$. В асимметричной яме (111) при выполнении условия $\alpha_D^{[111]} = \alpha_R$ линейные по $\boldsymbol{k}$ члены пропадают, и все компоненты спина не испытывают влияния эффективного поля. Отметим, что и в структурах ориентации (001), и в ямах (111) при взаимной компенсации членов Рашбы и Дрессельхауза обнуляются только линейные по $\boldsymbol{k}$ члены в эффективном гамильтониане электрона [171]. Спин-зависимые кубические члены, связанные с объемной инверсионной асимметрией, в таких системах сохраняются и ограничивают время спиновой релаксации.

Важной особенностью обладают структуры, выращенных вдоль оси $z' \parallel [110]$. В них вклад Дрессельхауза в частоту спиновой прецессии всегда параллелен оси роста [133]:

$$\boldsymbol{\Omega}_D^{[110]}(\boldsymbol{k}) = \frac{2}{\hbar}\alpha_D^{[110]}(0, 0, k_{x'}). \tag{3.8}$$

Здесь оси выбраны следующим образом: $x' \parallel [\bar{1}10]$, $y' \parallel [001]$, и $z' \parallel [110]$, константа $\alpha_D^{[110]} = \alpha_c\langle\hat{k}_z^2\rangle/2$. Соотношение $\boldsymbol{\Omega}_D^{[110]} \parallel z'$ обусловлено симметрией структуры, а именно наличием плоскостей отражения $(1\bar{1}0)$ и (110) в ямах с симметричным гетеропотенциалом, оно сохраняется с учетом более высоких степеней волнового вектора $\boldsymbol{k}$. Таким образом в симметричных ямах (110) компонента спина, ориентированная вдоль оси роста, не испытывает вращательного момента и, соответственно, не релаксирует. Эксперимент показывает замедленную спиновую релаксацию z' компоненты спина в таких структурах [172, 173, 174]. Причины, приводящие к конечному времени спиновой релаксации в этих ямах будут обсуждаться ниже в этой главе и в главе 4.

Отметим в заключение, что другим важным классом систем, где спин-орбитальное взаимодействие ослаблено, являются двумерные полупроводниковые структуры на основе центросимметричных материалов Ge, Si и графена [175, 176, 177, 178, 179, 180, 181, 182, 183].

3.1.3 Случайное спин-орбитальное взаимодействие

В большинстве работ, посвященных спиновой динамике в объемных полупроводниках и наноструктурах, предполагается, что параметры α_R и α_D, определяющие спиновое расщепление спектра, не зависят от координат электрона. Однако спин-орбитальная связь определяется свойствами материала и структуры, поэтому все локальные неоднородности системы вызывают соответствующий отклик и в спин-орбитальном взаимодействии. Случайные флуктуации состава, электрические поля, наведенные легирующими примесями, флуктуации интерфейсов приводят к возникновению пространственных флуктуаций констант спин-орбитального взаимодействия [177, 184, 185]. Поэтому спин электрона, распространяющегося в реальной квантовой яме или квантовой проволоке, испытывает воздействие случайного эффективного спин-орбитального поля.

Укажем наиболее распространенные причины пространственных флуктуаций спин-орбитальных констант. Во-первых, в легированных структурах электрическое поле доноров приводит к возникновению как регулярного в пространстве, так и флуктуирующего поля Рашбы. Для объемных материалов на наличие таких флуктуаций спин-орбитального взаимодействия было указано Е.И. Грънчаровой и В.И. Перелем [186], а для структур с квантовыми ямами – Е.Я. Шерманом [184, 185]. Во-вторых, неизбежные флуктуации ширины ямы приводят к пространственным флуктуациям вклада Дрессельхауза в структурах с ямами на основе нецентросимметричных материалов III-V и II-VI. В макроскопически симметричных системах с квантовыми ямами на основе Si/SiGe, как показали Л.Е. Голуб и Е.Л. Ивченко в работе [177], флуктуации интерфейсов также приводят к возникновению пространственно-неоднородного спин-орбитального взаимодействия. Аналогичные эффекты имеют место и для графена, где атомы примесей и случайные деформации (ripples) могут приводить к возникновению пространственно-флуктуирующего спин-орбитального взаимодействия [187, 188, 189, 190, 191]. Наконец, примеси приводят к локальным деформациям элементарной ячейки кристалла, что также может вносить вклад в случайное спин-орбитальное взаимодействие даже, если примесь является электрически нейтральной.

Важно отметить, что даже если регулярный вклад в спин-орбитальное взаимодействие отсутствует (в силу симметрии структуры или подбора параметров), то пространственные флуктуации спин-орбитального взаимодействия сохраняются. Именно они определяют особенности динамики спинов свободных носителей заряда в тех системах, где ожидаются сверхдлинные времена спиновой релаксации из-за подавления механизма Дьяконова-Переля. Теоретическому исследованию спиновой динамики электронов в таких системах и посвящена данная глава.

3.2 Спиновая релаксация, обусловленная случайным спин-орбитальным взаимодействием

3.2.1 Микроскопическая модель флуктуаций спин-орбитального взаимодействия

Сформулируем модель возникновения пространственных флуктуаций спин-орбитального взаимодействия Рашбы, обусловленных случайными электрически-

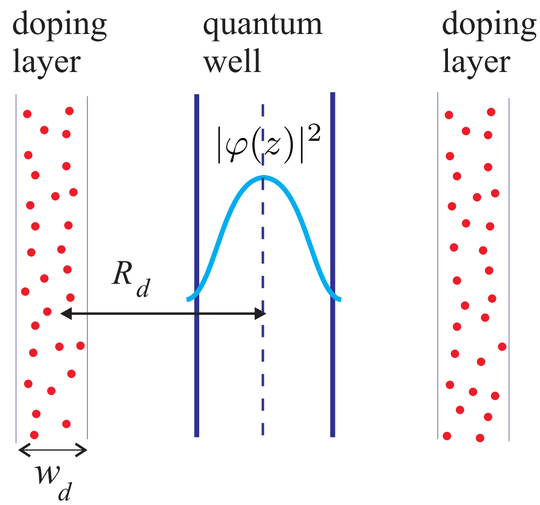

Рис. 3.1: Одиночная яма, окруженная двумя слоями доноров. Схематически показан квадрат модуля волновой функции электрона для первой подзоны размерного квантования, $|\varphi(z)|^2$.

ми полями ионов легирования в структурах с одиночной квантовой ямой.

Флуктуации электрический полей в квантовой яме

Для определенности рассмотрим систему, состоящую из квазидвумерного канала (квантовой ямы) и двух слоев доноров, расположенных симметрично по отношению к центру ямы, см. рис. 3.1. Введем ширину слоя доноров w_d, на которой легирующие примеси распределены случайно и равномерно с трехмерной концентрацией $\overline{n}$, пусть центры слоев находятся на расстоянии $-R_d - w_d/2 < z < -R_d + w_d/2$ и $R_d - w_d/2 < z < R_d + w_d/2$ от центра квантовой ямы. Двумерная концентрация доноров в каждом слое одинакова и составляет $n_d = \overline{n} w_d$. Будем считать что вся структура симметричная, при этом концентрация электронов в яме $N = 2n_d$. В рамках этой модели структурной асимметрии нет и регулярный вклад Рашбы (3.5) в спин-орбитальное взаимодействие отсутствует.

Локально симметрия системы по отношению к операции $z \to -z$ нарушена из-за случайного расположения легирующих примесей, т.к. в некоторых областях локальная концентрация примесей больше, а в некоторых – меньше. Это приводит к возникновению локального поля Рашбы, которое случайным образом зависит от координат в плоскости ямы: $\alpha_R = \alpha_R(\boldsymbol{\rho})$. В данной модели ключевым фактором, определяющим константу Рашбы, является z-компонента электрического поля $E_z(\boldsymbol{\rho})$, действующего со стороны доноров в точке с координатами $(\boldsymbol{\rho}, z = 0)$, т.е. в центре ямы.[1] Интересующую нас компоненту поля можно связать с точным (флуктуирующим) значением концентрации примесей $n(\boldsymbol{r})$ следующим образом:

$$E_z(\boldsymbol{\rho}) = -\frac{|e|}{\varkappa} \int n(\boldsymbol{r}) f(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{r}) \mathrm{d}\boldsymbol{r}, \tag{3.9}$$

где положение примеси $\boldsymbol{r} \equiv (\boldsymbol{r}_\parallel, z)$, e – заряд электрона, $\varkappa$ – статическая диэлектрическая проницаемость. Интегрирование в (3.9) проводится по области, где находятся доноры, см. рис. (3.1). Функция $f(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{r})$ имеет смысл z-компоненты электрического поля, наведенного одиночным донором согласно закону Кулона:

$$f(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{r}) = \frac{z}{[(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{r}_\parallel)^2 + z^2]^{3/2}}. \tag{3.10}$$

В дальнейшем будем считать, что корреляционная функция распределения доноров описывается распределением “белого шума”:

$$\langle (n(\boldsymbol{r}_1) - \overline{n})(n(\boldsymbol{r}_2) - \overline{n}) \rangle = \overline{n} \delta(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2), \tag{3.11}$$

а флуктуации подчинены гауссовой статистике, т.е. корреляторы высокого порядка выражаются через коррелятор (3.11) [192]. При этих условиях корреляционная функция z компонент электрического поля доноров $\langle E_{z,\mathrm{r}}(\mathbf{0}) E_{z,\mathrm{r}}(\boldsymbol{\rho}) \rangle$, где нижний индекс r обозначает случайный вклад, можно представить согласно (3.9)–(3.11) в следующем виде:

$$\langle E_{z,\mathrm{r}}(\mathbf{0}) E_{z,\mathrm{r}}(\boldsymbol{\rho}) \rangle = \langle E_{z,\mathrm{r}}^2 \rangle F_{\mathrm{corr}}(\rho), \tag{3.12}$$

где

$$\langle E_{z,\mathrm{r}}^2 \rangle = 2 \left(\frac{e}{\varkappa} \right)^2 \overline{n} \int \int \frac{z^2}{(\rho^2 + z^2)^3} \mathrm{d}z \mathrm{d}\boldsymbol{\rho} = 2\pi \left(\frac{e}{\varkappa} \right)^2 \frac{n_d}{R_d^2 - w_d^2/4}, \tag{3.13}$$

[1] Для простоты слой квантовой ямы считаем строго двумерным, поэтому усреднение ответа по функции размерного квантования электрона $\varphi(z)$ сводится к взятию электрического поля в точке с координатой $z = 0$.

а $F_{\text{corr}}(\rho)$ – безразмерная корреляционная функция, которую мы определим ниже. В случае δ-легирования ($w_d \ll R_d$), среднеквадратичная флуктуация поля

$$E_{\text{r}} \equiv \sqrt{\langle E_{z,\text{r}}^2 \rangle} = \sqrt{2\pi} \frac{|e|}{\varkappa} \frac{\sqrt{N}}{R_d}. \tag{3.14}$$

На качественном уровне оценку для E_{r} можно интерпретировать следующим образом. Основной вклад в флуктуацию электрического поля вносят доноры, находящиеся в области размера порядка R_d. При выполнении условия $n_d R_d^2 \gg 1$ гауссова флуктуация $\langle (\Delta N)^2 \rangle$ числа ионов в этой области составляет составляет $n_d R_d^2$. Поэтому флуктуацию поля $\langle (\Delta E_z)^2 \rangle$ можно оценить по закону Кулона как $(e/\varkappa)^2 \langle (\Delta N)^2 \rangle / R_d^4$, что согласуется с (3.14). При типичных значениях $R_d = 500$ Å и $n_d = 5 \times 10^{11}$ cm^{-2} величина флуктуации $E_{\text{r}} \sim 5 \times 10^3$ V/cm, что примерно на порядок величины меньше, чем внешние электрические поля, используемые для модуляции поля Рашбы в квантовых ямах [143].

Полученный результат для E_{r} удобно сравнить с регулярным электрическим полем, действующим на электрон со стороны доноров в структуре с односторонним δ-легированием, что соответствует максимальной возможной асимметрии в нашей модели. Расчет показывает, что в этом случае

$$\langle E_z \rangle_a = 2\pi \frac{|e|}{\varkappa} N, \tag{3.15}$$

Сравнивая формулы (3.14) и (3.15) можно заключить, что в структурах с высокой подвижностью носителей заряда $N R_d^2 \sim 10$ [193, 8], $E_{\text{r}} \sim 0.1 \langle E_z \rangle_a$, т.е. флуктуации электрического поля весьма существенны.

Установим вид корреляционной функции $F_{\text{corr}}(\rho)$ в формуле (3.12). В случае δ-легирования в формуле (3.10) для $f(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{r})$ следует положить $z = R_d$. Согласно [192] получаем:

$$F_{\text{corr}}(\rho) = \frac{\int f(\mathbf{0}, \boldsymbol{r}'_\parallel) f(\boldsymbol{\rho}, \boldsymbol{r}'_\parallel) \mathrm{d}\boldsymbol{r}'_\parallel}{\int f^2(\mathbf{0}, \boldsymbol{r}'_\parallel) \mathrm{d}\boldsymbol{r}'_\parallel}. \tag{3.16}$$

Легко убедиться, что $F_{\text{corr}}(\rho)$ существенно спадает при характерных $\rho \sim R_d$, таким образом радиус корреляции z-компоненты случайных электрических полей составляет по порядку величины толщину спейсера, R_d. С ростом толщины спейсера флуктуации $E_{z,\mathrm{r}}(\boldsymbol{\rho})$ становятся более плавными и ослабевают.

При исследовании флуктуаций z-компоненты электрического поля мы не учитывали ее экранировку свободными носителями заряда в квантовой яме. Действительно, z-компонента поля может вызывать лишь перераспределение носителей заряда в яме вдоль оси роста, т.е. смешать уровни размерного квантования. Однако, при выполнении условия $\langle E_\mathrm{r}\rangle a \ll \hbar^2/ma^2$ подмешиванием возбужденных состояний электрона в яме к основному за счет поля доноров можно пренебречь, и экранировка E_z носителями заряда в яме не важна. Экранировка, однако, существенна для компонент поля $\boldsymbol{E}_\parallel = (E_x, E_y)$ в плоскости квантовой ямы. Согласно [193]

$$\boldsymbol{E}_\parallel(\boldsymbol{\rho}) = \frac{|e|}{\varkappa}\sum_j \int\limits_0^\infty qA_q \frac{\partial}{\partial\boldsymbol{\rho}} \mathrm{J}_0\left(q\left|\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{r}_{j\parallel}\right|\right) \mathrm{d}q, \tag{3.17}$$

где суммирование ведется по легирующим ионам j, $\mathrm{J}_0(q\rho)$ – функция Бесселя нулевого порядка, $A_q = \exp(-qR_d)/(q+q_s)$. Здесь q_s – обратная длина экранирования, найденная в двумерном пределе [194]:

$$q_s = \frac{2}{a_\mathrm{B}} \frac{1}{1+\exp\left(-\mu/T\right)}, \tag{3.18}$$

где $a_\mathrm{B} = \hbar^2\varkappa/me^2$ – боровский радиус для электрона с эффективной массой m, $\mu \equiv \mu(T)$ – химический потенциал двумерного электронного газа.

Для симметрично легированной квантовой ямы из сопоставления уравнений (3.14) и (3.20) следует, что

$$\frac{\langle E_\parallel^2\rangle}{\langle E_{z,\mathrm{r}}^2\rangle} \sim \frac{1}{(q_sR_d)^2} \ll 1. \tag{3.19}$$

Для последней оценки мы воспользовались тем, что в структурах на основе GaAs и InAs $R_d \gtrsim 500$ Å, а $1/q_s \lesssim 100$ Å, таким образом экранировка в значительной мере ослабляет продольные компоненты электрического поля в яме по сравнению с поперечными. Роль экранирования для E_z может возрастать в структурах с несколькими квантовыми ямами (multiple quantum well structures) [195, 196], однако здесь такие системы не рассматриваются.

Таким образом, в плоскости квантовой ямы электрон двигается в плавном латеральном потенциале $U(\boldsymbol{\rho})$, созданном продольными компонентами $\boldsymbol{E}_\parallel(\boldsymbol{\rho})$:

$$e\boldsymbol{E}_\parallel(\boldsymbol{\rho}) = -\nabla_\parallel U(\boldsymbol{\rho}), \tag{3.20}$$

причем среднее значение $\langle U(\boldsymbol{\rho})\rangle = 0$. Продольные компоненты электрического поля ответственны за релаксацию импульса электрона. Оценим время релаксации электронов по импульсу в случае низких температур, когда электронный газ вырожден. Для носителя заряда с фермиевской скоростью $v_F = \hbar k_F/m$ и волновым вектором $k_F = \sqrt{2\pi N}$ время релаксации импульса записывается следующим образом [197]

$$\frac{1}{\tau} = -\frac{1}{m^2 v_F^3}\int\limits_0^\infty \frac{\mathrm{d}\rho}{\rho}\frac{\mathrm{d}\mathcal{C}_{UU}(\rho)}{\mathrm{d}\rho}. \tag{3.21}$$

Здесь $\mathcal{C}_{UU}(\rho) = \langle U(\boldsymbol{\rho})U(\mathbf{0})\rangle$ – корреляционная функция случайного потенциала и предполагается выполнение хотя бы одного из условий: $k_F R_d \gg 1$ или $k_F/q_s \gg 1$. Время релаксации электронов по импульсу можно оценить как

$$\tau \sim \tau_d E_F^2 / \left\langle U^2 \right\rangle,$$

где $E_F = \hbar^2 k_F^2/(2m)$ – энергия Ферми, среднеквадратичная флуктуация потенциала $\sqrt{\langle U^2\rangle} \sim N^{1/2}\left(e^2/\varkappa q_s R_d\right)$, и τ_d – время пролета электроном “кореллированного” домена случайной силы, его характерный размер $l_d \sim \max(R_d, 1/q_s)$. В высокоподвижных структурах на основе GaAs и InAs область корреляций случайного потенциала определяется толщиной спейсера и

$$\frac{\tau}{\tau_d} \sim (2\pi)^2 N R_d^2. \tag{3.22}$$

При $N \sim 5 \times 10^{11}$ cm^{-2} и $R_d \sim 100$ Å, время релаксации импульса τ достигает десятков пикосекунд и превышает на два порядка время пролета домена $\tau_d \sim 5 \times 10^{-2}$ ps.

Гамильтониан случайного спин-орбитального взаимодействия

Связь между константой Рашбы α_R в (3.5) и электрическим полем, наведенным донорами, $E_z(\boldsymbol{\rho})$ (3.9), которое приводит к локальному нарушению симметрии $z \leftrightarrow -z$, описывается выражением [8, 143, 198, 199, 200]

$$\alpha_R\left(\boldsymbol{\rho}\right) = \xi e E_z\left(\boldsymbol{\rho}\right), \qquad (3.23)$$

где параметр ξ зависит от материала структуры. В рамках модели Кейна его можно связать с междузонным матричным элементом импульса p_{cv}, а также с энергетическими зазорами: шириной запрещенной зоны и спин-орбитальным расщеплением валентной зоны, см. подробнее главу 5 и (5.30). В таблице 3.1 представлены значения спин-орбитального параметра ξ для различных полупроводников.

Таблица 3.1: Спин-орбитальный параметр ξ [201].

Полупроводник	ξ (Å^2)
GaAs	5
InAs	100
InSb	500
CdSe	3
CdTe	5
ZnTe	2

Отметим, что согласно (3.12) корреляционная функция констант Рашбы имеет вид:

$$\mathcal{C}_{\alpha\alpha}\left(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'\right) \equiv \left\langle \alpha_{\mathrm{r}}(\boldsymbol{\rho})\,\alpha_{\mathrm{r}}(\boldsymbol{\rho}')\right\rangle = \left\langle \alpha_{\mathrm{r}}^2\right\rangle F_{\mathrm{corr}}\left(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'\right). \qquad (3.24)$$

Гамильтониан свободного электрона в макроскопически симметричной квантовой яме можно представить в виде суммы спин-независимого вклада

$$\mathcal{H}_0 = -\frac{\hbar^2\nabla^2}{2m} + U(\boldsymbol{\rho}), \qquad (3.25)$$

и вклада, описывающего случайное спин-орбитальное взаимодействие $[\langle\alpha_R(\boldsymbol{\rho})\rangle = 0]$

$$\mathcal{H}_{\mathrm{so}} = \{\alpha_R(\boldsymbol{\rho}), (\sigma_x k_y - \sigma_y k_x)\} = -\frac{\mathrm{i}}{2}\sigma_x\left\{\nabla_y,\, \alpha_{\mathrm{r}}(\boldsymbol{\rho})\right\} + \frac{\mathrm{i}}{2}\sigma_y\left\{\nabla_x,\, \alpha_{\mathrm{r}}(\boldsymbol{\rho})\right\}. \qquad (3.26)$$

где фигурные скобки $\{A, B\} = AB + BA$ обозначают антикоммутатор операторов. В выражении (3.26) явным образом учтено то обстоятельство, что операторы координаты, входящие в $\alpha_R(\boldsymbol{\rho})$ и операторы волнового вектора в $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ (3.1) не коммутируют. В общем случае структуры, не обладающей центром пространственной инверсии "в среднем", помимо случайного вклада в спин-орбитальное взаимодействие (3.26) следует учесть еще и регулярный вклад, описываемый уравнением (3.1).

Приведем для дальнейшего удобное выражение для матричного элемента гамильтониана случайного спин-орбитального взаимодействия на функциях свободных электронов,

$$\psi_{\overline{\boldsymbol{k}}} = e^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{\rho}}|\chi_\sigma\rangle.$$

Здесь предполагается нормировка на единичную площадь, $|\chi_\sigma\rangle$ – спинор, набор квантовых чисел $\overline{\boldsymbol{k}} = (\boldsymbol{k}, \sigma)$ включает как волновой вектор электрона, так и его спин. В этом базисе матричные элементы гамильтониана случайного спин-орибитального взаимодействия принимают вид:

$$V_{\overline{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'}} = \langle \overline{\boldsymbol{k}} | \mathcal{H}_{\mathrm{so}} | \overline{\boldsymbol{k}}' \rangle = \frac{\alpha(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}')}{2} \left\langle \chi_\sigma \left| \sigma_x \left(k_y + k_y' \right) - \sigma_y \left(k_x + k_x' \right) \right| \chi_{\sigma'} \right\rangle, \tag{3.27}$$

где $\alpha(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}')$ – фурье-образ случайного поля Рашбы. Полученный матричный элемент случайного спин-орбитального взаимодействия соответствует матричному элементу спин-зависимого рассеяния двумерного электрона на примеси, рассчитанного с учетом спин-орбитальной связи [128, 202, 203]. Формулу (3.27) можно представить в ином, более удобном виде с помощью матрицы 2×2, действующей в пространстве спиновых переменных, элементы которой совпадают с $V_{\overline{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'}}$:

$$\hat{V}_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'} = \frac{\alpha(\boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}')}{2} [\boldsymbol{\sigma} \times (\boldsymbol{k} + \boldsymbol{k}')]_z. \tag{3.28}$$

3.2.2 Спиновая релаксация баллистических электронов

В квантовых ямах со случайным пространственным распределением константы спин-орбитального взаимодействия частота прецессии электронного спина является случайной функцией координат. Поэтому спин электрона при движении испытывает эффективное магнитное поле $\mathbf{\Omega}$, которое зависит от времени случайным образом за счет того, что волновой вектор электрона $\boldsymbol{k}$ и его координата $\boldsymbol{\rho}$ изменяются с течением времени.

В механизме Дьяконова-Переля потеря неравновесного спина происходит благодаря тому, что волновой вектор электрона $\boldsymbol{k}$ изменяется случайным образом при столкновениях (3.2). Если в системе имеются пространственные флуктуации константы спин-орбитальной связи, то спиновая релаксация возможна и при баллистическом движении электрона. Действительно, как показано на рис. (3.2) при прямолинейном движении электрон испытывает случайное магнитное поле. Средний квадрат угла поворота спина на одном коррелированном домене $\alpha_R(\boldsymbol{\rho})$ можно оценить как $\langle\delta\varphi_d^2\rangle \sim k_F^2\langle\alpha_{\mathrm{r}}^2\rangle/\hbar^2 \times \tau_d$ (напомним, $\tau_d \sim R_d/v$ – время пролета домена). Очевидно, что углы поворота спина на каждом домене не связаны между собой. При выполнении условия $\langle\delta\varphi_d^2\rangle \ll 1$ среднеквадратичный угол поворота спина за время $t \gg \tau_d$ можно оценить по диффузионному закону как $\Phi(t) = \langle\delta\varphi_d^2\rangle^{1/2}\sqrt{t/\tau_d}$. Начальная ориентация электронного спина теряется при условии $\Phi(t) \sim 1$, что соответствует скорости спиновой релаксации

$$\gamma_{\mathrm{r}} \sim \frac{\langle\alpha_{\mathrm{r}}^2\rangle k_F^2}{\hbar^2}\tau_d. \tag{3.29}$$

Эта формула аналогична выражению для скорости спиновой релаксации в механизме Дьяконова-Переля (3.2): здесь вместо времени релаксации импульса одиночного электрона входит время корреляции спин-орбитального взаимодействия τ_d, а частота спиновой прецессии электрона заменяется на соответствующую флуктуацию. Оценка (3.29) верна в случае, если размер скоррелированного домена спин-орбитального взаимодействия значительно превосходит длину волны электрона, но значительно меньше длины свободного пробега. Последовательная теория спиновой релаксации электрона в системах со случайным спин-орбитальным взаимодействие развита ниже.

Воспользуемся уравнением (3.29) и оценим отношение скоростей спиновой ре-

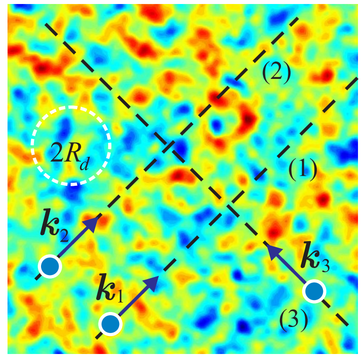

Рис. 3.2: Схематическая иллюстрация реализации случайного спин-орбитального расщепления Рашбы в реальном пространстве. Разные цвета соответствуют различным величинам $\alpha_R(\boldsymbol{\rho})$. Схематически показаны три баллистические траектории электрона (1), (2) и (3). Пунктирная окружность иллюстрирует область пространственной корреляции случайного спин-орбитального взаимодействия.

лаксации в симметричной квантовой яме, где основной вклад в скорость потери неравновесного спина вносят флуктуации константы спин-орбитальной связи, и в асимметричной яме, где регулярное поле Рашбы обусловлено односторонним легированием, и работает обычный механизм Дьяконова-Переля. Такая ситуация может возникать в квантовых ямах $\mathrm{Si/Si}_x\mathrm{Ge}_{1-x}$ или для нормальной компоненты спина в структурах на основе полупроводников с решеткой цинковой обманки, выращенных вдоль оси [110]. Из уравнений (3.14) и (3.23) получаем:

$$\frac{\gamma_{\mathrm{r}}}{\gamma_{\mathrm{DP}}} \sim \frac{1}{n_d R_d^2} \cdot \frac{R_d}{\ell}, \tag{3.30}$$

где $\ell = v_F \tau$ – длина свободного пробега электронов. Для характерных значений $n_d R_d^2 \sim 10$, и $\ell \sim 10\ R_d$, получаем $\gamma_{\mathrm{r}}/\gamma_{\mathrm{DP}} \sim 10^{-2}$, т.е. в симметричных структурах спиновая релаксация идет примерно на два порядка медленнее, чем в асимметричных.

Количественная теория в квазиклассическом пределе

Здесь изложена теория спиновой релаксации двумерных электронов в структурах с пространственными флуктуациями спин-орбитального взаимодействия при условии, что пространственный масштаб флуктуаций R_d значительно превосходит длину волны электрона, т.е. $R_d k_F \gg 1$. В этом случае можно ввести "локальную" частоту спиновой прецессии $\boldsymbol{\Omega}\left[\boldsymbol{k}(t), \boldsymbol{\rho}(t)\right]$, зависящую от волнового вектора и координаты электрона в данный момент времени t, и получить следующее уравнение, описывающее динамику одиночного спина $\boldsymbol{S}$:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}}{\mathrm{d}t} + \boldsymbol{S} \times \boldsymbol{\Omega}\left[\boldsymbol{k}(t), \boldsymbol{\rho}(t)\right] = 0. \tag{3.31}$$

Уравнение (3.31) фактически описывает прецессию спина в переменном магнитном поле.

Для решения уравнения (3.31) в пределе коротких времен корреляции τ_d $[\Omega(\boldsymbol{k}, \boldsymbol{\rho})\tau_d \ll 1]$ введем автокорреляционную функцию частот спиновой прецессии

$$\mathcal{C}_{\Omega\Omega}(t) \equiv \langle \boldsymbol{\Omega}\left[\boldsymbol{k}(t), \boldsymbol{\rho}(t)\right] \cdot \boldsymbol{\Omega}\left[(\boldsymbol{k}(0), \boldsymbol{\rho}(0)\right] \rangle, \tag{3.32}$$

найденную на классической траектории электрона: $\boldsymbol{\rho} \equiv \boldsymbol{\rho}(t)$ и $\hbar\boldsymbol{k}(t) = m\mathrm{d}\boldsymbol{\rho}(t)/\mathrm{d}t$, которую можно получить, проинтегрировав классическое уравнение для движения электрона в поле доноров:

$$\hbar\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{k}}{\mathrm{d}t} = e\boldsymbol{E}_{\parallel}(\boldsymbol{\rho}). \tag{3.33}$$

Отметим, что в формуле (3.33) можно не учитывать влияние спиновой динамики на орбитальную в меру большого параметра $E_F/(\hbar\Omega)$. В рамках марковского приближения [204, 205] для среднего по реализациям распределения спин-орбитального взаимодействия спина получаем

$$\langle S_z(t) \rangle = \langle S_z(0) \rangle \exp\left[-\int\limits_0^t \mathrm{d}t' \int\limits_0^{t'} \mathrm{d}t'' \mathcal{C}_{\Omega\Omega}(t' - t'')\right]. \tag{3.34}$$

В общем случае коррелятор $\mathcal{C}_{\Omega\Omega}$ определяется двумя факторами: случайными пространственными флуктуациями спин-орбитального взаимодействия и процессами рассеяния электрона. Здесь и далее мы будем рассматривать системы, в которых регулярный вклад в спин-орбитальное взаимодействие отсутствует, или релаксацию z компоненты спина в симметричных ямах (110). В структурах с высокой подвижностью носителей заряда выполняется условие $\tau \gg \tau_d$ (т.е. $R_d \ll \ell$), поэтому флуктуации поля $\mathbf{\Omega}$, связанные со случайными изменениями волнового вектора электрона $\boldsymbol{k}$ не важны. Расчет коррелятора (3.32) можно выполнить для баллистического движения электрона по прямой $\boldsymbol{\rho}(t) = \boldsymbol{\rho}_0 + \boldsymbol{v}t$, где $\boldsymbol{\rho}_0$ – начальная координата электрона, а $\boldsymbol{v}$ – его скорость. На временах $\tau_d \ll t \ll \tau$ получаем

$$\mathcal{C}_{\Omega\Omega}(t) = \Gamma_d^{[s]}(k_F)\delta(t). \tag{3.35}$$

Такой вид корреляционной функции частот электронной спиновой прецессии соответствует согласно (3.34) релаксации спина по экспоненциальному закону со скоростью $\Gamma_d^{[s]}(k_F)$

$$\Gamma_d^{[s]}(k_F) = \int_0^\infty \langle \mathbf{\Omega}\,(t) \cdot \mathbf{\Omega}\,(0) \rangle \,\mathrm{d}t. \tag{3.36}$$

Для системы с флуктуациями спин-орбитального расщепления Рашбы (3.26):

$$\Gamma_d^{[s]}(k_F) = \frac{4}{\hbar^2} \langle \alpha_{\mathrm{r}}^2 \rangle \frac{k_F^2}{v_F} \int_0^\infty F_{\mathrm{corr}}(\rho)\mathrm{d}\rho. \tag{3.37}$$

Формулу (3.34) для среднего спина электронов можно получить путем непосредственного интегрирования уравнения спиновой динамики (3.31) для прямолинейного движения электрона. В этом случае вектор $\mathbf{\Omega}$ всегда параллелен или антипараллелен некоторой фиксированной оси, лежащей в плоскости ямы и определяемой направлением $\boldsymbol{k}$. При этом $s_z(t) \propto \cos\vartheta(t)$, где $\vartheta(t)$ – угол поворота спина вокруг $\mathbf{\Omega}$ за время t. Усредняя этот ответ по реализациям распределения спин-орбитального взаимодействия, мы приходим к выражению (3.34).

Уравнение (3.37) можно представить в более удобном виде, если ввести длину корреляции случайного спин-орбитального взаимодействия

$$l_d = \int_0^\infty F_{\mathrm{corr}}(\rho)\mathrm{d}\rho, \tag{3.38}$$

и время пролета домена $\tau_d = l_d/v_F$

$$\Gamma_d^{[s]} = \langle \Omega_{\mathrm{r}}^2 \rangle \tau_d, \tag{3.39}$$

где $\langle \Omega_{\mathrm{r}}^2 \rangle = 4\langle \alpha_{\mathrm{r}}^2 \rangle/\hbar$ – среднеквадратичная флуктуация частоты спиновой прецессии. Выражение (3.39) соответствует оценке (3.29), полученной выше на основе качественных соображений.

Введем фурье-образ коррелятора случайных электрических полей, формируемых донорами, $\langle EE\rangle_q$, согласно

$$\langle E_{z,\mathrm{r}}(\mathbf{0})\, E_{z,\mathrm{r}}(\boldsymbol{\rho})\rangle \equiv \int \langle EE\rangle_q\, e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{\rho}} \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{q}}{(2\pi)^2}, \tag{3.40}$$

В рассматриваемой модели симметрично легированной квантовой ямы фурье-образ имеет вид

$$\langle EE\rangle_q = 2\pi\langle E_{z,\mathrm{r}}^2\rangle(2R_d)^2\, e^{-2qR_d}. \tag{3.41}$$

Формулу (3.37) для скорости спиновой релаксации можно переписать следующим образом

$$\Gamma_d^{[s]}(k) = 4\xi^2e^2k^2 \int \langle EE\rangle_q \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{q}}{(2\pi)^2}\int_0^\infty e^{i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{v}t}\mathrm{d}t = \frac{2}{\pi}\xi^2e^2\frac{k^2}{v}\int_0^\infty \langle EE\rangle_q \mathrm{d}q. \tag{3.42}$$

С учетом соотношения (3.42) получаем

$$\Gamma_d^{[s]}(k) = \frac{8e^2\xi^2\langle E_{z,\mathrm{r}}^2\rangle}{\hbar^3}mkR_d. \tag{3.43}$$

Отметим, что в рамках предложенной модели случайного спин-орбитального взаимодействия типа Рашбы имеется анизотропия спиновой релаксации: скорость потери компонент спина электрона в плоскости структуры в два раза меньше, чем $\Gamma_d^{[s]}$. В симметричных структурах с квантовыми ямами, выращенными вдоль оси [110], анизотропия спиновой релаксации оказывается более выраженной, см. [206] и следующую главу диссертации.

Квантовомеханическое описание

Квазиклассический подход, изложенный ранее, оправдан при $k_FR_d \gg 1$. Для расчета времени спиновой релаксации при произвольных значениях параметра k_FR_d воспользуемся кинетическим уравнением для спиновой матрицы плотности

$$\rho_{\boldsymbol{k}} = f_{\boldsymbol{k}}\hat{I} + \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}\cdot\boldsymbol{\sigma}, \tag{3.44}$$

где $f_{\boldsymbol{k}}$ – функция распределения электронов, $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$ – средний спин электрона в состоянии с волновым вектором $\boldsymbol{k}$, $\hat{I}$ – единичная матрица 2×2. В отсутствие регулярного вклада в спин-орбитальное взаимодействие кинетическое уравнение имеет простой вид

$$\frac{\partial \rho_{\boldsymbol{k}}}{\partial t} = \mathrm{St}\,\rho_{\boldsymbol{k}}, \tag{3.45}$$

где интеграл столкновений учитывает пространственные флуктуации спин-орбитального взаимодействия [128, 202]

$$\mathrm{St}\,\rho_{\boldsymbol{k}} = \frac{\pi}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}'}\left(2\hat{V}_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'}\rho_{\boldsymbol{k}'}\hat{V}_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}} - \hat{V}_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'}\hat{V}_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}\rho_{\boldsymbol{k}} - \rho_{\boldsymbol{k}}\hat{V}_{\boldsymbol{k}\boldsymbol{k}'}\hat{V}_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{k}}\right)\delta\left(E_{\boldsymbol{k}} - E_{\boldsymbol{k}'}\right), \tag{3.46}$$

$E_{\boldsymbol{k}} = \hbar^2 k^2/2m$ – кинетическая энергия электрона. В формуле (3.46) процессы рассеяния электронов по импульсу не учитываются.

Пусть электроны поляризованы вдоль оси z, при этом $s_{\boldsymbol{k},x} = s_{\boldsymbol{k},y} = 0$. Из уравнений (3.28) и (3.46) получаем

$$\mathrm{St}\,\rho_{\boldsymbol{k}} = -\frac{\pi m \sigma_z}{2k\hbar^3}\int \mathcal{C}_{\alpha\alpha}(\boldsymbol{q})\frac{4k^2 - q^2}{q}\left(s_{\boldsymbol{k}',z} + s_{\boldsymbol{k},z}\right)\delta\left(\frac{q}{2k} - \cos\theta\right)\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{q}}{(2\pi)^2}, \tag{3.47}$$

где $\mathcal{C}_{\alpha\alpha}(\boldsymbol{q})$ – фурье-образ коррелятора констант Рашбы $\mathcal{C}_{\alpha\alpha}(\boldsymbol{\rho})$, θ – угол между $\boldsymbol{k}$ и переданным волновым вектором $\boldsymbol{q} = \boldsymbol{k} - \boldsymbol{k}'$. Уравнение (3.47) можно переписать в эквивалентном виде

$$\mathrm{St}\,\rho_{\boldsymbol{k}} = -\Gamma_d^{[s]}(k) S_k^z \sigma_z, \tag{3.48}$$

где скорость спиновой релаксации $\Gamma_d^{[s]}(k)$

$$\Gamma_d^{[s]}(k) = \frac{m}{\pi\hbar^3}\int_0^{2k}\mathcal{C}_{\alpha\alpha}(\boldsymbol{q})\left(4k^2 - q^2\right)^{1/2}\mathrm{d}q. \tag{3.49}$$

Выражение (3.49) можно получить и непосредственно из золотого правила Ферми.

Из соотношений (3.41) и (3.49) получаем

$$\Gamma_d^{[s]}(k) = \frac{2}{\tau_{s0}}\int_0^{4kR_d} e^{-x}\left(16k^2R_d^2 - x^2\right)^{1/2}\mathrm{d}x = \frac{4\pi R_d k}{\tau_{s0}}\left[\mathrm{I}_1(4kR_d) - \mathrm{L}_1(4kR_d)\right], \tag{3.50}$$

где функции $\mathrm{I}_1(x)$ и $\mathrm{L}_1(x)$ являются функциями Бесселя и Струве, соответственно,

$$\frac{1}{\tau_{s0}} \equiv m\left\langle \alpha_{\mathrm{r}}^2\right\rangle/\hbar^3.$$

В предельных случаях темп спиновой релаксации можно выразить следующим образом

$$\Gamma_d^{[s]}(k) = \frac{8}{\tau_{s0}} \times \begin{cases} kR_d, & kR_d \gg 1, \\ \pi(kR_d)^2, & kR_d \ll 1. \end{cases} \tag{3.51}$$

Формула (3.51) в квазиклассическом пределе $kR_d \gg 1$ согласуется с выражением (3.43), полученным выше. Если же пространственный масштаб корреляций константы Рашбы мал, $kR_d \ll 1$, то скорость спиновой релаксации дополнительно уменьшается за счет множителя πkR_d. Это связано с тем, что спин электрона испытывает эффективную флуктуацию спин-орбитального взаимодействия на пространственном масштабе $1/k$. При $kR_d \ll 1$ на длину волны электрона приходится много некоррелированных доменов спин-орбитальной связи, что подавляет спиновую релаксацию.

Следует отметить, что спиновую релаксацию, обусловленную флуктуациями константы спин-орбитальной связи, можно интерпретировать как релаксацию в механизме Эллиота-Яфета, где спин электрона теряется при столкновении с примесью. В квазиклассическом случае, однако, когда $R_d k_{\mathrm{F}} \gg 1$, интерпретация, основанная на случайной спиновой прецессии, оказывается удобной для описания эффектов, изложенных ниже.

3.3 Ускорение спиновой релаксации в магнитном поле

Особенности динамики электронных спинов в двумерных системах с пространственными флуктуациями константы спин-орбитальной связи ярко проявляются во внешнем магнитном поле. Хорошо известно, что в системах с регулярным спин-орбитальным взаимодействием магнитное поле замедляет спиновую релаксацию в механизме Дьяконова-Переля, в основном, за счет циклотронного эффекта [179, 207, 208, 209, 210, 211]. Ниже будет показано, что в высокоподвижных квантовых ямах со случайным пространственным распределением константы спин-орбитальной связи скорость спиновой релаксации может возрастать в классически сильных магнитных полях.

Рассмотрим квантовую яму в магнитном поле, направленном вдоль оси роста z, и пренебрежем влиянием внешнего поля на спин электрона (эффектом Лармора). Последнее приближение оправдано в большинстве полупроводниковых структур, поскольку отношение лармовской частоты спиновой прецессии во внешнем поле $g\mu_B B/\hbar$ к циклотронной частоте $\omega_c = |e|B/mc$ мало в меру $|g|m/m_0 \ll 1$, где m_0 – масса свободного электрона. Орбитальная динамика электрона во внешнем поле при условии $\hbar\omega_c/E_F \ll 1$ (при типичных концентрациях носителей тока это соответствует $B \lesssim 1$ Т) описывается вторым законом Ньютона

$$\hbar\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{k}}{\mathrm{d}t} = e\boldsymbol{E}_{\parallel}(\boldsymbol{\rho}) + \frac{\hbar e}{mc}\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{B}. \tag{3.52}$$

При условии $\omega_c\tau \ll 1$ магнитное поле практически не влияет на динамику электрона, в этом режиме траектория электрона – случайная. Если же $\omega_c\tau \gtrsim 1$, то для электрона в плавном потенциале траектория становится близкой к окружности, центр которой медленно дрейфует случайным образом [212, 213].

Коррелятор (3.34) для электрона в магнитном поле можно записать в виде

$$\mathcal{C}_{\Omega\Omega}(t) = \frac{4k^2}{\hbar^2}\mathcal{C}_{kk}(t)\times\left[\langle\alpha\rangle^2 + \langle\alpha_{\mathrm{r}}^2\rangle F_{\mathrm{corr}}\left(\rho(t)\right)\right], \tag{3.53}$$

где мы учли как регулярный, так и случайный вклады в спин-орбитальное взаимодействие,

$$\rho(t) = R_c\left|\sin\frac{\omega_c t}{2}\right| + \delta r(t). \tag{3.54}$$

Здесь считается, что движение электрона происходит по орбите близкой к круговой, R_c – циклотронный радиус, δr – смещение электрона, обусловленное дрейфом в плавном потенциале [212, 213], $\mathcal{C}_{kk}(t) = \cos(\omega_c t)e^{-t/\tau}$ – коррелятор волновых векторов электрона в магнитном поле. В уравнении (3.53) пренебрегается корреляциями между флуктуациями спин-орбитального взаимодействия и флуктуациями импульса, поскольку их временны́е масштабы сильно отличаются $\tau_d \ll \tau$.

Анализ спиновой динамики мы начнем со случая относительно слабых магнитных полей, когда дрейф орбиты в случайном потенциале за период циклотронного движения T_c значительно превышает радиус корреляции спин-орбитального взаимодействия: $\delta r(T_c) \gg R_d$. В режиме частых столкновений, $\langle\alpha\rangle k\tau/\hbar \ll 1$, спиновая релаксация описывается экспоненциальным законом, а скорость спиновой релаксации в согласии с (3.34) и (3.53) может быть представлена в виде $\Gamma(k) = \Gamma_{\rm reg}^{[s]}(k) + \Gamma_d^{[s]}(k)$, где регулярный вклад [207]

$$\Gamma_{\rm reg}^{[s]}(k) = \frac{4\langle\alpha\rangle^2 k^2 \tau}{\hbar^2 \left(1+\omega_c^2\tau^2\right)}, \tag{3.55}$$

а $\Gamma_d^{[s]}(k)$ дается уравнением (3.42). В системах с высокой подвижностью носителей заряда [$\sim 10^5$ cm^2/(Vs)] на основе InAs произведение $\omega_c\tau$ становится порядка 10 в относительно слабых полях $B \sim 0.1$ T. Множитель $1+\omega_c^2\tau^2$ в знаменателе (3.55), который становится существенным при $\omega_c\tau \gtrsim 1$, описывает подавление спиновой релаксации за счет циклотронного эффекта магнитного поля: на каждой половине оборота направление оси прецессии спина меняется на противоположное, $\boldsymbol{\Omega}[\boldsymbol{k}(t+T_c/2)] = -\boldsymbol{\Omega}[\boldsymbol{k}(t)]$, что и приводит к замедлению спиновой релаксации, вызванной регулярным вкладом в спин-орбитальное взаимодействие. Ситуация качественно иная в структурах с пространственными флуктуациями константы спин-обитальной связи при условии, что $\langle\alpha_{\rm r}(\boldsymbol{\rho})\rangle = 0$: в случае достаточно большого циклотронного радиуса ($\omega_c\tau_d \ll 1$), величины $\boldsymbol{\Omega}\left[\boldsymbol{k}(t),\boldsymbol{\rho}(t)\right]$ и $\boldsymbol{\Omega}\left[\boldsymbol{k}(t+T_c),\boldsymbol{\rho}(t+T_c)\right]$ не коррелированы, поэтому спиновая релаксация не замедляется. Оценки при $\sqrt{\langle\alpha_{\rm r}^2\rangle} = 1.5\times10^{-10}$ eVcm в условиях эксперимента [135] дают $1/\Gamma_{\rm reg}^{[s]}(k) \sim 50$ ps. Если же регулярный вклад в константу спин-орбитальной связи присутствует, то флуктуации спин-орбитального взаимодействия начинают определять скорость спиновой релаксации при $\omega_c\tau > \langle\alpha\rangle/\sqrt{\langle\alpha_{\rm r}^2\rangle}\times(\tau/\tau_d)^{1/2}$.

Ситуация принципиально меняется в более сильных магнитных полях, когда электрон возвращается в исходный домен спин-орбитального взаимодействия через циклотронный период: $\langle|\boldsymbol{\rho}(t+T_c)-\boldsymbol{\rho}(t)|\rangle = \delta r(T_c) \ll R_d$, что соответствует условию $\omega_c\tau \gg (\tau/\tau_d)^{2/3}$ [212, 213]. Это условие может выполняться в классиче-

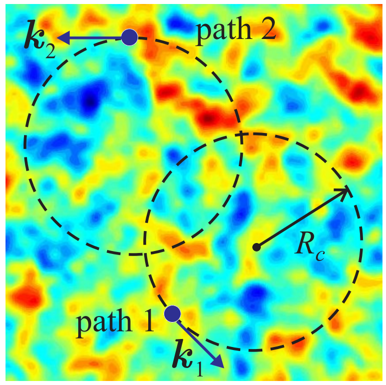

Рис. 3.3: Схематическое изображение траекторий электрона в классически сильном магнитном поле. Радиус траектории значительно превосходит размер коррелированного домена спин-орбитальной связи, $R_c \gg R_d$.

ских полях в структурах с подвижностью электронов $\gtrsim 10^6$ cm^2/(Vs). При этом за один циклотронный период электрон проходит одну и ту же конфигурацию $\alpha_{\rm r}(\boldsymbol{\rho})$, как это схематически показано на рис. 3.3. Тогда за каждый последующий циклотронный оборот электрон проходит ту же самую конфигурацию $\alpha_{\rm r}(\boldsymbol{\rho})$, что и на первом обороте. Поэтому угол поворота спина на очередном обороте будет тем же, что и на первом. Иными словами, для данного электрона $S_z(t) = \cos[\theta(t)]$, где $\theta(t + nT_c) = \theta(t) + n\theta(T_c)$. Эффективное время корреляции частоты спиновой прецессии $\boldsymbol{\Omega}$ становится существенно больше, чем τ_d (если траектория замкнута, то время корреляции стремится к бесконечности), при этом спиновая релаксация должна ускоряться с ростом магнитного поля.

Принимая во внимание выражение для скорости спиновой релаксации электрона в отсутствие внешнего магнитного поля (3.37), которое можно представить в виде

$$\Gamma_d^{[s]}(k) = \frac{4k^2}{\hbar^2}\langle\alpha_{\rm r}^2\rangle \int_0^\infty F_{\rm corr}\,(vt)\,{\rm d}t, \tag{3.56}$$

можно получить следующее выражение для внутреннего интеграла в формуле (3.34):

$$\int\limits_0^t {\rm d}t' \mathcal{C}_{\Omega\Omega}(t') = \Gamma_d^{[s]}(k)(1 + 2K). \tag{3.57}$$

Здесь $K = \lfloor t/T_c \rfloor$, $\lfloor \ldots \rfloor$ обозначают целую часть числа. Наличие слагаемого, пропорционального K в выражении (3.57), приводит к ускорению спиновой релаксации на величину $2\Gamma_d^{[s]}(k)$ при каждом последующем циклотронном обороте электрона. При этом релаксация спина электрона в магнитном поле оказывается не экспоненциальной, а описывается следующим законом:

$$\frac{\langle S_z(t)\rangle}{\langle S_z(0)\rangle} = \exp\left\{-\Gamma_d^{[s]}(k)\left[K^2 T_c + (1+2K)(t-KT_c)\right]\right\}. \qquad (3.58)$$

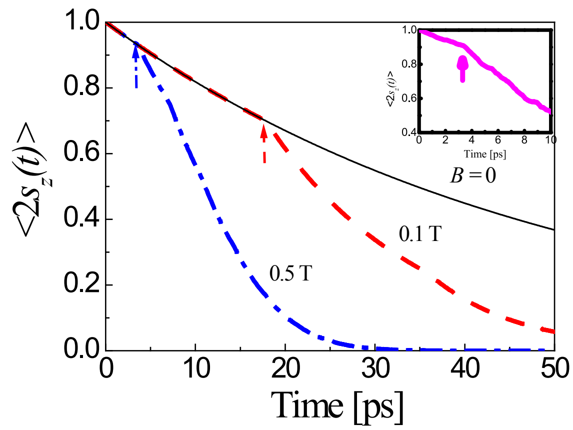

Рис. 3.4: Зависимость от времени $\langle S_z\rangle$ для электрона в двумерной системе со случайным пространственным распределением константы спин-орбитальной связи. Тонкая сплошная кривая – расчет при $B = 0$ T, красная штриховая кривая соответствует $B = 0.1$ T, синяя штрих-пунктирная кривая – $B = 0.5$ T. Стрелки показывают моменты времени, соответствующие первому циклотронному обороту электрона. На вставке показан результат моделирования динамики спинов методом Монте-Карло. В расчете использовались следующие значения параметров: $m = 0.05m_0$, $\sqrt{\langle(\delta\alpha)^2\rangle} = 1.5\times10^{-10}$ eVcm, $R_d = 60$ Å, $k_F = 1.6\times10^6$ cm^{-1}, и $\langle S_z(0)\rangle = 1/2$.

Зависимость $\langle s_z(t)\rangle$ представлена на рис. 3.4. Изломы на кривой $\langle s_z(t)\rangle$ при $t = nT_c$ в реальности оказываются сглаженными по двум причинам: (i) из-за конечного времени пролета электроном домена коррелированной спин-орбитальной связи (τ_d) и (ii) из-за наличия дрейфа циклотронной орбиты в случайном потенциале δr. На временах $t \gg T_c$, уравнение (3.58) принимает вид

$$\langle S_z(t)\rangle \sim \exp\left(-\Gamma_d^{[s]}(k)t^2/T_c\right). \qquad (3.59)$$

Таким образом, спин электрона в системах со случайным пространственным распределением константы спин-орбитального взаимодействия в магнитном поле релаксирует по закону Гаусса, причем эффективная скорость спиновой релаксации $\sqrt{\Gamma_d^{[s]}(k)/T_c}$ увеличивается с ростом поля.

Математически указанное поведение спина в условиях циклотронного движения можно понять следующим образом. Для гауссовых распределений случайных величин имеет место следующее соотношение для средних (в его выполнении можно убедиться раскладывая левую и правую части равенства в ряд Тейлора)

$$\langle S_z(t)\rangle = \left\langle \cos\theta_{[i]}(t)\right\rangle = \exp\left(-\left\langle \theta_{[i]}^2(t)\right\rangle/2\right), \tag{3.60}$$

где $\theta_{[i]}$ угол поворота спина i-ого электрона. В отличие от марковского процесса, где $\langle\theta_{[i]}^2(nT_c)\rangle = n\langle\theta_{[i]}^2(T_c)\rangle$, для регулярного циклотронного движения, рассматриваемого здесь, $\langle\theta_{[i]}^2(nT_c)\rangle = n^2\langle\theta_{[i]}^2(T_c)\rangle$. Поэтому с учетом выражения $\langle\theta_{[i]}^2(T_c)\rangle/2 = \Gamma_d^{[s]}(k)T_c$ мы получаем уравнение (3.59).

На качественном уровне объяснение ускорения спиновой релаксации в магнитном поле можно таково: режиме, когда циклотронные орбиты близки к замкнутым, можно считать, что каждый электрон двигается по круговой орбите радиуса R_c, а спин данного электрона испытывает эффективное флуктуационное поле из-за случайного распределения константы спин-орбитальной связи с характерной среднеквадратичной флуктуацией: $\sqrt{(\delta\Omega_c)^2} \sim 2\langle\alpha_r^2\rangle^{1/2}/\hbar\times\sqrt{2\pi R_c/l_d}$, где l_d – длина домена (3.38). Потеря спина происходит из-за разброса флуктуационных полей, поэтому описывается гауссовым законом в согласии с (3.59).

Если в системе присутствует как случайный, так и регулярный вклад в спиновое расщепление электронных зон, то качественно ситуация оказывается следующей: в нулевом поле и в умеренных магнитных полях $\omega_c\tau \sim 1$ спиновая релаксация определяется обычным механизмом Дьяконова-Переля и подавляется с ростом поля. Время спиновой релаксации достигает максимума, ограниченного пространственными флуктуациями константы спин-орбитальной связи: $1/\Gamma_d^{[s]}(k)$ при $\omega_c\tau \gtrsim \langle\alpha\rangle/\sqrt{\langle\alpha_{\mathrm{r}}^2\rangle}\times(\tau/\tau_d)^{1/2}$. Дальнейший рост магнитного поля до $\omega_c\tau \sim (\tau/\tau_d)^{2/3}$ приводит к гауссовой релаксации, время спиновой релаксации $\tau_s \sim \sqrt{T_c/\Gamma_d^{[s]}(k)} \propto 1/\sqrt{B}$ падает с ростом поля. Такое поведение времени спиновой

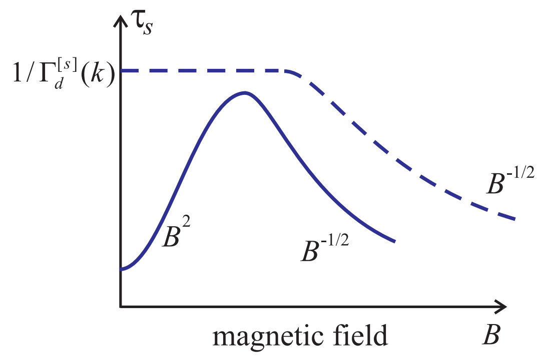

Рис. 3.5: Схематический график зависимости времени спиновой релаксации от магнитного поля. Пунктирная линия соответствует структурам, где регулярный вклад в спин-орбитальное взаимодействие отсутствует, сплошная кривая соответствует системе, где имеется как регулярный, так и случайный вклады в константу спин-орбитальной связи.

релаксации схематически показано на рис. 3.5.

Отметим, что подобные эффекты памяти могут проявляться в структурах с магнитными примесями [214] даже без магнитного поля. Ряд схожих немарковских процессов в динамике спинов рассматривался в работах [215, 216, 217].

3.4 Спиновый шум в квантовых проволоках

Широким классом полупроводниковых наноструктур, в которых спиновая динамика весьма нетривиальна, являются полупроводниковые квантовые проволоки [218, 219, 220, 221, 222, 223, 224]. Как отмечалось выше, эффективное магнитное поле, обусловленное спин-орбитальной связью в таких структурах направлено вдоль некоторой фиксированной оси [см. формулу (3.6)], что приводит к гигантской анизотропии спиновой релаксации: в отсутствие пространственных флуктуаций константы спин-орбитальной связи компонента спина вдоль оси $\boldsymbol{\lambda}$ сохраняется со временем.

Здесь разработана теория спиновой динамики электронов в квантовых проволоках с пространственными флуктуациями константы спин-орбитальной связи. Ниже будет показано, что на достаточно больших временах спиновая релаксация в неупорядоченных квантовых проволоках описывается степенным, а не экспоненци-

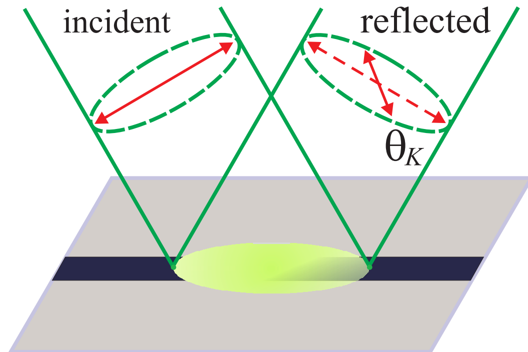

Рис. 3.6: Схематическая иллюстрация возможного эксперимента по изучению спинового шума: квантовая проволока (темная полоска) освещается линейно поляризованным светом, детектируется угол керровского вращения плоскости поляризации отраженного луча. Плоскости поляризации лучей отмечены двухсторонними стрелками. Пунктирная стрелка обозначает поляризацию отраженного луча в пренебрежении эффектом Керра.

альным законом. Такую медленную спиновую динамику экспериментально удобно исследовать методиками спектроскопии спинового шума, см. [225] в качестве обзора. Идея этого метода, предложенного Е.Б. Александровым и В.С. Запасским для исследования магнитного резонанса в атомных газах [226] и развитого в работах [173, 227, 228] для полупроводниковых систем, такова: изучаются временны́е флуктуации угла фарадеевского или керровского вращения плоскости поляризации слабого (непрерывного) линейно поляризованного зондирующего луча (см. рис. 3.6) в отсутствие накачки. Поскольку углы вращения Керра и Фарадея пропорциональны s_z – компоненте спина вдоль зондирующего луча, (см. главы 1 и 2 диссертации, а также [225, 229]), то автокорреляционная функция этих углов прямо пропорциональна спектру ее спиновых флуктуаций, т.е. спинового шума. Например, для эффекта Керра

$$\langle \theta_K(t)\theta_K(t')\rangle \propto \langle s_z(t)s_z(t')\rangle. \tag{3.61}$$

Если мощность зондирующего луча достаточно мала, так чтобы отклонениями от равновесия можно пренебречь, то спектр флуктуаций углов керровского или фарадеевского вращения содержит сведения о спиновых корреляциях равновесных электронов. Спиновые флуктуации в объемных полупроводниках в условиях оптической накачки были теоретически исследованы Е.Л. Ивченко [230].

3.4.1 Модель

Рассмотрим одноканальную квантовую проволоку с осью направленной вдоль оси x и запишем гамильтониан спин-орбитального взаимодействия в виде [ср. с (3.1), (3.6) и (3.26)]

$$\mathcal{H}_{\rm so} = \frac{1}{2}[\alpha(x)k_x + k_x\alpha(x)]\sigma_\lambda. \tag{3.62}$$

Здесь $k_x = -{\rm i}\partial/\partial x$ – x-компонента волнового вектора электрона, $\alpha(x)$ – зависящая от координаты константа спин-орбитального взаимодействия. В уравнении (3.62) предполагается, что ось квантования спинов λ, фиксирована, σ_λ – матрица Паули, отвечающая λ-компоненте спина.[2]

Как и выше в разделах 3.2 – 3.3 считаем, что величину $\alpha(x)$ можно представить в виде суммы регулярного вклада α_0 и гауссовой случайной функции $\alpha_{\rm r}(x)$ с нулевым средним, характеризующейся коррелятором

$$\langle\alpha_{\rm r}(x)\alpha_{\rm r}(x')\rangle = \langle\alpha_{\rm r}^2\rangle F_{\rm corr}(x-x'), \tag{3.63}$$

где $\langle\alpha_{\rm r}^2\rangle^{1/2}$ – среднеквадратичная флуктуация константы спин-орбитальной связи. Введем также корреляционную длину пространственных флуктуаций спин-орбитального взаимодействия [ср. с (3.38)]

$$l_d = \int_0^\infty F_{\rm corr}(x){\rm d}x. \tag{3.64}$$

Анализ динамики спинов начнем с квазиклассического случая, когда флуктуации константы спин-орбитальной связи являются плавными на масштабе длины волны электрона $\lambda_F = 2\pi/k_F$, $l_d \gg \lambda_{\rm F}$. Тогда некоммутативностью компонент волнового вектора и $\alpha(x)$ можно пренебречь, и согласно (3.62) и (3.1) спин электрона при движении из точки x_0 в точку x_1 поворачивается на угол

$$\theta(x_1,x_0) = \frac{2m}{\hbar^2}\int_{x_0}^{x_1}\alpha(x'){\rm d}x'. \tag{3.65}$$

[2] В структурах низкой симметрии допустимы вклады $\propto \alpha(x)k_x\sigma_\lambda$ и $\alpha'(x)k_x\sigma_{\lambda'}$ с $\lambda\neq\lambda'$. Такая ситуация здесь не рассматривается.

Из уравнения (3.65) видно, что угол поворота спина определяется лишь начальной и конечной точками траектории и не зависит от истории движения носителя заряда между этими точками. Этот результат хорошо известен для систем с регулярной спин-орбитальной связью [155, 231, 232, 233], он сохраняется и в случае флуктуирующей константы α. Действительно, как это видно из (3.62), скорость спиновой прецессии определяется произведением скорости электрона и некоторой заданной функции координат. Поэтому неважно, как электрон попал из точки x_0 в x_1: все вклады в угол поворота спина от замкнутых траекторий, где электрон проходит одну и ту же конфигурацию $\alpha(x)$ в противоположных направлениях сокращаются.

Временна́я эволюция электронного спина, как следует из соотношения (3.65), прямо связана с движением носителя вдоль проволоки. Пусть ось квантования спина $\boldsymbol{\lambda}$ лежит в плоскости (xy), перпендикулярной оси z. Для определенности будем исследовать динамику z-компоненты спина, которая описывается корреляционной функцией

$$\langle S_z(t)S_z(0)\rangle = \langle S_z^2(0)\rangle \mathcal{C}_{ss}(t),$$

где функция $\mathcal{C}_{ss}(t)$ нормирована условием $\mathcal{C}_{ss}(0) = 1$. В силу линейности кинетического уравнения для функции распределения электронов по спину коррелятор $\langle s_i(t)s_j(0)\rangle$ $(i, j = x, y$ или $z)$ удовлетворяет тем же уравнениям, что и средние значения $\langle s_i(t)\rangle$ [204, 234, 235], см. также [236], поэтому функцию $\mathcal{C}_{ss}(t)$ можно представить в виде

$$\mathcal{C}_{ss}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}x \; p(x,t)\langle \cos\left[\theta(x,0)\right]\rangle. \tag{3.66}$$

Здесь $p(x,t)$ – вероятность того, что за время t электрон пройдет расстояние x, а угловые скобки в правой части уравнения (3.66) обозначают усреднение по реализациям константы спин-орбитальной связи $\alpha_{\mathrm{r}}(x)$. При выводе уравнения (3.66) мы предположили, что акты рассеяния электрона на случайном потенциале, которые определяют вероятность $p(x,t)$, не коррелированы со случайным полем $\alpha_{\mathrm{r}}(x)$, поэтому усреднение по реализациям константы спин-орбитальной связи и по реализациям беспорядка, определяющего орбитальную динамику электрона выполняются независимо. Такой режим может иметь место в квантовых проволоках, где случайное поле Рашбы обусловлено легирующими примесями, а релаксация импульса – рассеянием электрона на флуктуациях ширины проволоки. Уравнение (3.66) выведено для плавного беспорядка, $l_d/\lambda_{\mathrm{F}} \gg 1$, однако анализ, выполненный в рамках метода функций Грина, показывает, что тот же результат сохраняется и для произвольного соотношения l_d/λ_{F}.

Наш следующий шаг заключается в усреднении величины $\cos\left[\theta(x,0)\right]$ в формуле (3.66) по случайным реализациям поля $\alpha(x)$. С этой целью мы представим

$$\cos\left[\theta(x,0)\right] = \mathrm{Re}\left\{\exp\left(\mathrm{i}\frac{2m\alpha_0}{\hbar^2}x\right)\exp\left[\mathrm{i}\vartheta_{\mathrm{r}}(x)\right]\right\}, \tag{3.67}$$

где

$$\vartheta_{\mathrm{r}}(x) = 2m/\hbar^2\int_0^x \alpha_{\mathrm{r}}(x')\mathrm{d}x' \tag{3.68}$$

– угол поворота спина за счет случайного вклада в спин-орбитальное взаимодействие. Раскладывая $\exp\left[\mathrm{i}\vartheta_{\mathrm{r}}(x)\right]$ в ряд по ϑ_{r} и пользуясь гауссовым характером флуктуаций α_{r}, получаем, что нечетные степени угла поворота спина обнуляются, $\langle\theta_{\mathrm{r}}^{2n+1}(x)\rangle = 0$, а четные выражаются через $\langle\theta_{\mathrm{r}}^2(x)\rangle$ в виде

$$\langle\theta_{\mathrm{r}}^{2n}(x)\rangle = \left\langle\left[\frac{2m}{\hbar^2}\int_0^x \alpha_{\mathrm{r}}(x')\mathrm{d}x'\right]^{2n}\right\rangle = (2n-1)!!\langle\theta_{\mathrm{r}}^2(x)\rangle^n. \tag{3.69}$$

Непосредственный расчет показывает, что средний квадрат угла поворота спина $\langle\theta_{\mathrm{r}}^2(x)\rangle$, обусловленный флуктуирующим спин-орбитальным взаимодействием, составляет

$$\langle\theta_{\mathrm{r}}^2(x)\rangle = 2\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2\langle\alpha_{\mathrm{r}}^2\rangle\int_0^x \mathrm{d}x'\int_0^{x'}\mathrm{d}yF_{\mathrm{corr}}(y). \tag{3.70}$$

Окончательно, выражение (3.66) сводится к [ср. с (3.60)]

$$\mathcal{C}_{ss}(t) = \int_{-\infty}^{\infty}\mathrm{d}x\ p(x,t)\cos\left(\frac{2m\alpha_0}{\hbar^2}x\right)\exp\left[-\langle\theta_{\mathrm{r}}^2(x)\rangle/2\right]. \tag{3.71}$$

Формула (3.71) является центральным результатом данного раздела: она связывает временную эволюцию электронного спина с орбитальным движением носителя заряда вдоль проволоки. Ниже будет определено распределение смещений электрона, $p(x,t)$, для разных режимов орбитальной динамики и найдена зависимость $\mathcal{C}_{ss}(t)$. Спектр мощности спинового шума связан с фурье-образом функции $\mathcal{C}_{ss}(t)$ согласно [229]:

$$\left\langle s_z^2 \right\rangle_\omega = 2\int_0^\infty \mathcal{C}_{ss}(t)\cos(\omega t)\,\mathrm{d}t. \tag{3.72}$$

К уравнениям (3.71), (3.72) можно прийти иным путем, воспользовавшись методом случайных сил Ланжевена. Для этого запишем уравнение динамики спина одного электрона в виде (3.31):

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}}{\mathrm{d}t} + \boldsymbol{S}\times\boldsymbol{e}_\lambda \frac{2m\alpha[x(t)]}{\hbar^2} v_x(t) = \boldsymbol{\xi}(t), \tag{3.73}$$

где $\boldsymbol{e}_\lambda$ – орт оси квантования спина λ, $v_x(t)$ – мгновенное значение скорости электрона. В правой части формулы (3.73) введены случайные силы Ланжевена $\boldsymbol{\xi} = (\xi_x, \xi_y, \xi_z)$, описываемые следующими корреляционными функциями [230]:

$$\xi_i(t)\xi_j(t') = \xi_0^2 \delta_{ij}\delta(t-t'). \tag{3.74}$$

Решение уравнения (3.73) можно представить в виде

$$S_z(t) = \xi_z \cos\left[\int_{x(0)}^{x(t)} \alpha(x)\mathrm{d}x\right] - \xi_y \sin\left[\int_{x(0)}^{x(t)} \alpha(x)\mathrm{d}x\right]. \tag{3.75}$$

Выполняя преобразование Фурье выражения (3.75)

$$S_z(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} S_z(t) e^{\mathrm{i}\omega t}\mathrm{d}t,$$

взяв его квадрат модуля и усреднив по реализациям случайных сил $\boldsymbol{\xi}$, имеем

$$\langle s_z^2\rangle_\omega = \xi_0^2 \int \mathrm{d}t\mathrm{d}t' e^{\mathrm{i}\omega(t-t')} \cos\left[\frac{2m}{\hbar^2}\int_{x(t)}^{x(t')} \alpha(x)\mathrm{d}x\right]. \tag{3.76}$$

Усредняя выражение (3.76) по реализациям $\alpha_{\mathrm{r}}(x)$ и по траекториям электрона, мы приходим к формулам (3.66) и (3.72).

3.4.2 Спектр спинового шума

В данном разделе описана спиновая динамика и получен спектр спинового шума в важных предельных случаях. Расчет спинового шума в широком диапазоне частот приводится в разделе 3.4.3.

Для *баллистического* движения электрона $p(x,t) = \delta(x - v_\mathrm{F} t)$. Такой режим реализуется на временных масштабах $t \ll \tau = \ell/v_\mathrm{F}$, где τ – время свободного пробега, а ℓ – длина свободного пробега электрона. На временах $t \gg \tau_d = l_d/v_\mathrm{F}$ (напомним, τ_d – время пролета электроном коррелированного домена спин-орбитального взаимодействия) из (3.71) получаем затухающие осцилляции z-компоненты электронного спина:

$$\mathcal{C}_{ss}(t) \approx \cos(\Omega_0 t) \exp(-t/\tau_{s,\mathrm{r}}), \tag{3.77}$$

Частота осцилляций $\Omega_0 = 2m\alpha_0 v_\mathrm{F}/\hbar^2$ определяется регулярным вкладом в спин-орбитальное взаимодействие, а затухание биений обусловлено флуктуациями константы спин-орбитальной связи [ср. с (3.39)]

$$\frac{1}{\tau_{s,\mathrm{r}}} = \left(\frac{2mv_\mathrm{F}}{\hbar^2}\right)^2 \langle \alpha_\mathrm{r}^2 \rangle \tau_d. \tag{3.78}$$

Спектр спинового шума можно представить в виде

$$\left\langle s_z^2 \right\rangle_\omega = 2\tau_{s,\mathrm{r}} \operatorname{Re} \frac{1 - \mathrm{i}\omega\tau_{s,\mathrm{r}}}{\Omega_0^2 \tau_{s,\mathrm{r}}^2 + (1 - \mathrm{i}\omega\tau_{s,\mathrm{r}})^2}, \tag{3.79}$$

эта зависимость показана на рис. 3.7. Максимум мощности спинового шума приходится на частоту $\omega \approx \Omega_0$, ширина спектра $\sim \tau_{s,\mathrm{r}}^{-1}$, а на больших частотах $\langle s_z^2 \rangle_\omega \propto \omega^{-2}$ в согласии с теорией линейного отклика [234]. Отметим, что пик в спектре шума на ненулевой частоте непосредственно связан с прецессией спина в регулярном эффективном поле, обусловленным спиновым расщеплением спектра. Подобная ситуация может реализоваться также в высококачественных двумерных и трехмерных системах, см. главу 4 диссертации.

Баллистический режим динамики спинов реализуется, однако, в очень чистых системах, где $\Omega_0 \tau \gg 1$. В противном случае, эволюция спина разворачивается

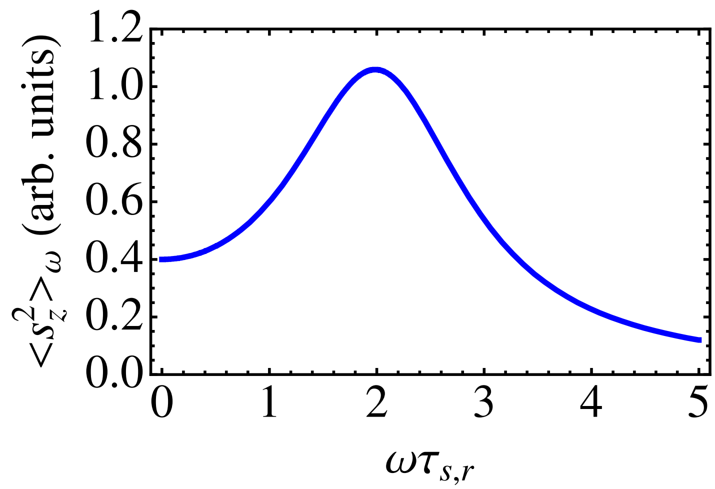

Рис. 3.7: Спектр мощности спинового шума $\langle s_z^2\rangle_\omega$ для баллистической квантовой проволоки. Расчет выполнен при $\Omega_0\tau_{s,\mathrm{r}} = 2$.

на временны́х масштабах, где движение электрона является *диффузионным*, см. рис. 3.8, верхняя панель. При этом

$$p(x,t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi D t}} e^{-x^2/4Dt}, \tag{3.80}$$

где $D = v_\mathrm{F}^2\tau$ – коэффициент диффузии в одномерной системе. В отсутствие флуктуаций константы спин-орбитальной связи и при условии $\Omega_0\tau \ll 1$ релаксация неравновесного спина обусловлена механизмом Дьяконова-Переля [152], время релаксации спина $\tau_{s,\mathrm{DP}} = 1/(\Omega_0^2\tau)$. Спектр спинового шума при этом имеет вид функции Лоренца $\langle s_z^2\rangle_\omega = 2\tau_{s,\mathrm{DP}}/(1+\omega^2\tau_{s,\mathrm{DP}}^2)$, центрированной на $\omega = 0$, ширина спектра определяется скоростью спиновой релаксации.

Спиновая динамика в квантовых проволоках становится нетривиальной в случае, если флуктуации константы спин-орбитальной связи являются доминирующими. Здесь и далее мы будем считать, что $\alpha_0 = 0$, т.е. регулярный вклад в спиновое расщепление энергетического спектра электрона отсутствует. Рассмотрим динамику спинов в пределе больших времен $t \gg \tau_d, \tau, \tau_{s,\mathrm{r}}$. Тогда система характеризуется двумя параметрами размерности длины: это длина диффузии $\sqrt{Dt}$ (3.80), и длина дефазировки спинов

$$L_s = \int_0^\infty \mathrm{d}x \exp\left[-\langle\theta_\mathrm{r}^2(x)\rangle/2\right]. \tag{3.81}$$

На достаточно больших временах, когда $\sqrt{Dt} \gg L_s$, в формуле (3.66) можно $p(x,t)$ заменить на $p(0,t)$:

$$\mathcal{C}_{ss}(t) \approx p(0,t) \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}x \exp\left[-\langle \theta_{\mathrm{r}}^2(x) \rangle /2\right] = \frac{L_s}{\sqrt{\pi D t}}. \tag{3.82}$$

Согласно уравнению (3.82) спиновая релаксация является неэкспоненциальной: потеря неравновесного спина описывается степенным законом: $\langle S_z(t) \rangle \propto 1/\sqrt{t}$. Этот, на первый взгляд, неожиданный результат имеет прозрачный физический смысл, см. рис. 3.8. Если электрон сместился из своей начальной точки на достаточно большое расстояние $x \gtrsim L_s$, то случайный угол поворота его спина является столь большим, что электрон не вносит вклад в спиновую поляризацию системы – его спин полностью дефазируется. Таким образом, спиновая поляризация в системе обеспечивается лишь теми носителями заряда, которые находятся вблизи своих исходных точек, при этом совершенно неважно, каким образом электрон вернулся к своей исходной точке. В соответствии с диффузионным законом доля таких электронов составляет $p(0,t) \propto 1/\sqrt{t}$, что согласуется с выражением (3.82). Отметим, что аналогичные соображения не могут быть применены к системе с регулярным вкладом в спин-орбитальное взаимодействие из-за периодической зависимости z-компоненты спина электрона от его смещения.

Медленная неэкспоненциальная релаксация спина, описываемая уравнением (3.82) проявляется в спектрах спинового шума. Из формулы (3.72) следует, что $\langle s_z^2 \rangle_\omega \propto 1/\sqrt{\omega}$, т.е. спектр спинового шума расходится при $\omega \to 0$. Такое поведение спинового шума присуще именно квантовыми проволокам со случайным пространственным распределением константы спин-орбитальной связи. В отличие от многоканальных квантовых проволок (при достаточно быстром межканальном рассеянии, см. ниже) и двумерных систем, спин электрона в одномерных системах восстанавливается, если электрон возвращается в исходную точку.

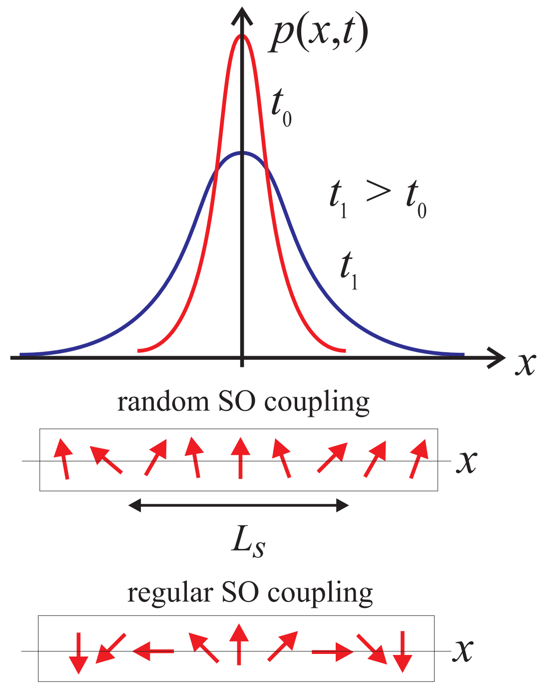

Рис. 3.8: Верхняя панель: схематическая иллюстрация распределения смещений электрона $p(x,t)$ для двух моментов времени $t_0 < t_1$. Нижние панели: схема квантовой проволоки и ориентаций спинов диффундирующих электронов в случае случайного (random SO coupling) и регулярного (regular SO coupling) распределений $\alpha(x)$.

3.4.3 Спектр спинового шума при произвольных частотах

Определим спектр спинового шума на произвольных частотах. Для этого необходимо установить вид функции $p(x,t)$ вне рамок диффузионного приближения (3.80). Воспользуемся кинетическим уравнением для функции распределения одномерных электронов $f(x,v_x,t)$, которая зависит от координаты частицы, ее скорости и времени:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v_x \frac{\partial f}{\partial x} + \frac{f - \bar{f}}{\tau} = 0. \tag{3.83}$$

В качестве начального условия к (3.83) выступает соотношение

$$f(x,v_x,0) = \delta(x)[\delta_{v,v_{\mathrm{F}}} + \delta_{v,-v_{\mathrm{F}}}]/2,$$

которое означает, что при $t=0$ в точке $x=0$ имеется поровну частиц, распространяющихся влево и вправо со скоростями $v_x = \pm v_{\mathrm{F}}$. Функцию распределения можно разбить на анизотропную часть, $\bar{f} = [f(x, v_{\rm F}, t) - f(x, -v_{\rm F}, t)]/2$, и изотропную часть

$$p(x,t) = f(x, v_{\rm F}, t) + f(x, -v_{\rm F}, t),$$

которая и дает распределение смещений частицы. Выполним пространственное преобразование Фурье и косинус преобразование Фурье по времени от функции $p(x,t)$. Можно показать, что соответствующий образ $\tilde{p}(k,\omega)$ записывается в виде

$$\tilde{p}(k,\omega) = 2\,\mathrm{Re}\,\frac{\tau(1-\mathrm{i}\omega\tau)}{(kl)^2 - \mathrm{i}\omega\tau(1-\mathrm{i}\omega\tau)}. \tag{3.84}$$

В согласии с уравнением (3.76) спектр спинового шума записывается в виде

$$\left\langle s_z^2 \right\rangle_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathrm{d}k}{2\pi}\, \tilde{p}(k,\omega)\mathcal{T}(k), \tag{3.85}$$

где

$$\mathcal{T}(k) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[\mathrm{i}kx - \langle \theta_{\rm r}^2(x)\rangle/2\right]\mathrm{d}x. \tag{3.86}$$

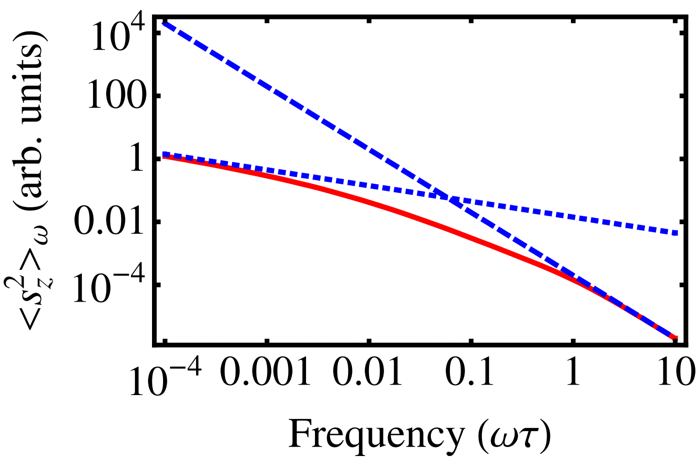

Рис. 3.9: Спектр мощности спинового шума для диффузионной квантовой проволоки при $\Omega_0 \equiv 0$, $\Omega_{\rm r}\tau_d = 0.01$, $\tau_d/\tau = 0.1$. Сплошная линия – расчет по формуле (3.88), пунктирная (с наклоном $-1/2$ в двойном логарифмическом масштабе) и штриховая (с наклоном -2) кривые показывают низкочастотную и высокочастотную асимптотики.

Аналитический ответ для спектра спинового шума можно получить в режиме, когда углы поворота спина внутри каждого коррелированного домена спин-орбитального взаимодействия малы, т.е. при $\Omega_{\rm r}\tau_d \equiv 2m\sqrt{\langle\alpha_r^2\rangle}l_d/\hbar \ll 1$, где

$\Omega_{\rm r} \equiv 2\sqrt{\langle\alpha_r^2\rangle}k_x/\hbar$. В этом случае динамика спинов разворачивается на пространственных масштабах $x \gg l_d$, среднеквадратичные углы поворота спина пропорциональны смещению электрона $\langle\theta_{\rm r}^2(x)\rangle \approx 2(\Omega_{\rm r}\tau_d)^2|x|/l_d$ (это верно $x \gg l_d$ или $t \gg \tau_d$), при этом функция $\mathcal{T}(k)$ принимает вид:

$$\mathcal{T}(k) = \frac{2l_d(\Omega_r\tau_d)^2}{(\Omega_r\tau_d)^4 + (kl_d)^2}. \tag{3.87}$$

Окончательно для спектра спинового шума имеем

$$\langle s_z^2\rangle_\omega = 2\,{\rm Re}\,\frac{\tau_d}{(\Omega_r\tau_d)^2\sqrt{{\rm i}\omega\tau/({\rm i}\omega\tau-1)} - {\rm i}\omega\tau_d}. \tag{3.88}$$

Из формулы (3.88) следует, что на низких частотах $\omega \ll \tau_d^{-1}, \tau^{-1}$ спектр спинового шума в согласии с анализом, приведенным выше, описывается выражением

$$\left\langle s_z^2\right\rangle_\omega = \frac{\sqrt{2}\tau_{s,{\rm r}}}{\sqrt{\omega\tau}}. \tag{3.89}$$

Отметим, что наличие регулярного вклада в спин-орбитальное взаимодействие, $\Omega_0 \neq 0$, ограничивает расходимость шума на низких частотах. На высоких частотах, когда $\omega\tau \gg 1$, спектр мощности спинового шума $\langle s_z^2\rangle_\omega = 2/(\omega^2\tau_{s,{\rm r}})$, поскольку на временных масштабах $\tau_d \ll t \ll \tau$ движение электрона является баллистическим, а дефазировка спина осуществляется за счет флуктуаций спин-орбитального взаимодействия, ср. с (3.78). Спектр частот спинового шума в квантовых проволоках представлен на рисунке 3.9.

3.4.4 Спиновая динамика и спиновый шум в многоканальных квантовых проволоках

Временная динамика электронного спина в многоканальных структурах зависит от дополнительного набора параметров: $\{\tau_{i,j}\}$ – времен рассеяния электрона между каналами i и j. Качественный анализ динамики спинов и их шума в многоканальных системах выполним для случая структуры с двумя каналами проводимости (например, двумя заполненными подзонами размерного квантования поперечного движения в проволоке) в следующих предположениях: (i) в разных каналах флуктуации спин-орбитального взаимодействия некоррелированы, (ii) в каждом канале $\Omega_{\mathrm{r}}^{[i]}\tau_d \ll 1$ $(i = 1, 2)$, т.е. углы поворота спина малы. Межканальное рассеяние будем характеризовать временем τ_c (считаем процессы переходов между подзонами спин-независимыми) и пренебрежем регулярным вкладом в спин-орбитальном поле, $\alpha_0 \equiv 0$.

Проанализируем вначале случай эффективного рассеяния между каналами. Если $\tau_c \ll \tau_d$, то электрон покидает данный канал быстрее, чем он покинет коррелированный домен константы спин-орбитальной связи в данном канале. Углы поворота спина между актами рассеяния в таком случае малы, а релаксация спина описывается экспоненциальным законом

$$\langle S_z(t)S_z(0)\rangle \propto \exp\left(-\Gamma_c t\right), \tag{3.90}$$

где скорость релаксации спина Γ_c по порядку величины соответствует

$$\left[\max\left\{\Omega_{\mathrm{r}}^{[1]}, \Omega_{\mathrm{r}}^{[2]}\right\}\right]^2 \tau_c.$$

Экспоненциальный спад коррелятора имеет место и при условии $\tau_d \ll \tau_c \ll \tau$. Действительно, в этом случае средний квадрат угла поворота спина между актами межканального рассеяния составляет $\langle(\delta\Phi)^2\rangle = \langle\theta_{\mathrm{r}}^2(v^{[c]}\tau_c)\rangle \propto \tau_c$, где $v^{[c]}$ – характерная скорость электрона в канале. Скорость спиновой релаксации определяется флуктуациями константы спин-орбитальной связи

$$\Gamma \propto \langle(\delta\Phi)^2\rangle/\tau_c \sim \tau_{s,\mathrm{r}}^{-1}. \tag{3.91}$$

Как мы видели выше, такой же закон спиновой релаксации реализуется и в двумерных системах с пространственными флуктуациями константы спин-орбитального взаимодействия.

Наиболее интересные физические явления возникают в случае очень слабого межканального взаимодействия, когда $\tau_c \gg \tau, \tau_d$. В таком случае электрон двигается по каналу диффузионно до того, как произойдет рассеяние между каналами. Поскольку степенной $1/\sqrt{t}$ хвост в релаксации спина возникает на больших временах $\sqrt{Dt} \gg L_s$, то он формируется за счет электронов, находящихся вблизи своих исходных точек. Если межканальное рассеяние достаточно эффективно ($\sqrt{D\tau_c} \ll L_s$), то возврат к начальной точке происходит через различные каналы, и углы поворота спина определяются всей предысторией движения электрона, а не только его начальной и конечной точками. Это приводит, вообще говоря, к разрушению хвоста $1/\sqrt{t}$ и возникновению обычной экспоненциальной релаксации. Однако, если τ_c достаточно длинное, то $L_c = \sqrt{D\tau_c} \gg L_s$, и во временном интервале $L_s^2/D \ll t \ll \tau_c$ динамика спинов в каждом канале подчиняется степенному закону, а в соответствующем диапазоне частот спектр спинового шума ведет себя как $1/\sqrt{\omega}$. На частотах $\omega \ll 1/\tau_c$ спектр мощности спинового шума насыщается. Таким образом, если межканальное рассеяние очень редкое, то каналы вносят независимые вклады в спиновый шум. Низкочастотная асимптотика флуктуаций спиновой плотности по-прежнему обладает особенностью $1/\sqrt{\omega}$ (3.89), однако ответ следует усреднить по реализациям $\alpha_{\rm r}(x)$ в разных каналах.[3]

Итак, в полупроводниковых квантовых проволоках в отсутствие регулярного вклада в спин-орбитальное взаимодействие спин электрона релаксирует по закону $1/\sqrt{t}$, что приводит к особенности $\omega^{-1/2}$ в спектре спинового шума на низких частотах. В качестве альтернативной реализации такой медленной спиновой динамики могут выступать структуры и более высокой размерности $d = 2$ или 3, где флуктуации константы α столь велики, что спин успевает срелаксировать внутри одного домена. Это реализуется при условиях $\tau \ll \tau_d$ и $\Omega_{\rm r}\tau_d \gg 1$. В таком случае внутри каждого домена динамика спина независима и описывается механизмом Дьяконова-Переля

$$S_z(t) = s_0 \exp\left[-D\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2 \alpha_{\rm r}^2 t\right], \tag{3.92}$$

а релаксация спина в ансамбле описывается средним по реализациям $\alpha_{\rm r}$, подчиненных гауссовому распределению: $p(\alpha_{\rm r}) = (2\pi\langle\alpha_{\rm r}^2\rangle)^{-1/2}\exp\left(-\alpha_{\rm r}^2/2\langle\alpha_{\rm r}^2\rangle\right)$. Расчет

[3]Отметим, что если спин-орбитальное взаимодействие одинаково во всех каналах, т.е. $\alpha_{\rm r}^{[1]}(x) = \alpha_{\rm r}^{[2]}(x)$, то с точки зрения спиновой прецессии межканальное рассеяние вовсе не важно, и спектр спинового шума описывается уравнением (3.89).

показывает, что

$$\langle S_z(t)\rangle = \int \mathrm{d}\alpha p(\alpha_\mathrm{r}) s_0 \exp\left[-D\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2 \alpha_\mathrm{r}^2 t\right] = \frac{s_0}{\sqrt{1+2D\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2\langle\alpha_\mathrm{r}^2\rangle t}} \propto \frac{1}{\sqrt{t}}. \quad (3.93)$$

Такая медленная динамика спинов связана с тем, что имеется широкое распределение частот спиновой прецессии, причем наиболее вероятным значением является $\alpha = 0$, соответствующее бесконечно большому времени спиновой релаксации [237, 238] (см. также [239]). Численное моделирование динамики спинов, подразумевающее такое усреднение, выполнялось в работе группы М.-В. Ву [240].

3.5 Краткие итоги

В главе 3 получены следующие основные результаты:

- Развита теория спиновой релаксации электронов в высокоподвижных структурах с пространственными флуктуациями константы спин-орбитального взаимодействия.

- Продемонстрировано, что в классически сильных магнитных полях релаксация неравновесного спина является неэкспоненциальной и ускоряется с ростом магнитного поля.

- Разработана теория спинового шума в квантовых проволоках с пространственными флуктуациями константы спин-орбитальной связи и показано, что на низких частотах флуктуации спина имеют степенную особенность: $\langle s_z^2\rangle_\omega \propto 1/\omega^{1/2}$.

Глава 4

Спиновая динамика в квантовых ямах с высокой подвижностью носителей заряда

4.1 Особенности динамики спинов в высокоподвижных системах (обзор)

Бурное развитие технологий роста полупроводниковых наноструктур в последние годы привело к созданию двумерных электронных систем с очень высокой подвижностью носителей заряда, достигающих $\sim 10^7$ cm^2/Vs [241]. Такие квантовые ямы привлекают значительный интерес исследователей из-за необычных транспортных свойств и обладают перспективой применения в полупроводниковых приборов с высоким быстродействием. Полупроводниковые квантовые ямы с высокой подвижностью носителей заряда стали одними из самых популярных объектов исследования в области спинтроники [4, 129, 130, 242]. Именно в низкоразмерных системах и, в первую очередь, в структурах с квантовыми ямами можно обеспечить управление спин-орбитальным взаимодействием путем вариации условий роста и кристаллографической ориентации системы [243], при помощи внешнего электрического поля [168, 244] и деформации [243], и тем самым, открыть путь к управлению динамикой спинов немагнитными методами. В предыдущей главе диссертации речь шла о системах, в которых спин-орбитальное взаимодействие подавлено, и где реализуются предельно длинные времена спиновой релаксации, здесь же рассматривается общий случай и явления, наиболее ярко проявляющихся в полупроводниковых двумерных системах высокого качества.

В высокоподвижных структурах при низких температурах электрон может двигаться в течение десятков пикосекунд, не испытывая столкновений с дефектами, фононами и другими электронами. За время свободного движения носителя заряда его спин успевает повернуться на значительный угол вокруг эффективного магнитного поля $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$, наведенного регулярным спин-орбитальным взаимодействием, поскольку параметр $\Omega(\boldsymbol{k})\tau$ (где τ – время свободного пробега) уже не является малым. Таким образом, динамика спина в высокоподвижных квантовых ямах обладает ярко выраженной спецификой, связанной, главным образом, с проявлением спиновых биений, обусловленных спин-орбитальной связью [245], и важной ролью межчастичного взаимодействия [A11]. Анализу спиновой динамики в структурах с большой подвижностью носителей заряда и сопоставлению развитых здесь теоретических представлений с данными эксперимента посвящена данная глава диссертации.

4.2 Влияние электрон-электронного взаимодействия на спиновую релаксацию

В механизме Дьяконова-Переля скорость спиновой релаксации $1/\tau_s$ оценивается согласно (3.2) как

$$\tau_s^{-1} \sim \langle \Omega^2(\boldsymbol{k}) \rangle \tau. \tag{4.1}$$

Длительное время считалось [131, 133, 246, 247, 248], что микроскопическое время релаксации τ в этой формуле можно отождествить со временем релаксации импульса электронного газа, определяющим подвижность носителей тока в образце. Ниже будет показано, что темп релаксации τ^{-1} содержит аддитивный вклад *электрон-электронных столкновений*, которые практически не меняют подвижности, однако могут привести к значительному (на порядок величины) замедлению спиновой релаксации. Далее построена кинетическая теория механизма спиновой релаксации Дьяконова-Переля с учетом межчастичного взаимодействия, проведено сопоставление построенной теории с экспериментальными данными по спиновой релаксации в квантовых ямах на основе GaAs и установлен диапазон параметров двумерного электронного газа, в котором спиновая релаксация определяется электрон-электронными столкновениями.

Напомним, что в режиме частых столкновений, когда угол поворота спина между последовательными актами рассеяния $\sim \Omega^2\tau \ll 1$ мал, рассеяние электрона, сопровождающееся изменением его волнового вектора $\boldsymbol{k}$, приводит к случайному изменению направления оси спиновой прецессии $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ и замедляет потерю спина. Таким образом, спиновую релаксацию замедляет любой процесс, изменяющий направление волнового вектора электрона: рассеяние на статических дефектах, примесях, фононах, циклотронное движение электрона [207], а также процессы рассеяния электронов друг на друге. Иными словами, в обратное микроскопическое время τ^{-1} должны вносить аддитивный вклад и электрон-электронные столкновения. Они не приводят к изменению полного импульса электронного газа, однако случайным образом изменяют импульсы взаимодействующих носителей. Например, в предельном случае малой поляризации электронов спиновая релаксация контролируется соударениями спин-поляризованных носителей заряда с "морем" неполяризованных электронов. Столкновения между спин-поляризованными частицами относительно редки, а рассеяние неполяризованных носителей тока друг на друге не дает вклада в спиновую релаксацию. Таким образом, даже в отсутствии квазиупругих процессов релаксации импульса спиновая релаксация в механизме Дьяконова-Переля будет замедляться электрон-электронными столкновениями, причем время τ имеет смысл времени релаксации пробного электрона при рассеянии на равновесном распределении остальных электронов.

Помимо замедления спиновой релаксации за счет электрон-электронных столкновений, обменное взаимодействие между спин-поляризованными частицами может приводить к дополнительному подавлению спиновой релаксации в случае значительной степени поляризации электронного газа [249], [A12]. Это поле (поле Хартри-Фока) направлено вдоль оси поляризации носителей и, как внешнее магнитное поле, замедляет спиновую релаксацию в механизме Дьяконова-Переля за счет ларморовского эффекта [207]. Такие эффекты наблюдались в работе [250].

4.2.1 Кинетическое уравнение с учетом межчастичного взаимодействия

В рамках кинетической теории распределение электронного газа по волновому вектору $\boldsymbol{k}$ и спину описывается матрицей плотности 2×2, которую можно разложить по базисным матрицам как [ср. с (3.44)]

$$\rho_{\boldsymbol{k}} = f_{\boldsymbol{k}} \hat{I} + \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma} \,, \tag{4.2}$$

где $f_{\boldsymbol{k}} = \mathrm{Sp}[\rho_{\boldsymbol{k}}/2]$ – функция распределения электронов, усредненная по спину, $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} = \mathrm{Sp}[\rho_{\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{\sigma}/2)]$ – средний спин электрона в точке $\boldsymbol{k}$. Кинетическое уравнение для матрицы плотности $\rho_{\boldsymbol{k}}$ можно записать в виде [A13]

$$\frac{d\rho_{\boldsymbol{k}}}{dt} + \frac{\mathrm{i}}{\hbar}[\mathcal{H}_{\mathrm{so}} + \mathcal{V}_C(\boldsymbol{k}), \rho_{\boldsymbol{k}}] + \hat{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\rho\} = 0 \,. \tag{4.3}$$

Здесь $\mathcal{H}_{\mathrm{so}}$ – вклад в одноэлектронный эффективный гамильтониан спин-зависимых слагаемых (3.1), $\mathcal{V}_C(\boldsymbol{k})$ – хартри-фоковский вклад в эффективный гамильтониан, обусловленный обменным взаимодействием спин-поляризованного электронного газа с отдельным электроном, находящимся в состоянии с волновым вектором $\boldsymbol{k}$, а именно [62, 249] [см. также (1.16)]

$$\mathcal{V}_C(\boldsymbol{k}) = -\sum_{\boldsymbol{k}'} V_{\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{k}} \left(\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'} \cdot \boldsymbol{\sigma}\right) , \tag{4.4}$$

$V_{\boldsymbol{q}}$ – фурье-компонента кулоновского потенциала $V(\boldsymbol{r})$. Последнее слагаемое в левой части (4.3) является интегралом столкновений. Процессы рассеяния электронов с несохранением суммарного спина не учитываются.

При выводе выражения для вклада электрон-электронного взаимодействия в интеграл столкновений $\hat{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\rho\}$ мы воспользовались стандартной диаграммной техникой Келдыша и учли, что матричный элемент рассеяния пары электронов ($\boldsymbol{k}, s_{\boldsymbol{k}}$; $\boldsymbol{k}', s_{\boldsymbol{k}'}$) $\to$ ($\boldsymbol{p}, s_{\boldsymbol{p}}$; $\boldsymbol{p}', s_{\boldsymbol{p}'}$) можно представить в виде

$$M(\boldsymbol{p}, s_{\boldsymbol{p}}; \boldsymbol{p}', s_{\boldsymbol{p}'} | \boldsymbol{k}, s_{\boldsymbol{k}}; \boldsymbol{k}', s_{\boldsymbol{k}'}) = V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}\, \delta_{s_{\boldsymbol{p}}, s_{\boldsymbol{k}}} \delta_{s_{\boldsymbol{p}'}, s_{\boldsymbol{k}'}} - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}\, \delta_{s_{\boldsymbol{p}}, s_{\boldsymbol{k}'}} \delta_{s_{\boldsymbol{p}'}, s_{\boldsymbol{k}}}\,, \tag{4.5}$$

где $s_{\boldsymbol{k}}, s_{\boldsymbol{k}'} \ldots$ – проекции спина $\pm 1/2$ на выделенное направление z. Используя (4.5), можно записать матричный элемент для произвольной ориентации электронных спинов в начальном и конечном состояниях. Для этого перепишем (4.5) в инвариантной матричной форме, приписав спиновым состояниям $s_{\boldsymbol{k}}, s_{\boldsymbol{p}}$ электрона с волновым вектором $\boldsymbol{k}$ или $\boldsymbol{p}$ индекс 1, а спиновым состояниям $s_{\boldsymbol{k}'}, s_{\boldsymbol{p}'}$ - индекс 2. С помощью двухрядных единичных матриц $I^{(1)}, I^{(2)}$ и матриц Паули $\sigma_\alpha^{(1)}, \sigma_\alpha^{(2)}$ ($\alpha = x, y, z$) уравнение (4.5) допускает следующую операторную форму записи

$$\hat{M} = A\, I^{(1)} I^{(2)} + B\, \boldsymbol{\sigma}^{(1)} \cdot \boldsymbol{\sigma}^{(2)}\,, \tag{4.6}$$

где

$$A = V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} - \frac{1}{2}\, V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}\,,\ B = -\frac{1}{2}\, V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}\,. \tag{4.7}$$

Тогда интеграл столкновений в (4.3) записывается в компактном виде

$$\hat{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\rho\} = \frac{\pi}{2\hbar} \sum_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{p}\boldsymbol{p}'} \delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\, \boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}\, \delta(E_k + E_{k'} - E_p - E_{p'})\ \mathrm{Sp}_2\, G(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}'; \boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}')\,, \tag{4.8}$$

где введена зависящая от спиновых индексов 1 и 2 матрица

$$\begin{aligned} & G(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}'; \boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}') = \qquad (4.9)\\ = \ & \hat{M}(I^{(1)} - \rho_{\boldsymbol{p}}^{(1)})(I^{(2)} - \rho_{\boldsymbol{p}'}^{(2)}) \hat{M} \rho_{\boldsymbol{k}}^{(1)} \rho_{\boldsymbol{k}'}^{(2)} + \rho_{\boldsymbol{k}}^{(1)} \rho_{\boldsymbol{k}'}^{(2)} \hat{M}(I^{(1)} - \rho_{\boldsymbol{p}}^{(1)})(I^{(2)} - \rho_{\boldsymbol{p}'}^{(2)}) \hat{M} - \\ - \ & \hat{M} \rho_{\boldsymbol{p}}^{(1)} \rho_{\boldsymbol{p}'}^{(2)} \hat{M}(I^{(1)} - \rho_{\boldsymbol{k}}^{(1)})(I^{(2)} - \rho_{\boldsymbol{k}'}^{(2)}) - (I^{(1)} - \rho_{\boldsymbol{k}}^{(1)})(I^{(2)} - \rho_{\boldsymbol{k}'}^{(2)}) \hat{M} \rho_{\boldsymbol{p}}^{(1)} \rho_{\boldsymbol{p}'}^{(2)} \hat{M}\,, \end{aligned}$$

а символ Sp_2 означает сумму диагональных элементов матрицы с верхним индексом 2. Уравнение для матрицы плотности эквивалентно одному скалярному и одному псевдовекторному уравнениям для функций $f_{\boldsymbol{k}}$ и $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$, соответственно:

$$\frac{\partial f_{\boldsymbol{k}}}{\partial t} + Q_{\boldsymbol{k}}\{f, \boldsymbol{s}\} = 0\,, \tag{4.10}$$

$$\frac{\partial \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}}{\partial t} + \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} \times \left[\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k}) + \boldsymbol{\Omega}_{C,\boldsymbol{k}}\right] + \boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\boldsymbol{s}, f\} = 0\,, \tag{4.11}$$

где угловая частота $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$, связанная со спиновым расщеплением, определена в (3.1), эффективная частота, обусловленная обменным взаимодействием, имеет вид

$$\boldsymbol{\Omega}_{C,\boldsymbol{k}} = -\frac{2}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}'} V_{\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{k}}\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'}\,, \tag{4.12}$$

а для скалярного и векторного интегралов столкновений имеем

$$\begin{aligned} Q_{\boldsymbol{k}}\{f, \boldsymbol{s}\} = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{p}\boldsymbol{p}'} \delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\,\boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}\,\delta(E_k + E_{k'} - E_p - E_{p'}) \\ \times\ \{(2V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'})[f_{\boldsymbol{k}}f_{\boldsymbol{k}'}(1 - f_{\boldsymbol{p}} - f_{\boldsymbol{p}'}) - f_{\boldsymbol{p}}f_{\boldsymbol{p}'}(1 - f_{\boldsymbol{k}} - f_{\boldsymbol{k}'})] \\ +\ 2(V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'})[(f_{\boldsymbol{p}} - f_{\boldsymbol{k}})(\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'}\cdot\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}'}) + (f_{\boldsymbol{p}'} - f_{\boldsymbol{k}'})(\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}\cdot\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}})] \\ - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}[(f_{\boldsymbol{k}} + f_{\boldsymbol{k}'})(\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}}\cdot\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}'}) - (f_{\boldsymbol{p}} + f_{\boldsymbol{p}'})(\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}\cdot\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'})]\}, \end{aligned} \tag{4.13}$$

$$\begin{aligned} \boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\boldsymbol{s}, f\} = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}',\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}'} \delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}\,\delta(E_k + E_{k'} - E_p - E_{p'}) \\ \times\ \left\{(2V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'})\,[\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}F(\boldsymbol{k}';\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}') - \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}}F(\boldsymbol{p}';\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}')]\right. \\ -\ V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}\,[\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'}F(\boldsymbol{k};\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}') - \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}}F(\boldsymbol{p}';\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}') - (\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'} - \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}})(\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}}\cdot\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}'})] \\ \left. + 2(V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'})(\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}} - \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}})(\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'}\cdot\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}'})\right\}\ , \end{aligned} \tag{4.14}$$

и

$$F(\boldsymbol{k}_1;\boldsymbol{k}_2,\boldsymbol{k}_3) = f_{\boldsymbol{k}_1}(1 - f_{\boldsymbol{k}_2} - f_{\boldsymbol{k}_3}) + f_{\boldsymbol{k}_2}f_{\boldsymbol{k}_3}\,. \tag{4.15}$$

Проанализируем уравнения (4.13) и (4.14) в различных предельных случаях.

Неполяризованные электроны. В этом случае $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} \equiv 0$, а уравнение (4.13) переписывается в стандартном виде [251]

$$\begin{aligned} Q_{\boldsymbol{k}}\{f, 0\} = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{p}\boldsymbol{p}'} \delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\,\boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}\,\delta(E_k + E_{k'} - E_p - E_{p'})\,(2V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}) \\ \times\,[f_{\boldsymbol{k}}f_{\boldsymbol{k}'}(1 - f_{\boldsymbol{p}})(1 - f_{\boldsymbol{p}'}) - f_{\boldsymbol{p}}f_{\boldsymbol{p}'}(1 - f_{\boldsymbol{k}})(1 - f_{\boldsymbol{k}'})]\,. \end{aligned} \tag{4.16}$$

Электроны, поляризованные вдоль одной оси. В системе координат с осью z, параллельной оси спиновой поляризации электронов, имеем $s_{\boldsymbol{k},x} = s_{\boldsymbol{k},y} \equiv 0$. При этом спиновая матрица плотности диагональна, и ее компоненты имеют вид $f_{\boldsymbol{k},\nu} = f_{\boldsymbol{k}} + 2\nu s_{\boldsymbol{k},z}$ ($\nu = \pm 1/2$). Интеграл столкновений для соответствующей компоненты $f_{\boldsymbol{k},\nu}$ можно записать в согласии с [252] как

$$\frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{p}\boldsymbol{p}'} \sum_{\nu'\nu_1\nu_2} \delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\, \boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}\, \delta(E_k + E_{k'} - E_p - E_{p'}) W(\boldsymbol{p}, \nu_1; \boldsymbol{p}', \nu_2 | \boldsymbol{k}, \nu; \boldsymbol{k}', \nu')$$
$$\times \left[f_{\boldsymbol{k},\nu} f_{\boldsymbol{k}',\nu'} (1 - f_{\boldsymbol{p},\nu_1})(1 - f_{\boldsymbol{p}',\nu_2}) - f_{\boldsymbol{p},\nu_1} f_{\boldsymbol{p}',\nu_2} (1 - f_{\boldsymbol{k},\nu})(1 - f_{\boldsymbol{k}',\nu'}) \right].$$

Здесь

$$W(\boldsymbol{p}, \nu; \boldsymbol{p}', \nu | \boldsymbol{k}, \nu; \boldsymbol{k}', \nu) = (A + B)^2 = (V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'})^2 ,$$
$$W(\boldsymbol{p}, \nu; \boldsymbol{p}', -\nu | \boldsymbol{k}, \nu; \boldsymbol{k}', -\nu) = (A - B)^2 = V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} ,$$
$$W(\boldsymbol{p}, -\nu; \boldsymbol{p}', \nu | \boldsymbol{k}, \nu; \boldsymbol{k}', -\nu) = (2B)^2 = V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'} ,$$

а другие значения W с $\nu_1 + \nu_2 \neq \nu + \nu'$ равны нулю.

Малая степень поляризации. Если средний спин электрона в состоянии $\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$ мал по сравнению со средней заселенностью этого состояния $f_{\boldsymbol{k}}$, то в уравнении (4.13) можно пренебречь слагаемыми, содержащими спин, и использовать уравнение (4.16), а в уравнении (4.14) оставить лишь линейные по $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$ члены. Линеаризованный интеграл столкновений имеет вид

$$\boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\boldsymbol{s}, f\} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\boldsymbol{k}',\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}'} \delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}\, \delta(E_k + E_{k'} - E_p - E_{p'})$$
$$\times \left\{ 2V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} \left[\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} F(\boldsymbol{k}'; \boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}') - \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}} F(\boldsymbol{p}'; \boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}') \right] - \right.$$
$$\left. - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'} \left[\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} F(\boldsymbol{k}'; \boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}') + \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'} F(\boldsymbol{k}'; \boldsymbol{p}, \boldsymbol{p}') - 2\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}} F(\boldsymbol{p}'; \boldsymbol{k}, \boldsymbol{k}') \right] \right\}. \quad (4.17)$$

Здесь слагаемое, пропорциональное $2V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}$, связано с прямым кулоновским взаимодействием, а слагаемое, пропорциональное $V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}$, возникает благодаря обменному взаимодействию.

Невырожденный электронный газ. В этом случае функция $F(\boldsymbol{k}_1; \boldsymbol{k}_2, \boldsymbol{k}_3)$ сводится к функции распределения электронов $f_{\boldsymbol{k}_1}$, и интегралы столкновений принимают вид

$$Q_{\boldsymbol{k}}\{f,\boldsymbol{s}\} = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{p}\boldsymbol{p}'} \delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}\,\delta(E_k+E_{k'}-E_p-E_{p'})$$
$$\times\left[(2V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'})(f_{\boldsymbol{k}}f_{\boldsymbol{k}'} - f_{\boldsymbol{p}}f_{\boldsymbol{p}'}) - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}(\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}\cdot\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'} - \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}}\cdot\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{p}'})\right], \quad (4.18)$$

$$\boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\boldsymbol{s},f\} = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}'\boldsymbol{p}\boldsymbol{p}'} \delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}\,\delta(E_k+E_{k'}-E_p-E_{p'})$$
$$\times\left[2V^2_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}(\mathbf{s}_{\boldsymbol{k}}f_{\boldsymbol{k}'} - \mathbf{s}_{\boldsymbol{p}}f_{\boldsymbol{p}'}) - V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}(\mathbf{s}_{\boldsymbol{k}}f_{k'} + \mathbf{s}_{\boldsymbol{k}'}f_{\boldsymbol{k}} - 2\mathbf{s}_{\boldsymbol{p}}f_{\boldsymbol{p}'})\right]. \quad (4.19)$$

Кинетическое уравнение для неполяризованного электронного газа известно со времен классических работ Ландау [253, 254, 255]. Обобщение интеграла столкновений на случай электронного газа, поляризованного вдоль одной оси, было выполнено в работе [252]. Интеграл межэлектронных столкновений для произвольной статистики и степени вырождения электронного газа в общем виде (4.8) был получен, по-видимому, впервые в [A13]. Кинетическое уравнение для спин-поляризованного электронного газа с учетом электрон-электронного взаимодействия приведено в серии статей [256, 257, 249, 258, 259]. Хартри-фоковское слагаемое в (4.11) согласуется с аналогичным членом в уравнениях для компонент спиновой матрицы плотности, приведенных в работах [256, 257]. Что касается сравнения с интегралом электрон-электронных столкновений, то в статьях [249, 258, 259] этот интеграл приведен в пренебрежении обменным взаимодействием. Выражения, приведенные в [259], совпадают с нашими уравнениями (4.13), (4.14), если в последних опустить слагаемые, пропорциональные $V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}$. Обобщение кинетического уравнения для описания спиновой динамики слабонеидеального бозе-газа экситонных-поляритонов было проведено нами в работе [260].

4.2.2 Решение кинетического уравнения. Тензор обратных времен спиновой релаксации

В этом параграфе мы рассматриваем прецессионный механизм спиновой релаксации в случае, когда спиновое расщепление $\hbar\Omega(\boldsymbol{k})$ мало по сравнению с $\hbar/\tau$, где τ

– характерное время изменения волнового вектора электрона, и применима теория возмущений по параметру $\Omega(\boldsymbol{k})\tau \ll 1$. Предполагается, что в пренебрежении спиновым расщеплением зоны проводимости электроны распределены равновесно по энергии и ориентированы по спину в направлении некоторого единичного вектора $\boldsymbol{o}_s$. Это означает, что в нулевом приближении по $\Omega(\boldsymbol{k})\tau$ в базисе спиновых состояний с проекцией спина на направление $\boldsymbol{o}_s$ спиновая матрица плотности $\rho^0_{\boldsymbol{k}}$ диагональна, и ее компоненты имеют вид функций Ферми-Дирака

$$f_{k,\pm} = \left[\exp\left(\frac{E_{\boldsymbol{k}} - \mu_\pm}{k_B T}\right) + 1\right]^{-1}$$

с химическими потенциалами μ_+ и μ_-. Здесь $E_{\boldsymbol{k}} = \hbar^2 k^2/2m$ – кинетическая энергия электрона, k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. В базисе состояний с проекцией спина на ось z квазиравновесную матрицу плотности можно представить в виде [131]

$$\rho^0_{\boldsymbol{k}} = f^0_k + \boldsymbol{s}^0_k \cdot \boldsymbol{\sigma},$$

где средняя заселенность f^0_k и средний спин $\boldsymbol{s}^0_k$ электрона с волновым вектором $\boldsymbol{k}$ связаны с $f_{k,\pm}$ соотношениями

$$f^0_k = \frac{1}{2}\left(f_{k,+} + f_{k,-}\right)\,,\ \boldsymbol{s}^0_k = \frac{1}{2}\left(f_{k,+} - f_{k,-}\right)\boldsymbol{o}_s\,.$$

Выделим у функции распределения по спину $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$ и хартри-фоковской частоты $\boldsymbol{\Omega}_{C,\boldsymbol{k}}$ квазиравновесные составляющие

$$\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} = \boldsymbol{s}^0_{\boldsymbol{k}} + \delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}\,,\ \boldsymbol{\Omega}_{C,\boldsymbol{k}} = \boldsymbol{\Omega}^0_{C,\boldsymbol{k}} + \delta\boldsymbol{\Omega}_{C,\boldsymbol{k}}\,,$$

где

$$\boldsymbol{\Omega}^0_{C,\boldsymbol{k}} = -\frac{2}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}'} V_{\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{k}}\boldsymbol{s}^0_{\boldsymbol{k}'}\,,\ \delta\boldsymbol{\Omega}_{C,\boldsymbol{k}} = -\frac{2}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}'} V_{\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{k}}\delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'}\,. \tag{4.20}$$

В первом порядке теории возмущений функция распределения $f_{\boldsymbol{k}}$ не меняется, а неравновесная поправка $\delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$ пропорциональна величине спинового расщепления. Заметим, что оператор столкновений $\boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\boldsymbol{s}, f^0\}$ сохраняет порядок угловой гармоники у функции $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$, и этим же свойством обладает оператор (4.4), поэтому угловая зависимость компонент $\delta s_{\boldsymbol{k},\alpha}$ и $\delta\Omega_{C,\boldsymbol{k},\alpha}$ содержит те же гармоники, что и функция $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$, и, кроме того, $\boldsymbol{\Omega}^0_{C,\boldsymbol{k}} \parallel \boldsymbol{o}_s$ и $\sum_{\boldsymbol{k}} \delta\boldsymbol{\Omega}_{C,\boldsymbol{k}} = 0$.

Суммируя кинетическое уравнение (4.11) по волновым векторам $\boldsymbol{k}$, приходим к уравнению баланса для полного спина системы $\boldsymbol{S}_0 = \sum_{\boldsymbol{k}} \boldsymbol{s}^0_{\boldsymbol{k}}$:

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}_0}{\mathrm{d}t} + \sum_{\boldsymbol{k}} \delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k}) = 0\,. \tag{4.21}$$

Сохраняя в (4.11) слагаемые, зависящие от ориентации вектора $\boldsymbol{k}$, получаем уравнение для неравновесной поправки

$$\boldsymbol{L}_{\boldsymbol{k}}\{\delta\boldsymbol{s}\} = -\boldsymbol{S}_0 \times \boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})\,, \tag{4.22}$$

$$\boldsymbol{L}_{\boldsymbol{k}}\{\delta\boldsymbol{s}\} = \boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\boldsymbol{s}, f^0\} + (G_k - H_k)\,\delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{S}_0 + \frac{\delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}}{\tau_1}\,,$$

где

$$G_k = \frac{1}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}'} V_{\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{k}} \frac{f_{k',+} - f_{k',-}}{|\boldsymbol{S}_0|}\,,$$

а функция H_k определена согласно

$$\frac{2}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k}'} V_{\boldsymbol{k}'-\boldsymbol{k}} \delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}'} = H_k\,\delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}\,.$$

Кроме электрон-электронных столкновений, описываемых оператором $\boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}$, мы включили в $\boldsymbol{L}_{\boldsymbol{k}}$ также слагаемое, описывающее упругое рассеяние электронов по импульсу с фиксированным временем τ_1. Это время в дальнейшем будет дополнительным параметром теории.

В уравнении (4.22) мы пренебрегли производной по времени $\partial\delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}/\partial t$, так как она на масштабе времен $\tau \ll t \ll \tau_s$ имеет дополнительную малость $\Omega(\boldsymbol{k})\tau$. Поскольку интеграл столкновений для квазиравновесного распределения $\rho^0_{\boldsymbol{k}}$ тождественно обращается в нуль, то выражение для $\boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\boldsymbol{s}, f^0\} = \boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\boldsymbol{s}^0 + \delta\boldsymbol{s}, f^0\}$ можно существенно упростить, введя линеаризованный по $\delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$ оператор $\boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\delta\boldsymbol{s}, \boldsymbol{s}^0, f^0\}$. Из анализа симметрии оператора $\boldsymbol{L}_{\boldsymbol{k}}$ следует, что $\delta\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} \perp \boldsymbol{S}_0$. Это позволяет для перехода к оператору $\boldsymbol{Q}_{\boldsymbol{k}}\{\delta\boldsymbol{s}, \boldsymbol{s}^0, f^0\}$ заменить в (4.14) в слагаемых под знаком суммы, линейных по спиновой функции распределения, $\boldsymbol{s_k}$, $\boldsymbol{s_{k'}}$, $\boldsymbol{s_p}$ на $\delta\boldsymbol{s_k}, \delta\boldsymbol{s_{k'}}, \delta\boldsymbol{s_p}$, а в кубических слагаемых сделать замену типа

$$(\boldsymbol{s_{k'}} - \boldsymbol{s_k})(\boldsymbol{s_p} \cdot \boldsymbol{s_{p'}}) \to (\delta\boldsymbol{s_{k'}} - \delta\boldsymbol{s_k})(\boldsymbol{s}^0_{\boldsymbol{p}} \cdot \boldsymbol{s}^0_{\boldsymbol{p'}})\,.$$

В итоге решение уравнения (4.22) можно представить в виде

$$\delta\boldsymbol{s_k} = F_{1k}(\boldsymbol{S}_0)\,\boldsymbol{S}_0 \times \boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k}) + F_{2k}(\boldsymbol{S}_0)\,\left[\boldsymbol{S}_0 \times (\boldsymbol{S}_0 \times \boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})\right]\,, \tag{4.23}$$

где $F_{1k}(\boldsymbol{S}_0), F_{2k}(\boldsymbol{S}_0)$ – четные функции вектора $\boldsymbol{S}_0$, зависящие от модуля $k = |\boldsymbol{k}|$.

Подставляя неравновесную поправку в виде (4.23) в уравнение баланса (4.21), получаем, что полный спин системы спадает согласно

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}_0}{\mathrm{d}t} + \sum_{\boldsymbol{k}} \{F_{1k}(\boldsymbol{S}_0)[\boldsymbol{S}_0|\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})|^2 - \boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})(\boldsymbol{S}_0 \cdot \boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k}))] + F_{2k}(\boldsymbol{S}_0)(\boldsymbol{S}_0 \cdot \boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k}))(\boldsymbol{S}_0 \times \boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k}))\} = 0\,.$$

Если имеется система осей, в которой среднее по углам от произведений $\langle \Omega_\alpha(\boldsymbol{k})\Omega_\beta(\boldsymbol{k})\rangle$ пропорционально $\delta_{\alpha,\beta}$, то уравнение баланса для спина переписывается в виде

$$\frac{\mathrm{d}S_{0,\alpha}}{\mathrm{d}t} + \frac{S_{0,\alpha}}{\tau_{\alpha\alpha}} + \sum_{\boldsymbol{k}} F_{2k}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}\langle \Omega^2_\beta(\boldsymbol{k})\rangle S_{0,\beta}S_{0,\gamma} = 0,$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$ – полностью антисимметричный тензор третьего ранга и

$$\frac{1}{\tau_{\alpha\alpha}} = \sum_{\boldsymbol{k}} F_{1k}(\boldsymbol{S}_0)\left(|\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})|^2 - \Omega^2_\alpha(\boldsymbol{k})\right)\,. \tag{4.24}$$

В случае, когда вектор $\boldsymbol{S}_0$ ориентирован по одной из осей α, вклад, пропорциональный F_{2k}, исчезает и спиновая релаксация описывается только временами $\tau_{\alpha\alpha}$.

Далее мы проанализируем последовательно случаи невырожденного электронного газа и электронов с произвольной степенью вырождения, рассмотрим зависимости времени спиновой релаксации от ширины квантовой ямы и от температуры и концентрации электронов.

4.2.3 Спиновая релаксация двумерного электронного газа

Рассмотрим электроны проводимости, занимающие первую подзону размерного квантования $e1$ в структуре с квантовой ямой, выращенной из материалов с решеткой цинковой обманки вдоль кристаллографической оси [001]. С учетом квазидвумерного характера огибающей $\varphi_{e1}(z)$ волновой функции электрона и экранирования кулоновского взаимодействия, фурье-образ кулоновского потенциала равен

$$V_{\boldsymbol{q}} = \frac{2\pi e^2}{\varkappa(q+q_s)}\, H(q)\,, \tag{4.25}$$

где $\boldsymbol{q}$ – двумерный волновой вектор с компонентами q_x и q_y, обратная длина экранирования $q_s = 2me^2\{\varkappa\hbar^2[1+\exp(-\mu/k_BT)]\}^{-1}$ введена согласно (3.18),[1] $\varkappa$ – диэлектрическая проницаемость, μ – электронный химический потенциал, площадь образца в плоскости интерфейсов полагаем равной единице. Форм-фактор

$$H(q) = \int\int \exp\left(-q|z-z'|\right)\, \varphi_{e1}^2(z)\, \varphi_{e1}^2(z')\, dzdz'$$

описывает размытие волновой функции электрона в квантовой яме. Наличие форм-фактора $H(q)$ ослабляет межэлектронное взаимодействие по сравнению с предельным случаем двумерного электронного газа, когда $H(q) \equiv 1$. В частном случае бесконечно высоких потенциальных барьеров огибающая электронной волновой функции для квантовой ямы ширины a имеет простой вид $\varphi_{e1}(z) = \sqrt{2/a}\cos(\pi z/a)$, и форм-фактор оказывается равным

$$H(q) = \frac{-32\,\pi^4(1-qa-e^{-qa}) + 20\pi^2\,(qa)^3 + 3\,(qa)^5}{\left[(qa)^2+4\,\pi^2\right]^2(qa)^2}.$$

В случае $qa \ll 1$ (предел больших расстояний между электронами) $H(q) \cong 1$ и взаимодействие между электронами является в точности двумерным. В противоположном предельном случае $H(q)$ обратно пропорционален q, и следовательно, $V_{\mathbf{q}} \propto q^{-2}$, как для трехмерного электронного газа.

Состояние электрона в квантовой яме с барьерами конечной высоты V описывается огибающей

$$\varphi_{e1}(z) = C\left\{\begin{array}{cc} \cos k_\perp z, & |z| \le a/2 \\ \cos(k_\perp a/2)\exp\left[-\kappa(|z|-a/2)\right], & |z| > a/2, \end{array}\right. \tag{4.26}$$

[1]Учет квазидвумерного характера волновой функции электрона при расчете экранировки может быть выполнен следуя, например, работе [261] и не приводит к заметному изменению результатов.

где C нормировочная постоянная, $k_\perp = (2mE_{e1}/\hbar^2)^{1/2}$, $\kappa = [2m(V - E_{e1})/\hbar^2]^{1/2}$, E_{e1} – энергия размерного квантования электрона; различием эффективных масс электрона в материалах ямы и барьеров пренебрегаем. Граничные условия непрерывности φ_{e1} и $\mathrm{d}\varphi_{e1}/\mathrm{d}z$ сводятся к трансцендентному уравнению $\cos\xi = \gamma\xi$, где $\xi = ka/2$ и $\gamma = (2\hbar^2/ma^2V)^{1/2}$ – безразмерный параметр, характеризующий глубину ямы. Форм-фактор $H(q)$ зависит в рассматриваемом случае прямоугольной квантовой ямы от двух величин – ее ширины a и высоты барьеров V.

Согласно уравнениям (4.24) в случае низкой степени поляризации и невырожденного электронного газа получаем

$$\frac{1}{\tau_{x'x'}} = 2\left(\frac{\alpha_+ k_T}{\hbar}\right)^2 \tau\,, \qquad \frac{1}{\tau_{y'y'}} = 2\left(\frac{\alpha_- k_T}{\hbar}\right)^2 \tau\,, \tag{4.27}$$
$$\frac{1}{\tau_{zz}} = \frac{1}{\tau_{x'x'}} + \frac{1}{\tau_{y'y'}}\,.$$

Здесь $\alpha_\pm = \alpha_R \pm \alpha_D^{[001]}$, константы Дрессельхауза $\alpha_D^{[001]}$ и Рашбы α_R введены согласно (3.4) и (3.5), соответственно, оси $x' \parallel [1\bar{1}0]$ и $y' \parallel [110]$ являются собственными для группы симметрии $C_{2\mathrm{v}}$, описывающей асимметричную яму (001), $k_T = (2mk_BT/\hbar^2)^{1/2}$ – тепловой волновой вектор, а параметр τ, контролирующий спиновую релаксацию в механизме Дьяконова-Переля, равен

$$\tau = \frac{\hbar k_B T \varkappa^2}{e^4 N} I. \tag{4.28}$$

Здесь I – числовая константа, определяемая из решения обезразмеренного кинетического уравнения (4.22). Для строго двумерных электронов константа, рассчитанная в пренебрежении обменным взаимодействием, $I \approx 0.027$, учет обменного взаимодействия между электронами [слагаемого, пропорционального $V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}'}$ в уравнении (4.19)] приводит к незначительному увеличению I до 0.028.

Зависимость времени τ от температуры и концентрации носителей можно понять из следующих качественных соображений. В невырожденном газе экранировка кулоновского взаимодействия несущественна, поэтому характерная величина матричного элемента межэлектронного взаимодействия пропорциональна

$k_T^{-1} \propto T^{-1/2}$. Это обусловлено дальнодействующим характером кулоновского взаимодействия: чем больше относительная скорость движения носителей, тем слабее взаимодействие между ними. Частота столкновений пропорциональна квадрату матричного элемента и концентрации электронного газа, т.е. $\tau^{-1} \propto N/T$. Темп спиновой релаксации растет как T^2/N, дополнительный множитель T возникает из-за усреднения квадрата спинового расщепления по больцмановскому распределению носителей.

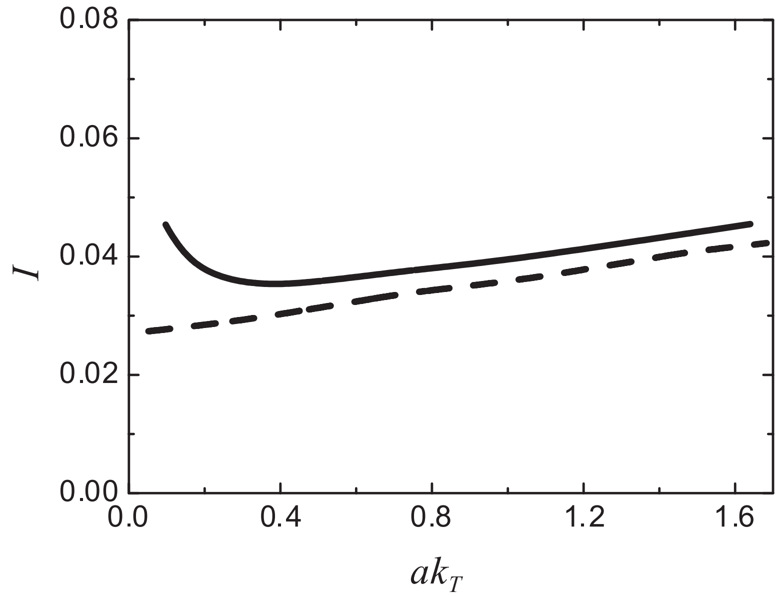

Рис. 4.1: Зависимость от ширины квантовой ямы коэффициента I, определяющего время спиновой релаксации согласно (4.27) и (4.28). Сплошная линия – зависимость I от безразмерного параметра ak_T, рассчитанная для высоты барьера $V = 300$ мэВ. Для сравнения штриховой линией показаны значения I для квантовой ямы с бесконечно высокими барьерами.

Вычисленная зависимость коэффициента I от высоты барьера V при фиксированной ширине квантовой ямы $a = 42$ Å может быть при $V > 200$ meV приближенно описана следующей формулой $I \approx 0.032 + 1.2$ meV$/V$. При уменьшении высоты барьеров значения I и времени τ, контролирующего спиновую релаксацию, убывают, так как волновая функция электрона распределяется на большем масштабе и электрон-электронное взаимодействие ослабевает. Результаты расчета зависимости I от ширины квантовой ямы в пренебрежении обменным взаимодействием представлены на рис. 4.1. Для квантовой ямы с бесконечно высокими барьерами I монотонно возрастает с увеличением ширины ямы. Зависимость $I(\alpha)$ может быть аппроксимирована линейной функцией $I(\alpha) \approx 0.027 + 0.009\alpha$, при увеличении ширины квантовой ямы до $a \sim \pi/k_T$ относительное изменение I становится порядка 1, так как энергия размерного квантования сравнивается с энергией теплового движения электрона. В квантовой яме с барьерами конечной высоты характерное время электрон-электронных столкновений τ зависит от ширины ямы немонотонно, его минимум при $a = a_m \sim 2\hbar/(2mV)^{1/2}$ отвечает наименьшему размытию волновой функции электрона в яме. С увеличением или уменьшением ширины квантовой ямы относительно a_m интеграл I, а значит и время τ, монотонно возрастает.

Итак, зависимость τ от ширины ямы оказывается немонотонной, положение минимума определяется наибольшей локализацией электронной плотности в квантовой яме. Как видно из рис. 4.1, в области значений $k_T a$ от 0.2 до 1.8 время τ отличается от его значения для двумерных электронов не более чем на 50%.

Отметим, что τ входит в выражения для тензора обратных времен спиновой релаксации (4.27) с множителями $\alpha_\pm^2$, которые могут очень сильно зависеть от ширины ямы. В частности, в квантовой яме с симметричными интерфейсами, когда $\alpha_R = 0$, в предельном случае бесконечно высоких барьеров $\left(\alpha_D^{[001]}\right)^2$ убывает с ростом ширины ямы по закону a^{-4}.

Для анализа влияния электрон-электронных столкновений на спиновую релаксацию в двумерном газе при малой спиновой поляризации и произвольном соотношении между химическим потенциалом носителей и $k_B T$ представим выражение (4.24) в виде, схожем с уравнением (4.27):

$$\frac{1}{\tau_{x'x'}} = 2\left(\frac{\alpha_+ k_F}{\hbar}\right)^2 \tau\,, \qquad \frac{1}{\tau_{y'y'}} = 2\left(\frac{\alpha_- k_F}{\hbar}\right)^2 \tau\,, \qquad \frac{1}{\tau_{zz}} = \frac{1}{\tau_{x'x'}} + \frac{1}{\tau_{y'y'}}\,, \tag{4.29}$$

где $k_F = \sqrt{2\pi N}$ фермиевский волновой вектор электронов при $T = 0$. Сопоставление уравнений (4.29) и (4.24) показывает, что время столкновений, контролирующее спиновую релаксацию в механизме Дьяконова-Переля, может быть представлено в виде

$$\tau = \sum_{\boldsymbol{k}} \frac{k^2}{k_F^2} F_{1k}(0) , \tag{4.30}$$

где $F_{1k}(\boldsymbol{S})$ - множитель в первом слагаемом решения (4.23) кинетического уравнения для $\delta \boldsymbol{s_k}$. Отметим, что выражения (4.29) и (4.30) верны при произвольной степени вырождения электронного газа.

При низких температурах, когда $k_B T \ll E_F$ ($E_F = \hbar^2 k_F^2/2m$), темп электрон-электронных столкновений пропорционален числу свободных конечных состояний для пары электронов, т.е. величине $(k_B T/E_F)^2$ [262, 263]. Численный расчет температурной и концентрационной зависимости τ показывает, что при $k_B T/E_F \lesssim 0.3$ с точностью до 10%

$$\frac{1}{\tau} = 3.4 \frac{E_F}{\hbar} \left(\frac{k_B T}{E_F} \right)^2 . \tag{4.31}$$

Таким образом, температурная зависимость времени спиновой релаксации, определяемая электрон-электронными столкновениями, носит немонотонный характер. В вырожденном электронном газе частота столкновений сначала не зависит от температуры, пока $\tau \gtrsim \tau_1$, и рассеяние электронов, в основном, определяется квазиупругими процессами релаксации импульса. Затем частота столкновений возрастает как функция температуры, при этом $\tau_s \propto T^2$ (средняя частота спиновой прецессии слабо зависит от температуры при $k_B T \ll E_F$), а в невырожденном газе согласно (4.27), (4.28) $\tau_s \propto T^{-2}$. Время спиновой релаксации достигает максимума при $k_B T \sim E_F$, когда вырожденная статистика электронов сменяется невырожденной.

Дополнительное замедление спиновой релаксации возникает в электронном газе со значительной степенью спиновой поляризации P. Расчет [A12] показывает, что для электронов, поляризованных вдоль оси z, в пределе низких температур, когда межчастичными столкновениями можно пренебречь, $\tau_{zz}(P)/\tau_{zz}(0) = 1 + (\Omega_C \tau_1)^2$, где $\Omega_C = |\boldsymbol{\Omega}^0_{C,k_F}|$, см. (4.20). При степени поляризации $P = 1\%$,

$\tau_1 = 10$ ps и концентрации электронов $N \sim 2 \times 10^{11}$ cm^{-2} получаем оценку $(\Omega_C \tau_1)^2 \approx 0.5$.

4.2.4 Сопоставление с экспериментальными данными

Экспериментально влияние электрон-электронного взаимодействия на спиновую релаксацию изучалось в группе проф. Р. Харли (университет Саутгемптона, Великобритания) на образцах с одиночными квантовыми ямами GaAs/Al$_{0.33}$Ga$_{0.77}$As n-типа. Параметры структур приведены в таблице 4.1. Концентрация носителей и время импульсной релаксации электронного газа определялись из измерений эффекта Холла, температура вырождения $T_F = E_F/k_B$ была вычислена по значениям концентрации носителей и эффективной массе электрона $m = 0.067m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, энергия размерного квантования E_{e1} находилась по спектрам люминесценции структур, частота спиновой прецессии и время столкновений электрона τ^* определялись из спиновых биений, наблюдаемых при $T = 5$ K, см. ниже.

Таблица 4.1: Параметры образцов

#	Номинальная ширина ямы, a (nm)	Энергия размерного квантования электрона, E_{e1} (meV)	Концентрация носителей, N (cm^{-2})	Температура вырождения, T_F (K)	Время импульсной релаксации, τ_1 (ps) при 5K	Частота спиновой прецессии, $2\alpha_D^{[001]} k_F/\hbar$ (ps^{-1})	Время столкновений при $T = 5$ K, τ^* ps
T539	20.0	10.2	1.75×10^{11}	72	27	0.063±0.006	22±3
T315	10.0	49.8	2.30×10^{11}	79	10	0.19± 0.01	6.0±0.2
NU211	10.2	32.8	3.10×10^{11}	129	13	0.22±0.01	6.4±0.9
NU535	6.8	58.5	3.30×10^{11}	138	13	0.29±0.02	5.1±0.9

Спиновая динамика исследовалась методам накачка – зондирование с пикосекундным временным разрешением. На рисунке 4.2 представлены зависимости от времени угла керровского вращения плоскости поляризации зондирующего импульса. Из рисунка видно, что время релаксации резко возрастает с увеличением температуры, это согласуется с уменьшением времени τ в уравнении (4.29). На вставке к рис. 4.2 представлена зависимость $S_{0,z}(t)$ при $T = 5$ K, на которой наблюдаются ярко выраженные осцилляции спиновой поляризации в поле линейного по $\boldsymbol{k}$-спинового расщепления. Период осцилляций позволяет определить частоту $\Omega_{k_F} = \Omega(k_F)$ спиновой прецессии на уровне Ферми. Анализ, проведенный в работе [17], показывает, что спиновое расщепление в исследуемых образцах описывается линейным по $\boldsymbol{k}$ слагаемым Дрессельхауза и $\Omega_{k_F} = 2\alpha_D^{[001]} k_F \tau / \hbar$. Моделирование спиновой динамики электронного газа методом Монте-Карло [17] позволяет определить время столкновений *одного* электрона τ^*, соответствующее наблюдаемому затуханию биений.

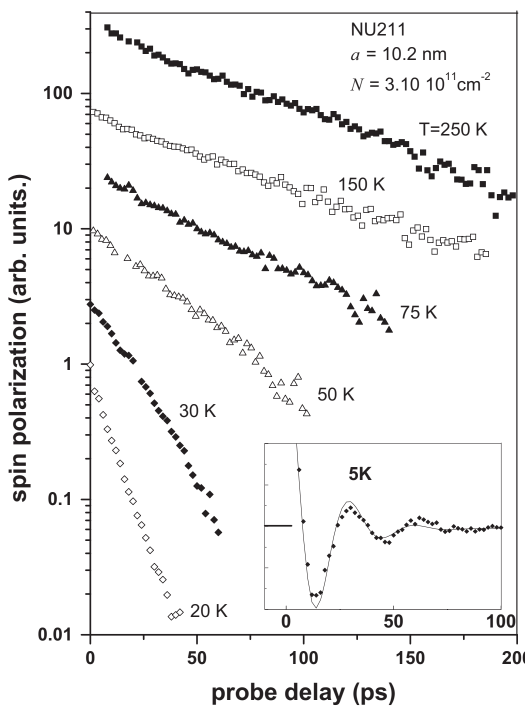

Рис. 4.2: Зависимость степени поляризации электронного газа в образце NU211 от времени при различных температурах. При температуре 20 K и выше спин спадает экспоненциально, время релаксации резко возрастает с увеличением температуры. При $T = 5$ K наблюдаются осцилляции (см. вставку), их подгонка согласно [17] дает частоту спиновой прецессии на уровне Ферми Ω_{k_F} и время столкновений одного электрона τ^*.

На рисунке 4.3 приведены значения времени релаксации для z компоненты электронного спина как функции температуры в четырех образцах. Сплошные символы соответствуют экспоненциальному спаду полного спина. Открытые символы соответствуют осцилляциям, наблюдаемым при низкой температуре, они

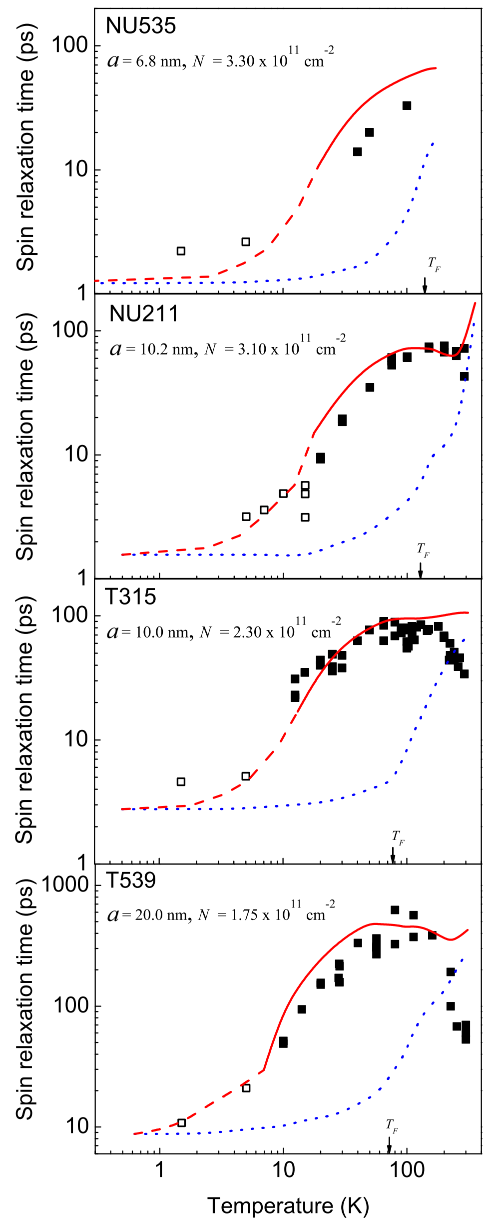

Рис. 4.3: Температурная зависимость времени спиновой релаксации. Точки – экспериментальные данные: сплошные квадраты соответствуют времени релаксации при наблюдаемом экспоненциальном спаде спиновой поляризации, открытые квадраты – значения $(\Omega_{k_F}^2 \tau^*)^{-1}$, полученные из анализа спиновых биений. Линии представляют результаты расчета, выполненного с использованием экспериментальных значений Ω_{k_F}, температурной зависимости τ_1 с учетом (сплошная и пунктирная) и в пренебрежении (точечная) электрон-электронными столкновениями.

представляют значения $(\Omega_{k_F}^2\tau^*)^{-1}$, извлеченные из анализа осцилляций. В каждом образце τ_s резко возрастает с температурой, в трех ямах (с наибольшими ширинами a) проходит через максимум при температуре, приблизительно соответствующей температуре вырождения T_F, см. таблицу 4.1. В образце NU535 наблюдается похожая тенденция, однако экспериментальных точек недостаточно, чтобы идентифицировать максимум. Также наблюдается явная тенденция к снижению времени спиновой релаксации при уменьшении ширины ямы.

Кривые на рис. 4.3 – результат теоретического расчета согласно уравнениям (4.29), (4.30). Кинетическое уравнение (4.22) решалось численно, причем все параметры (спиновое расщепление, концентрация носителей и температурная зависимость времени релаксации электронного газа по импульсу, τ_1) были известны из эксперимента. В качестве ширины ям брались номинальные значения из первого столбца таблицы 4.1, которые несколько отличались от реальных (соответствующих энергиям размерного квантования из второго столбца). Однако, согласно рис. 4.1 и обсуждению в разделе 4.2.3 это различие несущественно. Сплошная и пунктирная кривые соответствую времени спиновой релаксации в механизме Дьяконова-Переля и величинами $(\Omega_{k_F}^2\tau)^{-1}$, соответственно, рассчитанными *с учетом* как электрон-электронных столкновений, так и упругого рассеяния по импульсу, а кривая, показанная точками – только с учетом τ_1. Оценки показывают, что в условиях эксперимента концентрация фотовозбужденных носителей на два порядка величины меньше, чем полная концентрация электронов, поэтому спиновая поляризация носителей $P < 1\,\%$, и эффектами высокой спиновой поляризации можно пренебречь.

Из рис. 4.3 видно, что количественное и качественное описание температурной зависимости времени спиновой релаксации электронов возможно только с учетом межчастичного взаимодействия. Расчет в пренебрежении электрон-электронными столкновениями (пунктирная кривая) не описывает резкий рост времени спиновой релаксации в диапазоне от 10 до 100 К. Напротив, теория, учитывающая электрон-

электронные столкновения, хорошо воспроизводит замедление спиновой релаксации.

Заметные различия между теорией и экспериментом наблюдаются при температурах, превышающих 200 K для образцов T315 и T539. Теоретические кривые продолжают возрастать с увеличением температуры (в силу того, что время релаксации импульса электронного газа τ_1 резко укорачивается за счет рассеяния электронов на оптических фононах), в то время как экспериментальные значения времени τ_s уменьшаются. Оценки показывают, что в этом диапазоне температур другие механизмы спиновой релаксации неважны. Возможно, расхождение теории и эксперимента связано с увеличением роли вклада Рашбы в спиновое расщепление, с заселением второй подзоны размерного квантования носителей, а также с уменьшением концентрации электронов в квантовой яме [130].

Замедление спиновой релаксации за счет межчастичных столкновений наблюдалось также в экспериментах по спин-зависимому просветлению в квантовых ямах p-типа на основе GaAs/AlGaAs, выращенных вдоль направления [113], см. [264]. Сопоставление теоретических расчетов времен спиновой релаксации дырок с учетом дырочно-дырочных столкновений позволило найти константу линейного по волновому вектору спинового расщепления дырок.

4.3 Проявление циклотронного движения электронов в спиновых биениях

4.3.1 Спиновые биения в нулевом магнитном поле

Выше рассматривалась динамика электронных спинов в режиме частых столкновений, когда углы поворота спина между последовательными столкновениями малы. При температурах $\gtrsim 10$ K такой режим спиновой релаксации в квантовых ямах с высокой подвижностью носителей заряда обеспечивается процессами межэлектронного рассеяния. При более низких температурах условие $\Omega(\boldsymbol{k})\tau \ll 1$ нарушается, и в эксперименте наблюдаются спиновые биения, обусловленные прецессией спинов вокруг полей $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ [17], см. также вставку к рис. 4.2.

Эти биения теоретически исследовались в работе [245] для случая изотропного расщепления зоны проводимости, см. также [265]; ряд результатов для анизотропного расщепления получен в [266]. Здесь будет построена теория спиновых биений при произвольном соотношении между частотой спиновой прецессии и столкновительным уширением уровней, учитывающая анизотропию спинового расщепления. Сначала мы изучим спиновые биения в отсутствие магнитного поля, а затем проанализируем влияние внешнего магнитного поля на осцилляции спиновой поляризации и выполним сопоставление развитой теории с данными эксперимента.

Для простоты мы будем рассматривать случай, когда спиновое расщепление обусловлено лишь первыми угловыми гармониками слагаемых Рашбы и Дрессельхауза, кроме того предположим, что потенциал взаимодействия электрона с примесями или другими дефектами короткодействующий, т.е. времена релаксации всех угловых гармоник функции распределения одинаковы и равны τ. Рассматривается случай низких температур, $k_B T \ll E_F$, и электрон-электронными столкновениями пренебрегается.

Важно отметить, что спиновая динамика носителей контролируется двумя параметрами: $\nu = \Omega\tau$ и $\mu = \hbar\Omega/E_F$. Здесь $\hbar\Omega$ – характерная величина спинового расщепления зоны проводимости, τ – время релаксации импульса данного электрона, E_F – фермиевская энергия электронов, для простоты мы рассматриваем случай вырожденной статистики. Параметр ν является классическим, он определяет характерную величину угла поворота магнитного момента между последующими актами рассеяния. Второй параметр, μ, имеет квантовомеханическую природу и характеризует влияние спинового расщепления на орбитальное движение электронов. Отметим, что отношение параметров $\nu/\mu = E_F\tau/\hbar$ определяет эффективность рассеяния в системе, ниже мы будем считать, что $\nu/\mu \gg 1$, что соответствует “хорошей” или, как говорят, металлической проводимости. Начнем анализ зо случая $\mu \ll 1$, когда спиновое расщепление мало по сравнению с энергией Ферми электронов.

В "чистом" пределе $\tau \to \infty$ спин электрона с волновым вектором $\boldsymbol{k}$, ориентированный в начальный момент по оси z, прецессирует вокруг вектора эффективного магнитного поля $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ согласно $s_{z,\boldsymbol{k}}(t) = s_{z,\boldsymbol{k}}(0)\cos\left[\Omega(\boldsymbol{k})t\right]$. Таким образом динамика полного спина может быть найдена путем усреднения спиновых биений каждого электрона по начальному распределению спина; в пределе нулевой температуры, $T = 0$, это усреднение сводится к усреднению по углу волнового вектора $\varphi_{\boldsymbol{k}}$:

$$S_z(t) = S_z(0)\int \frac{\mathrm{d}\varphi_{\boldsymbol{k}}}{2\pi}\cos\left(\frac{2k}{\hbar}\sqrt{\left(\alpha_D^{[001]}\right)^2 + \alpha_R^2 - 2\alpha_D^{[001]}\alpha_R\sin 2\varphi_{\boldsymbol{k}}t}\right). \tag{4.32}$$

В предельном случае *изотропного спинового расщепления*, когда $\alpha_D^{[001]} = 0$ или $\alpha_R = 0$, т.е. если в энергетическом спектре присутствует только слагаемое Дрессельхауза или только слагаемое Рашбы, абсолютная величина вектора $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ не зависит от $\varphi_{\boldsymbol{k}}$, и согласно (4.32)

$$S_z(t) = S_z(0)\cos\Omega_{k_F}t.$$

Видно, что полный спин электронного газа осциллирует во времени и возвращается к исходному значению каждый период $2\pi/\Omega_{k_F}$ [245].

Анизотропия спинового расщепления, равно как и тепловое размытие функции распределения носителей, приводит к различию частот спиновой прецессии в разных точках $\boldsymbol{k}$-пространства. Несоизмеримость частот прецессии спина означает, что полный спин никогда не вернется к исходному значению, однако такая релаксация может происходить крайне медленно. Например, в пределе $\alpha_D^{[001]} = \alpha_R \equiv \alpha$ (соответствующем *наибольшей анизотропии спинового расщепления*) угловое интегрирование в (4.32) дает [266]

$$S_z(t) = S_z(0)\mathrm{J}_0\left(\frac{4\alpha k_F t}{\hbar}\right), \tag{4.33}$$

где $\mathrm{J}_0(x)$ – функция Бесселя. При $\alpha k_F t/\hbar \gg 1$ спин осциллируя затухает как $t^{-1/2}$. Эта асимптотика верна и для произвольного соотношения между $\alpha_D^{[001]}$ и α_R при условии, что $\sqrt{|\alpha_D^{[001]}\alpha_R|}t/\hbar \gg 1$.

Тепловое размытие функции распределения электронов также приводит к дефазировке спинов. Например, для *изотропного спинового расщепления* биения затухают при $k_B T \ll E_F$ согласно

$$S_z(t) = S_z(0) \frac{\pi \gamma t}{\sinh (\pi \gamma t)} \cos \Omega_{k_F} t \,, \tag{4.34}$$

где $\gamma = \Omega_{k_F} k_B T / 2E_F$. На больших временах ($\gamma t \gg 1$) осцилляции спиновой поляризации спадают экспоненциально с постоянной времени

$$\tau_T = \frac{2E_F}{\pi \Omega_{k_F} k_B T} \,. \tag{4.35}$$

Если начальное распределение электронов по спину имело ширину $\Delta E > k_B T$, то биения будут затухать за время $\sim E_F / (\Omega_{k_F} \Delta E)$, при условии, что последнее меньше времени энергетической релаксации.

Наличие рассеяния электронов приводит к дополнительному эффективному каналу затухания биений. Если в начальный момент спин электронного газа был выстроен вдоль оси z, то кинетическое уравнение (4.11) можно преобразовать к следующему виду

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau} \right) \frac{\partial}{\partial t} s_{z,\boldsymbol{k}} + \Omega^2(\boldsymbol{k}) s_{z,\boldsymbol{k}} + \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\tau} \right) \frac{s_{z,\boldsymbol{k}} - \bar{s}_{z,k}}{\tau} = 0. \tag{4.36}$$

Здесь $\bar{\boldsymbol{s}}_k = (2\pi)^{-1} \int_0^{2\pi} \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} \mathrm{d}\varphi_{\boldsymbol{k}}$ – средняя по углам функция распределения спина. Это уравнение следует дополнить начальными условиями $s_{z,\boldsymbol{k}}(t=0) = s_z(0)$ и $\partial s_{z,\boldsymbol{k}}(t=0)/\partial t = 0$.

Для *изотропного спинового расщепления* последний член в (4.36) исчезает. Спиновые биения тогда, в согласии с [245], описываются уравнением

$$S_z(t) = S_z(0) \left[\cos\left(\frac{qt}{2\tau} \right) + \frac{1}{q} \sin\left(\frac{qt}{2\tau} \right) \right] \mathrm{e}^{-\frac{t}{2\tau}}, \tag{4.37}$$

где $q = \sqrt{4\Omega_{k_F}^2 \tau^2 - 1}$. Отметим, что в [267] это выражение приведено с ошибкой: отсутствует второй член в скобках и нарушается начальное условие $\partial s_z(t = 0)/\partial t = 0$.

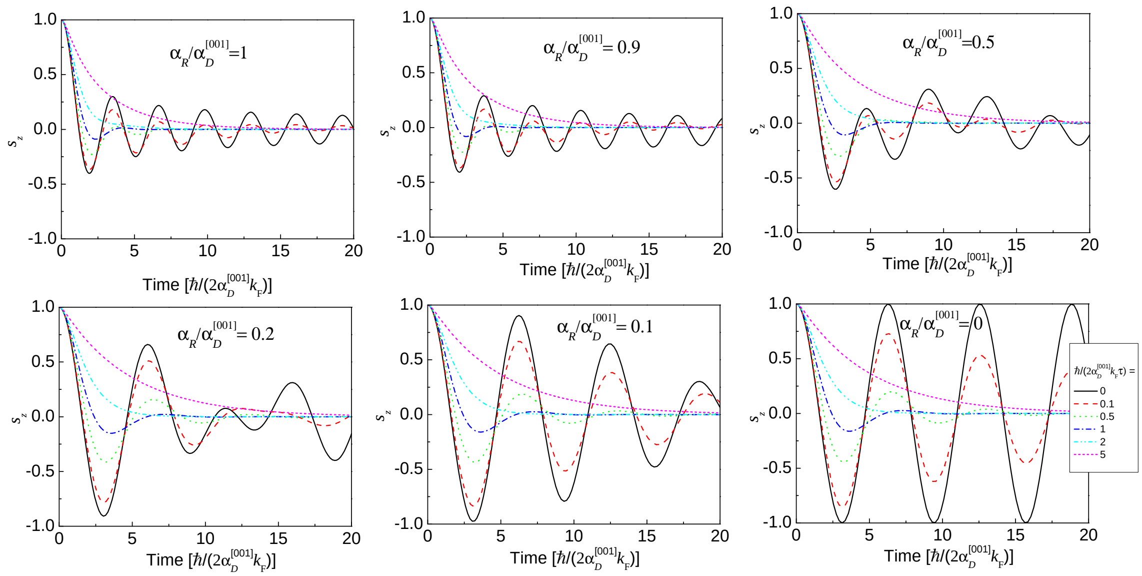

Рис. 4.4: Временная зависимость среднего значения z-компоненты полного спина двумерного электронного газа, рассчитанная для разных отношений вкладов Рашбы и Дрессельхауза. Единица измерения времени $\hbar/(2\alpha_D^{[001]}k_F)$. Отношение $\alpha_R/\alpha_D^{[001]}$ приведено внутри каждой панели. Различные кривые соответствуют различным темпам релаксации импульса τ^{-1}.

Согласно (4.37) можно идентифицировать два качественно различных режима спиновой релаксации: (i) режим спиновой прецессии, когда биения на частоте $\sqrt{\Omega_{k_F}^2 - 1/(2\tau)^2}$ экспоненциально затухают за время $\tau_b = 2\tau$, и (ii) режим доминирования столкновений, в котором полный спин спадает по экспоненте за время $\tau_{DP} = 1/(\Omega_{k_F}^2\tau)$ в согласии с (4.1), (4.29). Переход между режимами имеет место при $\Omega_{k_F}\tau = 1/2$.

В общем случае анизотропного спинового расщепления уравнение (4.36) допускает только численное решение. На рис. 4.4 показаны временные зависимости $s_z(t)$, полученные путем численного интегрирования (4.36). На различных панелях рис. 4.4 представлены результаты для разных отношений $\alpha_R/\alpha_D^{[001]}$, рассчитанные при фиксированном $\alpha_D^{[001]}$. Зависимости $S_z(t)$ инвариантны относительно замены $\alpha_D^{[001]} \leftrightarrow \alpha_R$. Различные кривые на каждой панели рассчитаны для различных значений темпа рассеяния τ^{-1}. Видно, что небольшое подмешивание меньшего вклада в спиновое расщепление к большему, например, при $\alpha_R/\alpha_D^{[001]} = 0.2$, приводит к быстрому затуханию осцилляций и сложному поведению $S_z(t)$.

Наличие рассеяния носителей приводит к затуханию спиновых биений. Время релаксации зависит от темпа рассеяния импульса τ^{-1} немонотонным образом. При малой частоте столкновений $\tau^{-1} < 2\Omega_{k_F}$ рассеяние ускоряет спиновую релаксацию, дальнейший рост τ^{-1} приводит к переходу в режим доминирования столкновений и, соответственно, к замедлению релаксации.

В заключение кратко проанализируем спиновую динамику электронов, в случае, если спиновое расщепление сравнимо с кинетической энергией носителей, параметр $\mu \sim 1$. Случай изотропного спинового расщепления, сравнимого с энергией Ферми электронов, рассматривался в работах [A16], [267] и [268]. В этом случае, эффективная оптическая ориентация электронов возможна лишь короткими оптическими импульсами, спектральная ширина которых сопоставима или превосходит спиновое расщепление. При этом возбуждается широкий спектр электронных состояний с различными частотами спиновой прецессии, что приводит к эффективной дефазировке электронных спинов на временах порядка обратного разброса частот прецессии, подобно тому, как это имеет место для локализованных электронов в магнитном поле.

4.3.2 Влияние циклотронного движения электрона на спиновые биения

Изучим влияние внешнего магнитного поля, направленного по нормали к структуре, на осцилляции z-компоненты полного спина. Соотношение между циклотронной частотой $\omega_c = |e|B/(mc)$ и частотой спиновой прецессии в поле линейных по $\boldsymbol{k}$ слагаемых $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ будем считать произвольным, при этом предполагая что $\hbar\omega_c \ll E_F$. Это условие позволяет пренебрегать квантовыми эффектами, рассмотренными в работах [210, 269, 270, 271]. Кроме этого, как и в главе 3, пренебрежем ларморовским эффектом внешнего поля, малым в полупроводниках по параметру $|\Omega/\omega_c| = (|g|/2)m/m_0 \ll 1$.

Вначале мы рассмотрим “чистый” предел, когда рассеяние носителей отсутствует, а спиновое расщепление *изотропно* в плоскости квантовой ямы. Тогда можно перейти во вращающуюся систему отсчета, где вектор $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ для данного электрона неподвижен, т.е. устранить циклотронный эффект магнитного поля. В такой системе отсчета спин данного электрона прецессирует в поле, являющееся суммой двух компонент: эффективного поля, связанного со спиновым расщеплением $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$, и дополнительного магнитного поля, возникающего из-за перехода в неинерциальную систему отсчета. Последнее направлено вдоль оси z и равняется по абсолютной величине ω_c. Если внешнее магнитное поле направлено по нормали к структуре, то спин электрона на поверхности Ферми демонстрирует гармонические колебания вокруг среднего значения $\omega_c^2/(\omega_c^2+\Omega_{k_F}^2)$ с амплитудой $\Omega_{k_F}^2/(\omega_c^2+\Omega_{k_F}^2)$ и частотой $\sqrt{\omega_c^2+\Omega_{k_F}^2}$.

В случае анизотропного спинового расщепления биения становятся ангармоническими. Используя уравнение (4.32) в случае *максимальной анизотропии* $\alpha_D^{[001]}=\alpha_R\equiv\alpha$ и учитывая циклотронное вращение волнового вектора данного электрона, получаем

$$S_z(t)=S_z(0)\mathrm{J}_0\left(\frac{8\alpha k}{\hbar\omega_c}\sin\frac{\omega_c t}{2}\right). \tag{4.38}$$

Видно, что магнитное поле восстанавливает строго периодическую спиновую динамику в чистых системах, причем период биений $T=4\pi/\omega_c$ в два раза превышает циклотронный.

Если же магнитное поле столь велико, что $\omega_c\gg\Omega(\boldsymbol{k})$, то изменения эффективного поля $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ за счет циклотронного эффекта происходят на значительно меньшем временном масштабе, чем спиновая прецессия в этом поле. Это означает, что углы поворота спина за время заметного изменения вектора $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ малы. Иными словами, мала анизотропная часть спинового распределения. Этот режим аналогичен режиму доминирования столкновений, когда частота рассеяния больше, чем частота спиновой прецессии, и кинетическое уравнение для спиновой матрицы плотности можно решать последовательными приближениями. Таким образом, при условии $\omega_c \gg \Omega(\boldsymbol{k})$ внешнее поле замедляет спиновую релаксацию в меру множителя $(1+\omega_c^2\tau^2)$ [ср. с (3.55)], как и в системах с низкой подвижностью электронов [207].

Перейдем теперь к анализу более общего случая. Основные черты динамики спинов можно понять из решения кинетического уравнения в случае изотропного спинового расщепления $|\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})| = \Omega_k$ при выполнении условий $\Omega_{k_F}\tau, \omega_c\tau \gg 1$ [A17]

$$\frac{s_{z,k_{\mathrm{F}}}(t)}{s_{z,k_{\mathrm{F}}}(0)} = \mathcal{A}\mathrm{e}^{-t/\tau_s} + \mathcal{B}\mathrm{e}^{-t/\tau_b}\cos\left(\Omega_{\mathrm{eff}}t\right). \tag{4.39}$$

Здесь эффективная частота спиновой прецессии $\Omega_{\mathrm{eff}} = \sqrt{\omega_c^2 + \Omega_{k_F}^2}$, параметры $\mathcal{A}$ и $\mathcal{B}$ определены согласно

$$\mathcal{A} = \omega_c^2/\Omega_{\mathrm{eff}}^2, \quad \mathcal{B} = \Omega_{k_F}^2/\Omega_{\mathrm{eff}}^2,$$

эффективный темп спиновой релаксации

$$\tau_s^{-1} = \mathcal{B}/\tau, \tag{4.40}$$

и эффективная скорость затухания биений $\tau_b{}^{-1} = (1+\mathcal{A})/(2\tau)$. Численное моделирование показывает, что формула (4.39) приближенно выполнена и при анизотропном спиновом расщеплении, если параметры Ω_{k_F} и $1/\tau$ заменить на эффективные значения, учитывающие разброс частот спиновой прецессии.

В согласии с (4.39) z-компонента электронного спина, $s_{z,k_{\mathrm{F}}}(t)$, как функция времени демонстрирует затухающие осцилляции на комбинированной частоте Ω_{eff}, которые накладываются на экспоненциально затухающую “подставку”. Увеличение скорости спиновой прецессии с ростом магнитного поля обусловлено циклотронным движением электронов и спин-орбитальной связью: вращение волнового вектора $\boldsymbol{k}$ под действием магнитного поля приводит к модуляции $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$. Затухание спиновых биений происходит на временном масштабе $\tau_b \sim \tau$, а затухание среднего значения спина идет гораздо медленнее за время $\tau_s \gg \tau$. Как уже отмечалось выше, при $\Omega_{k_F} \ll \omega_c$ скорость спиновой релаксации дается выражением $\tau_s^{-1} = \Omega_{k_F}^2/(\omega_c^2\tau)$ и возрастает с увеличением магнитного поля.

4.3.3 Сопоставление теории с экспериментальными данными

Эксперименты по изучению динамики спина в высокоподвижных системах выполнялись в университете г. Регенсбурга (Германия) Тобиасом Корном и Майклом Гриезбеком в группе проф. К. Шуеллера. Исследования выполнялись на структурах с одиночными квантовыми ямами GaAs/$Al_{0.3}Ga_{0.7}As$ ориентации (001) (для контроля также брался образец с осью роста [110]). Образцы A и C были выращены согласно методикам, описанным в работе [241], с целью обеспечения наиболее симметричного профиля зон, образец B представляет собой обычную модуляционно-легированную яму. Основные параметры образцов сведены в таблице 4.2. Динамика электронных спинов исследовалась методом накачка – зондирование, методика эксперимента подробно описана в главе 1, см. также [40].

Таблица 4.2: Параметры образцов. Время рассеяния электронов по импульсу τ_1 определено из подвижности при $T = 1.3$ K. Время электрон-электронных столкновений, контролирующее механизм Дьяконова-Переля τ_{ee}^* вычислено при температуре 4.5 K.

#	Ось роста	Ширина (nm)	Концентрация N (10^{11}cm^{-2})	Подвижность μ (10^6 cm^2/Vs)	τ_1 (ps)	τ_{ee}^* (ps)
A	[001]	30	2.97	14.8	563	88
B	[001]	20	2.1	1.6	61	22
C	[110]	30	3.4	5.1	194	130

На рис. 4.5(a) – (c) представлены сигналы фарадеевского вращения с временным разрешением при низких температурах. В образцах A и B наблюдаются затухающие осцилляции. С понижением температуры с 4.5 K до 400 mK частота осцилляций и время их затухания несколько увеличиваются. В образце C кристаллографической ориентации (110) даже при самых низких температурах осцилляций сигнала не наблюдается.

Качественное отличие спиновой динамики, наблюдаемое в образцах A, B и C, связано с различной кристаллографической ориентацией структур. В ямах A и B эффективное поле $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ лежит в плоскости ямы и при достаточно низких темпе-

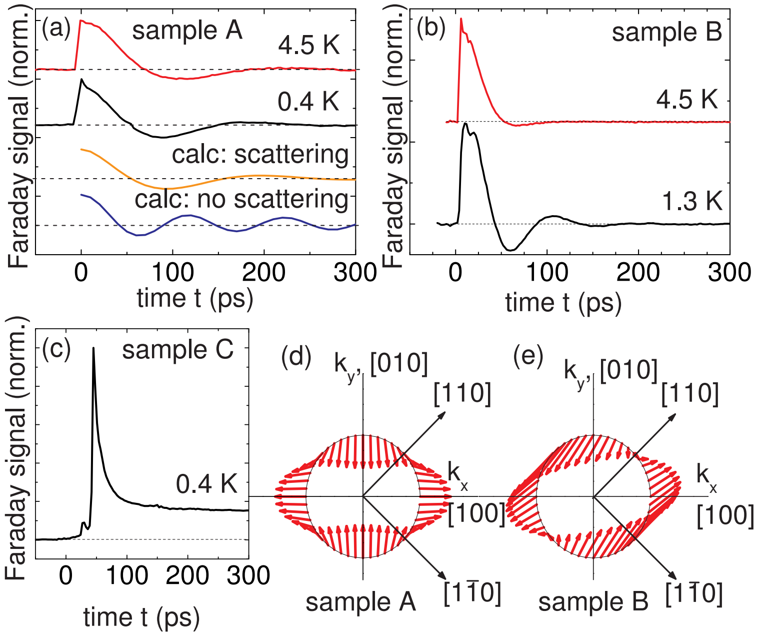

Рис. 4.5: (a) – (c) Спиновые сигналы Фарадея без магнитного поля. (a) Образец A, измерения при $T = 4.5$ K и 400 mK. Две нижние кривые – результаты расчета с и без учета процессов рассеяния. Параметры расчета таковы: $\Omega_1 = \Omega_3 = 0.03$ ps^{-1} [см. (4.41)], эффективное время рассеяния $\tau = 88$ ps (темп рассеяния включает вклад от электрон-электронных столкновений). (b) Образец B, измерения при 4.5 K и 1.3 K. (c) Образец C, измерения при $T = 0.4$ K. (d) Схематическое изображение эффективной частоты спиновой прецессии $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ на уровне Ферми для образца A и для образца B (панель e).

ратурах z-компонента электронного спина испытывает биения, обсуждавшиеся в разд. 4.3.1. В данных структурах помимо линейных по $\boldsymbol{k}$ членов важную роль играет кубический по волновому вектору электрона вклад в спиновое расщепление, см. формулу (3.3), при учете таких членов вектор $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$, обусловленный вкладом Дрессельхауза, принимает вид:

$$\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k}) = [-\Omega_1 \cos\varphi_{\boldsymbol{k}} - \Omega_3 \cos 3\varphi_{\boldsymbol{k}}, \Omega_1 \sin\varphi_{\boldsymbol{k}} - \Omega_3 \sin 3\varphi_{\boldsymbol{k}}, 0], \tag{4.41}$$

где $\varphi_{\boldsymbol{k}}$ угол между $\boldsymbol{k}$ и осью $x \parallel [100]$, а величины Ω_1, Ω_3 определяют частоты прецессии спина за счет первой и третьей угловых гармоник в спиновом расщеплении. В структуре B помимо вклада (4.41) в эффективной частоте прецессии спина присутствует и вклад Рашбы (3.5) с угловой зависимостью $\sim [\sin\varphi_{\boldsymbol{k}}, -\cos\varphi_{\boldsymbol{k}}, 0]$. Структура полей $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ в образцах A и B представлена на панелях (d) и (e) рис. 4.5,

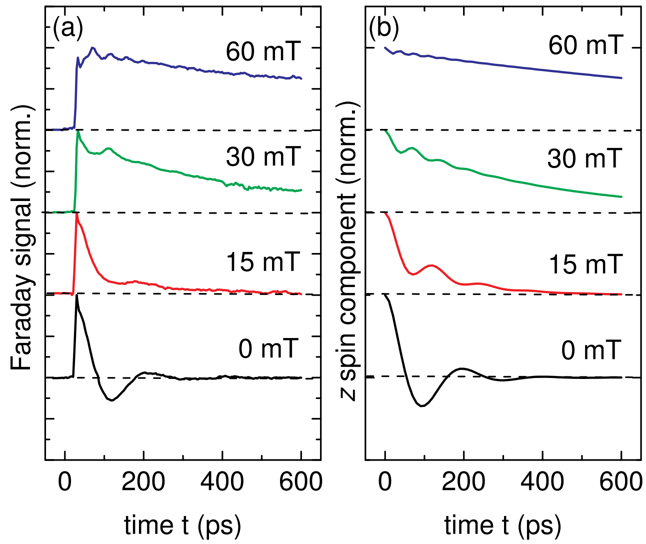

Рис. 4.6: (a) Спиновые сигналы фарадеевского вращения в продольном магнитном поле, измеренные на образце A при $T = 400$ mK. (b) Рассчитанная временная эволюция z компоненты спина.

а рассчитанные зависимости $S_z(t)$ с учетом и без учета процессов рассеяния электрона показаны на панели (a). Видно, что модель, учитывающая электрон-электронное взаимодействие неплохо соответствует экспериментальным данным. В образце C, представляющим собой симметричную яму ориентации (110), эффективное поле $\boldsymbol{\Omega}(\boldsymbol{k})$ параллельно оси z, поэтому прецессия спина в сигнале Фарадея не проявляется. Детальное обсуждение механизмов спиновой релаксации в симметричных квантовых ямах, выращенных вдоль $z \parallel [110]$, будет приведено ниже в разделе 4.4.

Перейдем теперь к данным измерений в присутствии продольного (направленного по оси роста) магнитного поля. На рис. 4.6(a) представлена серия спиновых сигналов фарадеевского вращения, снятых в различных внешних полях при $T = 400$ mK. Хорошо видны две отличительные черты экспериментальных данных: (i) в спиновом сигнале появляются быстрые затухающие осцилляции, частота которых возрастает с увеличением поля, (ii) общее затухание спинового сигнала замедляется с увеличением магнитного поля.

Качественно поведение спина в магнитном поле согласуется с упрощенной ана-

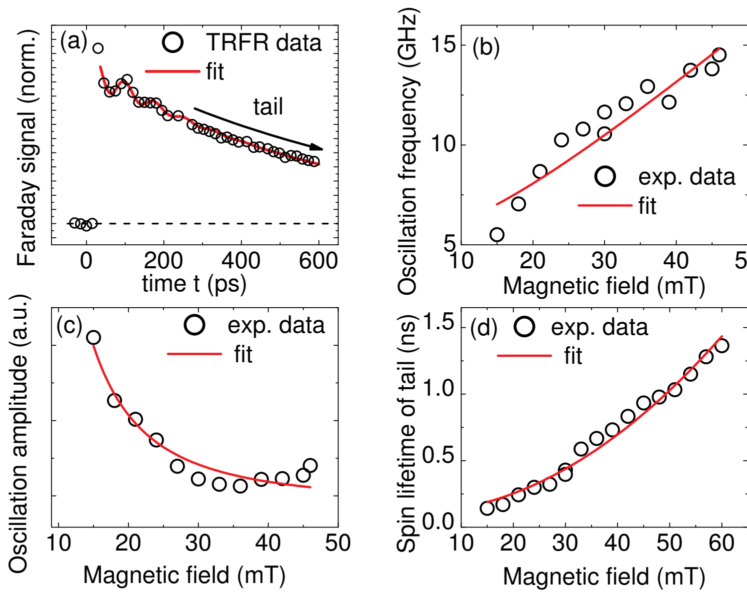

Рис. 4.7: (a) Спиновый сигнал Фарадея, измеренный на образце A при $T = 400$ mK в магнитном поле $B = 36$ mT, направленном вдоль оси роста (открытые круги). Подгонка показана красной сплошной линией, стрелка демонстрирует долгоживущий “хвост” спиновой поляризации. (b) Частота спиновых биений в зависимости от магнитного поля (кружки – эксперимент, сплошная кривая – подгонка). (c) Амплитуда спиновых биений в зависимости от магнитного поля. (d) Время релаксации “хвоста” спиновой поляризации. Подгонка экспериментальных данных осуществлялась по модельному уравнению (4.39).

литической моделью – уравнениями (4.39), (4.40), в согласии с которой спиновые биения происходят на комбинированной частоте $\sqrt{\Omega_{k_F}^2 + \omega_c^2}$ и затухают за время порядка τ, а релаксация спина происходит медленно за время порядка $(1 + \omega_c^2\tau^2)/(\Omega_{k_F}^2\tau)$. Зависимости $S_z(t)$, рассчитанные в [A17] с учетом анизотропии спинового расщепления в условиях эксперимента, представлены на рис. 4.6(b) и находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Для дальнейшего сопоставления теории и эксперимента на рисунке 4.7 представлена амплитуда и частота спиновых биений, а также время спиновой релаксации в зависимости от магнитного поля. Эти параметры были определены путем обработки экспериментальных данных по формуле (4.39). Пример обработки сигнала показан на рис. 4.7(a), а параметры, полученные в результате подгонки, представлены на панелях (b) – (d). На этих же панелях сплошными кривыми показаны результаты подгонки частоты и амплитуды спиновых биений, а также времени спиновой релаксации в рамках упрощенной модели. Основные параметры спиновой динамики (эффективная частота прецессии спина Ω_{k_F}, циклотронная частота ω_c, время рассеяния τ) отличаются от расчетных на основе данных таблицы 4.2 не более, чем на 20%. Это свидетельствует об адекватности теоретического описания эксперимента.

Отметим, что в симметричной яме ориентации (110) (образец C) во всем диапазоне приложенных магнитных полей влияния поля на спиновую динамику не наблюдается, что подтверждает отсутствие заметного вклада Рашбы в спиновое расщепление спектра.

4.4 Резонансное спиновое усиление и анизотропная спиновая релаксация в квантовых ямах ориентации (110)

Перейдем теперь к обсуждению динамики электронных спинов в структурах с квантовыми ямами, выращенными вдоль оси [110]. Как отмечалось выше, в симметричных системах (110) механизм Дьяконова-Переля не приводит к релаксации z компоненты спина, которая и наблюдается в спиновых сигналах Фарадея и Керра [174, 272]. Спиновая релаксация в таких системах исследовалась в нескольких экспериментальных лабораториях. Для номинально нелегированных структур сообщались времена релаксации z компоненты спина в пределах $2\div4$ ns при комнатной температуре [244, 273], а при низких температурах (~ 15 K) были достигнуты времена релаксации около 18 ns [274]. Температурная зависимость времени спиновой релаксации в яме (110) исследовалась в работе [172] методами поляризованной фотолюминесценции с временным разрешением, при этом время релаксации τ_{zz} варьировалось от 1.8 ns при температуре жидкого гелия и 6.5 ns при $T = 120$ K. При изучении динамики спинов в условиях междузонного оптического возбуждения помимо спин-поляризованных электронов генерируются дырки, которые могут эффективно терять свою спиновую ориентацию, и вызывать релаксацию электронного спина по механизму Бира-Аронова-Пикуса [275, 276]. Это обстоятельство затрудняет изучение спиновой динамики резидентных электронов. Наибольшие времена релаксации z компоненты спина в структурах (110), наблюдавшиеся методиками спектроскопии спинового шума, составляют приблизительно 25 ns [173].

Другим экспериментальным подходом к исследованию медленной спиновой релаксации является методика резонансного спинового усиления, описанная в главе 2 (разд. 2.2.1), в рамках которой детектирование спинов осуществляется на временных задержках, значительно превышающих время жизни фотовозбужденных электронов и дырок, что позволяет напрямую исследовать потерю спина резидентных электронов. Ниже будет приведено теоретическое рассмотрение методики резонансного спинового усиления для квантовых ям ориентации (110) (разд. 4.4.1), а затем выполнено сопоставление развитой теории с экспериментальными данными (разд. 4.4.2).

4.4.1 Спиновые биения и резонансное спиновое усиление при анизотропной релаксации

Рассмотрим квантовую яму, выращенную вдоль оси $z \parallel [110]$, помещенную в поперечное магнитное поле $\boldsymbol{B} \parallel [\bar{1}10]$. Уравнения кинетики, описывающие динамику полного спина электронного газа $\boldsymbol{S}$ с компонентами S_x, S_y и S_z, имеют вид [ср. с (1.1)]

$$\frac{\mathrm{d}\boldsymbol{S}}{\mathrm{d}t} + \boldsymbol{S} \times \boldsymbol{\Omega} + \hat{\Gamma}\boldsymbol{S} = 0, \tag{4.42}$$

где $\hat{\Gamma}$ – тензор обратных времен спиновой релаксации, $\boldsymbol{\Omega} \parallel x$ – вектор ларморовской частоты прецессии спина во внешнем магнитном поле. Для дальнейшего считаем, что $x \parallel [\bar{1}10]$ и $y \parallel [001]$. В отличие от ситуации, исследовавшейся в главах 1 и 2, здесь мы сосредоточимся на эффектах, обусловленных анизотропией спиновой релаксации, описываемых тензором $\hat{\Gamma}$.

Анализ показывает, что структура с квантовой ямой (110) имеет в общем случае точечную симметрию C_{s}, характеризующуюся плоскостью отражения $(1\bar{1}0)$.

Таким образом, в структуре есть 4 линейно независимые ненулевые компоненты тензора обратных времен спиновой релаксации: Γ_{zz}, Γ_{xx}, Γ_{yy} и $\Gamma_{yz} = \Gamma_{zy}$. Микроскопический анализ, выполненный в работе [206], показывает, что в модели, где спиновое расщепление определяется линейными по $\boldsymbol{k}$ вкладами Дрессельхауза (3.8) и Рашбы (3.5), ненулевые компоненты тензора обратных времен спиновой релаксации связаны следующим образом

$$\Gamma_{xx} = \Gamma_{yy} = \left[\alpha_R^2 + \left(\alpha_D^{[110]}\right)^2\right] C, \quad \Gamma_{zz} = 2\alpha_R^2 C, \quad \Gamma_{yz} = \Gamma_{zy} = \alpha_R \alpha_D^{[110]} C, \tag{4.43}$$

где C – параметр, определяемый временем столкновений и средним волновым вектором электронов. Выражения (4.43) можно переписать в виде

$$\Gamma_{yz} = \Gamma_{zy} = \pm\frac{1}{2}\sqrt{\Gamma_{zz}(2\Gamma_{yy} - \Gamma_{zz})}, \tag{4.44}$$

при этом знак перед квадратным корнем определяется знаком произведения $\alpha_R \alpha_D^{[110]}$. Эту модель спиновой релаксации в структурах (110) будем называть асимметричной моделью (модель A).

Если же гетеропотенциал квантовой ямы обладает центром пространственной инверсии, то такая структура описывается точечной группой $C_{2\mathrm{v}}$ с осью второго порядка, параллельной оси y. При этом регулярный вклад Рашбы в спиновое расщепление отсутствует и $\Gamma_{yz} = \Gamma_{zy} = 0$ [196], а релаксация z компоненты спина осуществляется, например, за счет пространственных флуктуаций константы Рашбы, как это описывалось в главе 3. Такую модель спиновой релаксации будем называть симметричной моделью (модель S).

Решения уравнения (4.42) с начальным условием $\boldsymbol{s}(t = 0) = (0, 0, s_0)$ для z компоненты спина записывается в виде

$$S_z(t) = S_0 e^{-t/\bar{T}} \left[\cos\tilde{\Omega}t + \frac{\Gamma_{yy} - \Gamma_{zz}}{2\tilde{\Omega}} \sin\tilde{\Omega}t\right], \tag{4.45}$$

где

$$\frac{1}{\bar{T}} = \frac{\Gamma_{yy} + \Gamma_{zz}}{2}, \tag{4.46}$$

а величина эффективной частоты спиновых биений $\tilde{\Omega}$ в симметричной модели составляет

$$\tilde{\Omega} = \sqrt{\Omega^2 - \frac{(\Gamma_{yy} - \Gamma_{zz})^2}{4}} \quad \text{модель S,} \tag{4.47a}$$

а в асимметричной модели

$$\tilde{\Omega} = \sqrt{\Omega^2 - \frac{\Gamma_{yy}^2}{4}} \quad \text{модель A.} \tag{4.47b}$$

В достаточно больших магнитных полях, когда Ω/Γ_{zz}, $\Omega/\Gamma_{yy} \gg 1$, спиновые биения в моделях S и A описываются одинаковыми выражениями $S_z(t)/S_0 = e^{-t/\bar{T}} \cos \Omega t$. В этом случае быстрая прецессия приводит к усреднению скорости релаксации спина. Если же магнитное поле достаточно мало, то происходит срыв спиновых биений [172, 277]: частота $\tilde{\Omega}$ становится мнимой: в симметричной модели это происходит при $\Omega = |\Gamma_{yy} - \Gamma_{zz}|/2$, а в асимметричной – при $\Omega = \Gamma_{yy}/2$. Особенно ярко различие в моделях спиновой динамики проявляется в нулевом поле: в модели S спин затухает за время $1/\Gamma_{zz}$, а в модели A – из-за недиагональных компонент тензора $\hat{\Gamma}$ спиновая релаксация идет медленнее – за время $2/\Gamma_{zz}$ [206].

В режиме резонансного спинового усиления образец возбуждается периодической последовательностью импульсов с периодом следования T_R. Пользуясь принципом суперпозиции, получаем из формулы (4.45):

$$S_z(\Delta t) = \frac{S_0}{2} e^{-(T_R + \Delta t)/\bar{T}} \frac{e^{T_R/\bar{T}} \mathcal{C}[\tilde{\Omega}(T_R + \Delta t)] - \mathcal{C}(\tilde{\Omega}\Delta t)}{\mathrm{ch}(T_R/\bar{T}) - \cos(\tilde{\Omega} T_R)}, \tag{4.48}$$

где $\mathcal{C}(x) = \cos x + (\Gamma_{yy} - \Gamma_{zz})/(2\tilde{\Omega}) \times \sin x$.

Анализ формулы (4.48) показывает, что (как и в случае изотропной спиновой релаксации) зависимость спина электронов от магнитного поля B при фиксированной задержке Δt состоит из последовательности максимумов, соответствующих условию $\cos(\tilde{\Omega} T_{\text{rep}}) = 1$. Действительно, если период спиновой прецессии в магнитном поле $2\pi/\tilde{\Omega}$ и период повторения импульсов оказываются кратными, то спин, инжектируемый очередным импульсом накачки, оказывается в фазе с прецессирующим спином электронов. В результате спиновая поляризация в системе возрастает. В случае изотропной спиновой релаксации, когда $\Gamma_{zz} = \Gamma_{yy}$, $\Gamma_{yz} = \Gamma_{zy} \equiv 0$ формула (4.48) сводится к известному выражению (2.3).

Зависимости S_z при фиксированной малой отрицательной задержке $|\Delta t| \to 0$ от величины магнитного поля, выраженной в единицах ΩT_R, представлены на рис. 4.8. Пунктирная кривая отвечает модели S, сплошная – модели A. В согласии с (4.48) сигнал резонансного спинового усиления как функция магнитного поля состоит из пиков, соответствующих $\tilde{\Omega} T_R = 2\pi N$, где N – целое. Из рисунка видно, что пик соответствующий нулевому полю имеет большую высоту по сравнению с соседними. Это обусловлено медленной релаксацией z компоненты спина по сравнению с компонентами в плоскости структуры. Более того, высота пиков в моделях симметричной и асимметричной ям отличается в два раза – это связано с соответствующим различием в эффективных временах спиновой релаксации для z компоненты спина при одинаковом Γ_{zz}. Пики, соответствующие ненулевому полю практически совпадают, т.к. при выполнении условия $\Omega/\Gamma_{yy} \gg 1$ вкладом, содержащим синус в функции $\mathcal{C}(x)$ можно пренебречь, и спектр спинового усиления описывается выражением, соответствующим изотропной спиновой релаксацией с усредненной скоростью $1/\bar{T}$, которая одинакова в обеих моделях.

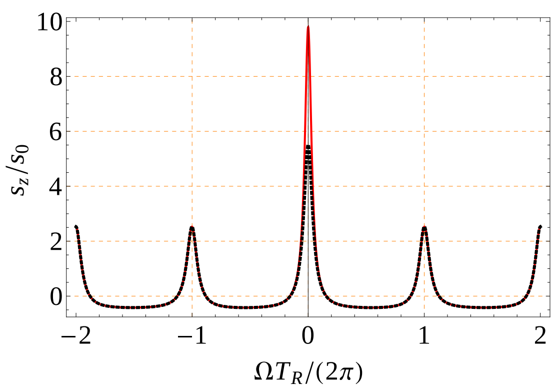

Рис. 4.8: Сигнал резонансного спинового усиления, построенный в зависимости от $\Omega T_R/(2\pi)$ при малой отрицательной задержке. Пунктирная кривая рассчитана в модели S (симметричной ямы), сплошная кривая рассчитана в модели A (яма с ненулевым средним полем Рашбы). Параметры, использованные в расчете, таковы: $\Gamma_{yy} T_R = 1/2$, $\Gamma_{zz}/\Gamma_{yy} = 1/3$.

Отметим, что выражение (4.48) может применяться в рамках модели S и для описания резонансного спинового усиления в структурах с квантовыми ямами ориентации (001), при этом если потеря неравновесного спина описывается механизмом Дьяконова-Переля или Эллиота-Яфета, то $\Gamma_{zz} > \Gamma_{yy}$ (считается, что магнитное поле направлено по одной из главных осей в плоскости структуры). В таком случае, пик, соответствующий нулевому полю, оказывается подавленным по сравнению с соседними.

4.4.2 Сопоставление теории и эксперимента

Развитая теория резонансного спинового усиления в квантовых ямах ориентации (110) была сопоставлена с экспериментальными данными, полученными в университете г. Регенсбурга. Измерения выполнялись на симметричном образце с квантовой ямой 30 nm на основе GaAs. Сложный дизайн структуры, представленный на рис. 4.9(a), соответствует предложенному в работе [241] и позволяет достичь рекордных величин подвижности электронов. Профиль зон в системе схематически изображен на рис. 4.9(b). Номинальные параметры системы таковы: концентрация носителей $N = 2.7 \times 10^{11}$ cm^{-2} и подвижность носителей заряда $\mu = 2.3 \times 10^6$ cm^2(Vs)$^{-1}$ при температуре $T = 1.5$ K. Поскольку эксперименты по резонансному спиновому усилению выполняются при импульсной оптической накачке, то температура электронного газа, которую можно оценить по форме спектра фотолюминесценции, см. рис. 4.9(b), оказывается выше температуры решетки (варьируемой от 4 K до 50 K), и даже при самых низких температурах эксперимента газ оказывается нагрет до 15 K. Накачка спинов осуществлялась импульсным титан-сапфировым лазером, луч того же лазера использовался для измерения магнитооптического эффекта Керра. Возбуждение и детектирование осуществлялось вблизи края фундаментального поглощения (немного выше уровня Ферми электронов), длительность импульсов накачки и зондирования составляла около 2 ps. Лучи накачки и зондирования фокусировались в одной точке образца размером примерно 50 μm. Задержка импульса зондирования по отношению к ближайшему

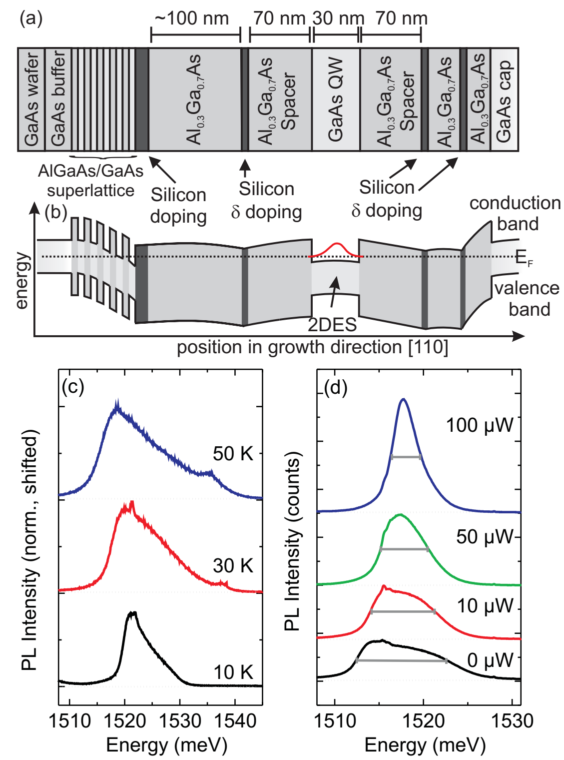

Рис. 4.9: (a) Схема образца. (b) Профиль зон в образце. (c) Спектры фотолюминесценции измеренные при трех различных температурах. (d) Спектры фотолюминесценции, измеренные при 4 K для различных мощностей надбарьерной подсветки с длиной волны 532 nm.

импульсу накачки составляла около -50 ps. В ряде экспериментов образцы дополнительно подсвечивались непрерывным зеленым лазером (длина волны 532 nm).

Начнем с качественного обсуждения формы экспериментально измеренного сигнала резонансного спинового усиления, представленного на рис. 4.10(a). В согласии с теоретической моделью, наблюдаемый спектр состоит из серии пиков, соответствующих соизмеримости периода спиновой прецессии во внешнем поле и периода повторения импульсов накачки $T_R = 12$ ns. Из рисунка видно, что пик, центрированный на $B = 0$, ярко выражен по сравнению с пиками в $B \neq 0$. Это является экспериментальным свидетельством анизотропии спиновой релаксации, присущей структурам ориентации (110): действительно, z компонента спина релаксирует медленно, а компоненты спина в плоскости эффективно теряют-

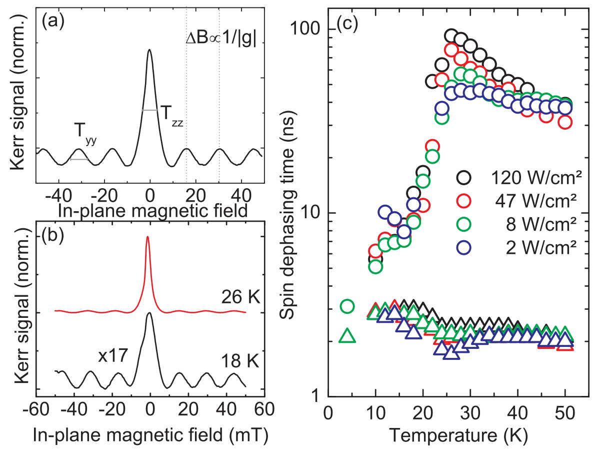

Рис. 4.10: (a) Характерный сигнал резонансного спинового усиления в образце, выращенном вдоль оси $z \parallel [110]$. Ширина центрального пика определяет время релаксации z компоненты спина T_{zz}, ширина пиков в $B \neq 0$ связана с временем релаксации компонент спина в плоскости T_{yy}. Расстояния между пиками связаны с g-фактором электрона (b) Сигналы спинового усиления, измеренные при температурах 18 K и 26 K (данные нормированы и сдвинуты по вертикальной оси для ясности представления). (c) Времена релаксации спина вдоль оси роста (T_{zz}, кружки) и в плоскости структуры (T_{yy}, треугольники) в зависимости от температуры при разных мощностях подсветки. Времена релаксации спина извлекались в модели A (ямы с ненулевым регулярным вкладом Рашбы), при этом $T_{zz} = 2/\Gamma_{zz}$, $T_{yy} = 1/\Gamma_{yy}$.

ся за счет поля Дрессельхауза. Это приводит к эффективному накоплению спина в нулевом магнитном поле. Результаты подгонки экспериментальных данных по формуле (4.48) в рамках модели A (учитывающей наличие регулярного вклада Рашбы) представлены на панели (c) рисунка 4.10. Отметим, что кружками представлены значения эффективного времени релаксации z компоненты спина $T_{zz} = 2/\Gamma_{zz}$. Подгонка экспериментальных в модели S (спиновая релаксация определяется флуктуациями поля Рашбы) дает близкие значения $T_{zz} = 1/\Gamma_{zz}$ и T_{yy}. Несмотря на то, что теоретическое выражение (4.48) хорошо описывает экспериментальные данные, точность подгонки не позволяет определить, какая из моделей S или A более пригодна для описания спиновой динамики.

Кратко обсудим зависимости времени спиновой релаксации от температуры и мощности импульса накачки. На рис. 4.10(b) представлены нормированные спектры резонансного спинового усиления, измеренные при температурах 18 K и 26 K.

Отметим, что амплитуда пика в нулевом поле по отношению к соседним резко возрастает с увеличением температуры. Извлеченные из подгонки экспериментальных данных величины T_{zz} и T_{yy} приведены в логарифмическом масштабе на рис. 4.10(с). При всех мощностях импульсов накачки, использованных в экспериментах, время T_{zz} резко возрастает от примерно 10 ns при низких температурах до около 100 ns при $T \approx 25$ K, при этом время релаксации компонент спина в плоскости $T_{yy} \approx 2$ ns практически не зависит от температуры. Кроме того, времена T_{zz} и T_{yy} возрастают с увеличением мощности импульсов накачки.

Заметная анизотропия спиновой релаксации, наблюдаемая в экспериментах, свидетельствует о том, что регулярный вклад Рашбы в спиновое расщепление значительно меньше вклада Дрессельхауза, который можно представить в виде [ср. с (3.8)] $\mathcal{H}_D = \alpha_c k_x \sigma_z \langle k_z^2 \rangle$, где $\langle k_z^2 \rangle \approx \pi^2/a^2$ – квантовомеханическое среднее z компоненты волнового вектора, a – ширина ямы. Релаксация компонент спина в плоскости осуществляется по механизму Дьяконова-Переля, при этом скорость релаксации зависит от параметров системы для вырожденного электронного газа следующим образом [ср. с (4.29)]

$$\Gamma_{yy} \propto \alpha_c \langle k_z^2 \rangle N \tau^*, \tag{4.49}$$

где τ^* – время релаксации по импульсу одного электрона, N – концентрация электронов в яме. При постоянной концентрации носителей с увеличением температуры скорость спиновой релаксации должна падать из-за электрон-электронных столкновений, как было показано в разделе 4.2, поскольку в согласии с (4.31)

$$\tau^* \equiv \tau^*(N, k_B T) \propto \frac{N}{(k_B T)^2}. \tag{4.50}$$

Однако, сложный профиль зон в исследуемом образце приводит к тому, что в рассматриваемом диапазоне температур электроны перераспределяются между донорами и ямой. Это приводит к заметному увеличению концентрации носителей в яме. Экспериментально такой рост концентрации заметен по уширению линии фотолюминесценции квантовой ямы с увеличению температуры: в предположении, что дырки термализованы с эффективной температурой $k_B T \ll E_F$, где E_F – энергия Ферми электронов, ширина спектра фотолюминесценции определяется именно энергией Ферми электронов. Данные по фотолюминесценции, представленные на рис. 4.9(c), свидетельствуют о том, что энергия Ферми носителей возрастает примерно в два раза при увеличении температуры от 4 K до 30 K, что в значительной мере компенсирует температурный эффект в τ^*.

Вклад Дрессельхауза в спиновое расщепление не может, однако, привести к релаксации z компоненты спина. Относительно быстрая $T_{zz} \lesssim 10$ ns спиновая релаксация при низких температурах может быть связана с некоторой "замороженной" асимметрией Δn концентрации электронов на донорах слева и справа от ямы. Такой дисбаланс концентрации приводит к возникновению слагаемого Рашбы $\mathcal{H}_R = \alpha_R(\sigma_x k_y - \sigma_y k_x)$, где согласно (3.15) и (3.23) $\alpha_R = 2\pi\xi e^2 \Delta n/\kappa$. В предположении, что при низких температурах величины T_{zz} и T_{yy} имеют одинаковый порядок величины и с учетом того, что литературные данные по параметру Дрессельхауза α_c в GaAs варьируются в пределах от 5 до 28 eVÅ^3 (см. [156, 166, 171, 278, 141, 279, 280]), дисбаланс концентрации электронов составляет $\Delta n \sim 10^{11}$ cm^{-2}. С увеличением температуры асимметрия Δn исчезает [281], а релаксация определяется флуктуациями константы Рашбы. Оценки по формуле (3.43) показывают, что T_{zz} в таких условиях может достигать величин ~ 100 ns.

Экспериментальные данные, представленные на рис. 4.10(c), свидетельствуют о том, что скорость спиновой релаксации уменьшается с ростом мощности накачки, в отличие от работ [173, 276], где наблюдалась обратная тенденция. Это обусловлено отличиями методик эксперимента: в ранних работах [173, 276] исследования спиновой динамики проводились методиками спектроскопии спинового шума и по эффекту Ханле, где с увеличением мощности постоянной накачки существенную роль начинает играть механизм спиновой релаксации Бира-Аронова-Пикуса. В технике резонансного спинового усиления этот механизм не существенен, т.к. зондирующий импульс приходит после того, как фотовозбужденные дырки реком-

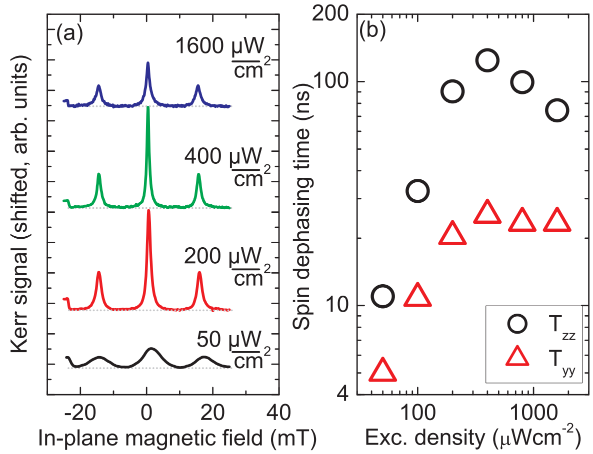

Рис. 4.11: (a) Сигналы резонансного спинового усиления, измеренные при температуре $T = 4$ K для различных мощностей надбарьерной подсветки. (b) Времена спиновой релаксации (T_{zz} – кружки и T_{yy} – треугольники) в зависимости от мощности подсветки, извлеченные из сигналов путем подгонки по формуле (4.48) в рамках модели A (асимметричной ямы).

бинировали, а с ростом мощности накачки электронный газ может разогреваться, что приводит к уменьшению времени столкновений и замедлению спиновой релаксации.

В заключение этого раздела обсудим роль надбарьерной подсветки. Как видно из рисунка 4.9(c) надбарьерная подсветка приводит к сужению спектра фотолюминесценции, т.е. к уменьшению концентрации резидентных электронов. Это явление в англоязычной литературе носит название *optical gating* (оптический затвор), оно хорошо известно в модуляционно-легированных системах [282, 283] и связано с перераспределением электронов между квантовой ямой и слоями с донорами. Экспериментальные данные, представленные на рис. 4.11, демонстрируют резкое замедление спиновой релаксации при уменьшении концентрации носителей: ширины пиков в нулевом магнитном поле и при $B \neq 0$ значительно уменьшаются с ростом мощности подсветки. Подгонка экспериментальных данных по формуле (4.48) в рамках модели A ямы показывает, что T_{zz} достигает максимального значения в 150 ns, а T_{yy} – 25 ns [см. рис. 4.11(b)]. Такое поведение времен спиновой релаксации согласуется с теоретическими представлениями: уменьшение концентрации носителей заряда приводит благодаря уменьшению энергии Ферми, а значит и спинового расщепления [согласно (3.43), (4.49) и (4.50)] к замедлению спиновой релаксации. Кроме того, перераспределение носителей заряда между квантовой ямой и слоями доноров может привести к симметризации структуры, уменьшению дисбаланса концентрацией ионизованных примесей Δn, что приводит к дополнительному подавлению процессов потери z компоненты электронного спина.

4.5 Краткие итоги

В главе 4 получены следующие основные результаты:

- Показано, что электрон-электронное взаимодействие замедляет спиновую релаксацию в механизме Дьяконова-Переля, причем в структурах с высокой подвижностью именно процессы межэлектронных столкновений контролируют релаксацию спина при температурах вплоть до 100 K.

- Построена теория спиновых биений двумерного электронного газа, обусловленных спин-орбитальным расщеплением спектра. Показано, что циклотронное движение электронов во внешнем магнитном поле проявляется в спиновых биениях.

- Развита теория резонансного спинового усиления в структурах с анизотропной спиновой релаксацией. Сопоставление теории и эксперимента, выполненного на структуре с квантовой ямой кристаллографической ориентации (110), позволило исследовать температурные и концентрационные зависимости различных компонент тензора обратных времен спиновой релаксации.

- Показано, что в структурах с квантовыми ямами, выращенными вдоль оси [110], время релаксации z компоненты спина для свободных электронов достигает ~ 100 ns и определяется пространственными флуктуациями константы спин-орбитального взаимодействия.

Глава 5

Тонкая структура и динамика спинов электрон-дырочных комплексов в квантовых точках и ямах

5.1 Введение

Вблизи фундаментального края поглощения в чистых полупроводниках при низких температурах наблюдается водородоподобная серия узких линий. Эта серия линий связана с экситонным поглощением: за счет кулоновского притяжения электрона и дырки фотовозбужденные носители образуют пары – экситоны, энергетический спектр состояний которых аналогичен спектру атома водорода. Именно экситонные эффекты определяют многие оптические свойства объемных полупроводников и наноструктур на их основе. Основные достижения в области оптической спектроскопии экситонов в объемных материалах приведены в книгах [284, 285].

Электрон и дырка обладают полуцелым спином, поэтому спин экситона – целый, а электрон-дырочная пара является бозоном. Благодаря этому обстоятельству динамика спинов свободных и локализованных экситонов имеет ряд существенных отличий от динамики спинов невзаимодействующих электронов и дырок [3]. Наиболее ярко это проявляется для нульмерных экситонов, локализован-

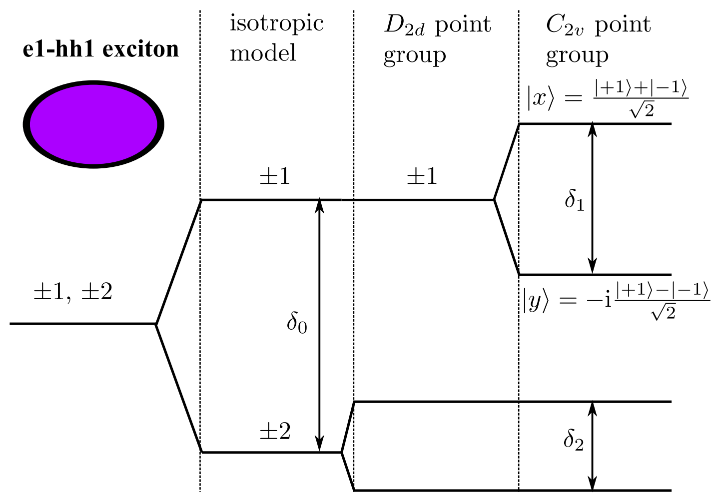

Рис. 5.1: Схематическая иллюстрация тонкой структуры энергетического спектра локализованного экситона $(e1 - hh1)$ в полупроводниковой квантовой точке. Величина δ_1 обозначает расщепление оптически активных состояний, δ_2 – темных состояний.

ных в квантовых точках или на флуктуациях интерфейсов квантовых ям. В то время как состояния локализованного электрона двукратно вырождены по спину в отсутствие магнитного поля (крамерсово вырождение, обусловленное требованием симметрии к обращению хода времени), вырождение по спину спектра нульмерного локализованного экситона может отсутствовать [3]. Тонкая структура энергетического спектра и спиновая динамика которых определяется, в основном, обменным взаимодействием между электроном и дыркой [286]. Последовательная теория обменного взаимодействия между носителями заряда противоположного знака в объемных полупроводниках была разработана Г.Л. Биром и Г.Е. Пикусом [287] и М.М. Денисовым и В.П. Макаровым [288]. Она была обобщена на случай двумерных экситонов в квантовой яме в работе [289]. Тонкая структура локализованных (нульмерных) экситонов развивалась в ряде статей [286, 290, 291, 292, 293, 294] в рамках метода эффективной массы, в [295] в методе сильной связи, а также в серии работ [296, 297, 298] методом псевдопотенциала. Экспериментально тонкая структура нульмерных экситонов изучалась методами поляризационной спектроскопии, см. например, [299, 300, 301, 302, 303, 304].

Рассмотрим для примера экситон, сформированный из электрона (с компонентой спина $s_z = \pm 1/2$) и тяжелой дырки (с проекцией момента на ось роста структуры $j_z = \pm 3/2$), см. рис. 5.1. В отсутствие обменного взаимодействия между электроном и дырки основное состояние экситона представляет собой квартет состояний, отвечающих значениям ± 1 и ± 2 проекции спина экситона $m_z = s_z + j_z$ на ось роста квантовой ямы или квантовой точки. В структурах, обладающих симметрией $D_{2\mathrm{d}}$ (например, в квантовых ямах, выращенных вдоль оси $z \parallel [001]$ с симметричным гетеропотенциалом, или в квантовых точках с той же осью роста эквивалентными интерфейсами и аксиально-симметричным или квадратным основанием), обменное взаимодействие между электроном и дыркой расщепляет квартет на радиационный дублет ($m_z = \pm 1$) и два близкорасположенных синглета, соответствующих линейным комбинациям состояний с $m_z = \pm 2$. Энергетическое расщепление между оптически активными и неактивными состояниями δ_0 определяется, в основном, изотропным короткодействующим вкладом в обменное взаимодействие электрона и дырки [305, 291]

$$\mathcal{H}_{\mathrm{short}} = \Delta_{\mathrm{short}} a_0^3 \delta(\boldsymbol{r}_e - \boldsymbol{r}_h)(\boldsymbol{\sigma} \cdot \boldsymbol{j}), \tag{5.1}$$

где Δ_{short} – константа короткодействующего обменного взаимодействия, a_0 – постоянная решетки, $\boldsymbol{r}_e$, $\boldsymbol{r}_h$ – радиус-вектора электрона и дырки, $\boldsymbol{\sigma}$ – вектор, составленный из спиновых матриц Паули, $\boldsymbol{j}$ – оператор спина дырки. Асимметрия структуры [144, 298] или анизотропия потенциала локализации [286, 290] понижает точечную симметрию до $C_{2\mathrm{v}}$ и приводит к (анизотропному) расщеплению радиационного дублета на два состояния, активных в линейных поляризациях, соответствующих главным осям структуры. Расщепление радиационного дублета обусловлено, главным образом, дальнодействующим обменным взаимодействием электрона и дырки [290], величина расщепления связана с параметрами локализации электрона и дырки.

Оптически активные состояния экситона с $m_z = \pm 1$ удобно описывать в терминах псевдоспина 1/2, воспользовавшись тем обстоятельством, что гамильтониан любой двухуровневой системы эквивалентен гамильтониану спина электрона в некотором магнитном поле. В соответствии с этим спиновые состояния экситона можно характеризовать вектором $\tilde{\boldsymbol{S}} = (\tilde{S}_x, \tilde{S}_y, \tilde{S}_z)$ (вектором Стокса), компоненты которого $\tilde{S}_x$ ($\tilde{S}_y$) характеризуют степень линейной поляризации излучения экситона в осях xy (осях $x'y'$, развернутых на 45° по отношению к xy), и $\tilde{S}_z$ – степенью циркулярной поляризации. Гамильтониан, описывающий расщепление оптически активного дублета, можно представить в общем виде как [ср. с (3.1)]:

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar}{2}(\boldsymbol{\Omega} \cdot \tilde{\boldsymbol{\sigma}}), \tag{5.2}$$

где $\boldsymbol{\Omega}$ – частота прецессии псевдоспина экситона (или частота спиновых биений экситона [3]), $\hbar\Omega = \delta_1$ (см. рис. 5.1), $\tilde{\boldsymbol{\sigma}}$ – вектор, составленный из матриц Паули, действующих в пространстве псевдоспина. Формула (5.2) показывает, что теоретическое описание спиновой динамики экситонов может выполняться теми же методами, что и описание динамики спинов электронов. Спиновая прецессия экситонов изучалась в ряде работ, см. например [306, 307, 308].

Анизотропное расщепление оптически активных состояний играет решающую роль в процессах спиновой кинетики экситонов [309, 310], оно определяет поляризацию излучения экситона и контролирует его спиновую дефазировку. Раздел 5.2 настоящей главы посвящен теоретическим основам управления тонкой структурой энергетического спектра нульмерных экситонов при помощи внешнего магнитного поля.

Несмотря на то, что локализованные одноэлектронные состояния в отсутствие внешнего магнитного поля двукратно вырождены по спину, пара электронов характеризуется целочисленным суммарным спином, и можно ожидать, что тонкая структура ее энергетического спектра подобна тонкой структуре уровней нульмерного экситона. Структуры, содержащие двухэлектронные комплексы в одиночных или в двойных квантовых точках привлекают интерес исследователей в последние годы [45, 309, 310, 311, 312, 313, 314]. В разделе 5.3 развита теория тонкой структуры энергетического спектра двух электронов, локализованных в одиночной или двойной квантовой точке. Показано, что совместное действие кулоновского и спин-орбитального взаимодействия приводит к полному снятию спинового вырождения двухэлектронных состояний в анизотропных системах.

Последний раздел данной главы (разд. 5.4) посвящен непосредственно спиновой динамике экситонов. В этом разделе разработана теория оптического спинового эффекта Холла – своего рода аналога спинового эффекта Холла для экситонных поляритонов в микрорезонаторах. Эффект заключается в конверсии поляризации излучения, падающего на микрорезонатор и обусловлен спиновой прецессией экситонов, возбуждаемых светом.

5.2 Управление тонкой структурой спектра нульмерных экситонов магнитным полем

Важной задачей как с точки зрения фундаментальных исследований, так и с точки зрения возможных приборных применений является поиск методов управления анизотропным расщеплением радиационного дублета экситона. Это связано главным образом с тем, что полупроводниковые квантовые точки активно используются для генерации поляризационно-запутанных пар фотонов, спиновую часть волновой функции которых можно записать в виде

$$\Psi_2 \propto \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\sigma^+\rangle_1 |\sigma^-\rangle_2 + |\sigma^-\rangle_1 |\sigma^+\rangle_2 \right), \tag{5.3}$$

где состояния $|\sigma^\pm\rangle$ обозначают соответствующую циркулярную поляризацию фотона. Запутанные пары (5.3) излучаются в процессе рекомбинации биэкситона [303, 315, 316], четырехчастичного комплекса состоящего из пары электронов и дырок, находящихся в синглетном состоянии. Анизотропное расщепление экситона приводит к потере запутанности, поэтому были предложены различные методики устранения этого эффекта, включая применение полупроводниковых микрорезонаторов [317, 318] (см. также [319] и ссылки приведенные там), приложение внешнего электрического поля [320, 321], упругого напряжения [322] и внешнего магнитного поля, вызывающего смешивание светлых и темных экситонных состояний за счет зеемановского эффекта [323, 324]. Также была продемонстрирована возможность генерации запутанных пар фотонов из структур с квантовыми точками, выращенными вдоль оси $z \parallel [111]$, обладающими тригональной симметрией [325].

Ниже мы последовательно проанализируем диамагнитный (орбитальный) эффект магнитного поля в квантовых точках и покажем, что изменение формы огибающей волновой функции экситона под действием поля позволяет управлять тонкой структурой энергетического спектра локализованного экситона (разд. 5.2.1). Далее будет развита теория эффекта Зеемана и смешивания оптически активных и неактивных состояний экситона в квантовых точках с тригональной симметрией (разд. 5.2.2).

5.2.1 Подавление анизотропного расщепления радиационного дублета диамагнитным эффектом внешнего поля

Рассмотрим модель *плоской квантовой точки* (квантового диска), в которой длина локализации носителей вдоль оси роста $z \parallel [001]$ $d \ll a_e, a_h$, где $a_{e,h}$ – радиусы локализации электронов (дырок) в плоскости $xy \parallel (001)$. В этом случае состояния дырок можно описывать определенной проекцией их углового момента (спина) на ось роста. Ниже мы будем рассматривать экситон, образованный электроном из зоны проводимости со проекцией спина на ось роста $s_z = \pm 1/2$ и тяжелой дыркой (с проекцией углового момента $j_z = \pm 3/2$). В общем случае волновая функция пары может быть представлена в виде линейных комбинаций функций $\Psi_{s_z j_z}(\boldsymbol{r}_e, \boldsymbol{r}_h)|s_z, j_z\rangle$, где $|s_z, j_z\rangle$ – произведение блоховских функций электрона и дырки, $\Psi(\boldsymbol{r}_e, \boldsymbol{r}_h)$ – плавная огибающая, и $\boldsymbol{r}_{e,h}$ – трехмерный радиус-вектор электрона (дырки). В дальнейшем рассматриваются только оптически активные экситонные состояния $|s_z, j_z\rangle$ с $m_z = s_z + j_z = \pm 1$, или их линейные комбинации $|\alpha\rangle$, характеризующиеся осциллирующим микроскопическим дипольным моментом $\alpha = x, y$.

В качестве латерального потенциала локализации носителей выберем параболический потенциал

$$V(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h) = A_x^{(e)} x_e^2 + A_y^{(e)} y_e^2 + A_x^{(h)} x_h^2 + A_y^{(h)} y_h^2, \tag{5.4}$$

где x_i, y_i $(i = e, h)$ – координаты электрона и дырки в плоскости точки, положительные константы $A_x^{(i)}$, $A_y^{(i)}$ определяют размерное квантование электронов и дырок в плоскости квантовой точки. Эффективные радиусы локализации носителей связаны с величинами $A_\alpha^{(i)}$ следующим образом $a_x^{(i)} = (\hbar^2/2m_i A_x^{(i)})^{1/4}$, $a_y^{(i)} = (\hbar^2/2m_i A_y^{(i)})^{1/4}$, где $m_{e,h}$ эффективные массы движения электронов и тяжелых дырок в плоскости xy. Эта модель успешно используется для описания энергетического спектра экситонов в квантовых точках из материалов $\mathrm{A_3B_5}$ и $\mathrm{A_2B_6}$ [326]. В предположении о том, что локализация носителей вдоль оси роста сильнее как их локализации в плоскости структуры, так и кулоновского притяжения между электроном и дыркой, огибающая волновой функции электрон-дырочной пары может быть записана в виде

$$\Psi(\boldsymbol{r}_e, \boldsymbol{r}_h) = \psi(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h)\varphi_e(z_e)\varphi_h(z_h), \tag{5.5}$$

где функции $\varphi_{e,h}(z_{e,h})$ описывают квантование носителей вдоль оси роста z, и $\psi(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h)$ – волновая функция движения пары в плоскости диска. Ее вид определяется конкуренцией латерального потенциала (5.4) и кулоновского взаимодействия между электроном и дыркой; нахождение функции $\psi(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h)$ является в общем случае сложной вычислительной задачей [327, 328].

Мы будем рассматривать квантовые точки малых размеров, где длина латеральной локализации электрона a_e или дырки a_h меньше боровского радиуса a_B. В таком случае кулоновское притяжение между электроном и дыркой можно рассматривать как возмущение, и в нулевом приближении по параметру $a_e/a_\mathrm{B} \ll 1$ $(a_h/a_\mathrm{B} \ll 1)$ представить огибающую функцию движения носителей в плоскости диска в виде произведения

$$\psi(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h) = \psi_e(\boldsymbol{\rho}_e)\psi_h(\boldsymbol{\rho}_h). \tag{5.6}$$

Здесь функции $\psi_e(\boldsymbol{\rho}_e)$ и $\psi_h(\boldsymbol{\rho}_h)$ описывают независимую локализацию носителей в потенциале точки. Последние в изотропных квантовых точках можно классифицировать по симметрии как S, P, $D, \ldots$, поэтому орбитальные функции экситонных состояний удобно обозначать парой символов, например, состояние S_eP_h соответствует огибающей волновой функции электрона $\psi_e(\boldsymbol{\rho}_e)$ с орбитальным угловым моментом $l = 0$ (симметрия S) и огибающей волновой функции дырки $\psi_h(\boldsymbol{\rho}_h)$ с угловым моментом $l = 1$ (симметрия P). Для дальнейшего предположим, что анизотропия квантовой точки достаточно мала, чтобы можно было пренебречь смешиванием состояний различного типа. В частности, огибающие функции электрона и дырки для S_eS_h экситона можно записать в следующем виде

$$\psi^{(e)}(\boldsymbol{\rho}_e) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_x^{(e)} a_y^{(e)}}} \exp\left(-\frac{x_e^2}{2{a_x^{(e)}}^2} - \frac{y_e^2}{2{a_y^{(e)}}^2}\right), \tag{5.7}$$

$$\psi^{(h)}(\boldsymbol{\rho}_h) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_x^{(h)} a_y^{(h)}}} \exp\left(-\frac{x_h^2}{2{a_x^{(h)}}^2} - \frac{y_h^2}{2{a_y^{(h)}}^2}\right). \tag{5.8}$$

Для экситонной огибающей в виде (5.5) матричные элементы гамильтониана $\mathcal{H}_{n'n}^{(\mathrm{long})}$ дальнодействующего обменного взаимодействия, вычисленные между состояниями n' и n экситона, записываются в следующем виде [290]

$$\frac{1}{2\pi\varkappa_\infty}\left(\frac{e\hbar|p_{cv}|}{m_0 E_g}\right)^2 \int d\boldsymbol{K}\, \frac{K_\alpha K_{\alpha'}}{K} \widetilde{\psi}_{n'}^*(\boldsymbol{K}) \widetilde{\psi}_n(\boldsymbol{K}). \tag{5.9}$$

Здесь индекс n включает в себя как орбитальные состояния, так и дипольный момент экситона α, $\varkappa_\infty$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость среды, которая считается одинаковой для материала точки и барьеров (анализ общего случая можно выполнить следуя работе [294]), m_0 – масса свободного электрона, E_g – ширина запрещенной зоны, p_{cv} – междузонный матричный элемент импульса. В уравнении (5.9) введен двумерный фурье-образ

$$\widetilde{\psi}(\boldsymbol{K}) = \int d\boldsymbol{R}\, e^{-i\boldsymbol{K}\boldsymbol{R}} \psi(\boldsymbol{R}, \boldsymbol{R})$$

функции электрон-дырочной пары $\psi(\boldsymbol{\rho}_e, \boldsymbol{\rho}_h)$ при совпадающих координатах электрона и дырки, $\boldsymbol{\rho}_e = \boldsymbol{\rho}_h \equiv \boldsymbol{R}$. Из (5.9) можно получить следующее выражение, описывающее расщепление между оптически активными состояниями x и y:

$$\delta E = \frac{3\sqrt{\pi}\,\hbar\omega_{\rm LT}\,a_B^3}{8(a_e^2+a_h^2)^{3/2}}\frac{a_h^3 d_e + a_e^3 d_h}{a_e^2 a_h^2}, \tag{5.10}$$

где используются следующие обозначения: $\hbar\omega_{\rm LT} = 4(\hbar e|p_{cv}|/m_0 E_g)^2/(\varkappa_\infty a_B^3)$ – продольно-поперечное расщепление объемного экситона, a_B – трехмерный боровский радиус экситона, $a_e = (a_x^{(e)} + a_y^{(e)})/2$, $a_h = (a_x^{(h)} + a_y^{(h)})/2$, $d_e = (a_y^{(e)} - a_x^{(e)})/2$, $d_h = (a_y^{(h)} - a_x^{(h)})/2$. При выводе формулы (5.10) предполагалось, что анизотропия точки мала: $|d_e|, |d_h| \ll a_e, a_h$.

В присутствии внешнего магнитного поля $\boldsymbol{B}$, приложенного в плоскости квантовой ямы, электрон и дырка испытывают дополнительный потенциал, который усиливает их локализацию квантовой точке в направлении, перпендикулярном $\boldsymbol{B}$. Будем использовать калибровку, в которой векторный потенциал $\boldsymbol{A} = [\boldsymbol{B}\times\boldsymbol{r}]/2$, тогда после стандартных преобразований и пренебрежения линейными по волновым векторам слагаемыми получаем, что потенциальная энергия экситона может быть представлена в виде двух квадратичных форм по координатам электрона и дырки, а именно

$$V(\boldsymbol{r}_e, \boldsymbol{r}_h) =$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_e}\left[x_e^2\left(\frac{1}{a_e^4}+\frac{4d_e}{a_e^5}+\frac{\sin^2\theta}{l_B^4}\right)+y_e^2\left(\frac{1}{a_e^4}-\frac{4d_e}{a_e^5}+\frac{\cos^2\theta}{l_B^4}\right)-x_e y_e\frac{\sin 2\theta}{l_B^4}\right]+ \tag{5.11}$$

$$\frac{\hbar^2}{2m_h}\left[x_h^2\left(\frac{1}{a_h^4}+\frac{4d_h}{a_h^5}+\frac{\sin^2\theta}{l_B^4}\right)+y_h^2\left(\frac{1}{a_h^4}-\frac{4d_h}{a_h^5}+\frac{\cos^2\theta}{l_B^4}\right)-x_h y_h\frac{\sin 2\theta}{l_B^4}\right]. \tag{5.12}$$

Здесь $l_B = \sqrt{\hbar c/eB}$ – магнитная длина, θ – угол между направлением поля и осью x структуры. При выводе уравнений (5.11), (5.12) были опущены слагаемые, смешивающие различные состояния размерного квантования вдоль оси z, т.к. их роль пренебрежимо мала в условиях сильного квантования вдоль z.

В общем случае две квадратичные формы, описывающие латеральный потенциал для электронов и дырок (5.11), (5.12), не могут быть одновременно приведены к собственным осям. При этом гамильтониан, описывающий тонкую структуру экситонных уровней, можно записать в представлении псевдоспина экситона как [ср. с (5.2)]

$$\mathcal{H} = \frac{\hbar}{2}(\tilde{\sigma}_x\Omega_x + \tilde{\sigma}_y\Omega_y), \tag{5.13}$$

где $\Omega_x \equiv \Omega_x(\theta)$, $\Omega_y \equiv \Omega_y(\theta)$ – два независимых параметра. В этом случае собственные оси гамильтониана (5.13) не совпадают ни с осями структуры x, y, ни с осями, связанными с магнитным полем.

В важном предельном случае

$$\left(\frac{d_e}{a_e^5} - \frac{d_h}{a_h^5}\right)\sin 2\theta = 0 \tag{5.14}$$

квадратичные формы, описывающие потенциальные энергии электрона и дырки, имеют одинаковые собственные оси. Это может происходить в случае, если поле направлено по одной из главных осей структуры x или y (т.е. при $\sin 2\theta = 0$), или если $d_e/a_e^5 = d_h/a_h^5$. Очевидно, что если квантовая точка изотропна $d_e = d_h = 0$, то собственные оси гамильтониана (5.13) задаются магнитным полем. В этом случае, расщепление анизотропного дублета возникает в меру B^2:

$$|\delta E| = \frac{3\sqrt{\pi}}{64}\frac{\hbar\omega_{\mathrm{LT}}a_B^3}{(a_e^2+a_h^2)^{3/2}}\frac{a_e^2a_h^2}{l_B^4} = \frac{3\sqrt{\pi}}{64}\frac{e^2\omega_{\mathrm{LT}}}{\hbar c^2}\frac{a_B^3a_e^2a_h^2}{(a_e^2+a_h^2)^{3/2}}B^2. \tag{5.15}$$

Если же магнитное поле направлено по одной из главных осей структуры x или y, то оно может подавлять анизотропное расщепление радиационного дублета. Предположим, что точка вытянута вдоль y, таким образом поле $\boldsymbol{B} \parallel x$ может усилить локализацию носителей в направлении y, сделать потенциал точки более изотропным и подавить расщепление дублета. Расчет показывает, что это происходит в поле

$$B = \frac{\hbar c}{e}\sqrt{8\frac{\frac{d_e}{a_e^3}+\frac{d_h}{a_h^3}}{a_e^2+a_h^2}}. \tag{5.16}$$

При выводе уравнения (5.16) считалось, что $d_e/a_e \ll 1$, $d_h/a_h \ll 1$. Отметим, что в противоположном предельном случае точки, вытянутой вдоль оси x, магнитное поле для подавления расщепления радиационного дублета следует прикладывать по оси y.

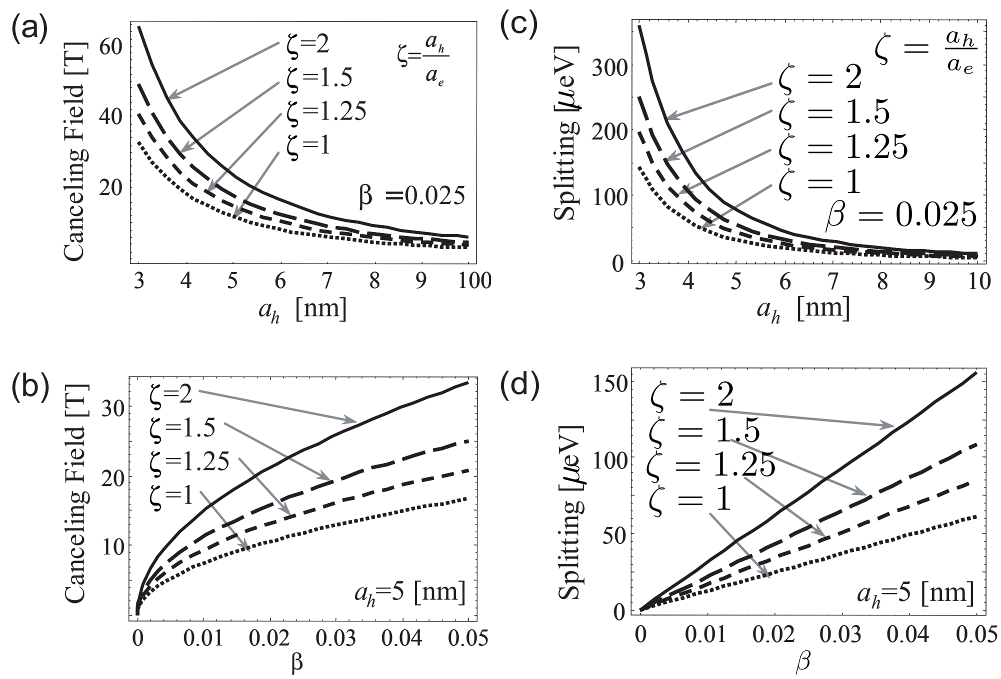

Рис. 5.2: Поле, при котором достигается подавление анизотропного обменного расщепления в зависимости от радиуса локализации дырки a_h (a) и степени эллиптичности квантовой точки $\beta = d_h/a_h$ (b). Кривые рассчитаны для разных отношений радиусов локализации электрона и дырки $\zeta = a_h/a_e$. Анизотропное обменное расщепление в $\boldsymbol{B} = 0$ при тех же параметрах [панели (c) и (d)].

Результаты оценок поля, при котором обеспечивается подавление анизотропного расщепления радиационного дублета экситона, выполненных по формуле (5.16), представлены на панелях (a) и (b) рисунка 5.2. Для сравнения на панелях (c) и (d) того же рисунка приведены зависимости анизотропного расщепления радиационного дублета от параметров точки в нулевом магнитном поле. В расчете использовались следующие параметры: $\hbar\omega_{\rm LT} = 0.13$ meV и $a_B = 136$ Å. Эти величины приблизительно соответствуют самоорганизованным квантовым точками InAs/GaAs [329]. При степени эллиптичности квантовой точки $\beta = d_h/a_h = 0.025$, $a_e = a_h = 50$ Å подавление анизотропного расщепления происходит в поле около 11 T. Если же радиусы локализации электрона и дырки отличаются, то магнитное поле влияет на менее локализованную частицу, в то время как анизотропное обменное расщепления определяется наиболее локализованной.

В работах [323, 324] рассматривался парамагнитный или зеемановский механизм подавления анизотропного обменного расщепления в квантовых точках. Этот механизм основывается на индуцированном магнитным полем смешивании светлых и темных экситонных состояний. При условии, что расщепление между радиационным дублетом ($m = \pm 1$) и темными состояниями ($m = \pm 2$) δ_0 значительно превышает δE в формуле (5.10), поправка к расщеплению, индуцированная зеемановским эффектом магнитного поля составляет

$$|\delta E'| = \frac{|g_e g_h| \mu_B^2 B^2}{\delta_0}, \tag{5.17}$$

где g_e, g_h – g-фактора электрона и дырки в плоскости структуры. Таким образом, как диамагнитный, так и парамагнитный эффекты поля приводят к поправке к анизотропному расщеплению $\propto B^2$. При параметрах, использованных выше, величина диамагнитного эффекта составляет $\mathcal{K}_{dia} = |\delta E|/B^2 \approx 0.3$ μeV/T^2. Данные экспериментов свидетельствуют о том, что $\mathcal{K}_{exp} \approx 1 \ldots 2.5$ μeV/T^2 [315, 323], т.е. почти на порядок величины больше, чем теоретическое предсказание. Однако величина $\mathcal{K}_{dia}$ резко зависит от геометрических параметров точек, которые могут несколько отличаться в работах [315, 323] и [329]. Количественное описание экспериментальных данных возможно в модели зеемановского механизма, который требует весьма больших значений g-фактора дырки в плоскости $|g_h| \approx 0.1 \ldots 0.4$. Этот результат кажется весьма нетривиальным, т.к. для чисто тяжелых дырок ($j = \pm 3/2$) g-фактор в плоскости пренебрежимо мал [3, 34]. Однако в квантовых точках существенную роль может играть смешивание тяжелых и легких дырок [330, 324], что может приводить к росту g-фактора тяжелых дырок в плоскости структуры [99]. Можно ожидать, что в квантовых точках достаточно большого размера смешивание тяжелых и легких дырок не существенно, и магнитное поле влияет на тонкую структуру экситона, в основном, за счет орбитального эффекта, в то время как в маленьких точках доминирует зеемановский механизм. На настоящее время требуются дополнительные экспериментальные и теоретические исследования, нацеленные на выяснение конкретных механизмов подавления анизотропного расщепления в квантовых точках.

5.2.2 Смешивание оптически активных и неактивных экситонных состояний в квантовых точках тригональной симметрии

Альтернативным экспериментальным подходом к генерации поляризационно-запутанных пар фотонов, описываемых уравнением (5.3), является использование образцов с квантовыми точками, выращенных вдоль оси $z' \parallel [111]$. Эта ось является также осью роста большинства нанопроволок [331, 332], см. [333] в качестве обзора. Преимуществом структур, выращенных вдоль этой оси, является реализация микроскопически идентичных интерфейсов, это приводит к формированию системы, характеризуемой точечной группой симметрии $C_{3\mathrm{v}}$. В отличие от структур симметрии $C_{2\mathrm{v}}$ в таких квантовых точках расщепление анизотропного дублета запрещено [334, 335]. В ряде работ наблюдалось очень малое $\lesssim 10$ μeV анизотропное расщепление в квантовых точках [111] непосредственно после роста (без дополнительной обработки) [336, 337, 338], а также генерация пар запутанных фотонов [325]. Ниже мы приведем экспериментальные данные по поляризованной фотолюминесценции тригональных квантовых точек, полученные в группе Т. Амана, К. Мари и Б. Урбажека в университете г. Тулузы (Франция), а затем представим теоретическую модель, описывающую эти результаты.

Экспериментальные данные

В структурах с квантовыми точками, выращенными вдоль оси $z \parallel [001]$, экспериментальные исследования оптических спектров в продольном магнитном поле ($\boldsymbol{B} \parallel [001]$) позволили установить природу и симметрию состояний нейтрального и заряженного экситонов (трионов), см. например, [3, 339, 340, 341, 342]. Здесь представлены экспериментальные и теоретические результаты исследования влияния продольного магнитного поля $\boldsymbol{B} \parallel z' \parallel [111]$ в ненапряженных квантовых точках $\mathrm{GaAs/Al_{0.3}Ga_{0.7}As}$, выращенных вдоль оси [111] методом капельной эпитаксии

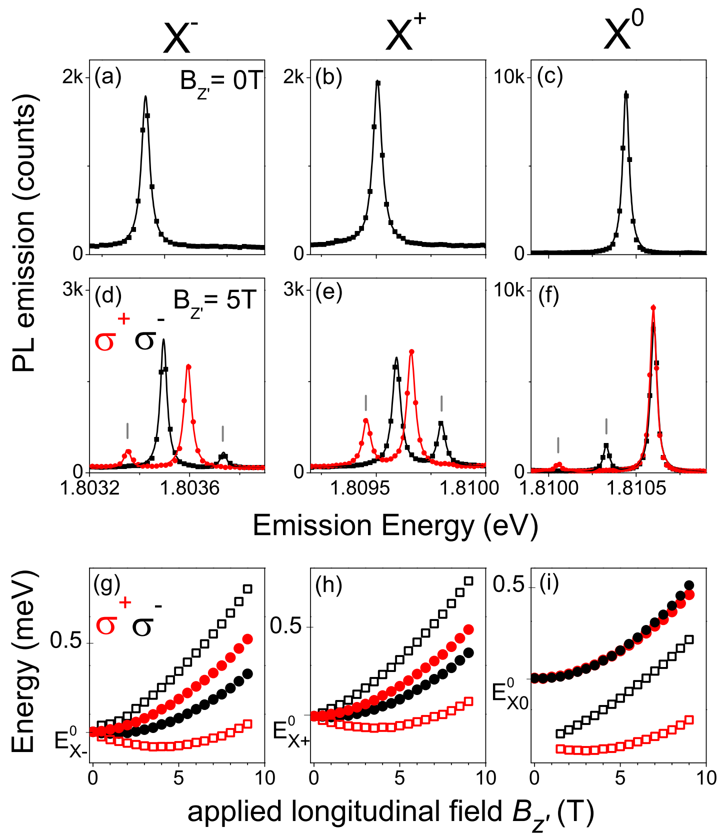

Рис. 5.3: (a) – (c) Спектры фотолюминесценции одиночной квантовой точки в нулевом поле. (d) – (f) Спектры люминесценции в $B_{z'} = 5$ Т, снятые в σ^- поляризации (черная линия/квадраты) и в σ^+ поляризации (красная линия/кружки). (g) – (i) Энергии оптических переходов в зависимости от магнитного поля: черные кружки в поляризации σ^-, красные кружки в поляризации σ^+. Над панелями указан электрон-дырочный комплекс, излучение которого детектировалось (X^--трион, X^+-трион, X^0 – экситон). Данные приведены для квантовой точки **QD I**.

(droplet epitaxy) [336, 343, 344] на подложке GaAs(111)A. Характерные размеры квантовых точек составляли $\simeq$30 Å в высоту и $\simeq$150 Å в плоскости, подробности приведены в работе [336]. Оптические исследования выполнялись методами микрофотолюминесценции в условиях линейно поляризованной накачки с энергией кванта 1.96 eV, чтобы избежать эффектов оптической ориентации спинов носителей и динамической поляризации ядер [345].

На рис. 5.3(a) – (c) представлены линии излучения типичной квантовой точки (QD I) в нулевом магнитном поле. Анализ экспериментальных данных по тонкой структуре и оптической ориентации позволил идентифицировать излучение трионов (X^--триона, состоящего из двух электронов в синглетном состоянии и дырки и X^+-триона, состоящего из пары дырок и электрона) и нейтрального экситона X^0. Высокая симметрия образца подтверждается крайне малым анизотропным расщеплением радиационного дублета, составляющим несколько μeV. Панели (d) – (f) рисунка 5.3 демонстрируют спектры излучения в циркулярных поляризациях σ^+ и σ^-, измеренные в продольном магнитном поле $B_{z'} = 5$ T. Из рисунка видно качественное отличие спектров излучения X^+ и X^- трионов в структуре [111] от спектров квантовых точек, выращенных вдоль [001] и изученных в работах [346, 343, 344, 340], где наблюдается зеемановский дублет, в котором одна линия поляризована σ^+, а другая – σ^- [346, 343, 344, 340]. В квантовых точках, выращенных вдоль [111], наблюдается четыре оптических перехода: два из которых поляризованы σ^+, а еще два – σ^-. В каждой из поляризаций можно выделить один более интенсивный переход (мы назовем его “светлым”) и менее интенсивный (“темный”). Такая структура спектра наблюдается для всех исследованных точек, причем отношение интенсивностей темных и светлых переходов не зависит от поля $|B_{z'}|$ для трионов. Четыре линии в спектре излучения наблюдаются и для нейтрального экситона: в этом случае в полях $|B_{z'}| > 2T$ разрешаются две слабые линии, отстроенные на величину $\delta_0 \simeq 350\mu$eV от оптически активного дублета. Величина δ_0 соответствует расщеплению между оптически активными и оптически неактивными экситонными состояниями, обусловленному короткодействующему изотропному обменному взаимодействию. Ранее темные состояния экситона в точках, выращенных вдоль $z \parallel [001]$, наблюдались лишь в сильных поперечных магнитных полях (геометрия Фойгта) [347] или в исключительно высоких продольных полях в точках пониженной симметрии [346, 340].

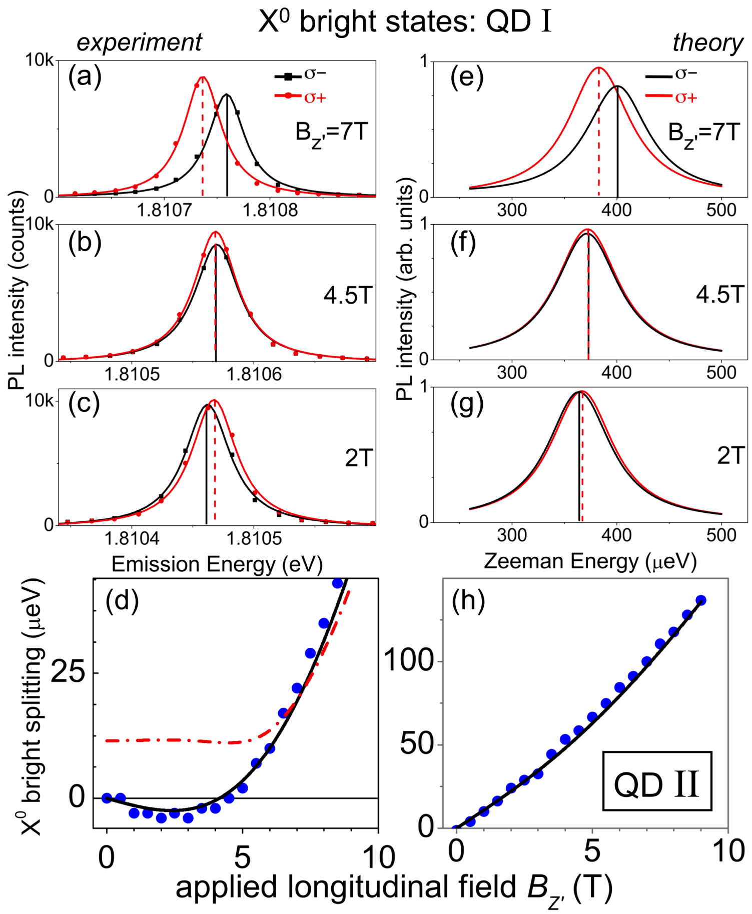

Рис. 5.4: (a) – (c) Спектры фотолюминесценции светлого экситона в циркулярных поляризациях. (d) Зеемановское расщепление между максимумами $E(\sigma^-) - E(\sigma^+)$ в зависимости от $B_{z'}$: кружки – эксперимент, сплошная линия – теория, штрих-пунктирная линия – расчет расщепления между собственными состояниями системы с учетом анизотропного расщепления $\delta_1 = 11\ \mu$eV. (e) – (g) Рассчитанные спектры фотолюминесценции. Панели (a) – (g) соответствуют точке **QD I**. Панель (h) – тоже, что и (d) для **QD II**.

Другой удивительной особенностью оптических спектров квантовых точек, выращенных вдоль оси [111], является немонотонная зависимость зеемановского расщепления светлого экситона, представленная на рис. 5.4 и наблюдаемая в некоторых точках.[1] Из панели (d) рисунка 5.4 хорошо видно, что зеемановское расщепление экситонных уровней меняет знак в поле около 4.5 Т. Кроме того, величины зеемановского расщепления экситона драматически меняются от точки к точке [ср. данные по QD I и QD II, показанные на 5.4(d) и (h)].

Теоретическая модель и обсуждение результатов

Экспериментальные данные, приведенные выше, свидетельствуют о том, что особенности оптических спектров квантовых точек ориентации [111] связаны с их тригональной симметрией $C_{3\mathrm{v}}$. Хорошо известно, что в полупроводниках поляризация излучения и правила отбора определяются, главным образом, состояниями дырки [3, 330, 348, 349], поэтому проанализируем симметрийные требования к состояниям вершины валентной зоны в структурах [111].

Таблица 5.1: Неприводимые представления и примеры базисных функции для точечной группы симметрии $C_{3\mathrm{v}}$. Здесь используются следующие обозначения: x', y', z' – компоненты вектора, $(j_{x'}, j_{y'}, j_{z'})$, $(\sigma_{x'}, \sigma_{y'}, \sigma_{z'})$ – компоненты псевдовектора.

Обозначение	Базисная функция
A_1 (Γ_1) (скаляр, z'-компонента вектора)	$1;\ {x'}^2 + {y'}^2;\ {z'}^2;\ z';$
A_2 (Γ_2) (z'-компонента псевдовектора)	$j_{z'};\ \sigma_{z'};\ j_{x'}^3 - 3\{j_{x'} j_{y'}^2\}_s$
E (Γ_3) (компоненты в плоскости вектора или псевдовектора)	$(x', y');\ (x'z', y'z')\ ;$ $(j_{x'}, -j_{y'});\ (\sigma_{x'}. - \sigma_{y'})$
$E_{1/2}$ (Γ_4)	$\|1/2\rangle', \|-1/2\rangle'$
$E_{3/2}^{(1)}$ (Γ_5)	$-\ \frac{\mathrm{i}}{\sqrt{2}} (\|3/2\rangle' + \mathrm{i}\|-3/2\rangle')$
$E_{3/2}^{(2)}$ (Γ_6)	$-\frac{1}{\sqrt{2}} (\|3/2\rangle' - \|-3/2\rangle')$

Введем систему координат $x' \parallel [11\bar{2}]$, $y' \parallel [\bar{1}10]$ и $z' \parallel [111]$. Отметим, что базисные функции состояний тяжелой дырки $|3/2\rangle', |-3/2\rangle'$ преобразуются по неприводимым спинорным представлениям $\Gamma_5 + \Gamma_6$ (см. таблицу 5.1). Продольное магнитное поле $B_{z'}$ относится к представлению Γ_2. Ключом к пониманию особенностей

[1]Зеемановское расщепление экситона определялось методами, описанными в работе [345].

спектра квантовых точек является то обстоятельство, что прямое произведение

$$(\Gamma_5 + \Gamma_6) \times (\Gamma_5^* + \Gamma_6^*) = 2\Gamma_1 + 2\Gamma_2$$

содержит два представления Γ_2 [350], поэтому зеемановское расщепление тяжелой дырки в базисе $|3/2\rangle', |-3/2\rangle'$ описывается гамильтонианом 2×2 с двумя независимыми параметрами:

$$\mathcal{H}_{\boldsymbol{B}} = \frac{1}{2}\,\mu_B B_{z'} \begin{bmatrix} g_{h1} & g_{h2} \\ g_{h2} & -g_{h1} \end{bmatrix}. \tag{5.18}$$

Здесь g_{h1} и g_{h2} – эффективные g-фактора тяжелой дырки. К гамильтониану (5.18) можно прийти воспользовавшись методом инвариантов: согласно таблице 5.1 имеется два инварианта $B_{z'} j_{z'}$ (диагональный в базисе $|\pm 3/2\rangle'$) и $B_{z'}(j_{x'}^3 - 3\{j_{x'} j_{y'}^2\}_s)$ (недиагональный в базисе $|\pm 3/2\rangle'$). Здесь $\boldsymbol{j} = (j_{x'}, j_{y'}, j_{z'})$ – псевдовектор, составленный из матриц момента 3/2 в каноническом базисе. Подчеркнем, что те же аргументы относятся к состояниям тяжелой дырки в тригональных системах любой размерности, например, для экситона, сформированного из электрона в L-долине и дырки Γ_8^+ в объемном германии [351]. В обычных структурах, выращенных вдоль оси $z \parallel [001]$, смешивание тяжелых дырок продольным полем запрещено, $g_{h2} \equiv 0$. Симметрийный анализ показывает также, что в отличие от структур (001) поперечное поле не смешивает состояния $|3/2\rangle'$ и $|-3/2\rangle'$ в первом порядке по $B_{x'}$, $B_{y'}$.

В продольном магнитном поле энергии дырок записываются в виде $E_\pm = \pm g_h \mu_B B_{z'}/2$, где эффективный g-фактор $g_h = \sqrt{g_{h1}^2 + g_{h2}^2}$. Собственные функции дырок $|h, \pm\rangle$ можно представить в виде линейных комбинаций

$$|h,+\rangle = C_1|3/2\rangle' + C_2|-3/2\rangle'\,,\ |h,-\rangle = -C_2|3/2\rangle' + C_1|-3/2\rangle'\,, \tag{5.19}$$

$$C_1 = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1 + \frac{g_{h1}}{\sqrt{g_{h1}^2 + g_{h2}^2}}\right)}\,,\ C_2 = \mathrm{sign}(g_{h2})\,\sqrt{\frac{1}{2}\left(1 - \frac{g_{h1}}{\sqrt{g_{h1}^2 + g_{h2}^2}}\right)}\,,$$

причем коэффициенты $C_{1,2}$ определяются лишь отношением g_{h2}/g_{h1} и не зависят от магнитного поля. Если $g_{h2} \neq 0$, то при рекомбинации электрон-дырочной

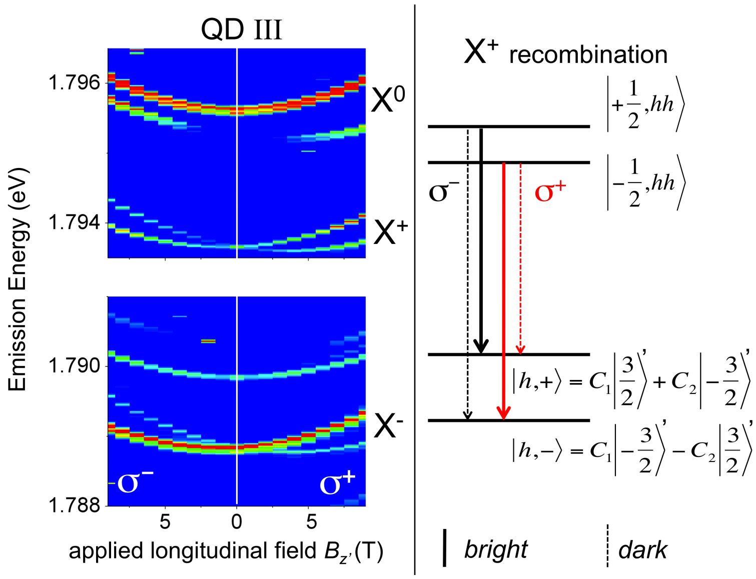

Рис. 5.5: Левая панель: светлые и темные экситонные состояния в **QD III** в зависимости от $B_{z'}$. Правая панель: схема рекомбинации X$^+$ триона в квантовой точке тригональной симметрии, см. уравнение (5.18).

пары разрешены все четыре перехода, причем каждая линия оптически активна либо в правой, либо в левой циркулярной поляризации. Если же в дополнение к указанному механизму существенным оказывалось бы смешивание тяжелой и легкой дырки, то каждая линия была бы оптически активной как в поляризации σ^+, так и в σ^-, что не соответствует эксперименту. В качестве иллюстрации на рис. 5.5 (правая панель) показана схема оптических переходов при рекомбинации X^+-триона. Интенсивности переходов определяются квадратами модулей коэффициентов смешивания $|C_1|^2$ и $|C_2|^2$ и не зависят от магнитного поля в согласии с экспериментом. Обработка экспериментальных данных по излучению трионов позволяет извлечь параметры g_e, g_h и $|g_{h2}|$, см. таблицу 5.2, где приведены данные по пяти квантовым точкам. Во всех изученных квантовых точках $g_{h2} \neq 0$, причем величины g-факторов меняются от точки к точке и отличаются для X^+ и X^- трионов, последнее свидетельствует о роли кулоновского взаимодействия.

Как видно из рисунков 5.3(f) и 5.4(a) – (c) тонкая структура спектров излучения экситонов более сложная, в частности, излучение темных состояний разгора-

Таблица 5.2: Значения g-факторов (погрешность $\leq 10\%$), полученные путем обработки экспериментальных данных. Для экситона X^0 используются величины g_e и g_h, полученные путем подгонки данных по X^+-триону для той же точки, единственным варьируемым параметром был $|g_{h2}|$, при этом обеспечивается одновременная подгонка расщеплений светлого и темного экситонов.

	QD I	QD II	QD III	QD IV	QD V
$X^- : g_e$	0.49	0.46	0.47	0.48	0.50
g_h	0.83	0.71	0.81	0.79	0.74
$\|g_{h2}\|$	0.53	0.60	0.53	0.57	0.57
$X^+ : g_e$	0.47	0.44	0.44	0.47	0.50
g_h	0.71	0.72	0.72	0.72	0.73
$\|g_{h2}\|$	0.62	0.72	0.68	0.70	0.72
$X^0 : \|g_{h2}\|$	0.50	0.68	0.56	0.59	0.65

g_e и g_h: те же, что и для X^+-триона

ется с ростом магнитного поля. Это обусловлено расщеплением между светлыми и темными состояниями экситона в $B_{z'} = 0$, вызванным короткодействующим обменным взаимодействием. В квантовой точке тригональной симметрии спектр экситонных состояний имеет вид

$$E_{s,m} = sg_e\mu_B B_{z'} + \frac{1}{2}(\delta_0 + m\delta_m)\,, \qquad \delta_m = \sqrt{\delta_0^2 + (g_h\mu_B B_{z'})^2 - 4sg_{h1}\mu_B B_{z'}\delta_0}\,. \tag{5.20}$$

Здесь и далее предполагается, что $\delta_0 > 0$, $s = \pm 1/2$ обозначает z' компоненту спина электрона, $m = \pm 1$ – собственные состояния тяжелой дырки. Отметим, что анизотропный кубический вклад в короткодействующее обменное взаимодействие электрона и дырки $\propto \sigma_x j_x^3 + \sigma_y j_y^3 + \sigma_z j_z^3$ может приводить к смешиванию светлых и темных экситонов даже в нулевом поле. В экспериментах, результаты которых приведены здесь, излучения темных состояний в $B_{z'} = 0$ детектировать не удается, что свидетельствует о малости кубического вклада в обменное взаимодействие.

Анализ положений уровней $E_{s,m}$ показывает, что зеемановское расщепление экситона обращается в нуль не только в магнитном поле $B_{z'} = 0$, но и при

$$B_{z'}^{(0)} = \pm\sqrt{\frac{2(g_{h1} - g_e)}{g_{h1}}}\,\frac{\delta_0}{|g_{h2}|\mu_B}\,. \tag{5.21}$$

При выводе формулы (5.21) предполагалось, что $g_h \mu_B B_{z'}^{(0)} \ll \delta_0$, и что $g_{h1} - g_e$ и g_{h1} одного знака. В противном случае второй нуль зеемановского расщепления отсутствует. Формула (5.21) показывает большую чувствительность второго нуля зеемановского расщепления к параметрам структуры, что согласуется с экспериментальными данными: в квантовой точке QD I немонотонность расщепления наблюдается, а в QD II – нет [ср. 5.4(d) и (h)], для такого качественного изменения поведения достаточно изменения величины $|g_{h2}|$ примерно на 20%. Кроме того, интенсивности линий излучения темных состояний в малых полях растут $\propto B_{z'}^2$, а в больших – насыщаются в согласии с экспериментальными данными. Учет дальнодействующего обменного взаимодействия и искажения формы квантовой точки не приводит к качественным изменениям спектров излучения экситона: на панелях (e) – (g) рисунка 5.4 представлены рассчитанные спектры с учетом малого $\delta_1 = 11$ μeV, эти спектры удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

В заключение сделаем несколько замечаний о микроскопической природе недиагонального g-фактора g_{h2}. В полупроводниках с решеткой цинковой обманки дырочный гамильтониан в магнитном поле записывается в кубических осях x, y, z как [157]

$$\mathcal{H}_{\boldsymbol{B}} = -2\mu_B \left[\kappa \boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{B} + q(j_x^3 B_x + j_y^3 B_y + j_z^3 B_z)\right], \tag{5.22}$$

где κ и q безразмерные коэффициенты. Переходя в (5.22) к системе осей x', y', z' получаем следующие выражения для g-факторов дырки, входящих в формулу (5.18): $g_{h1} = -[6\kappa + (23/2)q]$, $g_{h2} = 2\sqrt{2}q$ [351]. Объемное значение q слишком мало, чтобы объяснить величину наблюдаемого эффекта ($q \approx 0.02$ в GaAs [34]).

В низкоразмерных структурах g-фактор дырки может испытывать существенную перенормировку из-за эффектов размерного квантования [112, 352]. В частности, вклад в g_{h2} могут вносить спин-орбитальные кубические по волновому вектору дырки вклады в эффективный гамильтониан [156, 158]:

$$\mathcal{H}_{v3} = \alpha_v(\boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{\varkappa}) + \frac{\delta\alpha_v}{2}\left[\frac{13}{4}\boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{\varkappa} - j_j^3\varkappa_j + V_i k_i(k_i^2 - k^2/3)\right], \tag{5.23}$$

где $\varkappa_x = k_x(k_y^2 - k_z^2), \ldots$, $V_x = \{j_x(j_y^2 - j_z^2)\}_s, \ldots$, суммирование по повторяющимся индексам i и j опущено, а α_v и $\delta\alpha_v$ – некоторые константы. В осях x', y', z' необходимый вклад в гамильтониан можно представить в виде

$$\mathcal{H}_{v3} = -\frac{\delta\alpha_v}{12\sqrt{3}}(j_{x'}^3 - 3\{j_{x'}j_{y'}^2\}_s)\,\mathrm{Im}(k_{x'} - \mathrm{i}k_{y'})^3,$$

Заменив в магнитном поле $\boldsymbol{k}$ на $\boldsymbol{k} - (e\boldsymbol{A}/c\hbar)$, где $\boldsymbol{A}$ – векторный потенциал поля получаем

$$g_{h2} = \frac{\delta\alpha_v m_0}{2\sqrt{3}\hbar^2}\int \mathrm{d}\boldsymbol{r} F_{hh1}(\boldsymbol{r})\left(\frac{\partial}{\partial x'} - \mathrm{i}\frac{\partial}{\partial y'}\right)^2 (x' - \mathrm{i}y')F_{hh1}(\boldsymbol{r}), \tag{5.24}$$

где $F_{hh1}(\boldsymbol{r})$ – волновая функция размерного квантования дырки в квантовой точке. Видно, что в этой модели g_{h2} возникает только с учетом тригональной симметрии латерального потенциала: функция $F_{hh1}(\boldsymbol{r})$ должна содержать нулевую и третью угловые гармоники проекции $\boldsymbol{r}$ в плоскость $(x'y')$. В рамках этой модели $|g_{h2}| \sim 0.1$ в случае, если вклады нулевой и третьей гармоник в функцию $F_{hh1}(\boldsymbol{r})$ сопоставимы. Отметим, что в квантовых точках в форме правильной треугольной пирамиды ненулевой вклад в g_{h2} может возникать в рамках гамильтониана Латтинжера даже в сферическом приближении, за счет индуцированного магнитным полем и гетеропотенциалом смешивания тяжелых и легких дырок. Оценки показывают, что в этой модели величина $g_{h2} \sim 0.5\ldots 1$ для параметров квантовых точек, изученных в эксперименте.[2]

5.3 Тонкая структура энергетического спектра пары локализованных электронов

Хорошо известно, что кулоновское (обменное) взаимодействие между электронами приводит к расщеплению состояний пары носителей на синглет и триплет, ха-

[2]Этот результат получен совместно с М.В. Дурневым.

рактеризующихся антисимметричной и симметричной волновыми функциями по отношению к перестановкам спинов [68]. Триплетное состояние пары носителей заряда характеризуется полным спином $S = 1$ и тремя возможными проекциями на заданную ось $S_z = 1, 0$ и -1. Низкая симметрия полупроводниковых наноструктур должна приводить к расщеплению триплетных состояний. В частности, для пары электронов локализованных в анизотропной квантовой точке можно ожидать, что вырождение триплета будет полностью снято, и собственные состояния будут характеризоваться $S_z = 0$ и линейными комбинациями состояний с $S_z = \pm 1$ наподобие состояний локализованного экситона.

Микроскопической причиной снятия спинового вырождения состояний пары электронов является спин-орбитальная связь. В первую очередь она приводит к возникновению спин-зависимых членов в гамильтониане электрона в структурах без центра пространственной инверсии, роль которых в процессах спиновой релаксации и дефазировки детально анализировалась в главах 3 и 4 диссертации. Проявление нечетных по волновому вектору электрона спин-зависимых членов в процессах обменного взаимодействия электронов было проанализировано в работах К.В. Кавокина [353, 354], см. также [355]. Было показано, что трехкратное вырождение триплетных состояний не снимается вплоть до четвертого порядка по константе спин-орбитальной связи [355].

Однако в объемных полупроводниках, квантовых ямах и квантовых проволоках, где движение носителей заряда по крайней мере в одном из направлений свободно, спин-орбитальное взаимодействие может проявляться не только в виде расщепления ветвей дисперсии электронов, но и в процессах рассеяния носителей заряда [356]. Возможность электрон-электронного или дырочно-дырочного столкновения с переворотом спина одного из носителей обсуждалось в работах [357, 264, 358]. В статье [358] обсуждалось влияние спин-зависимых членов в матричных элементах межэлектронного взаимодействия на асимметричный обмен, однако возможность снятия вырождения триплетного состояния не рассматривалась. В данном разделе предложен механизм полного снятия вырождений триплетного состояния пары электронов, локализованных в одиночной или двойной квантовой точке. Тонкая структура уровней возникает за счет спин-зависимых поправок к кулоновскому взаимодействию во втором порядке по параметру спин-орбитальной связи.

5.3.1 Симметрийный анализ

Выполним феноменологический анализ тонкой структуры триплетных состояний пары электронов в квантовом диске. Для определенности будем рассматривать квантовые диски или двойные квантовые точки, расположенные в одной плоскости, выращенные из материалов типа GaAs вдоль оси $z \parallel [001]$. Предположим, что радиус диска a или эффективные длины локализации $a_{x'}$, $a_{y'}$ по главным осям $x' \parallel [1\bar{1}0]$ и $y' \parallel [110]$ в плоскости структуры существенно превышают высоту диска d. Будем считать, однако, что кулоновское взаимодействие между носителями заряда слабо по сравнению с эффектами размерного квантования, и учитывать вклады (5.34) в эффективный гамильтониан как малое возмущение. Таким образом, в системе предполагается следующая иерархия энергий: размерное квантование вдоль оси роста z, размерное квантования в плоскости структуры, кулоновское взаимодействие (без учета спин-орбитальных поправок) и спин-орбитальные поправки к межчастичному взаимодействию.

Схема структуры и классификация орбитальных состояний пары электрона в квантовой точке показана на рис. 5.6(b). Основное состояние двух электронов является спиновым синглетом, характеризующимся одинаковыми орбитальными функциями, принадлежащими основному уровню размерного квантования носителей. Следуя терминологии, введенной для электрон-дырочных пар, см. разд. 5.2.1, такое состояние будем обозначать орбитальным состоянием SS. Это состояние характеризуется симметричной относительно перестановок электронов орбитальной волновой функцией, его спиновая часть – синглетная. Перейдем к анализу возбужденных состояний. Мы сосредоточимся на ближайших по энергии возбужденных

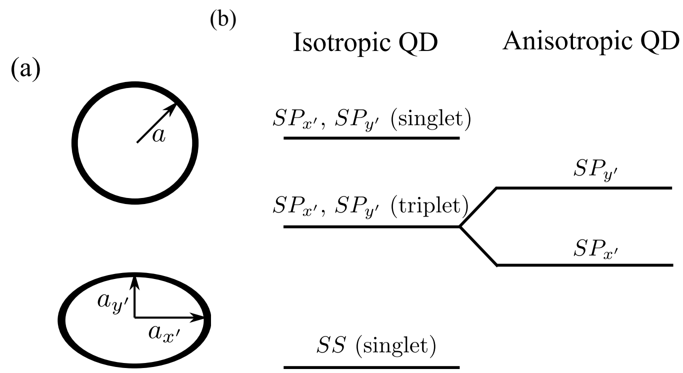

Рис. 5.6: (a) Схематическое изображение аксиально-симметричного диска и анизотропного диска (вид сверху). (b) Иллюстрация энергетического спектра орбитальных состояний. Показано расщепление триплета SP, обусловленное анизотропией латерального потенциала. Аналогичным образом расщеплен возбужденный синглет SP (не показано). Расщепления показаны без соблюдения масштаба.

состояниях, когда один из электронов находится в S-орбитальном состоянии, а другой – в одном из P состояний. Соответствующие состояния пары обозначаются как $SP_{x'}$ и $SP_{y'}$ (с узлом волновой функции на оси y и x, соответственно). В аксиально симметричных системах эти состояния вырождены, однако анизотропия латерального потенциала приводит к их расщеплению.

Начнем анализ со случая достаточно *анизотропного* диска, где уровни $SP_{x'}$ и $SP_{y'}$ независимы. В пренебрежении спин-орбитальным взаимодействием каждое из SP состояний расщеплено обменным взаимодействием на спиновый синглет и триплет. Для феноменологического анализа тонкой структуры энергетического спектра триплетных состояний воспользуемся методом инвариантов и составим эффективный гамильтониан для данного триплетного состояния SP_i ($i = x$ или y) из компонент оператора суммарного спина 1: $\hat{S}_\alpha$ ($\alpha = x, y, z$). Симметрия к обращению знака времени разрешает лишь квадратичные по операторам $\hat{S}_\alpha$ комбинации, поэтому в анизотропных дисках с главными осями x, y и z инвариантами являются $\hat{S}_x^2$, $\hat{S}_y^2$ и $\hat{S}_z^2$. В результате эффективный гамильтониан можно представить как

$$\hat{\Delta}_{ii} = \mathcal{A}_i \hat{S}_x^2 + \mathcal{B}_i \hat{S}_y^2 - (\mathcal{A}_i + \mathcal{B}_i) \hat{S}_z^2, \tag{5.25}$$

где $\mathcal{A}_i$ и $\mathcal{B}_i$ – некоторые константы. Члены, пропорциональные $\hat{S}_z^2$ добавлены, что-

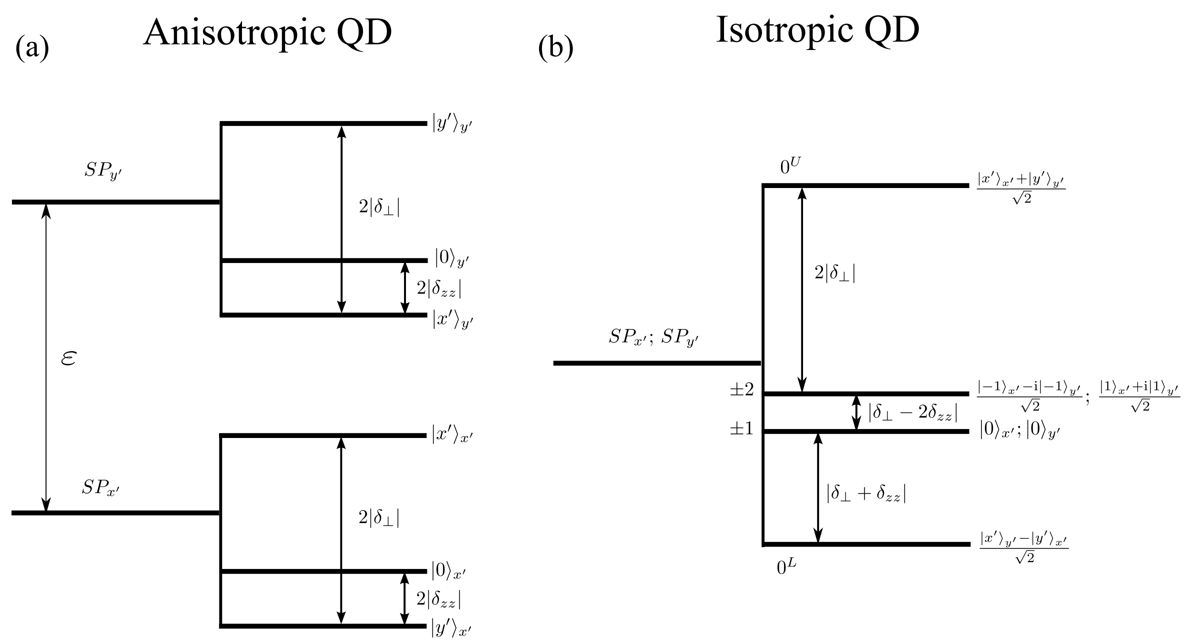

Рис. 5.7: (a) Схематическая иллюстрация тонкой структуры триплетных состояний пары электронов в анизотропном квантовом диске. Функции $|0\rangle$, $|x'\rangle$ и $|y'\rangle$ обозначают спиновые состояний (с $m_z = 0$ и две линейные комбинации $m_z = \pm 1$). Нижние индексы x' и y' обозначают орбитальные состояниях $SP_{x'}$ и $SP_{y'}$, соответственно. (b) То же для изотропного диска. Здесь 0^L, 0^U, ± 1 и ± 2 обозначают проекцию на ось z полного момента.

бы исключить общий сдвиг энергии “центра масс” триплета. Таким образом, каждое триплетное состояние расщепляется на три подуровня, один из которых отвечает проекции полного спина $m_z = 0$, а два оставшихся являются линейными комбинациями состояний $m_z = \pm 1$, см. рис. 5.7(a). Эти комбинации имеют вид

$$|x'\rangle = (|+1\rangle + |-1\rangle)/\sqrt{2}, \quad |y'\rangle = -\mathrm{i}(|+1\rangle - |-1\rangle)/\sqrt{2},$$

и они подобны спиновым частям волновой функции экситона в анизотропной квантовой точке [3, 290], ср. с рис. 5.1. Такая тонкая структура триплетных состояний специфична для анизотропных квантовых дисков, где орбитальные состояния $SP_{x'}$ и $SP_{y'}$ расщеплены по энергии.

В *изотропных дисках* орбитали $SP_{x'}$ и $SP_{y'}$ вырождены по энергии и, поскольку вращение на $\pi/2$ вокруг оси z переводит одну орбиталь в другую, то их нельзя рассматривать независимо. Эффективный спиновый гамильтониан содержит как диагональную по орбитальным состояниям часть $\hat{\Delta}_{ii}$, так и недиагональную, $\hat{\Delta}_{ij}$ ($i \neq j$). При этом диагональная часть гамильтониана дается уравнением (5.25) с $\mathcal{A}_x = \mathcal{B}_y$, $\mathcal{A}_y = \mathcal{B}_x$, а недиагональную можно представить как

$$\hat{\Delta}_{xy} = \hat{\Delta}_{yx} = (\mathcal{A}_x - \mathcal{B}_x)\{\hat{S}_x, \hat{S}_y\}_{\text{sym}}, \tag{5.26}$$

где $\{\hat{A}, \hat{B}\}_{\text{sym}} = (\hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A})/2$. Уровни можно классифицировать по проекции полного момента (спинового и орбитального) на ось z, F_z, при этом есть два невырожденных подуровня 0^L и 0^U с $F_z = 0$ и два двукратно вырожденных подуровня с $F_z = \pm 1$ и ± 2. Схематически структура уровней представлена на рис. 5.7(b).

5.3.2 Спин-орбитальные вклады в электрон-электронное взаимодействие

Расчет тонкой структуры спектра локализованных носителей заряда удобно выполнять в два этапа: вначале вывести эффективный гамильтониан взаимодействия двух электронов в квантовой яме, а затем найти матричные элементы полученного гамильтониана на волновых функциях электронов, локализованных в плоскости структуры.

Известно, что спин-орбитальное взаимодействие электронов в зоне проводимости (Γ_6^c) определяется, главным образом, $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{p}$ смешиванием с состояниями валентной зоны (Γ_8^v, Γ_7^v). Эффекты, связанные с отсутствием центра пространственной инверсии в таком подходе можно учесть, включив в рассмотрение далекие зоны проводимости симметрии Γ_8^c, Γ_7^c. При условии, что зазор E_g' между зонами Γ_6^c и Γ_8^c существенно превосходит ширину запрещенной зоны E_g (между Γ_6^c и Γ_8^v), и что спин-орбитальное расщепление Δ' между зонами Γ_8^c, Γ_7^c мало по сравнению с E_g', зонную структуру удобно описывать в рамках расширенной 8-и зонной модели, включив в матричные элементы $\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{p}$ взаимодействия зоны проводимости и валентной зоны квадратичные по $\boldsymbol{k}$ члены [156, 157].

Волновая функция свободного электрона в квантовой яме, выращенной вдоль оси $z \parallel [001]$, может быть представлена в виде [128, 359]

$$\Psi_{s,\boldsymbol{k}}(\boldsymbol{\rho}, z) = e^{\mathrm{i}\boldsymbol{k}\boldsymbol{\rho}}[\mathsf{S}_{\boldsymbol{r}} + \mathrm{i}\mathbf{R}_{\boldsymbol{r}} \cdot (A\hat{\boldsymbol{\kappa}}_{\boldsymbol{K}} - \mathrm{i}B\hat{\boldsymbol{\sigma}} \times \hat{\boldsymbol{\kappa}}_{\boldsymbol{K}})]\varphi(z)\,|\chi_s\rangle. \tag{5.27}$$

Здесь $\boldsymbol{r} = (\boldsymbol{\rho}, z)$ – радиус-вектор электрона, $\varphi(z)$ – огибающая волновой функции, описывающая размерное квантование электрона вдоль оси роста, $\mathsf{S}_{\boldsymbol{r}}$ и $\mathbf{R}_{\boldsymbol{r}} = (\mathsf{X}^{\mathrm{v}}_{\boldsymbol{r}}, \mathsf{Y}^{\mathrm{v}}_{\boldsymbol{r}}, \mathsf{Z}^{\mathrm{v}}_{\boldsymbol{r}})$ блоховские амплитуды s- и p-типа, описывающие состояния в валентной зоне и зоне проводимости в Γ точке, соответственно, $|\chi_s\rangle$ – спинор. Параметры $A = P(3E_g + 2\Delta)/[3E_g(E_g + \Delta)]$ и $B = -P\Delta/[3E_g(E_g + \Delta)]$, Δ – спин-орбитальное расщепление валентной зоны (расстояние между Γ^{v}_8 и Γ^{v}_7), $P = \mathrm{i}\hbar p_{cv}/m_0$ – параметр Кейна. Уравнение (5.27) применимо при условии, что энергия электрона, отсчитанная от дна зоны проводимости, мала по сравнению с E_g и Δ. Вектор $\hat{\boldsymbol{\kappa}}_{\boldsymbol{K}}$ описывает $\boldsymbol{k} \cdot \boldsymbol{p}$ смешивание валентной зоны и зоны проводимости. В кубических осях ($x \parallel [100]$, $y \parallel [010]$) его компоненты имеют вид

$$\hat{\boldsymbol{\kappa}}_{\boldsymbol{K},i} = \hat{K}_i - \mathrm{i}\beta\hat{K}_{i+1}\hat{K}_{i+2}, \tag{5.28}$$

где $\hat{\boldsymbol{K}} = (\boldsymbol{k}, -\mathrm{i}\partial/\partial z)$ – волновой вектор электрона, в формуле (5.28) предполагается циклическое правило относительно нижних индексов ($i + 3 = i$), константа β связанна с объемным параметром Дрессельхауза в (3.3) α_c как $\beta = \alpha_c/2BP$ [156, 157, 139]. Квадратичные по $\boldsymbol{K}$ члены в (5.28) отражают отсутствие центра пространственной инверсии в группе симметрии T_d объемного материала.

Для построения эффективного гамильтониана, описывающего рассеяние пары электронов из состояний $(\boldsymbol{k}s, \boldsymbol{k}'s')$ в состояния $(\boldsymbol{p}s_1, \boldsymbol{p}'s_1')$ с учетом как неразличимости носителей, так и спин-орбитального взаимодействия, необходимо рассчитать матричные элементы кулоновского потенциала

$$V(\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2) = \frac{e^2}{\varkappa|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2|},$$

между детерминантами Слейтера, построенными на функциях (5.27). Здесь e – элементарный заряд, $\varkappa$ – статическая диэлектрическая проницаемость. Поскольку кулоновское взаимодействие является малым возмущением, достаточно рассчитать элементы $V(\boldsymbol{r}_1-\boldsymbol{r}_2)$ на несимметризованных функциях, а затем их (анти-)симметризовать [360]. Введем вспомогательную функцию $\hat{\mu}(z,\boldsymbol{k}\to\boldsymbol{p},\hat{\boldsymbol{\sigma}})$:

$$\hat{\mu}(z,\boldsymbol{k}\to\boldsymbol{p},\hat{\boldsymbol{\sigma}})=\varphi^2(z)+\mathrm{i}\xi\left\{\hat{\sigma}_z[\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{k}]\varphi^2(z)-\mathrm{i}[\hat{\boldsymbol{\sigma}}\times(\boldsymbol{p}+\boldsymbol{k})]_z\varphi'(z)\varphi(z)+\right. \tag{5.29}$$
$$\left.\mathrm{i}\beta[\hat{\sigma}_x(p_x+k_x)-\hat{\sigma}_y(p_y+k_y)][\varphi'(z)]^2-\mathrm{i}\beta[\hat{\sigma}_xp_yk_y(p_x+k_x)-\hat{\sigma}_yp_xk_x(p_y+k_y)]\varphi^2(z)\right\},$$

где параметр [ср. с (3.23)]

$$\xi=2AB+B^2=-\frac{P^2}{3}\frac{\Delta(2E_g+\Delta)}{E_g^2(E_g+\Delta)^2} \tag{5.30}$$

характеризует силу спин-орбитального взаимодействия. Его значения для некоторых полупроводников приведены в таблице 3.1. Окончательно,

$$M(\boldsymbol{k}s,\boldsymbol{k}'s'\to\boldsymbol{p}s_1,\boldsymbol{p}'s_1')=\delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}\int\mathrm{d}z_1\mathrm{d}z_2V(\boldsymbol{p}-\boldsymbol{k},z_1-z_2)\times$$
$$\langle\chi_{s_1}\chi_{s_1'}|\hat{\mu}(z_1,\boldsymbol{k}\to\boldsymbol{p},\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(1)})\hat{\mu}(z_2,\boldsymbol{k}'\to\boldsymbol{p}',\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(2)})|\chi_s\chi_{s'}\rangle. \tag{5.31}$$

Здесь $V(\boldsymbol{q},z)=\Xi^{-1}\int V(\boldsymbol{r})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\boldsymbol{q}\boldsymbol{\rho}}\mathrm{d}\boldsymbol{\rho}$ – фурье-образ кулоновского потенциала, Ξ – нормировочная площадь, $\boldsymbol{q}=\boldsymbol{p}-\boldsymbol{k}$, операторы $\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(1)}$ и $\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(2)}$ действуют на спиноры первого и второго электрона $|\chi_s\rangle$, $|\chi_{s_1}\rangle$ и $|\chi_{s'}\rangle$, $|\chi_{s_1'}\rangle$, соответственно.

Ниже будем рассматривать простую модель асимметричной квантовой ямы ширины d с бесконечными барьерами, на которую наложен латеральный потенциал. Огибающая волновой функции электрона может быть представлена в виде

$$\varphi(z)=\sqrt{\frac{2}{d}}\left[\cos\left(\frac{\pi z}{d}\right)+\alpha\sin\left(\frac{2\pi z}{d}\right)\right],\quad -d/2\leqslant z\leqslant d/2. \tag{5.32}$$

Возможная асимметрия квантовой ямы учитывается вторым членом в квадратных скобках, предполагается что $\alpha\ll 1$. Введем форм-факторы

$$F_{ij}^{kl}(q)=\int\mathrm{d}z_1\mathrm{d}z_2e^{-q|z_1-z_2|}[\varphi(z_1)]^i[\varphi(z_2)]^j[\varphi'(z_1)]^k[\varphi'(z_2)]^l,$$

где $i,\ldots,l$ – обозначают степени. Матричный элемент в (5.31) можно представить в виде спин-независимого вклада, $M^{(0)}$, вкладов, линейных по спиновым операторам $\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(1)}$ и $\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(2)}$, $M^{(1)}$, и квадратичных по спиновым операторам вкладов $M^{(2)}$. В пренебрежении эффектами непараболичности для спин-независимого вклада имеем [ср. с (4.25)]

$$M^{(0)}(\boldsymbol{k}s, \boldsymbol{k}'s' \to \boldsymbol{p}s_1, \boldsymbol{p}'s_1') = \frac{2\pi e^2}{\Xi\varkappa q}\delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}\delta_{s,s_1}\delta_{s',s_1'}F_{22}^{00}(q), \tag{5.33}$$

причем $F_{22}^{00}(q) = 1$ при $qd \ll 1$. Линейные по спиновым операторам вклады отвечают за асимметричное рассеяние. Учитывая лишь члены, линейные по ξ, имеем

$$\begin{aligned} M^{(1)}(\boldsymbol{k}s, \boldsymbol{k}'s' \to \boldsymbol{p}s_1, \boldsymbol{p}'s_1') = \xi\frac{2\pi e^2}{\Xi\varkappa q}\delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'} \\ \langle\chi_{s_1}\chi_{s_1'}|[\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(1)}\times(\boldsymbol{p}+\boldsymbol{k})]_z F_{12}^{10}(q) + [\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(2)}\times(\boldsymbol{p}'+\boldsymbol{k}')]_z F_{21}^{01}(q) - \\ \beta[\hat{\sigma}_x^{(1)}(p_x+k_x) - \hat{\sigma}_y^{(1)}(p_y+k_y)]F_{02}^{20}(q) - \\ \beta[\hat{\sigma}_x^{(2)}(p_x'+k_x') - \hat{\sigma}_y^{(2)}(p_y'+k_y')]F_{20}^{02}(q) + \\ \mathrm{i}\hat{\sigma}_z^{(1)}[\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{k}]_z F_{22}^{00}(q) + \mathrm{i}\hat{\sigma}_z^{(2)}[\boldsymbol{p}'\times\boldsymbol{k}']_z F_{22}^{00}(q)\ ]\}\,|\chi_s\chi_{s'}\rangle. \end{aligned} \tag{5.34}$$

Здесь мы привели лишь вклады, линейные и квадратичные по волновым векторам. Первая строка уравнения (5.34) описывает вклады типа Рашбы в электрон-электронное взаимодействие, они аналогичны членам, связанным со структурной инверсионной асимметрией в матричном элементе взаимодействия электрона с примесью или фононом [128, 361]. В нашей модели, однако, форм-факторы $F_{12}^{10} = F_{21}^{01} \equiv 0$, поскольку они описывают z-компоненту электрического поля, создаваемого одним электроном и действующим на другой. Т.к. огибающие функции электронов одинаковы, то z-компонента поля отсутствует. Члены $\propto \beta$ связаны с объемной инверсионной симметрией. Соответствующие форм-факторы имеют при $qd \ll 1$ вид $F_{02}^{20}(q) = F_{20}^{02}(q) = \pi^2/d^2$. Наконец, последняя строчка в (5.34) описывает моттовское рассеяние электрона на электроне.

За спин-спиновое взаимодействие электронов и, соответственно, тонкую структуру спектра локализованных носителей заряда, отвечают квадратичные члены

$$M^{(2)}(\boldsymbol{k}s,\boldsymbol{k}'s' \to \boldsymbol{p}s_1,\boldsymbol{p}'s_1') = \xi^2 \frac{2\pi e^2}{\Xi \varkappa q}\delta_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{k}',\boldsymbol{p}+\boldsymbol{p}'}$$
$$\langle \chi_{s_1}\chi_{s_1'}| \left\{ [\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(1)} \times (\boldsymbol{p}+\boldsymbol{k})]_z [\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(2)} \times (\boldsymbol{p}'+\boldsymbol{k}')]_z F_{11}^{11}(q) + \right.$$
$$\beta^2 [\hat{\sigma}_x^{(1)}(p_x+k_x) - \hat{\sigma}_y^{(1)}(p_y+k_y)][\hat{\sigma}_x^{(2)}(p_x'+k_x') - \hat{\sigma}_y^{(2)}(p_y'+k_y')] F_{00}^{22}(q) -$$
$$\beta [\hat{\sigma}_x^{(1)}(p_x+k_x) - \hat{\sigma}_y^{(1)}(p_y+k_y)][\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(2)} \times (\boldsymbol{p}'+\boldsymbol{k}')]_z F_{01}^{21}(q) -$$
$$\beta [\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(1)} \times (\boldsymbol{p}+\boldsymbol{k})]_z [\hat{\sigma}_x^{(2)}(p_x'+k_x') - \hat{\sigma}_y^{(2)}(p_y'+k_y')] F_{10}^{12}(q) -$$
$$\left. ([\boldsymbol{p}\times\boldsymbol{k}]\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(1)})([\boldsymbol{p}'\times\boldsymbol{k}']\hat{\boldsymbol{\sigma}}^{(2)}) F_{22}^{00}(q)] \right\} |\chi_s \chi_{s'}\rangle. \qquad (5.35)$$

Здесь приведены вклады, содержащие вторые и четвертые степени волновых векторов (члены с нечетными степенями не вносят вклад в тонкую структуру двухэлектронных уровней, учет более высоких степеней $\boldsymbol{k}$, $\boldsymbol{p}$, …не приводит к качественным изменениям результатов). Асимптотические выражения для формфакторов в узких ямах таковы: $(qd \ll 1)$ $F_{11}^{11}(q) = 3q/(4d)$, $F_{00}^{22}(q) = \pi^4/d^4$, $F_{10}^{12}(q) = F_{01}^{21}(q) = -128\alpha q/(15d^2)$.

5.3.3 Тонкая структура уровней двух электронов: микроскопический расчет

Рассмотрим два электрона с огибающими волновыми функциями в плоскости одиночной квантовой точки или двойной квантовой точки $\psi_1(\boldsymbol{\rho}_1)$, $\psi_2(\boldsymbol{\rho}_2)$. Волновая функция триплетного состояния имеет вид

$$\Psi(\boldsymbol{\rho}_1,\boldsymbol{\rho}_2) = \mathcal{N}\left[\psi_1(\boldsymbol{\rho}_1)\psi_2(\boldsymbol{\rho}_2) - \psi_1(\boldsymbol{\rho}_2)\psi_2(\boldsymbol{\rho}_1)\right], \qquad (5.36)$$

где $\mathcal{N}$ – нормировочная константа. Синглет-триплетное расщепление определяется, главным образом, обменным кулоновским взаимодействием и, в пренебрежении спин-орбитальной связью, равно $2U_e$, где

$$U_e = \frac{2\mathcal{N}e^2}{\varkappa}\int \frac{\mathrm{d}\boldsymbol{\rho}_1\mathrm{d}\boldsymbol{\rho}_2}{|\boldsymbol{\rho}_1-\boldsymbol{\rho}_2|}\psi_1(\boldsymbol{\rho}_1)\psi_2(\boldsymbol{\rho}_1)\psi_2(\boldsymbol{\rho}_2)\psi_1(\boldsymbol{\rho}_2). \qquad (5.37)$$

Предполагается, что величина U_e существенно превышает расщепления триплетных состояний, обусловленные спин-орбитальным взаимодействием.

Тонкая структура триплетных состояний электронов в квантовых дисках (одиночных квантовых точках)

Начнем со случая квантового диска, где локализация носителей заряда в плоскости структуры описывается параболическим потенциалом. Волновые функции $\psi_1(\boldsymbol{\rho})$ и $\psi_2(\boldsymbol{\rho})$ для $SP_{x'}$ триплетного состояния имеют вид

$$\psi_1(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi a^2}} e^{-\rho^2/4a^2}, \quad \psi_2(\boldsymbol{\rho}) = \frac{x'}{a}\psi_1(\boldsymbol{\rho}). \tag{5.38}$$

Здесь a – эффективный радиус диска. Будем считать, что точка слегка вытянута вдоль оси x', таким образом орбиталь $P_{x'}$ (5.38) ниже по энергии, чем орбиталь $P_{y'}$, описываемая волновой функцией $(y'/a)\psi_1(\boldsymbol{\rho})$. Пренебрежем деформацией волновых функций, обусловленной геометрической формой квантовой точки, ее учет приведет к малым поправкам к коэффициентам $\mathcal{A}_i$, $\mathcal{B}_i$. В рамках данной модели расщепление между синглетным и триплетным состояниями составляет $2U_e = \sqrt{\pi}e^2/(4\varkappa a)$. Параметры $\mathcal{A}$ и $\mathcal{B}$ в формуле (5.25) удобно выразить через константы $\delta_\perp$ и δ_{zz}, описывающие расщепления между "линейно-поляризованными" состояниями и между состоянием с $m_z = 0$ и одним из линейно поляризованных подуровней, а именно с $|y'\rangle$, как это показано на рис. 5.7(а):

$$\mathcal{A} = -\frac{2}{3}(\delta_\perp + \delta_{zz}), \quad \mathcal{B} = \frac{2}{3}(2\delta_\perp - \delta_{zz}). \tag{5.39}$$

Расчет матричных элементов согласно (5.35) на антисимметризованных функциях (5.36) приводит к следующим выражениям для констант δ_{zz} и $\delta_\perp$:

$$\delta_{zz} = -\xi^2 \frac{\sqrt{\pi}e^2}{32\varkappa a^5}, \quad \delta_\perp = -\xi^2 \frac{e^2}{\varkappa d}\left[\frac{3}{8a^4} + \frac{\pi^{9/2}\beta^2}{2d^3a^3} - \frac{128\alpha\beta}{15da^4}\right]. \tag{5.40}$$

Из формулы (5.40) следует, что имеется три вклада в величину расщепления между "линейно-поляризованными" состояниями $\delta_\perp$: первый член в квадратных скобках не связан с отсутствием центра инверсии в структуре, второй обусловлен объемной инверсионной асимметрией, а третий возникает в результате интерференции объемной и структурной инверсионной асимметрии и пропорционален $\alpha\beta$. Уравнение (5.40) показывает, что спиновое вырождение триплетных состояний полностью снято в анизотропных квантовых точках за счет совместного действия спин-орбитального и кулоновского взаимодействия.

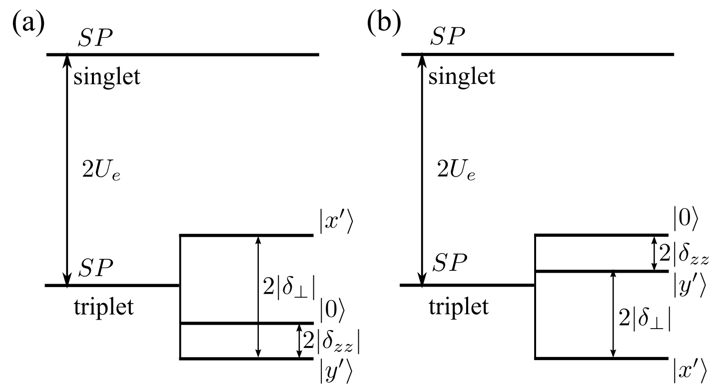

Рис. 5.8: Два варианта расположения подуровней триплетного состояния пары электронов в анизотропной квантовой точке. (a) пренебрежимо малая структурная инверсионная асимметрия ($\delta_\perp < 0$), (b) сравнимые величины структурной и объемной инверсионной асимметрии ($\delta_\perp > 0$). Расщепления показаны не в масштабе.

Отметим, что в зависимости от знаков и величин констант α и β знак параметра $\delta_\perp$ может быть любым. В пренебрежении структурной инверсионной асимметрией $\delta_\perp < 0$, если же вклад $\propto \alpha\beta$ большой и отрицательный, то $\delta_\perp > 0$. При этом, если $\delta_\perp < 0$, то состояние с $m_z = 0$ лежит между уровнями $|x'\rangle$ и $|y'\rangle$, см. рис. 5.8(a), в противном случае оно лежит выше дублета $|x'\rangle$, $|y'\rangle$, рис. 5.8(b). Поскольку $\delta_{zz} < 0$, то состояние $|0\rangle$ всегда имеет энергию большую, чем энергия состояния $|y'\rangle$.

В изотропных квантовых дисках или квантовых точках с квадратным основанием орбитали $SP_{x'}$ и $SP_{y'}$, как отмечалось выше, вырождены, а собственные состояния характеризуются проекцией полного момента на ось роста структуры. Переход между предельными случаями изотропного и анизотропного потенциалов проиллюстрирован на рис. 5.9, где показаны положения подуровней в зависимости от степени степени анизотропии квантового диска, характеризуемой отношением расщепления между $SP_{x'}$ и $SP_{y'}$ орбитальными состояниями к δ_{zz}. В расчете предполагалось, что расстояние до синглетных состояний SS и SP существенно превышает показанные на рисунке расщепления.

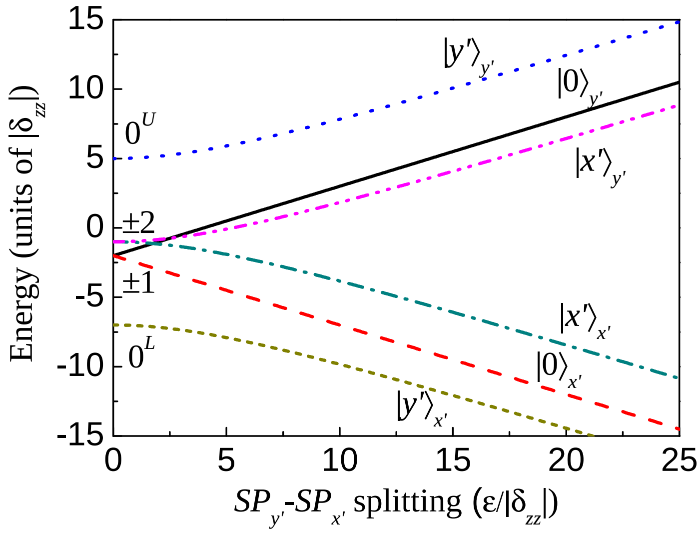

Рис. 5.9: Зависимость расщеплений триплетных состояний от анизотропии квантового диска. Обозначения соответствуют рис. 5.7(а) и 5.8(а), $\delta_\perp/\delta_{zz} = 3$.

Тонкая структура триплетных состояний электронов в двойных квантовых точках

Тонкая структура спектра триплетных состояний пары электронов в двойных квантовых точках и в туннельно-связанных квантовых точках аналогично тонкой структуре спектра пары электронов, локализованных в одиночной анизотропной квантовой точке. Будем описывать волновые функции электрона в каждой точке гауссовыми огибающими [358]

$$\psi_1(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}a}\mathrm{e}^{-\rho^2/4a^2}, \quad \psi_2(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}a}\mathrm{e}^{-(\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{L})^2/4a^2}, \tag{5.41}$$

где $\boldsymbol{L}$ – вектор, соединяющий центры квантовых точек. Предполагается, что перекрытие между этими состояниями $\sim \exp\left(-L^2/4a^2\right)$ мало, поэтому орбитальная часть волновой функции пары частиц записывается в виде (5.36), нормировочная константа при этом имеет вид $\mathcal{N} = \left[2 - 2\exp\left(-L^2/4a^2\right)\right]^{-1/2} \approx 1/\sqrt{2}$. Параметр обменного взаимодействия U_e, определенный в формуле (5.37), приближенно равен $U_e \approx 0.89\exp\left(-L^2/4a^2\right)e^2/(\varkappa a)$ (коэффициент получен путем аппроксимации численного расчета), величина U_e считается большей, чем расщепления, обусловленные спин-орбитальной связью.

Пренебрегая вкладами, обусловленными отсутствием центра инверсии в системе, получаем для величин

$$\delta_{zz} = -0.014\frac{e^2\xi^2}{a^5\varkappa}\frac{L^2}{a^2}\mathrm{e}^{-\frac{L^2}{4a^2}}, \quad \delta_\perp = -\frac{3e^2\xi^2}{32da^4\varkappa}\frac{L^2}{a^2}\mathrm{e}^{-\frac{L^2}{4a^2}}. \tag{5.42}$$

(Коэффициент в выражении для δ_{zz} получен путем аппроксимации численного расчета). Качественно структура уровней такая же, как для анизотропного диска. Ориентация собственных состояний в этом случае жестко связана с направлением оси $\boldsymbol{L}$. В общем случае, когда учитываются и объемная и структурная инверсионная асимметрия, спектр состояний и собственные функции чувствительны к ориентации вектора $\boldsymbol{L}$ по отношению к кристаллографическим осям системы.

Сравним характерную величину расщепления $|\delta_{zz}|$ и энергию обменного взаимодействия электронов U_e в системе с одиночной и двойной квантовой точкой:

$$\left|\frac{\delta_{zz}}{U_e}\right| \approx \frac{\xi^2}{a^4}\times\begin{cases} 0.25, & \text{одиночная точка,} \\ 0.016\dfrac{L^2}{a^2}, & \text{двойная точка.}\end{cases}$$

Из этих формул следует, что несмотря на то, что абсолютные значения расщеплений уменьшаются с увеличением расстояний между точками L, отношение расщепления триплетных состояний к расстоянию между синглетом и триплетом возрастает.

В заключение проанализируем роль спинового расщепления электронных зон в формировании тонкой структуры триплетных состояний пары носителей заряда. Если расстояние между центрами туннельно-связанных квантовых точек L значительно превосходит их размер a то, согласно работам [353, 355] в низшем порядке спиновое расщепление зоны проводимости можно устранить с помощью унитарного преобразования, наподобие того, как это делается в одномерных системах [231]. Таким образом, обменное взаимодействие между электронами описывается тем же гамильтонианом, что и в отсутствии спинового расщепления зоны (5.25), но собственные состояния отличаются из-за того, что они соответствуют теперь “повернутым” (за счет унитарного преобразования) спинам. Дополнительный вклад в δ_{zz} могут вносить члены высокого порядка по спиновому расщеплению зоны проводимости [355].

Отметим, что тонкая структура энергетического спектра пары локализованных электронов может проявляться как в спектрах излучения возбужденных состояний X^--триона, см. например, [45], так и в спектрах излучения двукратно заряженных экситонов X^{2-}. В рамках данной модели возможно качественное описание спектров излучения X^{2-} комплексов, измеренных в группе В.Д. Кулаковского (ИФТТ РАН) [362], см. [A22]. Поскольку величины расщепления весьма чувствительны к параметрам структуры, то в ансамблях квантовых точек тонкая структура энергетического спектра триплетных состояний пары электронов может приводить к дефазировки спинов носителей, аналогично тому, как это наблюдается для нульмерных экситонов [3].

5.4 Оптический спиновый эффект Холла

Как было показано выше, составные частицы с целым спином обладают важной особенностью, отличающей их от частиц с полуцелым спином – спиновое вырождение основного состояния для локализованных экситонов и пар электронов может быть снято. Другой отличительной особенностью частиц с целым спином является то обстоятельство, что эти частицы подчинены статистике Бозе-Эйнштейна. Бозоны могут накапливаться в основном состоянии и формировать конденсат, т.е. макроскопически когерентное состояние материи [363]. В объемной системе бозонов конденсация наступает при температуре, когда тепловая длина волны $\lambda_T \sim \sqrt{\hbar^2/(mk_BT)}$, где m – масса бозона, оказывается сопоставима с характерным межчастичным расстоянием расстоянием $1/\sqrt[3]{N}$, где N – концентрация частиц. Критическую температуру можно оценить как

$$T_c \sim \frac{\hbar^2 N^{2/3}}{mk_B}, \tag{5.43}$$

и она тем выше, чем меньше масса частиц. Экспериментально эффект конденсации наблюдался в 1995 году для атомов рубидия при температуре около 170 nK [364].

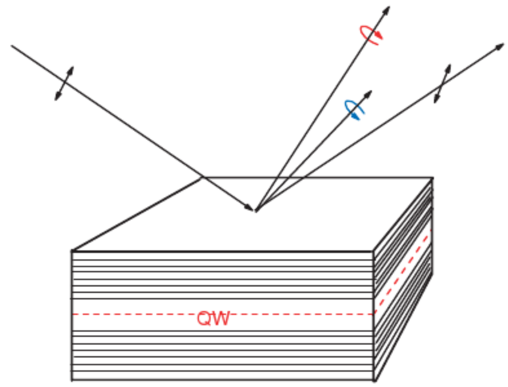

Рис. 5.10: Полупроводниковый квантовый микрорезонатор с квантовой ямой (QW) и схематическое изображение экспериментальной конфигурации для исследования оптического спинового эффекта Холла: на микрорезонатор падает линейно поляризованный свет в геометрии наклонного падения, детектируется циркулярная поляризация излучения с угловым разрешением.

Эффективная масса экситонов в полупроводниках на три порядка величины меньше, чем масса атомов рубидия, поэтому можно ожидать, что их бозе-конденсация происходит при гораздо более высоких температурах. С конца 1960-х годов ведутся активные теоретические и экспериментальные исследования коллективных явлений в различных экситонных системах, включая экситоны в объемных полупроводниках, одиночных и двойных квантовых ямах, а также возбуждения экситонного типа в режиме квантового эффекта Холла [365, 366, 367, 368, 369, 370, 371, 372]. Особую роль в исследовании экситонных коллективных явлений играют структуры с квантовыми микрорезонаторами, где квантовая яма зажата между двумя брегговскими зеркалами, см. рис. 5.10. В таких системах энергия возбуждения экситона соответствует энергии плененного между зеркалами фотона и достигается режим сильной связи двумерного экситона и фотона [373, 374, 375].

Экситонные поляритоны (или просто поляритоны) – квазичастицы, сформированные в результате светоэкситонного взаимодействия [376, 377] наследуют очень малую эффективную массу от фотона ($\sim 10^{-4} m_0$, где m_0 – масса свободного электрона, конечность массы поляритона обусловлена размерным квантованием фотонной моды), поэтому в квантовых микрорезонаторах удалось наблюдать бозе-эйнштейновскую конденсацию при температурах вплоть до комнатной [378, 379, 380, 381].[3] Наряду с коллективными явлениями, в полупроводниковых микрорезонаторах активно изучаются линейные и нелинейные эффекты, связанные с проявлениями взаимодействия экситонов друг с другом, а также явления, обусловленные взаимодействием экситонных поляритонов с окружением (внешними полями, фононами и неизбежными флуктуациями потенциала, обусловленными несовершенствами структуры) [375, 383, 384, 385, 386, 387, 388, 389].

Такие исследования определили большой интерес к спиновым свойствам экситонных поляритонов. Вслед за пионерскими экспериментальными работами [390, 391], появилось множество теоретических исследований [392, 393, 394], см. также обзор [395]. В данном разделе будет разработана теория конверсии линейной поляризации света в циркулярную в структурах с квантовыми микрорезонаторами. Этот эффект получил название *оптического спинового эффекта Холла*, и может приводить к возникновению потоков поляризованных по спину частиц по аналогии со спиновым эффектом Холла для электронов [19, 396, 397, 398, 399, 400, 401, 402].

5.4.1 Качественная модель

Подобно состояниям экситона, спиновые состояния экситонных поляритонов характеризуются проекциями момента ± 1 на ось роста структуры. Состояния с заданной проекцией углового момента излучают циркулярно-поляризованный свет, а их линейные комбинации соответствуют, в общем случае, эллиптически поляризованному излучению. Для описания спиновых состояний экситонных поляритонов удобно использовать формализм псевдоспина. Движущей силой динамики спинов экситонных поляритонов является расщепление их энергетического спектра (продольно-поперечное, LT или TE-TM расщепление) [403]. Наподобие анизотропного расщепления оптически активных состояний нульмерного экситона (5.2), а также спиновых расщеплений Дрессельхауза и Рашбы спектра элек-

[3] Речь идет о двумерной системе где, строго говоря, фазовые переходы отсутствуют, однако при низких температурах корреляционная функция спадает по степенному закону [382].

тронов, продольно-поперечное расщепление можно представить как эффективное магнитное поле, зависящее от величины и направления волнового вектора поляритона $\boldsymbol{k}$ в плоскости структуры. Частота прецессии псевдоспина поляритона может быть записана в рамках изотропного приближения как [392, 403]

$$\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}} = \Omega(k)[\cos 2\varphi_{\boldsymbol{k}}, \sin 2\varphi_{\boldsymbol{k}}, 0], \tag{5.44}$$

где $\Omega(k)$ – некоторая функция модуля волнового вектора k, $\varphi_{\boldsymbol{k}}$ – угол между $\boldsymbol{k}$ и осью x структуры. Угловое распределение вектора $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}}$ представлено на рис. 5.11(c) оранжевыми стрелками. Отметим, что компоненты $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}}$ описываются вторыми угловыми гармониками волнового вектора, поскольку переворот псевдоспина сопровождается изменением углового момента экситонного поляритона на 2. В этом состоит качественное отличие спинового расщепления поляритонов и электронов, для последних, как обсуждалось в главе 3, спиновое расщепление содержит нечетные гармоники вектора $\boldsymbol{k}$. В реальных микрорезонаторах точечная симметрия системы может описываться группой $C_{2\mathrm{v}}$, в этом случае вектор $\boldsymbol{\Omega}$ может содержать дополнительные вклады, главным из которых является вклад, описываемый нулевой угловой гармоникой [404, 405, 406]. Эффекты конверсии поляризации, связанные с понижением симметрии, описаны в статьях [406, 407] и здесь не рассматриваются.

Оптический спиновый эффект Холла наблюдается в геометрии наклонного падения линейно поляризованного (TE или TM) излучения на микрорезонатор (рис. 5.10). Таким образом возбуждается собственное спиновое состояние экситон-поляритонов (псевдоспин $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}_0} \parallel \boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}_0}$, где $\boldsymbol{k}_0$ – волновой вектор состояния, в которое происходит накачка). Рассмотрим теперь акт упругого рассеяния в результате которого поляритон переходит из состояния с волновым вектором $\boldsymbol{k}_0$ в состояние с волновым вектором $\boldsymbol{k}$. Согласно классической теории рэлеевского рассеяния поляризация не меняется, поэтому непосредственно после рассеяния псевдоспин поляритона $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} = \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}_0}$, вообще говоря, не параллелен эффективному полю $\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}}$ и начинает прецессировать. Иными словами, в результате рассеяния экситонный поляритон

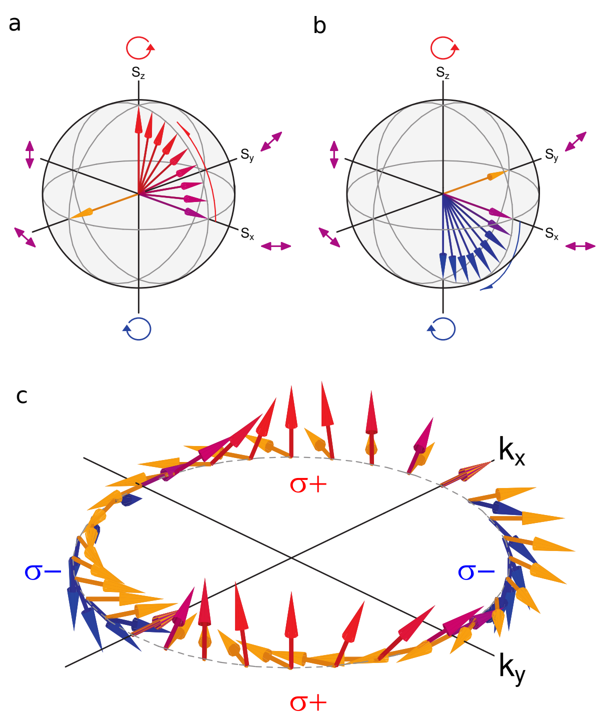

Рис. 5.11: (a), (b) Сфера Пуанкаре и поляризация поляритона в зависимости от ориентации его псевдоспина. Схематически показана прецессия псевдоспина, изначально ориентированного по оси x (соответствует линейной поляризации в осях xy). Показана прецессия псевдоспина в поле $\boldsymbol{\Omega_k}$ (оранжевая стрелка) в случае, когда поле направлено против оси y [панель (a)] и по оси y [панель (b)]. (c) Ориентация вектора $\boldsymbol{\Omega_k}$ в импульсном пространстве (оранжевые стрелки) и направление псевдоспина поляритона после упругого рассеяния и прецессии. Изначально экситонные поляритоны характеризовались волновым вектором $\boldsymbol{k}_0 \parallel x$ и псевдоспином $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}_0} \parallel x$.

оказывается в когерентной суперпозиции спиновых состояний для данного волнового вектора (TE и TM мод, соответствующих данному $\boldsymbol{k}$), и возникают квантовые биения [3]. Схематически прецессия псевдоспина изображена на рис. 5.11(a), (b). Можно убедиться, что направление прецессии псевдоспина противоположно для противоположных углов рассеяния по отношению к плоскости падения. На рис. 5.11(c) показано угловое распределение псевдоспина через некоторое время после рассеяния, когда произошла прецессия. Видно, что псевдоспин приобретает z-компоненту, т.е. экситонные поляритоны оказываются частично циркулярно поляризованными. Знак циркулярной поляризации определяется направлением рассеяния, он показан цветом на рис. 5.11(c): красные (синие) стрелки соответствуют σ^+ (σ^-) поляризованному излучению. Видно, что распределение циркулярной поляризации имеет характерную "квадрупольную" угловую зависимость, описываемую вторыми угловыми гармониками. Это отличает оптический спиновый эффект Холла от спинового эффекта Холла для электронов, где формируется распределение, содержащее первые угловые гармоники (дипольное или токовое распределение) [396].

Если считать, что время упругого рассеяния экситонных поляритонов τ_1 (обусловленное процессами рассеяния на статическом беспорядке) значительно превышает радиационное время жизни поляритона в резонаторе, которое обусловлено главным образом прозрачностью зеркал, τ_0, то угловое распределение степени циркулярной поляризации можно определить, воспользовавшись стандартными формулами для эффекта Ханле [7]

$$P_{\text{circ}}(\varphi) = \pm \frac{\Omega(k)\tau_0 \sin 2\varphi}{1 + \Omega^2(k)\tau_0^2}, \tag{5.45}$$

где угол φ отсчитывается от оси x, знаки $+$ и $-$ соответствуют TM и TE поляризованной накачке. Максимальная степень циркулярной поляризации составляет 50% и достигается при углах рассеяния $\pm\pi/4$ и $\pm 3\pi/4$ в согласии с рис. 5.11(c).

5.4.2 Микроскопическая теория

Описание спиновой динамики экситонных поляритонов удобно выполнять в методе (псевдо-)спиновой матрицы плотности, которая записывается в виде [ср. с (3.44)]

$$\rho_{\boldsymbol{k}} = f_{\boldsymbol{k}} \hat{I} + \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma},$$

где $f_{\boldsymbol{k}}$ – функция распределения экситонных поляритонов, а $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$ – средний псевдоспин в состоянии с волновым вектором $\boldsymbol{k}$. В условиях рэлеевского рассеяния возбуждается моноэнергетическое распределение экситонных поляритонов, а процессами релаксации энергии и неупругостью столкновений можно пренебречь [374]. Таким образом абсолютная величина волнового вектора поляритона k_0 сохраняется в процессе столкновений. Будем считать также, что длина свободного пробега поляритона l достаточно велика, так чтобы выполнялось условие $k_0 l \gg 1$, в этом случае динамику спинов можно описывать в рамках классического кинетического уравнения. Система уравнений для функций $f_{\boldsymbol{k}}$ и $\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$ в стационарном состоянии может быть представлена как [ср. с (4.11)]

$$\frac{f_{\boldsymbol{k}}}{\tau_0} + Q\{f_{\boldsymbol{k}}\} = g_{\boldsymbol{k}}, \tag{5.46}$$

$$\frac{\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}}{\tau_0} + \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} \times \boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}} + \boldsymbol{Q}\{\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}\} = \boldsymbol{g}_{\boldsymbol{k}}. \tag{5.47}$$

Здесь τ_0 – время жизни экситонного поляритона в микрорезонаторе, $Q\{f_{\boldsymbol{k}}\}$ и $\boldsymbol{Q}\{\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}\}$ – интегралы столкновений, а $g_{\boldsymbol{k}}$, $\boldsymbol{g}_{\boldsymbol{k}}$ – компоненты спиновой матрицы плотности генерации $\hat{g}_{\boldsymbol{k}} = (g_{\boldsymbol{k}} \hat{I} + \boldsymbol{g}_{\boldsymbol{k}} \cdot \boldsymbol{\sigma})$, описывающие скорости генерации частиц и спина в системе.

Предположим, что рассеяние частиц обусловлено короткодействующим потенциалом, т.к. сечение рассеяния экситонных поляритонов не зависит от угла рассеяния, тогда интегралы столкновений $Q\{f_{\boldsymbol{k}}\}$, $Q\{\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}\}$ принимают простой вид:

$$\frac{\delta f_{\boldsymbol{k}}}{\tau_1}, \quad \frac{\delta \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}}{\tau_1},$$

соответственно, где τ_1 – время упругого рассеяния, а $\delta f_{\boldsymbol{k}}$, $\delta \boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}}$ – анизотропные части функций распределения. В реальных структурах флуктуации потенциала могут быть плавными [408], здесь же мы сосредоточимся на получении аналитического решения задачи в простейших предположениях. Отметим, что в типичных микрорезонаторах в условиях рэлеевского рассеяния кинетическая энергия поляритонов $E_{\boldsymbol{k}}$, составляет несколько мэВ, а продольно-поперечное расщепление – несколько десятых долей мэВ. Поэтому влиянием поляризации частиц на их орбитальную динамику можно пренебречь. В то же время частоты спиновой прецессии, обратное время жизни и скорость рассеяния могут быть сопоставимы. В настоящем рассмотрении пренебрегается нелинейными эффектами, связанными с поляритон-поляритонными столкновениями, соответствующие кинетические уравнения были получены в работе [260] и хорошо описывают широкий круг экспериментальных данных [405, 404, 409].

В режиме оптического спинового эффекта Холла скорость генерации можно представить в виде

$$g_{\boldsymbol{k}} = g\delta_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}_0}, \quad \boldsymbol{g}_{\boldsymbol{k}} = \boldsymbol{g}\delta_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}_0}, \tag{5.48}$$

где δ-символ Кронекера определен согласно

$$\delta_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{k}_0} = \frac{2\pi}{\mathcal{D}}\delta(E_{\boldsymbol{k}} - E_{\boldsymbol{k}_0})\delta(\varphi_{\boldsymbol{k}} - \varphi_{\boldsymbol{k}_0}).$$

Здесь $\mathcal{D} = k/2\pi v_{\boldsymbol{k}}$ – плотность состояний, $\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{k}} = \hbar^{-1}\partial E_{\boldsymbol{k}}/\partial \boldsymbol{k}$ – скорость поляритона в состоянии с волновым вектором $\boldsymbol{k}$. Функции распределения можно записать как

$$f_{\boldsymbol{k}} = f(\varphi_{\boldsymbol{k}})\delta(E_{\boldsymbol{k}} - E_0),$$
$$\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{k}} = \boldsymbol{s}(\varphi_{\boldsymbol{k}})\delta(E_{\boldsymbol{k}} - E_0).$$

С учетом соотношения (5.48) решение уравнения (5.46) для функции распределения частиц $f^0(\varphi)$ принимает вид

$$f^0(\varphi) = \frac{g\tau}{\mathcal{D}}\left[\frac{\tau_0}{\tau_1} + 2\pi\delta(\varphi - \varphi_{\boldsymbol{k}_0})\right]. \tag{5.49}$$

Решение уравнения (5.47) для функции распределения псевдоспина $\boldsymbol{s}(\varphi)$ в случае

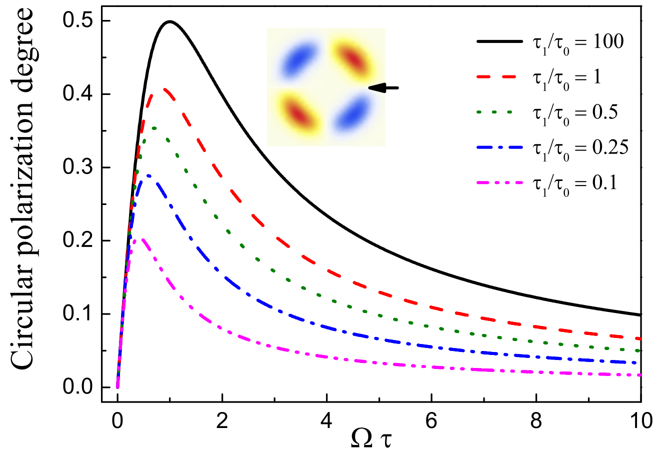

Рис. 5.12: Абсолютная величина циркулярной поляризации экситонных поляритонов в режиме оптического спинового эффекта Холла в зависимости от величины $\Omega\tau$, рассчитанная согласно (5.50) для разных отношений τ_0/τ_1. Угол рассеяния равен $\pi/4$. На вставке схематично показано распределение циркулярной поляризации в $\boldsymbol{k}$-пространстве, стрелка показывает точку возбуждения системы.

возбуждения собственного состояния ($\boldsymbol{\Omega}_{\boldsymbol{k}_0} \parallel \boldsymbol{g} \parallel x$) записывается в виде

$$s_x^0(\varphi) = \frac{g\tau}{\mathcal{D}}\left[2\pi\delta(\varphi) + (1+\Omega_x^2\tau^2)\nu u\right], \tag{5.50}$$

$$s_y^0(\varphi) = \frac{g\tau}{\mathcal{D}}\Omega_x\Omega_y\tau^2\nu u,$$

$$s_z^0(\varphi) = -\frac{g\tau}{\mathcal{D}}\Omega_y\tau\nu u,$$

где мы ввели следующие обозначения: $\tau = (\tau_1^{-1}+\tau_0^{-1})^{-1}$ – полное “уходное” время поляритона

$$u = \left[1+(\Omega\tau)^2 - \nu(1+\Omega^2\tau^2/2)\right]^{-1}, \quad \nu = \frac{\tau}{\tau_1}.$$

Угловое распределение спина рассеянных поляритонов является симметричной функцией по отношению к повороту на угол π, поскольку продольно-поперечное расщепление содержит четные угловые гармоники. Более того, распределение z компоненты псевдоспина, т.е. степени циркулярной поляризации, описывается функцией $\sin 2\varphi_{\boldsymbol{k}}$ в согласии с (5.45) и рис. 5.11(c). На рис. 5.12 представлена зависимость максимальной величины циркулярной поляризации в зависимости от параметра $\Omega\tau$. Эта зависимость является немонотонной, максимум ее сдвигается в область меньших значений $\Omega\tau$ при уменьшении времени упругого рассеяния τ_1.

Наибольшая степень поляризации достигается в режиме однократного рассеяния, когда $\tau_1/\tau_0 \to \infty$. Напротив, в режиме многократного рассеяния, когда $\tau_0 \gg \tau_1$, $(\Omega^2\tau_1)^{-1}$, множитель u в (5.50) сводится к $2/(\Omega\tau_1)^2$, т.е. к отношению времени поперечной релаксации спина поляритонов $\tau_\perp = 2/(\Omega^2\tau_1)$ [время релаксации компонент псевдоспина в плоскости (xy) – линейной поляризации] к времени рассеяния τ_1.[4] Таким образом, в режиме многократного рассеяния

$$P^0_{\mathrm{circ}}(\varphi) = \frac{s_z^0(\varphi)}{f^0(\varphi)} = \Omega_y(\varphi)\tau_1\frac{\tau_\perp}{\tau_0}$$

спиновая поляризация убывает с уменьшением времени релаксации.

5.4.3 Сопоставление с экспериментом

Экспериментально оптический спиновый эффект Холла исследовался в группе А. Брамати в лаборатории Кастлера-Бросселя (Франция) на микрорезонаторе 2λ GaAs/AlAs, содержащим три квантовые ямы $In_{0.04}Ga_{0.96}As$, расположенные в пучностях электромагнитного поля. Расщепление Раби в этой структуре составляло 5.1 meV, расстройка между фотонной и экситонной модами 0.3 meV, размер пятна накачки 50 μm, время жизни поляритона составляет около 10 ps. На рисунке 5.13 представлены зависимости циркулярной поляризации излучения при линейно поляризованной ТМ [панель (a)] и ТЕ [панель (b)] накачке. Из рисунка видно, что угловое распределение циркулярной поляризации излучения прекрасно согласуется с теоретической моделью, формулы (5.45), (5.50): распределение $P_{\mathrm{circ}}(\varphi)$ описывается вторыми угловыми гармониками, знак циркулярной поляризации изменяется на противоположный при смене линейной поляризации накачки с ТМ на ТЕ, а величина степени поляризации в максимуме составляет $48\% \pm 3\%$, что очень близко к теоретической оценки по формуле (5.45) ($P_{\mathrm{circ}} = 45\%$). Более детальное сравнение экспериментальных данных с теоретическим расчетом выполнено на рис. 5.13(c), где показана угловая зависимость степени циркулярной

[4] В рамках модели (5.44) для продольно-поперечного расщепления имеет место анизотропия спиновой релаксации поляритонов: $\tau_\parallel = \tau_\perp/2$, где $\tau_\parallel$ – продольное время релаксации псевдоспина, т.е. время релаксации циркулярной поляризации.

поляризации, измеренная в двух различных точках образца. Сплошная кривая рассчитана по уравнению (5.50) при следующих значениях параметров: $\Omega\tau = 0.4$, $\tau_1 = \tau_0 = 10$ ps. Видно, что теоретический расчет хорошо согласуется с данными эксперимента. Экспериментальные исследования излучения микрорезонатора в ближнем поле позволили также установить, что потоки спин-поляризованных поляритонов могут баллистически распространяться на более 100 μm.

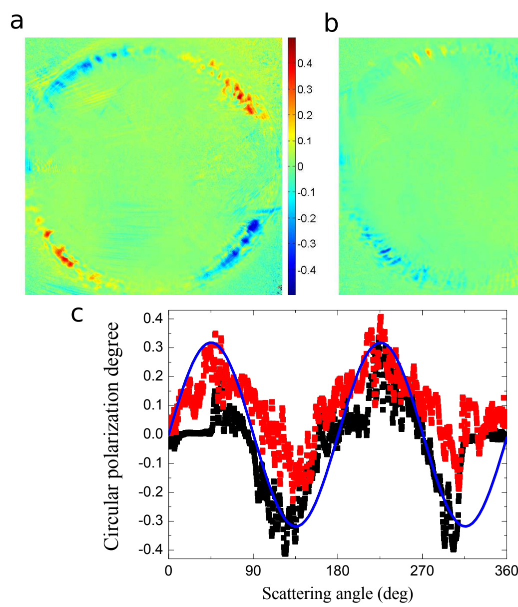

Рис. 5.13: Степень циркулярной поляризации излучения микрорезонатора в случае TM накачки [панель (a)] и TE накачки [панель (b)]. (c) Угловое распределение степени циркулярной поляризации, измеренное в двух разных точках образца (красные и черные точки) и их подгонка по формуле (5.50). Параметры системы $k_0 = 785$ mm^{-1}, $\hbar\Omega(k_0) = 0.05$ meV, $\tau_0 = 10$ ps, наилучшее согласие достигнуто при $\tau_1 = \tau_0$. Параметры микрорезонатора: расщепление Раби 5.1 meV, расстройка между фотонной и экситонной модами 0.3 meV, размер пятна накачки 50 μm.

В заключение отметим, что оптически спиновый эффект Холла относится к эффектам конверсии поляризации излучения, активно исследовавшимся в структурах со сверхрешетками, квантовыми ямами и точками [410, 411, 412, 413, 414]. Таким образом этот эффект следует отличать от предложенных в работах [415, 416] эффектов, основанных на сдвиге волнового пакета в среде с градиентом показателя преломления или в присутствии внешнего магнитного поля, т.е. аналогов эффекта Гуса-Хенкен [417].

5.5 Краткие итоги

В главе 5 получены следующие основные результаты:

- Развита теория управления тонкой структурой уровней локализованных экситонов с помощью орбитального эффекта внешнего магнитного поля. Показано, что приложение магнитного поля в плоскости квантовой точки может привести к подавлению анизотропного расщепления радиационного дублета за счет изменения латерального потенциала системы.

- Построена теория эффекта Зеемана для экситонов и трионов в квантовых точках тригональной симметрии. Показано, что продольное поле, направленное по оси [111], смешивает состояния тяжелых дырок с проекциями момента $\pm 3/2$ на эту ось, это приводит к возникновению четырех циркулярно поляризованных линий в спектрах таких точек.

- Разработана теория тонкой структуры энергетического спектра пары электронов, локализованных в квантовой точке. Показано, что спиновое вырождение триплетных состояний пары может быть полностью снято за счет кулоновского и спин-орбитального взаимодействий.

- Развита теория спиновой динамики экситонных поляритонов в квантовых микрорезонаторах и предложен оптический аналог спинового эффекта Холла.

Глава 6

Фототоки в графене, индуцированные поляризованным светом

6.1 Введение

Графен – монослой атомов углерода, расположенных в узлах гексагональной решетки, привлекает в последние годы особое внимание исследователей. Это обусловлено спецификой энергетического спектра электронов в графене и рядом ярких транспортных и оптических явлений, наблюдаемых в этом материале [418], включая квантовый эффект Холла при температурах вплоть до комнатных [419, 420, 421], аномальный транспорт в классически слабых магнитных полях [422, 423] и "квантованное" оптическое поглощение [424]. Недавние исследования показали перспективы применения графена в устройствах наноэлектроники высокого быстродействия [425], а наличие в энергетическом спектре двух долин обеспечивает дополнительную степень свободы электрона, открывая возможности использования этого материала в квантовых устройствах обработки информации [426].

Энергетическая дисперсия электрона вблизи "дираковских" точек носит линейный характер [427]:

$$E_p = \pm v|\boldsymbol{p}|, \tag{6.1}$$

где $v \approx c/300$ – эффективная скорость электронов, а $\boldsymbol{p}$ – квазиимпульс, отсчитанный от точки $\boldsymbol{K}$ (или $\boldsymbol{K'}$) зоны Бриллюэна. Знаки $\pm$ в выражении (6.1) соответствуют зоне проводимости и валентной зоне, соответственно. То обстоятельство, что дисперсия электрона в графене аналогична дисперсии безмассовой релятивистской частицы, вызвало значительный интерес, т.к. открыло возможность имитировать релятивистские эксперименты в твердом теле [425, 428, 429]. Линейная связь энергии и квазиимпульса электрона допускает также аналогию с двумерным электронным газом, обладающим большим спин-орбитальным расщеплением энергетического спектра [ср. с (3.1), (3.4) и (3.5)]: для описания пары вырожденных при $\boldsymbol{p} = 0$ состояний электрона вводят оператор псевдоспина, что позволяет эффективно применять теоретические методы спинтроники к исследованию транспортных и оптических свойств графена [430, 431, 432, 433].

Линейный по амплитуде внешнего поля транспорт электронов и линейные оптические явления в графене достаточно хорошо изучены, их специфика обсуждается в ряде обзорных работ, например, в [434, 435, 436, 437]. Нелинейные транспортные и оптические явления в этом материале изучены гораздо меньше. Однако именно нелинейные эффекты являются одним из наиболее эффективных инструментов изучения неравновесных оптических и электронных процессов. Исследование нелинейного отклика позволяет определить симметрию системы, особенности структуры зон, процессов релаксации импульса, энергии и спина носителей заряда [3, 9, 438, 439, 440].

В наиболее распространенных трех- и двумерных полупроводниках с параболической дисперсией был детально исследован широкий круг нелинейных оптических и транспортных эффектов, включая явление фотопроводимости, генерацию гармоник, смешивание частот, оптическое выпрямление, фотогальванические эффекты и эффект увлечения электронов светом. Нелинейные явления активно исследовались также в углеродных нанотрубках [441, 442, 443, 444, 445, 446]. К настоящему времени в графене обнаружена генерация высших оптических гармоник [447, 448, 449], смешивание частот [450], когерентная инжекция тока (когерентный фотогальванический эффект) [451], фото-термоэлектрический эффект [452, 453], эффект увлечения электронов фотонами [A25] и фотогальванические эффекты [A26,A27].

Цель настоящей главы – теоретическое исследование нелинейных транспортных явлений в графене, квадратичных по внешнему электромагнитному полю, обусловленных взаимодействием носителей тока с поляризованным излучением. Поскольку эффекты спин-орбитальной связи в графене крайне малы [181, 454], то взаимодействие циркулярно поляризованного света не приводит к возбуждению спиновых степеней свободы, однако существенным образом влияет на орбитальную динамику электронов и дырок и приводит к ряду особенностей фотоэлектрических эффектов, рассмотренных ниже.

6.2 Феноменологический анализ фототоков в графене

Отклик электронов на внешнее электромагнитное поле

$$\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) = \boldsymbol{E}(\omega,\boldsymbol{q})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t+\mathrm{i}\boldsymbol{qr}} + \boldsymbol{E}^*(\omega,\boldsymbol{q})\mathrm{e}^{\mathrm{i}\omega t-\mathrm{i}\boldsymbol{qr}}\,, \tag{6.2}$$

характеризуемое комплексной амплитудой электрического поля $\boldsymbol{E}(\omega,\boldsymbol{q})$, где ω – частота излучения, а $\boldsymbol{q}$ – его волновой вектор, удобно описывать локальной плотностью электрического тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r},t)$. Плотность электрического тока раскладывается по степеням внешнего поля

$$\begin{aligned} j_\lambda(\boldsymbol{r},t) = \Big[\sigma^{(1)}_{\lambda\nu}E_\nu(\omega,\boldsymbol{q})\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t+\mathrm{i}\boldsymbol{qr}} + \mathrm{c.c.}\Big] + \sigma^{(2)}_{\lambda\nu\eta}E_\nu(\omega,\boldsymbol{q})E^*_\eta(\omega,\boldsymbol{q}) + \\ \Big[\sigma^{(2')}_{\lambda\nu\eta}E_\nu(\omega,\boldsymbol{q})E_\eta(\omega,\boldsymbol{q})\mathrm{e}^{-2\mathrm{i}\omega t+2\mathrm{i}\boldsymbol{qr}} + \mathrm{c.c.}\Big]\,, \end{aligned} \tag{6.3}$$

где греческие нижние индексы соответствуют декартовым координатам. В выражении (6.3) мы ограничились линейными и квадратичными по полю членами. Первый член в (6.3) описывает линейный транспорт электронов ($\sigma^{(1)}_{\lambda\mu}$ – линейная проводимость), второй член, пропорциональный билинейной комбинации

$E_\nu(\omega,\boldsymbol{q})E^*_\eta(\omega,\boldsymbol{q})$, отвечает за генерацию постоянного тока, он связан с нелинейной проводимостью $\sigma^{(2)}_{\lambda\nu\eta}$, а члены, пропорциональные квадратичным комбинациям $E_\nu(\omega,\boldsymbol{q})E_\eta(\omega,\boldsymbol{q})$, описывают генерацию второй гармоники. Очевидно, что амплитуда отклика второго порядка линейна по интенсивности $I = c|\boldsymbol{E}(\boldsymbol{q},\omega)|^2/2\pi$ падающего излучения. Ключевой особенностью квадратичных по полю эффектов является их высокая чувствительность к симметрии системы: при выполнении пространственной инверсии компоненты вектора электрического тока $\boldsymbol{j}$ меняют знак, а комбинации полей $E_\nu E_\eta$, $E_\nu E^*_\eta$ знак сохраняют. Таким образом, отклик второго порядка возможен, если (i) пространственная инверсия не входит в точечную группу симметрии рассматриваемой системы, или если (ii) проводимости второго порядка $\sigma^{(2)}_{\lambda\nu\eta}$ и $\sigma^{(2')}_{\lambda\nu\eta}$ меняют знак при инверсии, т.е. пропорциональны нечетным степеням компонент волнового вектора излучения $\boldsymbol{q}$. Ограничиваясь линейными по $\boldsymbol{q}$ членами нелинейную проводимость второго порядка можно представить в виде

$$\sigma^{(2)}_{\lambda\nu\eta}(\omega,\boldsymbol{q}) = \sigma^{(2)}_{\lambda\nu\eta}(\omega,0) + \Phi_{\lambda\mu\nu\eta}(\omega)q_\mu\,, \tag{6.4}$$

где тензор $\sigma^{(2)}_{\lambda\nu\eta}(\omega,0)$ отличен от нуля только в нецентросимметричных средах. Аналогичное разложение имеет место и для нелинейного отклика, связанного с генерацией второй гармоники.

6.2.1 Идеальный графен

Точечная симметрия идеального неограниченного листа графена описывается группой $D_{6\mathrm{h}}$, содержащей операцию пространственной инверсии. Это означает, что нелинейный отклик второго порядка в идеальном графене возможен только с учетом передачи волнового вектора излучения: $\sigma^{(2)}(\omega,0) = \sigma^{(2')}(\omega,0) \equiv 0$. Для дальнейшего анализа эффектов генерации постоянного тока разложим тензор $\Phi_{\lambda\mu\nu\eta}$ в (6.4) на симметричную и антисимметричную части по отношению к перестановки последних индексов ν и η

$$j_\lambda = T_{\lambda\mu\nu\eta}q_\mu\frac{E_\nu E^*_\eta + E^*_\nu E_\eta}{2} + \tilde{T}_{\lambda\mu\nu}q_\mu \mathrm{i}[\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{E}^*]_\nu\,. \tag{6.5}$$

Симметричный по отношению к перестановке последних двух индексов тензор четвертого ранга $T_{\lambda\mu\nu\eta}$ описывает линейный эффект увлечения электронов фотонами, этот вклад в фототок нечувствителен к знаку циркулярной поляризации света. Комбинация $\mathrm{i}[\boldsymbol{E}\times\boldsymbol{E}^*]$ может быть представлена в виде $P_{\text{circ}}\hat{\boldsymbol{e}}|\boldsymbol{E}|^2$, где $\hat{\boldsymbol{e}} = \boldsymbol{q}/q$ – единичный вектор в направлении распространения света, P_{circ} – степень циркулярной поляризации излучения. Таким образом псевдотензор третьего ранга $\tilde{T}_{\lambda\mu\nu}$ описывает циркулярный эффект увлечения электронов, знак соответствующего вклада в фототок меняется на противоположный при смене знака спиральности фотона.

Отметим, что постоянный ток может протекать лишь в плоскости графена (xy). Анализ показывает, что в точечной группе $D_{6\text{h}}$ тензор $T_{\lambda\mu\nu\eta}$ ($\lambda = x$ или y) характеризуется четырьмя линейно независимыми компонентами: $T_1 = T_{xxxx} + T_{xxyy}$, $T_2 = T_{xxxx} - T_{xxyy} = 2T_{xyxy}$, $T_3 = 2T_{xzxz}$ и $T_4 = T_{xxzz}$. Таким образом первый член в уравнении (6.5) принимает вид

$$j_x = T_1 q_x \frac{|E_x|^2 + |E_y|^2}{2} + T_2\left(q_x\frac{|E_x|^2 - |E_y|^2}{2} + q_y\frac{E_xE_y^* + E_x^*E_y}{2}\right) + T_3 q_z\frac{E_xE_z^* + E_x^*E_z}{2}|E|^2 + T_4 q_x |E_z|^2\,, \quad (6.6a)$$

$$j_y = T_1 q_y \frac{|E_x|^2 + |E_y|^2}{2} + T_2\left(q_y\frac{|E_y|^2 - |E_x|^2}{2} + q_x\frac{E_xE_y^* + E_x^*E_y}{2}\right) + T_3 q_z\frac{E_yE_z^* + E_y^*E_z}{2} + T_4 q_y |E_z|^2\,. \quad (6.6b)$$

Из уравнений (6.6) следует, что ток увлечения может возникать только при наклонном падении света на образец. Фототок содержит как компоненту в плоскости падения света, так и поперечную компоненту. Группа симметрии $D_{6\text{h}}$ допускает также циркулярный эффект увлечения, описываемый компонентами псевдотензора $\tilde{T}_{\lambda\mu\xi}$:

$$j_x = \tilde{T}_1 q_y P_{\text{circ}}\hat{e}_z|\boldsymbol{E}|^2 - \tilde{T}_2 q_z P_{\text{circ}}\hat{e}_y|\boldsymbol{E}|^2\,, \quad (6.7a)$$

$$j_y = -\tilde{T}_1 q_x P_{\text{circ}}\hat{e}_z|\boldsymbol{E}|^2 + \tilde{T}_2 q_z P_{\text{circ}}\hat{e}_x|\boldsymbol{E}|^2\,. \quad (6.7b)$$

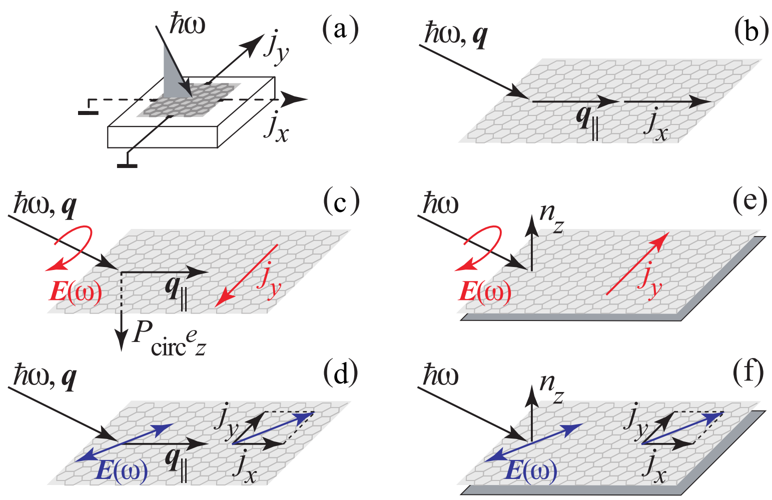

Рис. 6.1: Схематическая иллюстрация возможных вкладов в эффект увлечения и в фотогальванический эффект в графене. (a) – геометрия эксперимента (b) – (d): поляризационно-независимый, циркулярный и линейный эффекты увлечения, см. уравнения (6.8a), (6.8b). (e) – (f): фотогальванические эффекты, допустимые в графене на подложке.

Здесь независимые параметры $\tilde{T}_1 = \tilde{T}_{xyz}$ и $\tilde{T}_2 = \tilde{T}_{yzx}$. Отметим, что циркулярный фототок течет в направлении, поперечном плоскости падения излучения на образец.

В идеальных двумерных системах и в графене, в частности, вклады в фототок, пропорциональные коэффициентам T_3, T_4 и $\tilde{T}_2$, обладают дополнительной малостью. Действительно, в рамках модели, когда в энергетическом спектре графена учитываются лишь зоны, сформированные из π орбиталей атомов углерода, отклик электронов на z-компоненту поля отсутствует. В этой модели, очевидно, отсутствует и отклик, пропорциональный q_z. В дальнейшем вклады, пропорциональные константам T_3, T_4 и $\tilde{T}_2$, в формулах (6.6), (6.7) учитываться не будут. Оставшиеся два вклада в линейный фототок и циркулярный ток увлечения при падении света в плоскости (xz) можно записать в следующем виде:

$$j_x = T_1 q_x \frac{|E_x|^2 + |E_y|^2}{2} + T_2 q_x \frac{|E_x|^2 - |E_y|^2}{2}, \tag{6.8a}$$

$$j_y = T_2 q_x \frac{E_x E_y^* + E_x^* E_y}{2} - \tilde{T}_1 q_x P_{\mathrm{circ}} \hat{e}_z (|E_x|^2 + |E_y|^2). \tag{6.8b}$$

Они проиллюстрированы на рис. 6.1(b) – (d), на панели (a) этого рисунка представлена геометрия эксперимента по обнаружению соответствующих токов.

Следует отметить, что большинство исследований эффекта увлечения были выполнены в кристаллах кубической симметрии [455, 456, 457, 458, 459, 460], простых металлах [461] и атомных газах [462]. В этих системах циркулярный эффект увлечения запрещен, т.к. коэффициенты $\tilde{T}_1$ и $\tilde{T}_2$ в (6.7) равны, поэтому фототок $\boldsymbol{j}$ оказывается пропорциональным векторному произведению $\boldsymbol{q} \times \hat{\boldsymbol{e}} = 0$. В одноосных системах, таких как анизотропные кристаллы, структуры с квантовыми ямами и сверхрешетками коэффициенты $\tilde{T}_1$ и $\tilde{T}_2$ и циркулярный эффект увлечения допускается. Линейный поперечный эффект увлечения вблизи поверхности металла обсуждался в статьях [463, 464, 465, 466].

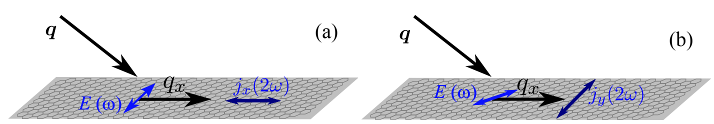

Рис. 6.2: Схематическая иллюстрация генерации второй гармоники в графене, описываемой выражениями (6.10). Имеются продольный (a) и поперечный (b) вклады в ток на частоте 2ω.

Феноменологический анализ процессов генерации второй гармоники вполне аналогичен изложенному выше. По сравнению с эффектами увлечения имеется два отличия: во-первых, возможна ненулевая z-компонента тока на двойной частоте, связанная с осциллирующей поляризацией электронов как $P_z(2\omega) = -\mathrm{i}\omega j_z(2\omega)$, а во-вторых, отклик на частоте 2ω пропорционален квадратичным формам $E_\nu E_\eta$, а не билинейным комбинациям $E_\nu E_\eta^*$. Таким образом, в точечной группе $D_{6\mathrm{h}}$ имеется 7 независимых комплексных параметров, обозначаемых ниже в виде набора $S_1 \ldots S_7$ и описывающих генерацию второй гармоники согласно

$$j_x(2\omega) = S_1 q_x(E_x^2 + E_y^2) + S_2[q_x(E_x^2 - E_y^2) + 2q_y E_x E_y] + S_3 q_z E_x E_z + S_4 q_x E_z^2, \quad (6.9a)$$

$$j_y(2\omega) = S_1 q_y(E_x^2 + E_y^2) + S_2[q_y(E_y^2 - E_x^2) + 2q_x E_x E_y] + S_3 q_z E_y E_z + S_4 q_y E_z^2, \quad (6.9b)$$

$$j_z(2\omega) = S_5 q_z E_z^2 + S_6 q_z(E_x^2 + E_y^2) + S_7(q_x E_x E_z + q_y E_y E_z). \quad (6.9c)$$

Выражения (6.9a) и (6.9b) совпадают с феноменологическим описанием линейного эффекта увлечения [формулы (6.6)]. В рамках двумерной модели для электронов в графене, когда учитываются лишь зоны, сформированные из π орбиталей, константы $S_i = 0$ с $i > 2$, при этом генерация второй гармоники описывается упрощенными феноменологическими выражениями с двумя линейно независимыми параметрами:

$$j_x(2\omega) = S_1 q_x(E_x^2 + E_y^2) + S_2[q_x(E_x^2 - E_y^2) + 2q_y E_x E_y], \tag{6.10a}$$

$$j_y(2\omega) = S_1 q_y(E_x^2 + E_y^2) + S_2[q_y(E_y^2 - E_x^2) + 2q_x E_x E_y]. \tag{6.10b}$$

На рисунке 6.2 схематически представлена геометрия возбуждения второй гармоники и проиллюстрированы вклады в отклик на частоте 2ω.

6.2.2 Структуры на основе графена с пониженной симметрией

Симметрия реальных систем на основе графена понижена по сравнению со случаем идеального бесконечного листа атомов углерода. Для образцов, нанесенных на подложку, эквивалентность направлений z и $-z$ оказывается нарушенной, при этом симметрия структуры понижается до $C_{6\mathrm{v}}$. В этой точечной группе операция пространственной инверсии отсутствует, и наряду с фототоками, обусловленными передачей импульса излучения ансамблю электронов, возможны и фотогальванические эффекты. При падении света в плоскости (xz) соответствующие вклады в фототок можно представить в виде [467]

$$j_x = \chi_l \frac{E_x E_z^* + E_x^* E_z}{2}\,, \tag{6.11a}$$

$$j_y = \chi_l \frac{E_y E_z^* + E_y^* E_z}{2} + \chi_c P_{\mathrm{circ}} \hat{e}_x (|E_x|^2 + |E_z|^2)\,, \tag{6.11b}$$

где два независимых параметра χ_l и χ_c описывают линейный и циркулярный фотогальванические эффекты, соответственно. Как и в эффекте увлечения, фототок, обусловленный фотогальваническими эффектами в графене на подложке, возникает лишь при наклонном падении света. Линейный и циркулярный вклады в фотогальванический эффект схематически показаны на рис. 6.1(e), (f). Как следует из выражений (6.11), генерация тока за счет фотогальванического эффекта возможна лишь при учете действия z-компоненты электрического поля на носители заряда в графене. В строго двумерной модели фотогальванические эффекты в графене отсутствуют.

Наличие краев в образцах графена также приводит к понижению симметрии и допускает краевой фотогальванический эффект. В пренебрежении микроскопической структурой края и ролью подложки, симметрия полубесконечного образца описывается точечной группой $C_{2\text{v}}$ с осью второго порядка, перпендикулярной к краю графена. Соответствующие вклады в фототок при нормальном падении имеют вид

$$j_y = R_l \frac{E_x E_y^* + E_x^* E_y}{2} + R_c P_{\text{circ}} \hat{e}_z (|E_x|^2 + |E_y|^2). \tag{6.12}$$

В формуле (6.12) предполагается, что край образца ориентирован вдоль оси y, константы R_l и R_c описывают линейный и циркулярный фототоки. Обратим внимание на то обстоятельство, что краевой фототок может возбуждаться при нормальном падении излучения на ограниченный образец.

Особый интерес представляют многослойные структуры на основе графена [468, 469, 470, 471, 472, 473, 474]. Симметрия N слоев графена зависит от типа упаковки структуры. Ромбоэдрическая упаковка (ABCABC...) характеризуется точечной симметрией $D_{3\text{d}}$, включающей операцию пространственной инверсии [475]. В случае упаковки Бернала (ABAB...) при четных N реализуется точечная группа симметрии $D_{3\text{d}}$, допускающая пространственную инверсию, а при нечетных N – $D_{3\text{h}}$ [476]. В последнем случае возможен линейный фотогальванический эффект при нормальном падении, описываемый феноменологическими соотношениями[1]

$$j_x = \chi_l' (|E_x|^2 - |E_y|^2), \quad j_y = -\chi_l' (E_x E_y^* + E_y E_x^*). \tag{6.13}$$

[1]Состояния электрона в отдельной долине $\boldsymbol{K}$ или $\boldsymbol{K'}$ монослоя графена обладают симметрией $D_{3\text{h}}$, поэтому при нормальном падении линейно поляризованного света могут возбуждаться орбитально-долинные токи, рассмотренные в работах [477, 478].

Здесь χ_l' – константа, определяющая величину эффекта, а ось x направлена вдоль одной из осей C_2 в плоскости образца. Объемный графит описывается точечной симметрией $D_{6\mathrm{h}}$, поэтому в нем допустимы лишь эффекты увлечения.

6.3 Эффект увлечения электронов фотонами

6.3.1 Микроскопическая теория

Перейдем к изложению микроскопической теории линейного и циркулярного эффектов увлечения электронов фотонами в графене. Мы сконцентрируемся на классическом диапазоне частот электромагнитных полей, когда $\hbar\omega \ll E_F$ или $k_B T$. В этом случае важны только внутризонные переходы, а описание динамики носителей можно выполнить в рамках законов Ньютона и классического кинетического уравнения [455, 479, 457, 458, 459, 480]. Фототоки в графене в квантовом диапазоне частот в режиме внутризонного поглощения, когда $\omega\tau \gg 1$, но при этом $\hbar\omega < 2E_F$, обсуждаются в разделе 6.4. Эффект увлечения при междузонных оптических переходах рассматривался в работе М.В. Энтина, Л.И. Магарилла и Д.Л. Шепелянского [481].

Имеется два микроскопических механизма эффекта увлечения: один связан с совместным действием электрического и магнитного полей волны на электрон (так называемый EB механизм, или высокочастотный эффект Холла). Второй механизм обусловлен координатной зависимостью электрического поля в плоской электромагнитной волне (механизм qE^2). В квантовомеханическом подходе эти механизмы соответствуют магнитодипольным и электрическим квадрупольным переходам.

Возникновение постоянного тока в поле электромагнитной волны удобно проиллюстрировать, рассмотрев динамику электрона в рамках второго закона Ньютона:

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} + \frac{\boldsymbol{p}}{\tau} = e\boldsymbol{E}(\boldsymbol{r},t) + \frac{e}{c}[\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r},t)]\,, \tag{6.14}$$

где $e = -|e|$ – заряд электрона, $\boldsymbol{p}$ и $\boldsymbol{v}$ – ее импульс и скорость,

$$\boldsymbol{v} = v\boldsymbol{p}/p, \tag{6.15}$$

$\boldsymbol{p}/\tau$ – эффективная сила трения, действующая на электрон за счет процессов рассеяния, τ – время рассеяния. В уравнение (6.14) включены сила, действующая со стороны электрического поля, и сила Лоренца.

На первом этапе решения уравнения (6.14) следует определить линейный отклик на электрическое поле, осциллирующий на частоте поля. При этом осцилляции импульса записываются как

$$\tilde{\boldsymbol{p}}(t) = \frac{e\tau \boldsymbol{E}_{\parallel} \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}}{1 - \mathrm{i}\omega\tau} + \text{c.c.}, \tag{6.16}$$

где $\boldsymbol{E}_{\parallel}$ – проекция поля на плоскость графена. На следующем этапе определим нелинейный стационарный отклик. Легко убедиться, что он содержит два вклада. Первый связан с действием магнитного поля, стационарный импульс электрона определяется средним значением силы Лоренца, и он равен

$$\bar{\boldsymbol{p}} = \overline{\frac{e\tau}{c}[\tilde{\boldsymbol{v}} \times \boldsymbol{B}(t)]}. \tag{6.17}$$

Здесь черта сверху обозначает усреднение по времени, $\tilde{\boldsymbol{v}}$ – осциллирующая часть скорости электрона, которую можно найти из (6.15) и (6.16), а координатной зависимостью магнитного поля пренебрегается. Физически этот вклад в постоянный ток есть дрейф электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях волны, на каждом полупериоде оба поля меняют знак, поэтому направление дрейфовой скорости одинаково. Этот эффект – высокочастотный эффект Холла – был предложен Барлоу (H.M. Barlow) [455] для линейно поляризованного излучения. Указанный механизм возникновения фототока объясняет также и циркулярный эффект. Последний связан с запаздыванием скорости электрона по отношению к колебаниям электромагнитного поля, как это схематически показано на рис. 6.3.

Второй вклад в стационарный отклик связан с тем, что осцилляции импульса электрона, индуцированные полем, приводят к осцилляциям его координаты, $\tilde{\boldsymbol{r}}(t)$.

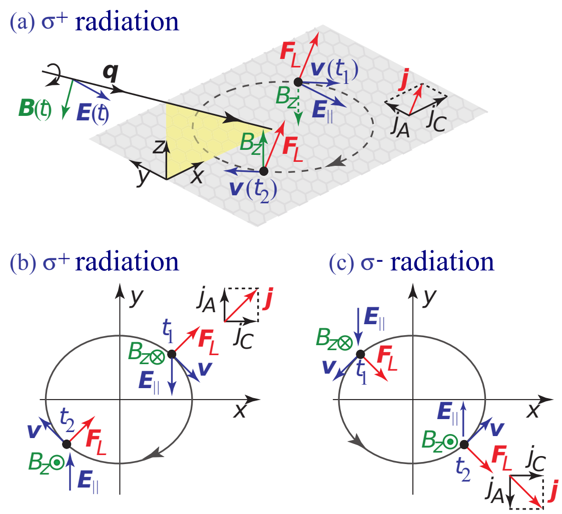

Рис. 6.3: Схематическая иллюстрация высокочастотного эффекта Холла (рассматриваются носители с положительным знаком заряда). (a) Векторы электрического $\boldsymbol{E}$ и магнитного $\boldsymbol{B}$ полей σ^+ поляризованной электромагнитной волны. Эллипс показывает траекторию частицы в переменном электрическом поле $\boldsymbol{E}$. Указаны направление скорости электрона и силы Лоренца в два момента времени t_1 и t_2, сдвинутых на половину периода колебаний поля. Направление силы Лоренца определяет направление постоянного тока $\boldsymbol{j}$. (b) То же, вид сверху. (c) То же, что и на панели (b), но для σ^- света.

Сила, действующая на электрон со стороны поля в меру его пространственной неоднородности, имеет добавку

$$e\mathrm{i}[\boldsymbol{q}\tilde{\boldsymbol{r}}(t)]\boldsymbol{E}_\parallel \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t} + \text{c.c.}$$

Ее среднее по времени значение и приводит к возникновению второго вклада в дрейфовый импульс носителей [457].

Последовательный микроскопический расчет тока увлечения проведем в рамках кинетического уравнения для функции распределения электронов $f(\boldsymbol{p}, \boldsymbol{r}, t)$:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \boldsymbol{v}\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{r}} + e\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}]\right)\frac{\partial f}{\partial \boldsymbol{p}} = Q\{f\}\,, \tag{6.18}$$

где $Q\{f\}$ – интеграл столкновений. Следует отметить, что компоненты электрического и магнитного полей, действующих на электрон, могут отличаться от компонент падающего поля из-за наличия подложки. В дальнейшем этим отличием пренебрегается. Уравнение (6.18) решаем итерациями по амплитудам полей $\boldsymbol{E}$ и

$\boldsymbol{B}$. Для этого представим функцию распределения в виде

$$f(\boldsymbol{p},\boldsymbol{r},t) = f_0(E_p) + [f_1^{\omega}(\boldsymbol{p})e^{\mathrm{i}(\boldsymbol{qr}-\omega t)} + \text{c.c.}] + f_2^0(\boldsymbol{p}) + [f_2^{2\omega}(\boldsymbol{p})e^{2\mathrm{i}(\boldsymbol{qr}-\omega t)} + \text{c.c.}] \ , \quad (6.19)$$

где $f_0(E_p)$ – равновесная функция распределения Ферми-Дирака, $f_1^{\omega}(\boldsymbol{k})$ – поправка первого порядка по $\boldsymbol{E}$, функции f_2^0, $f_2^{2\omega}$ – поправки второго порядка, описывающие отклик на нулевой частоте (ток увлечения) и на частоте 2ω (вторая гармоника). Постоянный ток, обусловленный эффектом увлечения, можно записать в виде

$$\boldsymbol{j} = 4e\sum_{\boldsymbol{p}} \boldsymbol{v} f_2(\boldsymbol{p}) \ , \quad (6.20)$$

где множитель 4 учитывает спиновое и долинное вырождение электронных состояний.

Из линеаризованного уравнения (6.18) имеем

$$f_1(\boldsymbol{p}) = -\frac{e\tau_1 E_0 f_0'}{1-\mathrm{i}\omega\tau_1}\left[(\boldsymbol{ev}) - \mathrm{i}\tau_2\frac{(\boldsymbol{qv})(\boldsymbol{ev}) - v^2(\boldsymbol{qe})/2}{1-\mathrm{i}\omega\tau_2} + \frac{(\boldsymbol{qe})v^2}{2\omega}\right] \ . \quad (6.21)$$

Здесь $f_0' = df_0/dE_p$, τ_1 и τ_2 – времена релаксации первой и второй угловых гармоник функции распределения, описывающие потерю неравновесного импульса и выстраивания импульсов ансамбля электронов. В рамках борновского приближения имеем [437]

$$\frac{1}{\tau_n} \equiv \frac{1}{\tau_n(E_k)} = \frac{2\pi}{\hbar} n_{\mathrm{imp}} \sum_{\boldsymbol{p}} |V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}}|^2 \frac{1+\cos\vartheta}{2}[1-\cos(n\vartheta)]\delta(E_k - E_p), \quad (n=1,2), \quad (6.22)$$

где n_{imp} – двумерная концентрация примесей, $V_{\boldsymbol{q}}$ – двумерный фурье-образ потенциала примеси, ϑ – угол рассеяния, а множитель $(1+\cos\vartheta)/2$ связан с перекрытием блоховских амплитуд электрона в графене в состояниях $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{p}$. В (6.22) и далее пренебрегается процессами междолинного рассеяния. Процессы энергетической релаксации не учитываются, при этом считается, что $\omega\tau_\varepsilon$, $\tau_\varepsilon/\tau_{1,2} \gg 1$, где τ_ε – время релаксации энергии. Уравнение (6.21) применимо при выполнении условий $qv\tau_1, qv\tau_2, qv/\omega \ll 1$, т.е. в случае, если пространственное изменение функции распределение происходит на масштабе, превышающим длину свободного пробега. Это условие выполнено в классическом диапазоне частот в графене.

Стационарная поправка второго порядка к функции распределения электронов $f_2^0(\boldsymbol{p})$ удовлетворяет линейному уравнению

$$2e\mathrm{Re}\left\{\left(\boldsymbol{E}_0 + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}_0]\right)\frac{\partial f_1^{\omega *}}{\partial\boldsymbol{p}}\right\} = Q\{f_2\}. \tag{6.23}$$

Подставляя решение уравнения (6.23) в (6.20), получаем следующие выражения для констант T_1 и T_2, описывающих линейный эффект увлечения:

$$T_1 = -\frac{2e^3v^4}{\omega}\sum_{\boldsymbol{p}}\frac{\tau_1 f_0'}{1+\omega^2\tau_1^2}\left[2\left(\frac{d\tau_1}{d\varepsilon_k}+\frac{\tau_1}{E_p}\right)-\frac{1-\omega^2\tau_1\tau_2}{1+\omega^2\tau_2^2}\left(\frac{d\tau_1}{dE_p}-\frac{\tau_1}{E_p}\right)\right], \tag{6.24a}$$

$$T_2 = -\frac{2e^3v^4}{\omega}\sum_{\boldsymbol{p}}\frac{\tau_1 f_0'}{1+\omega^2\tau_1^2}\left(\frac{d\tau_1}{dE_p}-\frac{\tau_1}{E_p}\right). \tag{6.24b}$$

В пределе низких частот, $\omega\tau_1, \omega\tau_2 \ll 1$, коэффициенты T_1, T_2 расходятся как ω^{-1}. Ток увлечения, тем не менее, остается конечным при $\omega \to 0$, т.к. он пропорционален $qT_{1,2}$ и $q \propto \omega$. Коэффициент $\tilde{T}_1$, описывающий циркулярный эффект увлечения в феноменологической формуле (6.7), имеет вид

$$\tilde{T}_1 = e^3v^4\sum_{\boldsymbol{p}}\frac{\tau_1^2(1+\tau_2/\tau_1)f_0'}{[1+(\omega\tau_1)^2][1+(\omega\tau_2)^2]}\left(\frac{d\tau_1}{dE_p}-\frac{\tau_1}{E_p}\right). \tag{6.25}$$

Коэффициент $\tilde{T}_1$ остается конечным при $\omega \to 0$, т.е. циркулярный фототок обращается в нуль в статическом пределе, поскольку при $\omega = 0$ понятие циркулярной поляризации не применимо. Частотные зависимости параметров T_1, T_2 и $\tilde{T}_1$ согласуются с требованиями инвариантности к инверсии времени: при обращении времени константы, описывающие линейный эффект увлечения, инвариантны, а константа, описывающая циркулярный эффект, меняет знак.

Отметим, что циркулярный эффект увлечения для других систем исследовался теоретически и экспериментально в ряде работ [482, 483, 484, 485]. Микроскопическая природа этого явления связывалась с генерацией тока спин-поляризованных носителей заряда [483, 484] или модуляцией ближнего поля в структуре на основе метаматериала [485]. Анализ, приведенный выше, показывает, что вклад в ток увлечения, чувствительный к степени циркулярной поляризации света, возникает благодаря запаздыванию движения электрона по отношению к электромагнитному полю. Данный механизм является общим и может проявляться не только в графене, но и других квазидвумерных системах, например, в квантовых ямах с параболическим законом дисперсии электронов.

6.3.2 Сопоставление с экспериментом

Экспериментальные исследование фототоков выполнялись в лаборатории проф. С.Д. Ганичева (университет г. Регенсбург, Германия) на образцах двух типов: большой площади 3×3 и 5×5 mm^2, полученных путем высокотемпературной сублимации кремния на полуизолирующих подложках SiC [486], и на малых образцах размером $\sim 10 \times 10$ μm^2, полученных путем механического отшелушивания [418] и нанесенных на подложки из SiO_2. Используемые образцы были как n-, так и p- типа проводимости с концентрацией носителей тока $(3 \div 7)\times 10^{12}$ cm^{-2} и их подвижностью около $1000\,\text{cm}^2/\text{Vs}$ при комнатной температуре. Образцы возбуждались излучением терагерцового диапазона, генерируемым лазером на основе CH_3OH и NH_3 [9].

Компонента фототока j_y в направлении, поперечном к плоскости падения света представлена на рисунке 6.4 в зависимости от угла поворота четвертьволновой пластинки φ, определяющего циркулярную поляризацию согласно $P_{\text{circ}} = \sin 2\varphi$. Из рисунка видно, что при смене знака спиральности фотона, т.е. для $\varphi = 45^\circ$ и 135° фототок j_y меняет знак. Общая зависимость наблюдаемых фототоков от угла падения света θ_0 (варьировавшегося в пределах от -40° до $+40^\circ$) и ориентации пластинки $\lambda/4$ описывается следующим вражением

$$j_y = A\theta_0 \sin 2\varphi + B\theta_0 \sin 4\varphi + \xi \,. \tag{6.26}$$

Здесь предполагаются малые углы падения, $\sin\theta_0 \approx \theta_0$, ξ – поляризационно-независимая “подставка”, обусловленная неоднородностями образца и распределения интенсивности света, она не зависит от угла падения θ_0 и вычтена из экспериментальных данных на рис. 6.4. Выражение (6.26) согласуется с феноменоло-

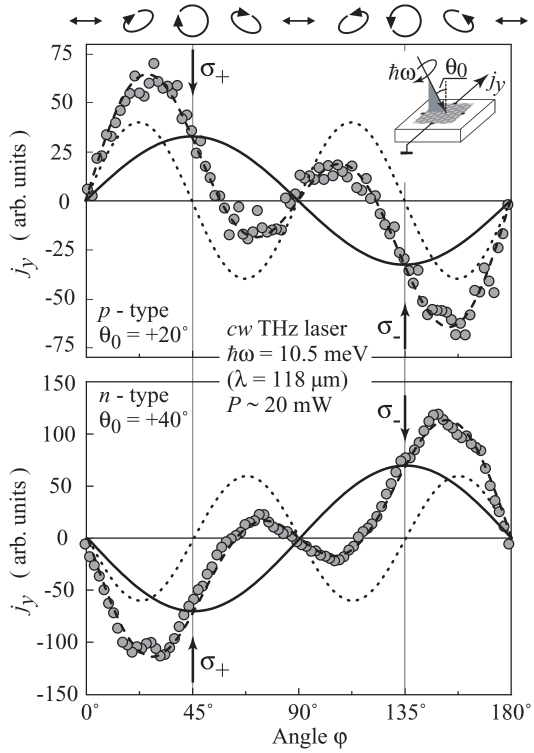

Рис. 6.4: Поперечный фототок j_y в зависимости от угла ориентации четвертьволновой пластинки φ для образцов p и n типов проводимости. Эллипсы сверху иллюстрируют поляризацию света для соответствующих углов φ. Кружки – экспериментальные значения, сплошная, пунктирная и штриховая кривые – вклады j_A, j_B и $j_A + j_B$, соответственно, см. (6.26). На вставке показана геометрия эксперимента.

гической моделью поперечного эффекта увлечения, ср. с выражением (6.8b), поскольку диагональная линейная поляризация $E_x E_y^* + E_x^* E_y \propto \sin 4\varphi$. Зависимость фототока в продольной геометрии j_x от ориентации четвертьволновой пластинки содержит лишь вклад, обусловленный линейной поляризацией излучения:

$$j_x = B\theta_0(1 + \cos 4\varphi) + C\theta_0 + \xi', \tag{6.27}$$

в согласии с феноменологической формулой (6.8a). Здесь ξ' – подставка, не зависящая от угла падения света. Константы A, B и C в (6.26), (6.27) определяют три независимых вклада в фототок: $j_A = A\theta_0$, $j_B = B\theta_0$ и $j_C = C\theta_0$, соответственно. На рис. 6.5(a) показана зависимость фототоков от угла падения излучения.

Количественное сопоставление данных эксперимента и теории представлено на рис. 6.5(b). Расчеты выполнялись по формулам (6.24) и (6.25). Использова-

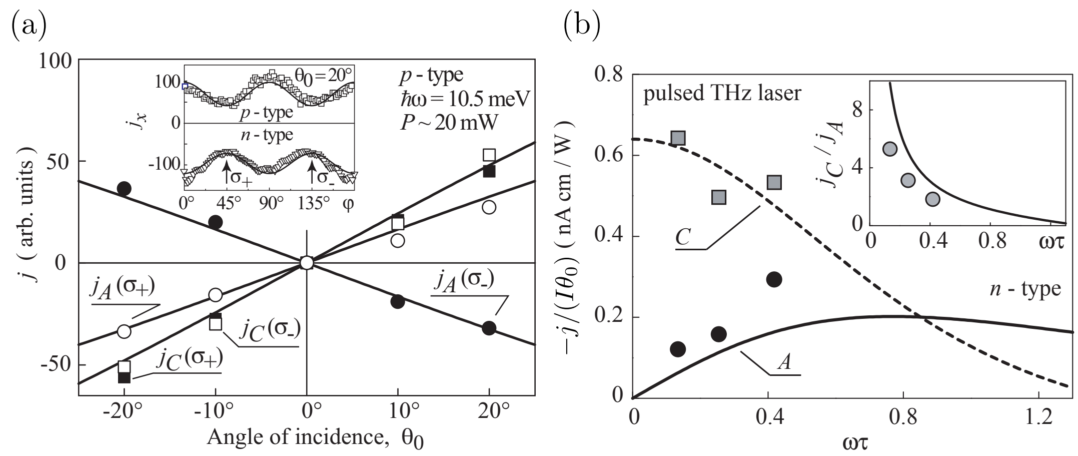

Рис. 6.5: (a) Фототоки j_A (кружки) и j_C (квадраты), индуцированные циркулярно поляризованным светом $\sigma^{\pm}$ ($\varphi = 45°$ и $135°$) в зависимости от угла падения θ_0. Открытые символы соответствуют σ^+ поляризации, заполненные – σ^-. На вставке показана зависимость j_x от угла φ в образцах n и p типа. (b) Частотная зависимость коэффициентов $A = j_A/I\theta_0$ (кружки) и $C = j_C/I\theta_0$ (квадраты). Экспериментальные данные показаны для длин волн 90, 148 и 280 μm. Штриховая и сплошная кривые – зависимости линейного $\propto T_1$ и циркулярного $\propto \tilde{T}_1$ токов увлечения, рассчитанные по формулам (6.24), (6.25). На вставке показано отношение j_A/j_C (кружки – эксперимент, сплошная кривая – теория).

лись следующие параметры, которые были получены из транспортных измерений: концентрация электронов $n = 3.8 \times 10^{12}$ cm^{-2}, время релаксации импульса $\tau_1 \approx 2 \times 10^{-14}$ s. Предполагалось, что рассеяние носителей заряда в образце определяется короткодействующим потенциалом, при этом $\tau_1 = 2\tau_2 \propto \varepsilon_p^{-1}$. Из рис. 6.5(b) видно, что теория описывает без использования подгоночных параметров как частотную зависимость, так и величины токов.

6.4 Фототоки в графене в квантовом диапазоне частот

6.4.1 Линейный эффект увлечения в квантовом диапазоне частот

Рассмотрим эффект увлечения электронов фотонами в графене в квантовом диапазоне частот, считая, что $\hbar\omega \leqslant E_F$ и $\omega\tau \gg 1$. Поглощение электромагнитной волны при внутризонных переходах сопровождается рассеянием электрона на примеси или фононе, в противном случае невозможно удовлетворить одновременно законы сохранения энергии и импульса. Матричные элементы, описывающие переход электрона из состояния с квазиимпульсом $\boldsymbol{k}$ в состояние $\boldsymbol{p}$, сопровождающийся поглощением ($M_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{k}}^{\mathrm{abs},\boldsymbol{q}}$) или испусканием ($M_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{k}}^{\mathrm{emit},\boldsymbol{q}}$) фотона с волновым вектором $\boldsymbol{q}$, можно найти во втором порядке теории возмущений

$$M_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{k}}^{\mathrm{abs},\boldsymbol{q}} = \sum_{\nu=\pm}\left(\frac{V_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}}^{+\nu}R_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q},\boldsymbol{k}}^{\nu+}}{E_{\boldsymbol{k}}^{+}-E_{\boldsymbol{k}+\boldsymbol{q}}^{\nu}+\hbar\omega}+\frac{R_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q}}^{+\nu}V_{\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q},\boldsymbol{k}}^{\nu+}}{E_{\boldsymbol{k}}^{+}-E_{\boldsymbol{p}-\boldsymbol{q}}^{\nu}}\right), \tag{6.28a}$$

$$M_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{k}}^{\mathrm{emit},\boldsymbol{q}} = \sum_{\nu=\pm}\left(\frac{V_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q}}^{+\nu}R_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q},\boldsymbol{k}}^{\nu+}}{E_{\boldsymbol{k}}^{+}-E_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{q}}^{\nu}-\hbar\omega}+\frac{R_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}^{+\nu}V_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q},\boldsymbol{k}}^{\nu+}}{E_{\boldsymbol{k}}^{+}-E_{\boldsymbol{p}+\boldsymbol{q}}^{\nu}}\right). \tag{6.28b}$$

Здесь индекс ν нумерует зону ($\nu = +$ для зоны проводимости и $\nu = -$ для валентной зоны), $R_{\boldsymbol{k}\pm\boldsymbol{q},\boldsymbol{k}}^{\nu\nu'}$ – матричный элемент электрон-фотонного взаимодействия, $V_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{k}}^{\nu\nu'}$ – матричный элемент взаимодействия с примесью или фононом. Электромагнитное поле предполагается классическим, поэтому $M_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{k}}^{\mathrm{emit},\boldsymbol{q}} = M_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{p}}^{\mathrm{abs},\boldsymbol{q}} \equiv M_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{k}}^{\boldsymbol{q}}$. Здесь и далее будем считать, что графен обладает проводимостью n типа, поэтому начальное и конечное состояния электрона лежат в зоне проводимости. Промежуточные состояния, однако, могут быть как в зоне проводимости, так и в валентной зоне, как это схематически показано на рис. 6.6. Плотность постоянного тока увлечения записывается в виде (ср. с [456])

$$\boldsymbol{j} = e\frac{8\pi}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{p}}[\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}}\tau_1(E_p)-\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{k}}\tau_1(E_k)]|M_{\boldsymbol{p},\boldsymbol{k}}^{\boldsymbol{q}}|^2[f(E_k)-f(E_p)]\delta(E_p-E_k-\hbar\omega). \tag{6.29}$$

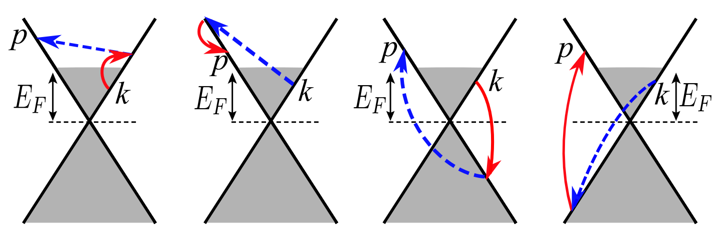

Рис. 6.6: Схематическая иллюстрация процессов, ответственных за формированием фототока увлечения в квантовом диапазоне частот при $\hbar\omega \leqslant E_F$. Сплошные красные стрелки показывают процессы взаимодействия электронов со светом, штрихованные синие стрелки показывают процессы рассеяния электронов на примесях и фононах.

Предположим, что рассеяние электрона обусловлено короткодействующим потенциалом, смешиванием различных долин пренебрегается. Матричные элементы рассеяния записываются в виде

$$V^{++}_{\boldsymbol{pk}} = \frac{V_0}{2}\left(1 + e^{\mathrm{i}(\varphi_{\boldsymbol{k}} - \varphi_{\boldsymbol{p}})}\right), \quad V^{-+}_{\boldsymbol{pk}} = \frac{V_0}{2}\left(1 - e^{\mathrm{i}(\varphi_{\boldsymbol{k}} - \varphi_{\boldsymbol{p}})}\right), \quad V^{+-}_{\boldsymbol{pk}} = \frac{V_0}{2}\left(1 - e^{\mathrm{i}(\varphi_{\boldsymbol{k}} - \varphi_{\boldsymbol{p}})}\right), \tag{6.30}$$

где V_0 – вещественная константа. Расчет показывает, что в квантовом диапазоне частот коэффициенты T_1 и T_2 имеют вид

$$T_1 = -e^3 v^4 \frac{32}{\hbar\omega^4} \sum_{\boldsymbol{k}} [f(E_k) - f(E_p)] \frac{E_p}{(E_k + E_p)^2}, \tag{6.31a}$$

$$T_2 = -e^3 v^4 \frac{8}{\hbar\omega^4} \sum_{\boldsymbol{k}} [f(E_k) - f(E_p)] \frac{E_p^2 + E_k^2 + (\hbar\omega)^2}{E_k(E_k + E_p)^2}. \tag{6.31b}$$

Здесь $E_p = E_k + \hbar\omega$. Если энергия фотона много меньше, чем характерная энергия электронов, т.е. $\hbar\omega \ll E_k, E_p$, но $\omega\tau_1, \omega\tau_2 \gg 1$, то в согласии с (6.24) из (6.31) получаем

$$T_1 = 2T_2 = \frac{8e^3 v^4}{\omega^3} \sum_{\boldsymbol{k}} \frac{f'}{E_k}. \tag{6.32}$$

Отметим, что константа $\tilde{T}_1$, описывающая циркулярный фототок, меняет знак при инверсии времени. Поэтому для формирования циркулярного эффекта увлечения требуется учет дополнительного рассеяния (расчет этого эффекта можно проводить аналогично расчету баллистического линейного фотогальванического эффекта [157, 467]). Согласно (6.25) циркулярный ток увлечения быстро убывает $\propto 1/(\omega^3\tau)$ с ростом частоты электромагнитного поля.

6.4.2 Циркулярный фотогальванический эффект

Как отмечалось выше присутствие подложки приводит к понижению симметрии системы и допускает фотогальванический эффект при наклонном падении излучения (6.11). В строго двумерной модели графена, когда учитываются лишь зоны, сформированные из π орбиталей, фотогальванический эффект отсутствует, т.к. он требует отклика электронов на z компоненту электрического поля, поэтому для микроскопического описания фотогальванического эффекта необходим учет зон, сформированных из σ орбиталей атомов углерода.

Имеется 6 неприводимых представлений группы волнового вектора P_1^+, P_1^-, P_2^+, P_2^-, P_3^+, P_3^- в точке $\boldsymbol{K}$ (или $\boldsymbol{K}'$) зоны Бриллюэна графена [487, 488]. Состояния зоны проводимости и валентной зоны преобразуются по двумерному представлению P_3^-: оно отвечает двум базисным функциям $p_z^{(1)}$, $p_z^{(2)}$, нечетным по отношению к отражению в плоскости графена $z = 0$. Симметрийный анализ показал, что переходы под действием z-компоненты электрического поля возможны между состояниями, преобразующимися по P_3^- и состояниями, преобразующимися по P_3^+. Базисом этого представления является пара функций $s^{(1)}$ и $s^{(2)}$, которые не меняют знак при зеркальном отражении $z \to -z$. При остальных операциях симметрии пара функций $s^{(1)}$ и $s^{(2)}$ преобразуется также, как и функции $p_z^{(1)}$, $p_z^{(2)}$. Представление P_3^+ отвечает σ орбиталям атомов углерода, которые формируют далекие зоны проводимости и валентные зоны в графене. Микроскопические расчеты [487, 488, 489] показывают, что расстояние между состояниями P_3^-, которые формируют зону проводимости и валентную зону в графене, и ближайшей глубокой валентной зоной симметрии P_3^+, составляет $\Delta \approx 10$ eV. Дисперсия электронных состояний в зонах симметрии P_3^+ вблизи точек $\boldsymbol{K}$ и $\boldsymbol{K}'$ зоны Бриллюэна является линейной, однако эффективная скорость электрона отличается от скорости электрона в зонах, сформированных из π орбиталей.

Микроскопическая природа циркулярного фотогальванического эффекта в графене на подложке заключается в интерференции непрямых внутризонных переходов, показанных на рисунке 6.6 (при $\boldsymbol{q} = 0$) и непрямых внутризонных переходов с промежуточными состояниями в зоне P_3^+, показанных на рис. 6.7, аналогично орбитальному механизму фотогальванического эффекта в полупроводниковых квантовых ямах [490, 491, 492]. Действительно, матричные элементы внутризонного поглощения, графически представленные на рисунке 6.6, пропорциональны компонентам электрического поля $\boldsymbol{E}_\parallel$ в плоскости структуры и квазиимпульсам

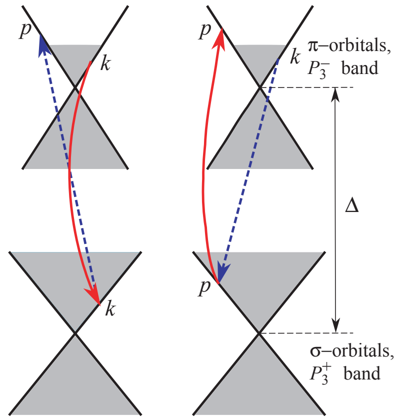

Рис. 6.7: Схематическая иллюстрации непрямых внутризонных переходов с промежуточными состояниями в зоне P_3^+, которые интерферируют с друдевскими переходами, показанными на рис. 6.6, и приводят к фотогальваническому эффекту. Сплошные стрелки – электрон-фотонное взаимодействие, штриховые стрелки – рассеяние электрона на примесях и фононах.

электрона в начальном и конечном состоянии. Матричные элементы непрямых переходов через далекую зону симметрии P_3^+ пропорциональны E_z и не содержат линейных по волновому вектору вкладов. Интерференционный вклад в вероятность оптического перехода содержит произведение $E_z\boldsymbol{E}_\parallel$ и линеен по волновому вектору, он и приводит к возникновению фототока. Такая интерференция допустима лишь в том случае, если операция отражения $z \to -z$ отсутствует в группе симметрии. Наличие подложки понижает симметрию и допускает интерференцию процессов, показанных на рис. 6.6 и 6.7: электрическое поле подложки, примеси, расположенные на поверхности подложки, фононы в подложке или адсорбированные из воздуха примеси на открытую поверхность графена нарушают симметрию по отношению к $z \to -z$.

Расчет фототока удобно выполнить, воспользовавшись методом, разработанным С.А. Тарасенко в [490]. Обозначим состояния, сформированные из σ орбиталей и преобразующиеся по представлению P_3^+, как $+'$ и $-'$ по аналогии с тем, что верхние индексы $+$ и $-$ обозначают зону проводимости и валентную зоны в (6.28).

Междузонный оптический матричный элемент можно записать в виде[2]

$$R_{\boldsymbol{kk}}^{+'+} = -R_{\boldsymbol{kk}}^{++'} = -\frac{e}{m_0 c} A_z \mathrm{i} p_0, \tag{6.33}$$

где $\mathrm{i}p_0$ матричный элемент импульса между σ и π орбиталями, параметр p_0 предполагается вещественным. Как отмечалось, выше фононы в подложке и примеси, находящиеся над или под листом графена, допускают рассеяние между зонами симметрии P_3^+ и P_3^-. Указанные процессы рассеяния имеют короткодействующий характер. Кроме того, предположим, что междузонное рассеяние имеет место между теми же комбинациями блоховских функций, что и внутризонное, тогда для матричных элементов рассеяния получаем

$$V_{\boldsymbol{pk}}^{+'+} = V_{\boldsymbol{pk}}^{++'} = \frac{V_1}{2}\left(1 + e^{\mathrm{i}(\varphi_{\boldsymbol{k}} - \varphi_{\boldsymbol{p}})}\right), \tag{6.34}$$

где V_1 – вещественная константа.

Матричный элемент непрямого перехода с промежуточным состоянием в зоне P_3^+ вычисляется во втором порядке теории возмущений

$$M_{\boldsymbol{pk}}^{\sigma} = \frac{V_{\boldsymbol{pk}}^{++'} R_{\boldsymbol{kk}}^{+'+}}{E_{k,+} - E_{k,+'} + \hbar\omega} + \frac{R_{\boldsymbol{pp}}^{++'} V_{\boldsymbol{pk}}^{+'+}}{E_{k,+} - E_{p,+'}}. \tag{6.35}$$

Здесь $E_{k,\nu}$ ($\nu = +$ или $+'$) – дисперсия электрона в соответствующей зоне. Для упрощения дальнейших выкладок предположим, что дисперсия в зонах из σ и π орбиталей одинаковая. Учет различия скоростей поменяет численный множитель в ответе, например, в пределе бездисперсионных состояний в далекой зоне, это приводит к множителю 2 в окончательном ответе. При выполнении условия $\Delta \gg \hbar\omega, E_F$ матричный элемент (6.35) преобразуется к виду

$$M_{\boldsymbol{pk}}^{\sigma} \approx \mathrm{i}\frac{e A_z p_0 V_1}{2 m_0 c}\frac{2\hbar\omega}{\Delta^2}\left(1 + e^{\mathrm{i}(\varphi_{\boldsymbol{k}} - \varphi_{\boldsymbol{p}})}\right). \tag{6.36}$$

Общее выражение для фототока можно представить в виде (ср. с [490, 491])

$$\boldsymbol{j} = e\frac{8\pi}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{k},\boldsymbol{p}} 2\,\mathrm{Re}\left\{M_{\boldsymbol{pk}}^{\boldsymbol{q}=0} M_{\boldsymbol{pk}}^{\sigma,*}\right\}[\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}}\tau_1(E_p) - \boldsymbol{v}_{\boldsymbol{k}}\tau_1(E_k)] \times [f(E_k) - f(E_p)]\delta(E_p - E_k - \hbar\omega), \tag{6.37}$$

[2]Мы рассматриваем начальные и конечные состояния только в зоне проводимости.

откуда для константы χ_c, описывающей циркулярный фотогальванический эффект, получаем

$$\chi_c = -ev\frac{4\pi w}{\hbar}\sum_{\boldsymbol{kp}}\frac{\tau_1(E_p)E_k + \tau_1(E_k)E_p}{E_k+E_p}[f(E_k)-f(E_p)]\delta(E_p - E_k - \hbar\omega), \qquad (6.38)$$

где

$$w = \frac{e^2 v p_0}{m_0\omega^2}\frac{\langle V_0V_1\rangle}{\Delta^2},$$

и $\langle\ldots\rangle$ обозначают усреденение по конфигурациям примесей. Уравнение (6.38) применимо при условиях $\omega\tau \gg 1$ и $\hbar\omega < E_F$. Константа χ_l в (6.11), описывающая линейный фотогальванический эффект, обладает в этом диапазоне частот дополнительной малостью $(\omega\tau)^{-1} \ll 1$.

Направление циркулярного фототока определяется знаком произведения $\langle V_0V_1\rangle$. Например, для примесей, расположенных по разные стороны листа графена, коррелятор $\langle V_0V_1\rangle$ имеет противоположные знаки, поэтому для зеркально-симметричной структуры $\langle V_0V_1\rangle = 0$, и циркулярный фотогальванический эффект отсутствует.

Для вырожденных электронов при $\hbar\omega \ll E_F$ из (6.38) имеем

$$\chi_c = -4\frac{e^3 d_0}{\hbar\pi\Delta}\frac{\langle V_0V_1\rangle}{\langle V_0^2\rangle}\frac{E_F}{\hbar\omega}, \qquad (6.39)$$

где

$$ed_0 = \frac{ep_0\hbar}{m_0\Delta}$$

– эффективный дипольный момент междузонного перехода, α – постоянная тонкой структуры. Из формулы (6.39) следует, что при $\omega\tau \gg 1$ циркулярный фотогальванический эффект пропорционален $1/\omega$, т. е. он параметрически больше циркулярного эффекта увлечения (6.25). При $d_0 = 1$ Å, $\Delta = 10$ eV величину фототока, отнесенную к мощности лазерного излучения, можно оценить как

$$\frac{j}{I} \sim \frac{\langle V_0V_1\rangle}{\langle V_0^2\rangle}\frac{E_F}{\hbar\omega}\times 1.4\times 10^{-11}\frac{\text{A cm}}{\text{W}}, \quad \frac{\hbar}{\tau} \ll \hbar\omega \ll E_F. \qquad (6.40)$$

При энергии кванта света ~ 100 meV, $E_F = 300$ meV и для асимметричного рассеяния $\langle V_0V_1\rangle/\langle V_0^2\rangle \approx 0.5$, имеем для циркулярного фотогальванического эффекта

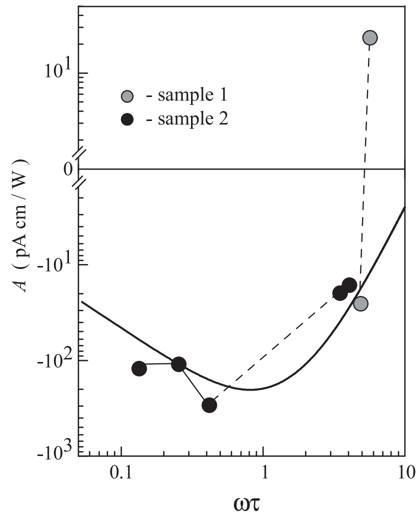

Рис. 6.8: Циркулярный фототок $A = j_{y,A}/(I\theta_0)$ в зависимости от $\omega\tau$. Сплошная кривая – расчет по формуле (6.25) для циркулярного эффекта увлечения. Кружки – экспериментальные данные для двух образцов. Точки при $\omega\tau > 1$ получены на CO_2 лазере.

$\approx 2 \times 10^{-11}$ (A cm)/W. Тот же порядок величины имеет и циркулярный эффект увлечения при $\hbar\omega \sim 100$ meV. Это означает, что на более низких частотах доминирует циркулярный эффект увлечения (из-за более резкой частотной зависимости $\propto 1/\omega^3$), а на более высоких – циркулярный фотогальванический эффект.

Экспериментальным проявлением фотогальванического эффекта в графене на подложке могут служить данные по циркулярному фототоку, полученные в широком диапазоне частот и представленные на рис. 6.8. Общий ход экспериментальных данных удовлетворительно описывается теорией для циркулярного эффекта увлечения (сплошная кривая), однако для образца 1 (серые кружки) наблюдается смена знака фототока при $\omega\tau \approx 5$ ($\hbar\omega \approx 110$ meV). Такие поведение сигнала не может быть описано в рамках одного циркулярного эффекта увлечения и является указанием на то, что на высоких частотах в графене может проявляться фотогальванический эффект. Оценки по формуле (6.40) показывают, что величина фототока согласуется с теорией, если рассеяние достаточно асимметрично. Степень асимметрии рассеяния и даже ее знак может меняться от образца к образцу, что объясняет наблюдение смены знака циркулярного эффекта увлечения лишь в некоторых образцах.

6.5 Краевой фотогальванический эффект

Краевые явления в графене привлекают повышенный интерес [493, 494, 495, 496, 497]. Понижение симметрии за счет наличия края у образца допускает возникновение линейного и циркулярного краевого фотогальванического эффекта, см. формулы (6.12). Здесь и далее рассматривается нормальное падение излучения. [464, 465, 482], эффекты, связанные с кристаллографической ориентацией края, подобные изученным в [498], также не учитываются.

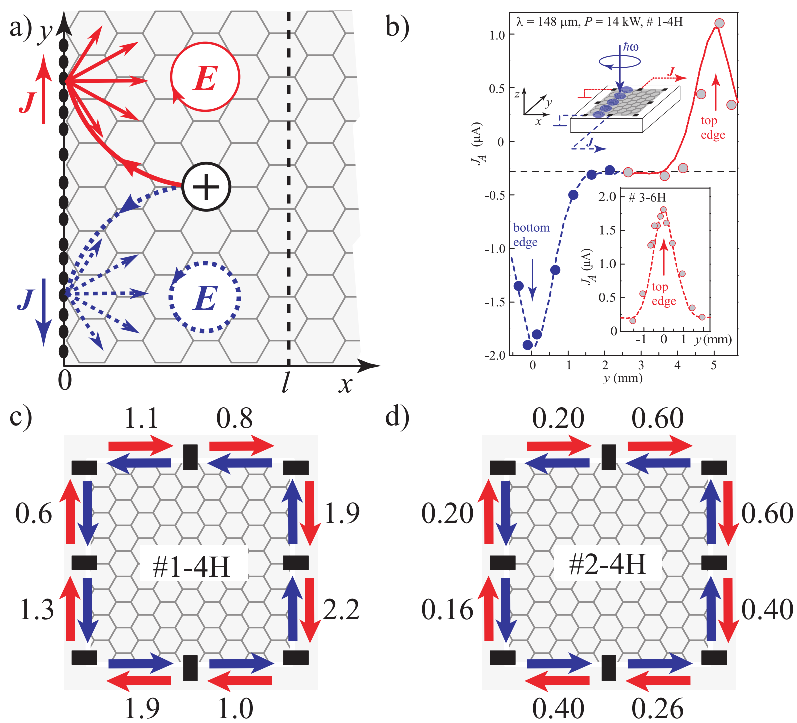

Рис. 6.9: (a) Схематическая иллюстрация формирования краевого фототока в графене. (b) Циркулярный ток J_A в образце #1-4H в зависимости от положения лазерного пятна на поверхности образца. Схема сканирования показана на верхней вставке. Нижняя вставка показывает данные сканирования для образца #3-6H. (c) и (d) топология фототоков для двух образцов. Красные и синии стрелки показывают направления токов для σ^+ и σ^- поляризаций при частоте падающего излучения $f = 2$ THz. Числа показывают амплитуды циркулярного фототока J_A в микроамперах.

Рассмотрим полубесконечный образец, край которого ориентирован вдоль оси

y, см. рис. 6.9(а). Возникновение краевого фототока, как правило, связывается с диффузным рассеянием носителей заряда на границе [464, 465, 499, 500]. Действительно, вклад в постоянный ток вдоль края вносят лишь носители заряда, которые под действием x компоненты электрического поля двигаются в сторону края, т.к. электроны, летящие от края имеют случайные скорости. Это приводит к линейному фотогальваническому эффекту $j_y \propto E_x E_y^* + E_y E_x^*$. Отметим, что при засветке противоположных краев образца знак тока (в фиксированной системе координат) меняется на противоположный.

Существенный вклад в фототок может вносить и изменение концентрации электронов в приграничной области под действием компоненты поля, поперечной к краю. Для оценки этого эффекта воспользуемся уравнением неразрывности

$$\frac{\partial \delta N}{\partial t} + \frac{\partial i_x}{\partial x} = 0, \tag{6.41}$$

связывающим изменение концентрации электронов $\delta N \equiv \delta N(x,t) = N(x,t) - N_0$ с плотностью потока частиц $\boldsymbol{i} = \boldsymbol{j}/e$ (N_0 – невозмущенная концентрация электронов). Поток электронов вдоль оси x, ориентированной перпендикулярно к границе, содержит диффузионный и дрейфовый вклады

$$i_x = -D\frac{\partial \delta N}{\partial x} + \frac{\sigma(\omega)}{e} E_x, \tag{6.42}$$

где $\sigma(\omega) = C(N_0)\tau/(1 - \mathrm{i}\omega\tau)$ – частотно-зависимая проводимость, τ – время релаксации импульса, $C(N_0) = e^2 E_F/\pi\hbar^2$. Электронный газ предполагается вырожденным, $E_F = \hbar v\sqrt{\pi n_0}$. На границе образца $i_x = 0$, а в глубине образца в случае однородной засветки поток носителей заряда обусловлен лишь действием поля,

$$\delta N(x) = \delta N_0 \exp\left[-\frac{1-\mathrm{i}}{l_{\mathrm{eff}}} x\right], \tag{6.43}$$

где $l_{\mathrm{eff}} = \sqrt{2D/\omega} = \ell/\sqrt{\omega\tau}$, $\ell = v\tau$ – длина свободного пробега, а $\delta N_0 = \sigma(\omega) E_x l_{\mathrm{eff}}/[eD(\mathrm{i} - 1)]$. Приведенное здесь макроскопическое описание верно при $l_{\mathrm{eff}} \gg \ell$. Изменение концентрации электронов в приграничной области составляет

$$\Delta N = \int_0^\infty \delta N \,\mathrm{d}x = \int_0^\infty \frac{\partial i_x/\partial x}{\mathrm{i}\omega}\mathrm{d}x = \frac{\sigma(\omega) E_x}{\mathrm{i}\omega e} \equiv \delta N_0 l_{\mathrm{eff}}/(1 - \mathrm{i}). \tag{6.44}$$

Краевой фототок как отклик на E_y, найденный с учетом изменения концентрации Δn, индуцированной x компоненты поля, можно представить в виде

$$J_y = 2\,\mathrm{Re}\left\{\frac{\partial\sigma(0)}{\partial N_0}\Delta n E_y^*\right\} = \frac{\tau^2}{e}\frac{\mathrm{d}C^2(N_0)}{\mathrm{d}N_0}\,\mathrm{Re}\left\{\frac{E_x E_y^*}{\mathrm{i}\omega(1-\mathrm{i}\omega\tau)}\right\}. \tag{6.45}$$

Выражение (6.45) содержит как вклад, чувствительный к линейной поляризации света, так и вклад, направление которого определяется знаком циркулярной поляризации. Для последнего имеем

$$J_y = -\,\mathrm{Re}\{\sigma(\omega)\}\frac{e\tau v^2}{2\pi\hbar^2\omega}|\boldsymbol{E}|^2 P_{\mathrm{circ}}. \tag{6.46}$$

Расходимость циркулярного фототока на низких частотах связана с расходимостью $l_{\mathrm{eff}} \propto (\omega\tau)^{-1/2}$, она может быть устранена путем учета самосогласованного поля, конечного размера области засветки и конечного размера контактов, используемых для измерения фототока.

Экспериментально краевые фототоки в графене возбуждались излучением терагерцового диапазона в эпитаксиальных образцах большого размера при засветке краев образца пятном, сфокусированным на площадь ~ 1 mm^2. Схема измерения показана на вставке к рис. 6.9(b), пятно засветки сканировалось по площади образца. Панель (b) рисунка 6.9 показывает величину циркулярного фототока $J_A = [J(\varphi = 45°) - J(\varphi = 135°)]/2$ в зависимости от положения пятна излучения. Сигнал имеет максимум, когда область засветки попадает на край образца и быстро спадает, если пятно смещается от края. Профиль возбуждения тока совпадает с профилем пятна лазерного излучения, что свидетельствует о генерации фототока в узкой полоске вблизи края. В согласии с феноменологической моделью фототок меняет знак на противоположных краях образца, более того, при сканировании вдоль краев циркулярный ток формирует вихрь, направление вращения которого меняет знак при смене циркулярной поляризации излучения, см. рис. 6.9(b).

Частотные зависимости тока, обусловленного циркулярным фотогальваническим эффектом, представлены на рис. 6.10. Фототок обращается в нуль в пределе статических полей, имеет максимум при $\omega\tau \sim 0.6$ и быстро убывает на высоких

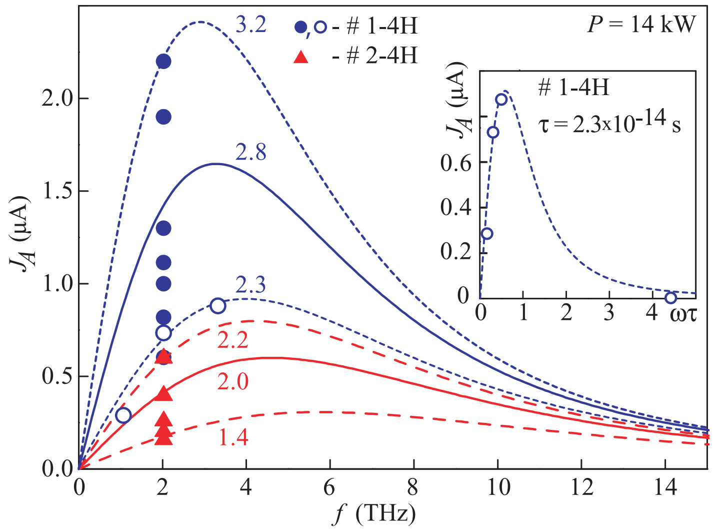

Рис. 6.10: Циркулярный фототок J_A, измеренный для различных сегментов края образца. Сплошные кривые – подгонка в рамках модели [A27], единственным подгоночным параметром выступает время рассеяния τ, значения $\tau/(10^{-14}\,\mathrm{s})$ указаны у кривых. На вставке показан циркулярный фототок $J_A(\omega\tau)$ для одного из краев образца #1-4H (кружки) и подгонка в рамках модели [A27].

частотах. Экспериментальные данные хорошо согласуются с решением кинетического уравнения (6.18), в котором положено $\boldsymbol{B} = 0$, $\boldsymbol{q} = 0$, интеграл столкновений взят в простейшем виде $Q\{f\} = -[f(\boldsymbol{p}) - f^0(E_p)]/\tau$ и использовано граничное условие диффузного рассеяния при $x = 0$ [501, 502, 503]. Детали подгонки приведены в [A27], в качестве единственного подгоночного параметра выступает время рассеяния электрона τ. Сплошные кривые рассчитаны для τ, равного времени рассеяния импульса в объеме образца ($\tau = 2.0 \times 10^{-14}$ s для образца #1-4H и $\tau = 2.8 \times 10^{-14}$ s для образца #2-4H). Количественное согласие эксперимента и теории можно достичь при τ, отличающихся от времени рассеяния в объеме не более, чем на 15%.

В то время как величины краевых токов хорошо согласуются с теоретической моделью, направление фототоков противоположно предсказанному теорией для образцов проводимости n-типа. Этот на первый взгляд удивительный результат согласуется с измерениями рамановского рассеяния света на слоях графена n-типа, которые свидетельствуют о том, что края таких образцов могут обладать дырочным типом проводимости [494, 504]. Кроме того, возможная смена типа проводимости вблизи краев согласуется с особенностями технологии образцов [486, 505, 506]. Таким образом, исследование краевого фотогальванического эффекта позволяет также установить тип носителей заряда у краев графена.

6.6 Генерация второй гармоники в графене

В этом разделе развита теория генерации второй гармоники в графене в рамках EB и qE^2 механизмов в классическом диапазоне частот. Экспериментально вторая гармоника исследовалась в работах [448, 449, 507] в оптическом диапазоне частот, в работе [508] в килогерцовом диапазоне частот и в работе [447] для гигагерцового диапазона. Необходимость передачи импульса электронам или понижения симметрии за счет внешних воздействий для генерации второй гармоники отличает эти процессы от генерации третьей и других нечетных гармоник [509, 510], а также когерентного фотогальванического эффекта [450, 451]. Последние не требуют понижения симметрии, однако возникают в высших порядках по амплитуде электромагнитного поля.

Расчет отклика на двойной частоте для классического режима взаимодействия излучения с веществом выполняется аналогично расчету эффекта увлечения, изложенному в разд. 6.3.1. Поправка второго порядка к функции распределения, осциллирующая на двойной частоте, удовлетворяет согласно (6.18) следующему уравнению [ср. с (6.23)]

$$-2\mathrm{i}\omega f_2^{2\omega}(\boldsymbol{p}) + 2\mathrm{i}\boldsymbol{q}\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}} f_2^{2\omega}(\boldsymbol{p}) + e\left(\boldsymbol{E} + \frac{1}{c}[\boldsymbol{v}_{\boldsymbol{p}} \times \boldsymbol{B}]\right)\frac{\partial f_1^{\omega}(\boldsymbol{p})}{\partial \boldsymbol{p}} = Q\{f_2^{2\omega}\}, \tag{6.47}$$

где поправка первого порядка $f_1^{\omega}(\boldsymbol{p})$ приведена в (6.21). Решая уравнение (6.47) и удерживая в $f_2^{2\omega}(\boldsymbol{p})$ лишь линейные по $\boldsymbol{q}$ или по $\boldsymbol{B}$ члены, получаем следующие выражения для констант S_1 и S_2, описывающих генерацию второй гармоники в рамках двумерной модели графена:

$$S_1 = -\frac{e^3 v^4}{2\omega}\sum_{\boldsymbol{k}} \tau_{1,\omega} f_0' \left[\frac{\tau_{1,2\omega}}{E_k}(3 + \mathrm{i}\omega\tau_{2,\omega}) + (1 - \mathrm{i}\omega\tau_{2,\omega})\frac{\mathrm{d}\tau_{1,2\omega}}{\mathrm{d}E_k}\right], \tag{6.48a}$$

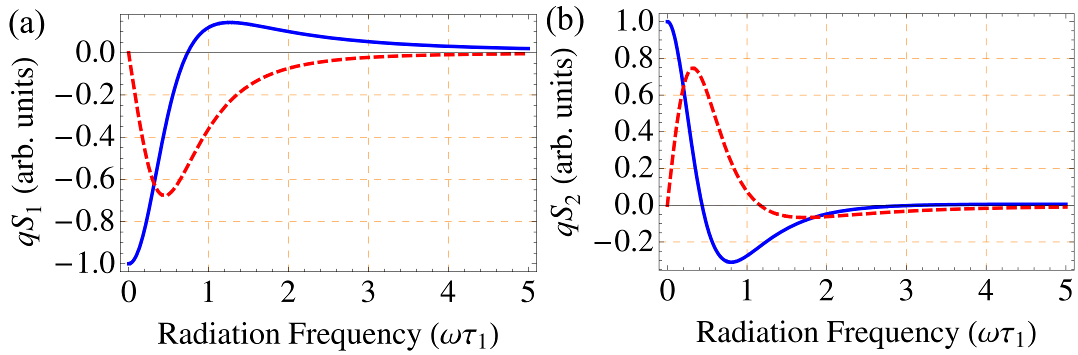

Рис. 6.11: Частотная зависимость отклика на двойной частоте: (a) qS_1, (b) qS_2. Сплошные линии показывают вещественные части функций отклика, штриховые – мнимые. Расчет выполнен для короткодействующего потенциала примесей ($\tau_1 = 2\tau_2 \propto E_k^{-1}$), для вырожденных электронов.

$$S_2 = \frac{e^3 v^4}{2\omega} \sum_{\boldsymbol{k}} \tau_{1,\omega} f_0' \left\{ \frac{\tau_{1,2\omega}}{E_k}(1 + 4\mathrm{i}\omega\tau_{2,2\omega}) - \frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}E_k}[\tau_{1,2\omega}(1 - 2\mathrm{i}\omega\tau_{2,2\omega})] \right\}, \tag{6.48b}$$

где $\tau_{n,\omega} = \tau_n/(1 - \mathrm{i}\omega\tau_n)$.

На рис. 6.11 представлена частотная зависимость отклика на двойной частоте, пропорционального S_1 [панель (a)] и S_2 [панель (b)]. В статическом пределе величины qS_1 и qS_2 вещественны, они равны[3] параметрам qT_1 and qT_2, описывающим линейный эффект увлечения, см. (6.24), поскольку при $\omega = 0$ отклик на нулевой и двойной частотах неразличимы. На высоких частотах, $\omega\tau_1, \omega\tau_2 \gg 1$, параметры S_1 и S_2 пропорциональны $1/\omega^3$ и не зависят от времени рассеяния. Мнимые части коэффициентов S_1 и S_2 определяются запаздыванием между электрическим полем и скоростью электрона, поэтому они равны нулю в пределе статических полей, достигают максимума при $\omega\tau_1 \sim 1$, а затем спадают с ростом $\omega\tau_1$. При $\omega\tau_1 \sim 1$ характерные значения переменного (на частоте 2ω) и постоянного (возникающего за счет эффекта увлечения) токов близки, для параметров эксперимента, описанного в разделе 6.3.2, $j(2\omega)/P \sim 0.5$ nAcm/W, где P – плотность мощности лазера.

Проанализируем поляризацию излучения второй гармоники. Электромагнитное поле, излучаемое на двойной частоте, можно определить из решений уравнений Максвелла. Удобно найти векторный потенциал $\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r}, t)$, осциллирующий на

[3] С точностью до множителя 2, учитывающего переход к статическим полям в (6.2).

частоте 2ω, согласно

$$\Delta \boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t) + \frac{4\omega^2}{c^2}\boldsymbol{A}(2\omega) = -\frac{4\pi}{c}\mathrm{e}^{2\mathrm{i}\boldsymbol{q}_\parallel\boldsymbol{\rho}-2\mathrm{i}\omega t}\delta(z)\boldsymbol{j}(2\omega) + \mathrm{c.c.}, \tag{6.49}$$

где $\boldsymbol{q}_\parallel = (q_x, q_y)$ – проекция волнового вектора падающего излучения на слой графена; считается, что образец помещен в вакуум и находится в плоскости $z = 0$. Воспользовавшись одномерной функцией Грина волнового уравнения [3], запишем решение уравнений (6.49) в виде

$$\boldsymbol{A}(\boldsymbol{r},t) = \frac{\mathrm{i}\pi}{cq_z}\mathrm{e}^{2\mathrm{i}\boldsymbol{q}_\parallel\boldsymbol{\rho}-2\mathrm{i}\omega t}\left[\boldsymbol{j}(2\omega)\mathrm{e}^{2\mathrm{i}q_z|z|} - \boldsymbol{e}_z\frac{\boldsymbol{j}(2\omega)\boldsymbol{q}_\parallel}{q_z}(\mathrm{e}^{2\mathrm{i}q_z|z|}-1)\mathrm{sign}z\right] + \mathrm{c.c.} \tag{6.50}$$

Здесь $\boldsymbol{e}_z$ – единичный вектор вдоль оси z. Электрическое поле на двойной частоте связано с векторным потенциалом стандартным образом $\boldsymbol{E}(2\omega) = -c^{-1}\partial\boldsymbol{A}(2\omega)/\partial t$. Параметры Стокса излучения можно записать как

$$P_l(2\omega) = \frac{|j_x(2\omega)|^2 - |j_y(2\omega)|^2}{|j_x(2\omega)|^2 + |j_y(2\omega)|^2}, \quad P_l'(2\omega) = \frac{2\,\mathrm{Re}\{j_x(2\omega)j_y^*(2\omega)\}}{|j_x(2\omega)|^2 + |j_y(2\omega)|^2},$$
$$P_{\mathrm{circ}}(2\omega) = -\frac{2\,\mathrm{Im}\{j_x(2\omega)j_y^*(2\omega)\}}{|j_x(2\omega)|^2 + |j_y(2\omega)|^2}. \tag{6.51}$$

Здесь P_l и P_l' характеризуют степень линейной поляризации в системах координат xy и $x'y'$, повернутых по отношению друг к другу на 45°, P_{circ} – степень циркулярной поляризации. При выводе уравнений (6.51) предполагается, что угол падения излучения мал $|q_x|, |q_y| \ll |q_z|$, и рассматривается излучение электромагнитной волны, распространяющееся в положительном направлении оси z.

Пусть плоскость падения излучения на фундаментальной частоте совпадает с плоскостью (xz), т.е. $q_x \neq 0$, $q_y = 0$. Особый интерес представляет случай, когда $j_x(2\omega)$ и $j_y(2\omega)$ одновременно не равны нулю. Такая ситуация возникает для излучения, линейно поляризованного в осях $x'y'$, когда $|E_x|^2 = |E_y|^2$, $2\,\mathrm{Re}\{E_xE_y^*\} = |E_x|^2 + |E_y|^2$ [$P_l(\omega) = 0$, $P_l'(\omega) = 1$, $P_{\mathrm{circ}}(\omega) = 0$]. Именно этот случай будем рассматривать ниже. Параметры Стокса для второй гармоники в данной конфигурации показаны на рис. 6.12 в зависимости от частоты фундаментальной гармоники. Расчет, результаты которого представлены на рис. 6.12(a), выполнен

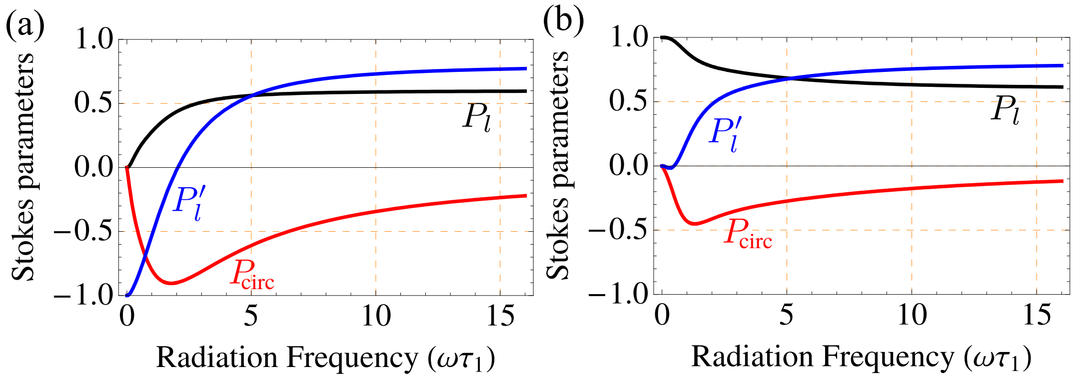

Рис. 6.12: Частотная зависимость параметров Стокса излучения на двойной частоте: P_l (черная кривая), P_l' (синяя) и $P_{\rm circ}$ (красная). Основная гармоника считается полностью поляризованной в осях $x'y'$: $|E_x|^2 = |E_y|^2$, $2\,{\rm Re}\{E_x E_y^*\} = |E_x|^2 + |E_y|^2$. Панель (a) – расчет для котороткодействующего рассеяния ($\tau_1 = 2\tau_2 \propto E_k^{-1}$), панель (b) – расчет для кулоновского рассеяния ($\tau_1 = 3\tau_2 \propto E_k$).

для короткодействующего рассеяния, когда $\tau_1 = 2\tau_2 \propto E_k^{-1}$. Для сравнения на рис. 6.12(b) показаны результаты расчета для неэкранированного кулоновского взаимодействия, когда $V_{\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}} \propto |\boldsymbol{k}-\boldsymbol{p}|^{-1}$ в (6.22), и $\tau_1 = 3\tau_2 \propto E_k$. Электронный газ предполагался вырожденным.

Рисунок 6.12 показывает, что в общем случае все параметры Стокса второй гармоники не равны нулю даже при линейно поляризованной фундаментальной гармонике. В пределе статических полей, $\omega\tau_1 = 0$, эллиптичность отсутствует, $P_{\rm circ}(2\omega) = 0$. В пределе высоких частот константы S_1 и S_2 связаны соотношением $S_2 = S_1/2$, откуда имеем

$$P_l = \frac{3}{5}, \quad P_l' = \frac{4}{5}, \quad P_{\rm circ} = 0, \quad \text{при} \quad \omega\tau_1, \omega\tau_2 \gg 1.$$

Согласно рис. 6.12 излучение на двойной частоте в общем случае эллиптически поляризовано. Значительная степень циркулярной поляризации возникает при $\omega\tau_1 \sim 1$. В частности, для короткодействующего рассеяния электронов [панель (a)] максимум циркулярной поляризации $|P_{\rm circ}|$ составляет около 90% и достигается при $\omega\tau_1 \approx 1.8$. Максимум циркулярной поляризации в случае кулоновского рассеяния несколько меньше, $|P_{\rm circ}| \approx 45\%$ при $\omega\tau_1 \approx 1.3$. Возникновение циркулярной поляризации связано с запаздыванием движения электрона по отношению к полю – в общем случае токи $j_x(2\omega)$ и $j_y(2\omega)$ осциллируют не в фазе, т.е. полный ток на двойной частоте и излучение второй гармоники эллиптически поляризованы. Отметим, что возникновение линейной поляризации, $P_l(2\omega) \neq 0$, и циркулярной поляризации, $P_{\text{circ}}(2\omega) \neq 0$, на двойной частоте можно классифицировать как нелинейный эффект конверсии поляризации. Смена знака поляризации фундаментальной гармоники $P_l'(\omega) \to -1$ приводит к смене знака циркулярной поляризации $P_{\text{circ}}(2\omega)$ и диагональной линейной поляризации $P_l'(2\omega)$ излучения на двойной частоте, но не приводит к изменению знака линейной поляризации $P_l(2\omega)$ в осях xy.

6.7 Краткие итоги

В главе 6 получены следующие основные результаты:

- Построена теория квадратичного по электрическому полю высокочастотного отклика графена.
- Разработана теория эффектов увлечения в монослое графена в классическом диапазоне частот. Показано, что фототок содержит вклад, направление которого определяется знаком циркулярной поляризации излучения.
- Развита теория циркулярного фотогальванического эффекта в графене, высаженном на подложку.
- Построена теория циркулярного краевого фотогальванического эффекта в ограниченных образцах графена.
- Разработана теория генерации второй гармоники в графене в классическом диапазоне частот. Продемонстрировано, что излучение на двойной частоте может быть циркулярно поляризовано при линейно поляризованной основной гармонике.

Заключение

В диссертации получены следующие основные результаты:

1. Построена теория спиновых эффектов Керра и Фарадея, а также наведенной эллиптичности в структурах с квантовыми ямами и квантовыми точками.

2. Рассчитана временна́я зависимость сигналов фарадеевского и керровского вращения в массивах квантовых точек с учетом разброса энергий оптического перехода и величины g-фактора электронов. Предсказано, что фарадеевский сигнал может разгораться как функция времени задержки между импульсами накачки и зондирования.

3. Развита теория совместной прецессии электронных и ядерных спинов, обусловленной магнитным полем и сверхтонким взаимодействием. Объяснена полная подстройка частот ларморовой прецессии электронов в ансамбле заряженных квантовых точек при накачке электронных спинов периодической последовательностью оптических импульсов в магнитном поле.

4. Построена теория спиновой динамики электронов в квантовых ямах с пространственно флуктуирующей константой спин-орбитального взаимодействия. Показано, что циклотронное движение электрона в магнитном поле приводит к ускорению спиновой релаксации.

5. Предсказано, что в квантовых проволоках со случайным пространственным распределением константы спин-орбитальной связи неравновесный спин

электронов релаксирует во времени по степенно́му закону, а спектр спинового шума имеет особенность на низких частотах.

6. Построена теория спиновой релаксации свободных электронов в квантовых ямах с высокой подвижностью носителей заряда, в которых потеря неравновесного спина определяется межэлектронным взаимодействием.

7. Разработана теория тонкой структуры триплетного состояния пары электронов, локализованных в анизотропной квантовой точке, с учетом кулоновского и спин-орбитального взаимодействий.

8. Построена теория преобразования линейной поляризации света в циркулярную в структурах с квантовыми микрорезонаторами.

9. Разработана теория поляризационно-зависимых фотоэлектрических эффектов в графене. Предсказано, что ток увлечения электронов фотонами содержит вклад, зависящий от знака циркулярной поляризации света. Продемонстрировано, что вторая гармоника излучения, генерируемая в графене, может быть циркулярно поляризована при линейно поляризованном возбуждении.

Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:

[A1] E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M. Bayer, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz and J. Kossut, Spin coherence of a two-dimensional electron gas induced by resonant excitation of trions and excitons in CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells // Phys. Rev. B **76**, 205310 (2007).

[A2] М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко, Резонансное спиновое усиление в наноструктурах с анизотропной спиновой релаксацией и разбросом электронного g-фактора // ФТП **42**, 966 (2008).

[A3] I.A. Yugova, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko and Al.L. Efros, Pump-probe Faraday rotation and ellipticity in an ensemble of singly charged quantum dots // Phys. Rev. B **80**, 104436 (2009).

[A4] E.A. Zhukov, D.R. Yakovlev, M.M. Glazov, L. Fokina, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut, and M. Bayer, Optical control of electron spin coherence in CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells // Phys. Rev. B **81**, 235320 (2010).

[A5] M.M. Glazov, I.A. Yugova, S. Spatzek, A. Schwan, S. Varwig, D.R. Yakovlev, D. Reuter, A.D. Wieck, and M. Bayer, Effect of pump-probe detuning on the Faraday rotation and ellipticity signals of mode-locked spins in (In,Ga)As/GaAs quantum dots // Phys. Rev. B **82**, 155325 (2010).

[A6] M.M. Glazov, I.A. Yugova, and Al.L. Efros, Electron spin synchronization induced by optical nuclear magnetic resonance feedback // Phys. Rev. B **85**, 041303 (2012).

[A7] М.М. Глазов, Когерентная спиновая динамика электронов и экситонов в наноструктурах (обзор) // ФТТ **54**, 3 (2012).

[A8] M.M. Glazov and E.Ya. Sherman, Nonexponential spin relaxation in magnetic fields in quantum wells with random spin-orbit coupling // Phys. Rev. B **71**, 241312 (2005).

[A9] M.M. Glazov, E.Ya. Sherman, V.K. Dugaev, Two-dimensional electron gas with the spin-orbit coupling disorder (invited review) // Physica E **42**, 2157 (2010).

[A10] M.M. Glazov and E.Ya. Sherman, Theory of spin noise in nanowires // Phys. Rev. Lett. **107**, 156602 (2011).

[A11] М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко, Прецессионный механизм спиновой релаксации при частых электрон-электронных столкновениях // Письма в ЖЭТФ **75**, 476 (2002).

[A12] М.М. Глазов, Е.Л. Ивченко, Влияние электрон-электронного взаимодействия на спиновую релаксацию носителей тока в полупроводниках // ЖЭТФ **126**, 1465 (2004).

[A13] M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, Dyakonov-Perel' Spin Relaxation under Electron-Electron Collisions In QWs // В сб. "Optical Properties of 2D Systems with Interacting Electrons" п. ред. W.J. Ossau и R. Suris, стр. 181 (2003).

[A14] W.J.H. Leyland, G.H. John, R.T. Harley, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, D.A. Ritchie, I. Farrer, A.J. Shields, and M. Henini, Enhanced spin-relaxation time due to electron-electron scattering in semiconductor quantum wells // Phys. Rev. B **75**, 165309 (2007).

[A15] M.M. Glazov, Effect of structure anisotropy on low temperature spin dynamics in quantum wells // Solid State Commun. **142**, 531 (2007).

[A16] Н.С. Аверкиев, М.М. Глазов, Особенности оптической ориентации и релаксации электронных спинов в квантовых ямах с большим спиновым расщеплением // ФТП **42**, 973 (2008).

[A17] M. Griesbeck, M.M. Glazov, T. Korn, E.Ya. Sherman, D. Waller, C. Reichl, D. Schuh, W. Wegscheider, and C. Schüller, Cyclotron effect on coherent spin precession of two-dimensional electrons // Phys. Rev. B **80**, 241314 (2009).

[A18] M. Griesbeck, M.M. Glazov, E.Ya. Sherman, D. Schuh, W. Wegscheider, C. Schüller, and T. Korn, Strongly anisotropic spin relaxation revealed by resonant spin amplification in (110) GaAs quantum wells // Phys. Rev. B **85**, 085313 (2012).

[A19] M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, O. Krebs, K. Kowalik, and P. Voisin, Diamagnetic contribution to the effect of in-plane magnetic field on a quantum-dot exciton fine structure // Phys. Rev. B **76**, 193313 (2007).

[A20] G. Sallen, B. Urbaszek, M.M. Glazov, E.L. Ivchenko, T. Kuroda, T. Mano, S. Kunz, M. Abbarchi, K. Sakoda, D. Lagarde, A. Balocchi, X. Marie, and T. Amand, Dark-bright mixing of interband transitions in symmetric semiconductor quantum dots // Phys. Rev. Lett. **107**, 166604 (2011).

[A21] M.M. Glazov, V.D. Kulakovskii, Spin-orbit effect on electron-electron interaction and the fine structure of electron complexes in quantum dots // Phys. Rev. B **79**, 195305 (2009).

[A22] M.M. Glazov, The fine structure of two-electron states in single and double quantum dots // J. Phys.: Condens. Matter **22**, 025301 (2010).

[A23] A.V. Kavokin, G. Malpuech, M.M. Glazov, Optical spin Hall effect // Phys. Rev. Lett. **95**, 136601 (2005).

[A24] C. Leyder, M. Romanelli, J. Ph. Karr, E. Giacobino, T.C.H. Liew, M.M. Glazov, A.V. Kavokin, G. Malpuech, and A. Bramati, Observation of the optical spin Hall effect // Nature Physics **3**, 628 (2007).

[A25] J. Karch, P. Olbrich, M. Schmalzbauer, C. Zoth, C. Brinsteiner, M. Fehrenbacher, U. Wurstbauer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, D. Weiss, J. Eroms, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, and S.D. Ganichev, Dynamic Hall effect driven by circularly polarized light in a graphene layer // Phys. Rev. Lett. **105**, 227402 (2010).

[A26] Chongyun Jiang, V.A. Shalygin, V.Yu. Panevin, S.N. Danilov, M.M. Glazov, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, and S.D. Ganichev, Helicity-dependent photocurrents in graphene layers excited by midinfrared radiation of a CO_2 laser // Phys. Rev. B **84**, 125429 (2011).

[A27] J. Karch, C. Drexler, P. Olbrich, M. Fehrenbacher, M. Hirmer, M.M. Glazov, S.A. Tarasenko, E.L. Ivchenko, B. Birkner, J. Eroms, D. Weiss, R. Yakimova, S. Lara-

Avila, S. Kubatkin, M. Ostler, T. Seyller, and S.D. Ganichev, Terahertz radiation driven chiral edge currents in graphene // Phys. Rev. Lett. **107**, 276601 (2011).

[A28] M.M. Glazov, Second harmonic generation in graphene // Письма в ЖЭТФ **93**, 408 (2011).

Я благодарен своим друзьям и коллегам, чьи внимание, поддержка и советы помогали мне в работе над диссертацией. Очень многое мне дала работа под руководством моих Учителей: Е.Л. Ивченко, Н.С. Аверкиева и А.В. Кавокина. Я глубоко признателен своим коллегам экспериментаторам С.Д. Ганичеву, Е.А. Жукову, Т. Корну, В.Д. Кулаковскому, Р. Харли и Д.Р. Яковлеву, совместная работа с которыми была интересной, плодотворной и приятной. Необычайно важным и полезным для меня было сотрудничество с Е.Я. Шерманом, Ал.Л. Эфросом и И.А. Юговой, а возможность обсуждения широкого круга вопросов с Л.Е. Голубом, С.В. Гупаловым, М.О. Нестоклоном, А.Н. Поддубным, С.А. Тарасенко и другими сотрудниками нашего Сектора является неоценимой. Я признателен участникам Низкоразмерного и Чайного семинаров ФТИ. Обсуждение на этих семинарах работ, вошедших в диссертацию, принесло мне большую пользу.

Я благодарен своей семье: М.Н. Глазову, Н.М. Глазовой и М.А. Семиной за неоценимую помощь и поддержку.

Литература

[1] *Davies J.* The physics of low-dimensional semiconductors. — Cambridge University Press, 1998.

[2] Оптические свойства наноструктур / Л. Е. Воробьев, Е. Л. Ивченко, Д. А. Фирсов, В. А. Шалыгин. — Санкт-Петербург. Наука, 2001.

[3] *Ivchenko E. L.* Optical spectroscopy of semiconductor nanostructures. — Alpha Science, Harrow UK, 2005.

[4] *Zutic I., Fabian J., Sarma S. D.* Spintronics: Fundamentals and applications // *Rev. Mod. Phys.* — 2004. — Vol. 76, no. 2. — P. 323.

[5] *Ферт А.* Происхождение, развитие и перспективы спинтроники // *УФН.* — 2008. — Т. 178. — С. 1336.

[6] *Грюнберг П. А.* От спиновых волн к гигантскому магнетосопротивлению и далее // *УФН.* — 2008. — Т. 178. — С. 1349.

[7] Оптическая ориентация / Под ред. Б. П. Захарченя, Ф. Майер. — Наука, Л., 1989.

[8] *Winkler R.* Spin–Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems. — Springer, 2003.

[9] *Ganichev S., Prettl W.* Intense terahertz excitation of semiconductors. — Oxford Science Publications, 2006.

[10] Spin physics in semiconductors / Ed. by M. I. Dyakonov. — Springer-Verlag: Berlin, Heidelberg, 2008.

[11] *Lampel G.* Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors // *Phys. Rev. Lett.* — 1968. — Vol. 20, no. 10. — Pp. 491–493.

[12] Dynamic spin organization in dilute magnetic systems / D. D. Awschalom, J. M. Halbout, S. von Molnar et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1985. — Vol. 55, no. 10. — Pp. 1128–1131.

[13] Giant specular inverse Faraday effect in $Cd_{0.6}Mn_{0.4}Te$ / N. I. Zheludev, M. A. Brummell, R. T. Harley et al. // *Solid State Communications.* — 1994. — Vol. 89, no. 10. — Pp. 823 – 825.

[14] *Kikkawa J. M., Awschalom D. D.* Resonant spin amplification in n-type GaAs // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 80. — P. 4313.

[15] Room-temperature spin memory in two-dimensional electron gases / J. M. Kikkawa, I. P. Smorchkova, N. Samarth, D. D. Awschalom // *Science.* — 1997. — Vol. 277, no. 5330. — Pp. 1284–1287.

[16] Mode locking of electron spin coherences in singly charged quantum dots / A. Greilich, D. R. Yakovlev, A. Shabaev et al. // *Science.* — 2006. — Vol. 313. — P. 341.

[17] Precession and motional slowing of spin evolution in a high mobility two-dimensional electron gas / M. A. Brand, A. Malinowski, O. Z. Karimov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89, no. 23. — P. 236601.

[18] *Kikkawa J. M., Awschalom D. D.* Lateral drag of spin coherence in gallium arsenide // *Nature.* — 1999. — Vol. 397, no. 6715. — Pp. 139–141.

[19] 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.

[20] *Crooker S. A., Smith D. L.* Imaging spin flows in semiconductors subject to electric, magnetic, and strain fields // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94, no. 23. — P. 236601.

[21] Semiconductor spintronics and quantum computation / Ed. by D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth. — Springer: Berlin, New York, 2002.

[22] Semiconductor Science and Technology, Special Issue: Optical Orientation / Ed. by Y. Kusraev, G. Landwehr. — IOP Publishing, 2008. — Vol. 23.

[23] *Аронов А. Г., Ивченко Е. Л.* Дихроизм и оптическая анизотропия в среде с ориентированными спинами свободных электронов // *ФТТ.* — 1973. — Т. 15. — С. 231.

[24] *O'Leary S., Wang H.* Manipulating nonlinear optical responses from spin-polarized electrons in a two-dimensional electron gas via exciton injection // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 77, no. 16. — P. 165309.

[25] Ultrafast coherent electron spin flip in a modulation-doped CdTe quantum well / C. Phelps, T. Sweeney, R. T. Cox, H. Wang // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 102, no. 23. — P. 237402.

[26] Ultrafast optical rotations of electron spins in quantum dots / A. Greilich, S. E. Economou, S. Spatzek et al. // *Nature Physics.* — 2009. — Vol. 5, no. 4. — Pp. 262–266.

[27] *Yakovlev D., Bayer M.* Coherent spin dynamics of carriers // Spin physics in semiconductors / Ed. by M. Dyakonov. — Springer, 2008. — P. 135.

[28] Optical excitation and control of electron spins in semiconductor quantum wells / Z. Chen, S. G. Carter, R. Bratschitsch, S. T. Cundiff // *Physica E.* — 2010. — Vol. 42, no. 6. — Pp. 1803 – 1819.

[29] Диффузия спина оптически ориентированных электронов и переизлучение в арсениде галлия n-типа / Р. И. Джиоев, Б. П. Захарченя, В. Л. Коренев, М. Н. Степанова // *ФТТ.* — 1997. — Т. 39. — С. 1975.

[30] Spin dynamics of electrons and holes in InGaAs/GaAs quantum wells at millikelvin temperatures / L. V. Fokina, I. A. Yugova, D. R. Yakovlev et al. // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, no. 19. — P. 195304.

[31] Optical readout and initialization of an electron spin in a single quantum dot / A. Shabaev, A. L. Efros, D. Gammon, I. A. Merkulov // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 68, no. 20. — P. 201305.

[32] Interplay of spin dynamics of trions and two-dimensional electron gas in a n-doped CdTe single quantum well / J. Tribollet, F. Bernardot, M. Menant et al. // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 68, no. 23. — P. 235316.

[33] *Дьяконов М. И., Перель В. И.* Теория оптической ориентации спинов электронов и ядер в полупроводниках // Оптическая ориентация / Под ред. Б. П. Захарченя, Ф. Майер. — 1989. — С. 17.

[34] Hole spin quantum beats in quantum-well structures / X. Marie, T. Amand, P. Le Jeune et al. // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Vol. 60. — P. 5811.

[35] Optical initialization and dynamics of spin in a remotely doped quantum well / T. A. Kennedy, A. Shabaev, M. Scheibner et al. // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 73, no. 4. — P. 045307.

[36] Stimulated and spontaneous optical generation of electron spin coherence in charged GaAs quantum dots / M. V. G. Dutt, J. Cheng, B. Li et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94, no. 22. — P. 227403.

[37] Electron spin polarization through interactions between excitons, trions, and the two-dimensional electron gas / Z. Chen, R. Bratschitsch, S. G. Carter et al. // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 75, no. 11. — P. 115320.

[38] Long-term hole spin memory in the resonantly amplified spin coherence of InGaAs/GaAs quantum well electrons / I. A. Yugova, A. A. Sokolova, D. R. Yakovlev et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 102, no. 16. — P. 167402.

[39] Time-resolved and continuous-wave optical spin pumping of semiconductor quantum wells / G. V. Astakhov, M. M. Glazov, D. R. Yakovlev et al. // *Semiconductor Science and Technology.* — 2008. — Vol. 23, no. 11. — P. 114001 (14pp).

[40] *Korn T.* Time-resolved studies of electron and hole spin dynamics in modulation-doped GaAs/AlGaAs quantum wells // *Physics Reports.* — 2010. — Vol. 494, no. 5. — Pp. 415 – 445.

[41] Engineering ultralong spin coherence in two-dimensional hole systems at low temperatures / T. Korn, M. Kugler, M. Griesbeck et al. // *New Journal of Physics.* — 2010. — Vol. 12, no. 4. — P. 043003.

[42] *Machnikowski P., Kuhn T.* Theory of the time-resolved Kerr rotation in ensembles of trapped holes in semiconductor nanostructures // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, no. 11. — P. 115306.

[43] Hole and trion spin dynamics in quantum dots under excitation by a train of circularly polarized pulses / B. Eble, P. Desfonds, F. Fras et al. // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, no. 4. — P. 045322.

[44] Оптическая ориентация экситонов, связанных на донорах, в квантово-размерных островах InP/InGaP / Р. И. Джиоев, Б. П. Захарченя, В. Л. Коренев и др. // *ФТТ.* — 1998. — Т. 40. — С. 1745.

[45] Optically driven spin memory in n-doped InAs-GaAs quantum dots / S. Cortez, O. Krebs, S. Laurent et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89. — P. 207401.

[46] Submillisecond electron spin relaxation in InP quantum dots / M. Ikezawa, B. Pal, Y. Masumoto et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72, no. 15. — P. 153302.

[47] Negative circular polarization as a general property of n-doped self-assembled InAs/GaAs quantum dots under nonresonant optical excitation / S. Laurent, M. Senes, O. Krebs et al. // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 73, no. 23. — P. 235302.

[48] Отрицательная циркулярная поляризация люминесценции квантовых точек InP. Механизм формирования и основные закономерности / И. В. Игнатьев, С. Ю. Вербин, И. Я. Герловин и др. // *Опт. и спектр.* — 2009. — Т. 106. — С. 427.

[49] *Golub L. E., Ivchenko E. L., Tarasenko S. A.* Interaction of free carriers with localized excitons in quantum wells // *Solid State Commun.* — 1998. — Vol. 108. — P. 799.

[50] *Сизов Ф. Ф., Уханов Ю. И.* Магнетооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. — Киев «Наукова думка», 1979.

[51] Spin state tomography of optically injected electrons in a semiconductor / H. Kosaka, T. Inagaki, Y. Rikitake et al. // *Nature.* — 2009. — Vol. 457, no. 7230. — Pp. 702–705.

[52] Резонансная оптическая спектроскопия длиннопериодных структур с квантовыми ямами / Е. Л. Ивченко, В. П. Кочерешко, А. В. Платонов и др. // *ФТТ.* — 1997. — Т. 39. — С. 2072.

[53] Oscillator strength of trion states in ZnSe-based quantum wells / G. V. Astakhov, V. P. Kochereshko, D. R. Yakovlev et al. // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Vol. 62. — P. 10345.

[54] Optical method for the determination of carrier density in modulation-doped quantum wells / G. V. Astakhov, V. P. Kochereshko, D. R. Yakovlev et al. // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 65. — P. 115310.

[55] *Östreich T., Schönhammer K., Sham L. J.* Theory of spin beatings in the Faraday rotation of semiconductors // *Phys. Rev. Lett.* — 1995. — Vol. 75, no. 13. — Pp. 2554–2557.

[56] *Palinginis P., Wang H.* Vanishing and emerging of absorption quantum beats from electron spin coherence in GaAs quantum wells // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 92, no. 3. — P. 037402.

[57] Nearly degenerate time-resolved Faraday rotation in an interacting exciton system / Y. Shen, A. M. Goebel, G. Khitrova et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72, no. 23. — P. 233307.

[58] Spin-dependent electron many-body effects in GaAs / P. Nemec, Y. Kerachian, H. M. van Driel, A. L. Smirl // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72, no. 24. — P. 245202.

[59] *Combescot M., Betbeder-Matibet O.* Faraday rotation in photoexcited semiconductors: A composite-exciton many-body effect // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 74, no. 12. — P. 125316.

[60] *Kwong N. H., Schumacher S., Binder R.* Electron-spin beat susceptibility of excitons in semiconductor quantum wells // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 5. — P. 056405.

[61] *Averkiev N. S., Glazov M. M.* Light-matter interaction in doped microcavities // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76, no. 4. — P. 045320.

[62] *Chen G.-H., Raikh M. E.* Exchange-induced enhancement of spin-orbit coupling in two-dimensional electronic systems // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Vol. 60, no. 7. — Pp. 4826–4833.

[63] Collective nature of two-dimensional electron gas spin excitations revealed by exchange interaction with magnetic ions / P. Barate, S. Cronenberger, M. Vladimirova et al. // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 82, no. 7. — P. 075306.

[64] Generation and detection of mode-locked spin coherence in (In,Ga)As/GaAs quantum dots by laser pulses of long duration / S. Spatzek, S. Varwig, M. M. Glazov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 115309.

[65] Single-shot initialization of electron spin in a quantum dot using a short optical pulse / V. Loo, L. Lanco, O. Krebs et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83, no. 3. — P. 033301.

[66] Optical control of spin coherence in singly charged (In,Ga)As/GaAs quantum dots / A. Greilich, R. Oulton, E. A. Zhukov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96, no. 22. — P. 227401.

[67] Directing nuclear spin flips in InAs quantum dots using detuned optical pulse trains / S. G. Carter, A. Shabaev, S. E. Economou et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 102, no. 16. — P. 167403.

[68] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика: нерелятивистская теория. — М. Наука, 1974.

[69] *Rosen N., Zener C.* Double Stern-Gerlach experiment and related collision phenomena // *Phys. Rev.* — 1932. — Vol. 40, no. 4. — Pp. 502–507.

[70] *Pershan P. S., van der Ziel J. P., Malmstrom L. D.* Theoretical discussion of the inverse Faraday effect, Raman scattering, and related phenomena // *Phys. Rev.* — 1966. — Vol. 143, no. 2. — Pp. 574–583.

[71] Proposal for optical U(1) rotations of electron spin trapped in a quantum dot / S. E. Economou, L. J. Sham, Y. Wu, D. G. Steel // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 74, no. 20. — P. 205415.

[72] *Carter S. G., Chen Z., Cundiff S. T.* Ultrafast below-resonance Raman rotation of electron spins in GaAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76, no. 20. — P. 201308.

[73] Coherent optical control of the quantum state of a single quantum dot / N. H. Bonadeo, J. Erland, D. Gammon et al. // *Science.* — 1998. — Vol. 282, no. 5393. — Pp. 1473–1476.

[74] Picosecond Coherent Optical Manipulation of a Single Electron Spin in a Quantum Dot / J. Berezovsky, M. H. Mikkelsen, N. G. Stoltz et al. // *Science.* — 2008. — Vol. 320, no. 5874. — Pp. 349–352.

[75] Ultrafast optical control of entanglement between two quantum-dot spins / D. Kim, S. G. Carter, A. Greilich et al. // *Nat Phys.* — 2011. — Vol. 7, no. 3. — Pp. 223–229.

[76] Ultrafast optical pumping of spin and orbital polarizations in the antiferromagnetic Mott insulators R_2CuO_4 / V. V. Pavlov, R. V. Pisarev, V. N. Gridnev et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98, no. 4. — P. 047403.

[77] Ultrafast path for optical magnetization reversal via a strongly nonequilibrium state / K. Vahaplar, A. M. Kalashnikova, A. V. Kimel et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 11. — P. 117201.

[78] *Loss D., DiVincenzo D. P.* Quantum computation with quantum dots // *Phys. Rev. A.* — 1998. — Vol. 57. — Pp. 120–126.

[79] Spintronics: A spin-based electronics vision for the future / S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman et al. // *Science.* — 2001. — Vol. 294, no. 5546. — Pp. 1488–1495.

[80] Semiconductor Spintronics and Quantum Computation / Ed. by D. D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth. — Springer-Verlag, Heidlberg, 2002.

[81] Quantum-Dot Spin-State Preparation with Near-Unity Fidelity / M. Atature, J. Dreiser, A. Badolato et al. // *Science.* — 2006. — Vol. 312, no. 5773. — Pp. 551–553.

[82] Observation of Faraday rotation from a single confined spin / M. Atature, J. Dreiser, A. Badolato, A. Imamoglu // *Nature Physics.* — 2007. — Vol. 3. — P. 101.

[83] *Maletinsky P., Badolato A., Imamoglu A.* Dynamics of quantum dot nuclear spin polarization controlled by a single electron // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99, no. 5. — P. 056804.

[84] Optically detected coherent spin dynamics of a single electron in a quantum dot / M. H. Mikkelsen, J. Berezovsky, N. G. Stoltz et al. // *Nature Physics.* — 2007. — Vol. 3. — P. 770.

[85] Spectrally resolved Overhauser shifts in single GaAs/$Al_x Ga_{1-x}As$ as quantum dots / S. W. Brown, T. A. Kennedy, D. Gammon, E. S. Snow // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 54, no. 24. — Pp. R17339–R17342.

[86] *Kikkawa J. M., Awschalom D. D.* All-Optical Magnetic Resonance in Semiconductors // *Science.* — 2000. — Vol. 287, no. 5452. — Pp. 473–476.

[87] Driven coherent oscillations of a single electron spin in a quantum dot / F. H. L. Koppens, C. Buizert, K. J. Tielrooij et al. // *Nature.* — 2006. — Vol. 442, no. 7104. — Pp. 766–771.

[88] Pulsed nuclear pumping and spin diffusion in a single charged quantum dot / T. D. Ladd, D. Press, K. De Greve et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105, no. 10. — P. 107401.

[89] *Абрагам А.* Ядерный магнетизм. — Издательство иностранной литературы, Москва, 1963.

[90] *Дьяконов М. И., Перель В. И.* Оптическая ориентация в системе электронов и ядер решетки в полупроводниках. Теория // *ЖЭТФ.* — 1973. — Т. 65. — С. 362.

[91] *Paget D.* Optical detection of NMR in high-purity GaAs: Direct study of the relaxation of nuclei close to shallow donors // *Phys. Rev. B.* — 1982. — Vol. 25, no. 7. — Pp. 4444–4451.

[92] *Kalevich V., Kavokin K., Merkulov I.* Dynamic nuclear polarization and nuclear fields // Spin physics in semiconductors / Ed. by M. Dyakonov. — Springer, 2008. — P. 309.

[93] Dynamic nuclear polarization with single electron spins / J. R. Petta, J. M. Taylor, A. C. Johnson et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100, no. 6. — P. 067601.

[94] Nuclei-induced frequency focusing of electron spin coherence / A. Greilich, A. Shabaev, D. R. Yakovlev et al. // *Science.* — 2007. — Vol. 317. — P. 1896.

[95] *Danon J., Nazarov Y. V.* Nuclear tuning and detuning of the electron spin resonance in a quantum dot: Theoretical consideration // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100, no. 5. — P. 056603.

[96] *Rudner M. S., Levitov L. S.* Electrically driven reverse Overhauser pumping of nuclear spins in quantum dots // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99, no. 24. — P. 246602.

[97] Hyperfine-mediated gate-driven electron spin resonance / E. A. Laird, C. Barthel, E. I. Rashba et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99, no. 24. — P. 246601.

[98] *Korenev V. L.* Multiple stable states of a periodically driven electron spin in a quantum dot using circularly polarized light // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83. — P. 235429.

[99] Exciton fine structure in InGaAs/GaAs quantum dots revisited by pump-probe Faraday rotation / I. A. Yugova, A. Greilich, E. A. Zhukov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 75, no. 19. — P. 195325.

[100] *Beschoten B.* Spin coherence in semiconductors // Magnetism goes Nano, 36th Spring School 2005, Schriften des Forschungzentrums Julich, Matter and Materials, vol. 26 / Ed. by T. B. S. Blugel, C. Schneider. — 2005. — Pp. E7.1–E7.27.

[101] *Ларионов А. В., Секретенко А. В., Ильин А. И.* Управление спиновой динамикой электронов в широкой GaAs квантовой яме с помощью латерально локализующего потенциала // *Письма в ЖЭТФ.* — 2011. — Т. 93. — С. 299.

[102] Collective single-mode precession of electron spins in an ensemble of singly charged (In,Ga)As/GaAs quantum dots / A. Greilich, S. Spatzek, I. A. Yugova et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79, no. 20. — P. 201305.

[103] *Khaetskii A. V., Nazarov Y. V.* Spin-flip transitions between Zeeman sublevels in semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 64, no. 12. — P. 125316.

[104] *Merkulov I. A., Efros A. L., Rosen M.* Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 65. — P. 205309.

[105] *Khaetskii A. V., Loss D., Glazman L.* Electron spin decoherence in quantum dots due to interaction with nuclei // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 88, no. 18. — P. 186802.

[106] *Woods L. M., Reinecke T. L., Lyanda-Geller Y.* Spin relaxation in quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 66, no. 16. — P. 161318.

[107] *Рябченко С. М., Семенов Ю. Г.* Эффекты спиновой корреляции электронного центра большого радиуса в магнитосмешанном полупроводнике // *ЖЭТФ.* — 1983. — Т. 84. — С. 1419.

[108] *Козлов Г. Г.* Точно решаемая спиновая динамика электрона, взаимодействующего с большим числом ядер, и электронно-ядерное спиновое эхо в квантовой точке // *ЖЭТФ.* — 2007. — Т. 132. — С. 918.

[109] *Chen G., Bergman D. L., Balents L.* Semiclassical dynamics and long-time asymptotics of the central-spin problem in a quantum dot // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76, no. 4. — P. 045312.

[110] Long-term dynamics of the electron-nuclear spin system of a semiconductor quantum dot / I. A. Merkulov, G. Alvarez, D. R. Yakovlev, T. C. Schulthess // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, no. 11. — P. 115107.

[111] *Roth L. M., Lax B., Zwerdling S.* Theory of optical magneto-absorption effects in semiconductors // *Phys. Rev.* — 1959. — Vol. 114, no. 1. — P. 90.

[112] *Ивченко Е. Л., Киселев А. А.* Электронный g-фактор в квантовых ямах и сверхрешетках // *ФТП.* — 1992. — Т. 26. — С. 1471.

[113] Universal behavior of the electron g factor in GaAs/Al$_x$Ga$_{1-x}$As quantum wells / I. A. Yugova, A. Greilich, D. R. Yakovlev et al. // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 75, no. 24. — P. 245302.

[114] *Datta S., Das B.* Electronic analog of the electro-optic modulator // *Applied Physics Letters.* — 1990. — Vol. 56, no. 7. — Pp. 665–667.

[115] *Mireles F., Kirczenow G.* From classical to quantum spintronics: Theory of coherent spin injection and spin valve phenomena // *EPL (Europhysics Letters).* — 2002. — Vol. 59, no. 1. — P. 107.

[116] *Рашба Э. И.* Свойства полупроводников с петлей экстремумов. I. Циклотронный и комбинационный резонанс в магнитном поле, перпендикулярном плоскости петли // *ФТТ.* — 1960. — Т. 2, № 6. — С. 1224.

[117] 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.

[118] *Аронов А. Г., Лянда-Геллер Ю. Б.* Ядерный электрический резонанс и ориентация спинов носителей электрическим полем // *Письма ЖЭТФ.* — 1989. — Т. 50. — С. 398.

[119] *Edelstein V.* Spin polarization of conduction electrons induced by electric current in two-dimensional asymmetric electron systems // *Solid State Commun.* — 1990. — Vol. 73. — P. 233.

[120] *Rashba E. I., Efros A. L.* Orbital mechanisms of electron-spin manipulation by an electric field // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 91. — P. 126405.

[121] *Duckheim M., Loss D.* Mesoscopic fluctuations in the spin-electric susceptibility due to Rashba spin-orbit interaction // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101. — P. 226602.

[122] *Khomitsky D. V., Sherman E. Y.* Nonlinear spin-charge dynamics in a driven double quantum dot // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79. — P. 245321.

[123] Coherent control of a single electron spin with electric fields / K. C. Nowack, F. H. L. Koppens, Y. V. Nazarov, L. M. K. Vandersypen // *Science.* — 2007. — Vol. 318, no. 5855. — Pp. 1430–1433.

[124] Electrically driven single-electron spin resonance in a slanting Zeeman field / M. Pioro-Ladriere, T. Obata, Y. Tokura et al. // *Nat Phys.* — 2008. — Vol. 4, no. 10. — Pp. 776–779.

[125] *Bao Y.-J., Shen S.-Q.* Electric-field-induced resonant spin polarization in a two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76. — P. 045313.

[126] *Stano P., Fabian J.* Control of electron spin and orbital resonances in quantum dots through spin-orbit interactions // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 77. — P. 045310.

[127] *Vina L.* Spin relaxation in low-dimensional systems // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 1999. — Vol. 11. — P. 5929.

[128] *Averkiev N. S., Golub L. E., Willander M.* Spin relaxation anisotropy in two-dimensional semiconductor systems // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2002. — Vol. 14. — P. R271.

[129] Semiconductor spintronics / J. Fabian, A. Matos-Abiague, C. Ertler et al. // *Acta Phys. Slov.* — 2007. — Vol. 57. — P. 565.

[130] *Wu M., Jiang J., Weng M.* Spin dynamics in semiconductors // *Physics Reports.* — 2010. — Vol. 493, no. 2-4. — Pp. 61 – 236.

[131] *Дьяконов М. И., Перель В. И.* Спиновая релаксация электронов проводимости в полупроводниках без центра инверсии // *ФТТ.* — 1972. — Т. 13. — С. 3581.

[132] *Dresselhaus G.* Spin-orbit coupling effects in zinc blende structures // *Phys. Rev.* — 1955. — Vol. 100. — P. 580.

[133] *Дьяконов М. И., Качоровский В. Ю.* Спиновая релаксация двумерных электронов в полупроводниках без центра инверсии // *ФТП.* — 1986. — Т. 20. — С. 178.

[134] Spin orientation at semiconductor heterointerfaces / B. Jusserand, D. Richards, G. Allan et al. // *Phys. Rev. B.* — 1995. — Vol. 51. — Pp. 4707–4710.

[135] Rashba spin-orbit coupling probed by the weak antilocalization analysis in InAlAs/InGaAs/InAlAs quantum wells as a function of quantum well asymmetry / T. Koga, J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89. — P. 46801.

[136] *Pfeffer P., Zawadzki W.* Spin splitting of conduction subbands in III-V heterostructures due to inversion asymmetry // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Vol. 59. — Pp. R5312–R5315.

[137] *Bychkov Y., Rashba E.* Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers // *J. Phys. C: Solid State.* — 1984. — Vol. 17. — P. 6039.

[138] Gate control of spin-orbit interaction in an inverted $In_{0.53}Ga_{0.47}As/In_{0.52}Al_{0.48}As$ heterostructure / J. Nitta, T. Akazaki, H. Takayanagi, T. Enoki // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 78. — Pp. 1335–1338.

[139] Weak antilocalization and spin precession in quantum wells / W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak et al. // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 53, no. 7. — Pp. 3912–3924.

[140] Experimental separation of Rashba and Dresselhaus spin splittings in semiconductor quantum wells / S. D. Ganichev, V. V. Bel'kov, L. E. Golub et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 92, no. 25. — P. 256601.

[141] Gate-controlled spin-orbit quantum interference effects in lateral transport / J. B. Miller, D. Zumbuhl, C. Marcus et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90. — P. 76807.

[142] High temperature gate control of quantum well spin memory / O. Karimov, G. John, R. Harley et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 91. — P. 246601.

[143] All-optical measurement of Rashba coefficient in quantum wells / P. S. Eldridge, W. J. H. Leyland, P. G. Lagoudakis et al. // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 77. — P. 125344.

[144] *Алейнер И. Л., Ивченко Е. Л.* Природа анизотропного обменного расщепления в сверхрешетках GaAs/AlAs типа II // *Письма ЖЭТФ.* — 1992. — Т. 55. — С. 662.

[145] *Ivchenko E., Kaminski A., Roessler U.* Heavy-light hole mixing at zinc-blende (001) interfaces under normal incidence // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 54. — P. 5852.

[146] Inversion asymmetry in heterostructures of zinc-blende semiconductors: Interface and external potential versus bulk effects / O. Krebs, D. Rondi, J. L. Gentner et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 80. — P. 5770.

[147] Excitonic contributions to the quantum-confined Pockels effect / A. A. Toropov, E. L. Ivchenko, O. Krebs et al. // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 63, no. 3. — P. 035302.

[148] *Roessler U., Kainz J.* Microscopic interface asymmetry and spin-splitting of electron subbands in semiconductor quantum structures // *Solid State Commun.* — 2002. — Vol. 121. — P. 313.

[149] *Stein D., Klitzing K. v., Weimann G.* Electron spin resonance on GaAs – $Al_xGa_{1-x}As$ heterostructures // *Phys. Rev. Lett.* — 1983. — Vol. 51. — Pp. 130–133.

[150] Lifting of the spin degeneracy of hole subbands in a surface electric field on silicon / A. D. Wieck, E. Batke, D. Heitmann et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1984. — Vol. 53. — Pp. 493–496.

[151] *Silsbee R. H.* Spin–orbit induced coupling of charge current and spin polarization // *Journal of Physics: Condensed Matter.* — 2004. — Vol. 16, no. 7. — P. R179.

[152] Electron spin relaxation in GaAs/AlGaAs quantum wires analyzed by transient photoluminescence / T. Nishimura, X.-L. Wang, M. Ogura et al. // *Japanese Journal of Applied Physics.* — 1999. — Vol. 38, no. Part 2, No. 8B. — Pp. L941–L944.

[153] *Governale M., Zülicke U.* Spin accumulation in quantum wires with strong Rashba spin-orbit coupling // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 66, no. 7. — P. 073311.

[154] *de Andrada e Silva E. A., La Rocca G. C.* Rashba spin splitting in semiconductor quantum wires // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 67, no. 16. — P. 165318.

[155] *Entin M. V., Magarill L. I.* Suppression of spin-orbit effects in a 1D system // *Europhys. Lett.* — 2004. — Vol. 68. — P. 853.

[156] *Пикус Г. Е., Марущак В. А., Титков А. Н.* Спиновое расщепление зон и спиновая релаксация носителей в кубических кристаллах A_3B_5 // *ФТТ.* — 1988. — Т. 22. — С. 185.

[157] *Ivchenko E. L., Pikus G. E.* Superlattices and other heterostructures. — Springer, 1997.

[158] *Rashba E. I., Sherman E. Y.* Spin-orbital band splitting in symmetric quantum wells // *Physics Letters A.* — 1988. — Vol. 129, no. 3. — Pp. 175 – 179.

[159] *Winkler R.* Rashba spin splitting in two-dimensional electron and hole systems // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Vol. 62, no. 7. — Pp. 4245–4248.

[160] *Mauritz O., Ekenberg U.* Quenching of asymmetry-induced spontaneous spin splitting in p -type quantum wells by an applied magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Vol. 60. — Pp. R8505–R8508.

[161] Discovery of a novel linear-in-k spin splitting for holes in the 2D GaAs/AlAs system / J.-W. Luo, A. N. Chantis, M. van Schilfgaarde et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104, no. 6. — P. 066405.

[162] *Schliemann J., Egues J. C., Loss D.* Nonballistic spin-field-effect transistor // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 90. — P. 146801.

[163] *Averkiev N. S., Golub L. E.* Giant spin relaxation anisotropy in zinc-blende heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Vol. 60, no. 23. — Pp. 15582–15584.

[164] *Bernevig B. A., Orenstein J., Zhang S.-C.* Exact SU(2) symmetry and persistent spin helix in a spin-orbit coupled system // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 97. — P. 236601.

[165] *Tokatly I., Sherman E.* Gauge theory approach for diffusive and precessional spin dynamics in a two-dimensional electron gas // *Annals of Physics.* — 2010. — Vol. 325, no. 5. — Pp. 1104 – 1117.

[166] Emergence of the persistent spin helix in semiconductor quantum wells / J. D. Koralek, C. P. Weber, J. Orenstein et al. // *Nature.* — 2009. — Vol. 458, no. 7238. — Pp. 610–613.

[167] Spin-relaxation anisotropy in asymmetrical (001) $Al_xGa_{1-x}As$ quantum wells from Hanle-effect measurements: Relative strengths of Rashba and Dresselhaus spin-orbit coupling / N. S. Averkiev, L. E. Golub, A. S. Gurevich et al. // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 74, no. 3. — P. 033305.

[168] *Larionov A. V., Golub L. E.* Electric-field control of spin-orbit splittings in GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ coupled quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 78, no. 3. — P. 033302.

[169] *Cartoixà X., Ting D. Z.-Y., Chang Y.-C.* Suppression of the D'yakonov-Perel' spin-relaxation mechanism for all spin components in [111] zincblende quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71. — P. 045313.

[170] Higher-order contributions to Rashba and Dresselhaus effects / X. Cartoixà, L.-W. Wang, D.-Y. Ting, Y.-C. Chang // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 73, no. 20. — P. 205341.

[171] Full electrical control of the electron spin relaxation in GaAs quantum wells / A. Balocchi, Q. H. Duong, P. Renucci et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107. — P. 136604.

[172] Anomalous spin dephasing in (110) GaAs quantum wells: Anisotropy and intersubband effects / S. Döhrmann, D. Hagele, J. Rudolph et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 147405.

[173] Spin noise spectroscopy in GaAs (110) quantum wells: Access to intrinsic spin lifetimes and equilibrium electron dynamics / G. M. Müller, M. Römer, D. Schuh et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101, no. 20. — P. 206601.

[174] Symmetry and spin dephasing in (110)-grown quantum wells / V. V. Bel'kov, P. Olbrich, S. A. Tarasenko et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100. — P. 176806.

[175] Spin quantum computation in silicon nanostructures / S. D. Sarma, R. de Sousa, X. Hu, B. Koiller // *Solid State Communications.* — 2005. — Vol. 133, no. 11. — Pp. 737 – 746.

[176] *Appelbaum I., Huang B., Monsma D. J.* Electronic measurement and control of spin transport in silicon // *Nature.* — 2007. — Vol. 447, no. 7142. — Pp. 295–298.

[177] *Golub L., Ivchenko E.* Spin splitting in symmetrical SiGe quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69. — P. 115333.

[178] *Nestoklon M. O., Golub L. E., Ivchenko E. L.* Spin and valley-orbit splittings in SiGe/Si heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 73, no. 23. — P. 235334.

[179] *Wilamowski Z., Jantsch W.* Suppression of spin relaxation of conduction electrons by cyclotron motion // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69, no. 3. — P. 035328.

[180] *Tahan C., Joynt R.* Spin relaxation in SiGe two-dimensional electron gases. — Preprint arXiv:cond-mat/0401615.

[181] *Ando T.* Spin-orbit interaction in carbon nanotubes // *Journal of the Physical Society of Japan.* — 2000. — Vol. 69, no. 6. — Pp. 1757–1763.

[182] Band-structure topologies of graphene: Spin-orbit coupling effects from first principles / M. Gmitra, S. Konschuh, C. Ertler et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80. — P. 235431.

[183] The electronic properties of graphene / A. H. Castro Neto, F. Guinea, N. M. R. Peres et al. // *Rev. Mod. Phys.* — 2009. — Vol. 81, no. 1. — Pp. 109–162.

[184] *Sherman E.* Random spin-orbit coupling and spin relaxation in symmetric quantum wells // *Appl. Phys. Lett.* — 2003. — Vol. 82. — P. 209.

[185] *Sherman E.* Minimum of spin-orbit coupling in two-dimensional structures // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 67. — P. 161303.

[186] *Грънчарова Е., Перель В.* Спиновая релаксации в полупроводниках, обусловленная электрическими полями // *ФТП.* — 1976. — Vol. 11. — P. 1697.

[187] *Huertas-Hernando D., Guinea F., Brataas A.* Spin relaxation times in disordered graphene // *The European Physical Journal - Special Topics.* — 2007. — Vol. 148. — Pp. 177–181. — 10.1140/epjst/e2007-00238-0.

[188] Electron spin relaxation in graphene: The role of the substrate / C. Ertler, S. Konschuh, M. Gmitra, J. Fabian // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80. — P. 041405.

[189] *Dugaev V. K., Sherman E. Y., Barnaś J.* Spin dephasing and pumping in graphene due to random spin-orbit interaction // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83. — P. 085306.

[190] *Zhang P., Wu M. W.* Electron spin relaxation in graphene with random Rashba field: Comparison of D'yakonov-Perel' and Elliott-Yafet–like mechanisms // *ArXiv e-prints.* — 2011. — 1108.0283.

[191] *Jeong J.-S., Shin J., Lee H.-W.* Curvature-induced spin-orbit coupling and spin relaxation in a chemically clean single-layer graphene // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 195457.

[192] *Шкловский Б. И., Эфрос А. Л.* Электронные свойства легированных полупроводников. — Москва. Наука, 1979.

[193] *Ando T., Fowler A. B., Stern F.* Electronic properties of two-dimensional systems // *Rev. Mod. Phys.* — 1982. — Vol. 54. — P. 437.

[194] *Stern F.* Polarizability of a two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. Lett.* — 1967. — Vol. 18, no. 14. — Pp. 546–548.

[195] *Kovalev V. M., Chaplik A. V.* Electrostatic screening in nanostructures with multicomponent electron plasma // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2008. — Vol. 129, no. 1. — P. 012007.

[196] *Glazov M. M., Semina M. A., Sherman E. Y.* Spin relaxation in multiple (110) quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, no. 11. — P. 115332.

[197] Strong magnetoresistance induced by long-range disorder / A. D. Mirlin, J. Wilke, F. Evers et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83. — Pp. 2801–2804.

[198] *de Andrada e Silva E. A., La Rocca G. C., Bassani F.* Spin-orbit splitting of electronic states in semiconductor asymmetric quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 55, no. 24. — Pp. 16293–16299.

[199] *Герчиков Л. Г., Субашиев А. В.* Спиновое расщепление подзон размерного квантования в несимметричных гетероструктурах // *ФТТ.* — 1992. — Т. 26. — С. 131.

[200] *Grundler D.* Large Rashba splitting in InAs quantum wells due to electron wave function penetration into the barrier layers // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 84. — Pp. 6074–6077.

[201] *Lawaetz P.* Valence-band parameters in cubic semiconductors // *Phys. Rev. B.* — 1971. — Vol. 4, no. 10. — Pp. 3460–3467.

[202] *Tarasenko S. A.* Scattering induced spin orientation and spin currents in gyrotropic structures // *Письма ЖЭТФ.* — 2006. — Т. 84. — С. 233.

[203] *Белиничер В. И.* Анизотропия рассеяния спин-поляризованных электронов и механизмы фотогальванического эффекта // *ФТТ.* — 1982. — Т. 24. — С. 15.

[204] *Carmichael H.* An open system approach to quantum optics. — Springer-Verlag, 1993.

[205] *Semenov Y. G.* Electron spin relaxation in semiconductors and semiconductor structures // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 67, no. 11. — P. 115319.

[206] *Tarasenko S. A.* Spin relaxation of conduction electrons in (110)-grown quantum wells: A microscopic theory // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80, no. 16. — P. 165317.

[207] *Ивченко Е. Л.* Спиновая релаксация свободных носителей в полупроводниках без центра инверсии в продольном магнитном поле // *ФТТ.* — 1973. — Т. 15. — С. 1566.

[208] Оптическая ориентация электронов и дырок в полупроводниковых сверхрешетках / Е. Л. Ивченко, П. С. Копьев, В. П. Кочерешко и др. // *Письма ЖЭТФ.* — 1988. — Т. 47. — С. 407.

[209] Suppression of Dyakonov-Perel spin relaxation in high-mobility n-GaAs / R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93, no. 21. — P. 216402.

[210] Control of electron-spin coherence using Landau level quantization in a two-dimensional electron gas / V. Sih, W. H. Lau, R. C. Myers et al. // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 70, no. 16. — P. 161313.

[211] *Glazov M. M.* Magnetic field effects on spin relaxation in heterostructures // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 70, no. 19. — P. 195314.

[212] Suppression of chaotic dynamics and localization of two-dimensional electrons by a weak magnetic field / M. M. Fogler, A. Y. Dobin, V. I. Perel, B. I. Shklovskii // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 56. — P. 6823.

[213] Strong magnetoresistance induced by long-range disorder / A. D. Mirlin, J. Wilke, F. Evers et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83, no. 14. — Pp. 2801–2804.

[214] *Shmakov P. M., Dmitriev A. P., Kachorovskii V. Y.* Electron spin decoherence in diluted magnetic quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80. — P. 193205.

[215] *Glazov M. M., Sherman E. Y.* Non-Markovian spin relaxation in two-dimensional electron gas // *Europhys. Lett.* — 2006. — Vol. 76. — P. 102.

[216] *Zhang P., Wu M. W.* Non-Markovian hole spin kinetics in p-type GaAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76. — P. 193312.

[217] *Cremers J.-H., Brouwer P. W., Fal'ko V. I.* Weak localization and conductance fluctuations in a quantum dot with parallel magnetic field and spin-orbit scattering // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 68. — P. 125329.

[218] *Kiselev A. A., Kim K. W.* Progressive suppression of spin relaxation in two-dimensional channels of finite width // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Vol. 61, no. 19. — Pp. 13115–13120.

[219] *Pramanik S., Bandyopadhyay S., Cahay M.* Spin dephasing in quantum wires // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 68, no. 7. — P. 075313.

[220] Suppression of spin relaxation in submicron InGaAs wires / A. W. Holleitner, V. Sih, R. C. Myers et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 97, no. 3. — P. 036805.

[221] Observation of a one-dimensional spin-orbit gap in a quantum wire / C. H. L. Quay, T. L. Hughes, J. A. Sulpizio et al. // *Nat Phys.* — 2010. — Vol. 6, no. 5. — Pp. 336–339.

[222] *Pershin Y. V., Privman V.* Slow spin relaxation in two-dimensional electron systems with antidots // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69. — P. 73310.

[223] Spin-orbit qubit in a semiconductor nanowire / S. Nadj-Perge, S. Frolov, E. Bakkers, L. Kouwenhoven // *arXiv:1011.0064.* — 2010.

[224] *Bringer A., Schäpers T.* Spin precession and modulation in ballistic cylindrical nanowires due to the Rashba effect // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83, no. 11. — P. 115305.

[225] Semiconductor spin noise spectroscopy: Fundamentals, accomplishments, and challenges / G. M. Mueller, M. Oestreich, M. Roemer, J. Huebner // *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures.* — 2010. — Vol. 43. — P. 569.

[226] *Aleksandrov E., Zapasskii V.* Magnetic resonance in the Faraday-rotation noise spectrum // *JETP.* — 1981. — Vol. 54. — P. 64.

[227] *Crooker S. A., Cheng L., Smith D. L.* Spin noise of conduction electrons in n -type bulk GaAs // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79, no. 3. — P. 035208.

[228] Spin noise of electrons and holes in self-assembled quantum dots / S. A. Crooker, J. Brandt, C. Sandfort et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104, no. 3. — P. 036601.

[229] Spin noise of itinerant fermions / S. S. Kos, A. V. Balatsky, P. B. Littlewood, D. L. Smith // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, no. 6. — P. 064407.

[230] *Ивченко Е. Л.* К вопросу о флуктуациях спиновой поляризации свободных носителей в полупроводниках // *ФТП.* — 1973. — Т. 7. — С. 1489.

[231] *Levitov L. S., Rashba E. I.* Dynamical spin-electric coupling in a quantum dot // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 67, no. 11. — P. 115324.

[232] *Tokatly I., Sherman E.* Gauge theory approach for diffusive and precessional spin dynamics in a two-dimensional electron gas // *Annals of Physics.* — 2010. — Vol. 325, no. 5. — Pp. 1104 – 1117.

[233] *Slipko V. A., Savran I., Pershin Y. V.* Spontaneous emergence of a persistent spin helix from homogeneous spin polarization // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83. — P. 193302.

[234] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. Часть 1. — Москва. Наука, 1976.

[235] *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Физическая кинетика. — Москва. Наука, 1979.

[236] *Ганцевич С. В., Гуревич В. Л., Катилюс Р.* О флуктуациях в неравновесном стационарном состоянии // *ЖЭТФ.* — 1970. — Т. 59. — С. 533.

[237] *Dutta P., Horn P. M.* Low-frequency fluctuations in solids: $1/f$ noise // *Rev. Mod. Phys.* — 1981. — Vol. 53. — P. 497.

[238] *Weissman M. B.* $1/f$ noise and other slow, nonexponential kinetics in condensed matter // *Rev. Mod. Phys.* — 1988. — Vol. 60. — P. 537.

[239] *Levinshtein M. E.* Nature of the volume $1/f$ noise in the main materials of semiconductor electronics: Si, GaAs, and SiC // *Physica Scripta.* — 1997. — Vol. 1997, no. T69. — P. 79.

[240] *Zhou Y., Wu M. W.* Spin relaxation due to random rashba spin-orbit coupling in GaAs (110) quantum wells // *EPL (Europhysics Letters).* — 2010. — Vol. 89, no. 5. — P. 57001.

[241] MBE growth of ultra-low disorder 2DEG with mobility exceeding 35×10^6 cm^2/Vs / V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson et al. // *J. Crystal Growth.* — 2009. — Vol. 311, no. 7. — P. 1658.

[242] *Awschalom D. D., Flatté M. E.* Challenges for semiconductor spintronics // *Nat. Phys.* — 2007. — Vol. 3. — P. 153.

[243] Strain-induced spin relaxation anisotropy in symmetric (001)-oriented GaAs quantum wells / D. J. English, P. G. Lagoudakis, R. T. Harley et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 155323.

[244] High temperature gate control of quantum well spin memory / O. Z. Karimov, G. H. John, R. T. Harley et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2003. — Vol. 91, no. 24. — P. 246601.

[245] *Griднев В. Н.* Теория биений фарадеевского вращения в квантовых ямах с большой величиной спинового расщепления // *Письма ЖЭТФ.* — 2001. — Т. 74. — С. 417.

[246] Spin relaxation in GaAs(110) quantum wells / Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83, no. 20. — Pp. 4196–4199.

[247] Spin relaxation in GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ quantum wells / A. Malinowski, R. S. Britton, T. Grevatt et al. // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Vol. 62. — P. 13034.

[248] Subpicosecond spin relaxation in GaAsSb multiple quantum wells / K. C. Hall, S. W. Leonard, H. M. van Driel et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 1999. — Vol. 75, no. 26. — Pp. 4156–4158.

[249] *Weng M. Q., Wu M. W.* Spin dephasing in n-type GaAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 68. — P. 75312.

[250] Dependence of spin dephasing on initial spin polarization in a high-mobility two-dimensional electron system / D. Stich, J. Zhou, T. Korn et al. // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76, no. 20. — P. 205301.

[251] *Lyo S. K.* Electron-electron scattering and mobilities in semiconductors and quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 1986. — Vol. 34, no. 10. — Pp. 7129–7134.

[252] *D'Amico I., Vignale G.* Coulomb interaction effects in spin-polarized transport // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 65, no. 8. — P. 085109.

[253] *Ландау Л. Д., Померанчук И.* О свойствах металлов при очень низких температурах // *ЖЭТФ.* — 1936. — Т. 7. — С. 379.

[254] *Ландау Л. Д.* Кинетическое уравнение в случае кулоновского взаимодействия // *ЖЭТФ.* — 1936. — Т. 7. — С. 203.

[255] *Ландау Л. Д.* Теория Ферми-жидкости // *ЖЭТФ.* — 1956. — Т. 30. — С. 1058.

[256] *Wu M. W., Metiu H.* Kinetics of spin coherence of electrons in an undoped semiconductor quantum well // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Vol. 61. — P. 2945.

[257] *Weng M. Q., Wu M. W.* Spin dephasing in n-type GaAs quantum wells in the presence of high magnetic fields in Voigt configuration // *Phys. Stat. Sol. B.* — 2003. — Vol. 239. — P. 121.

[258] *Weng M. Q., Wu M. W.* Rashba-effect-induced spin dephasing in n-type InAs quantum wells // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2003. — Vol. 15. — P. 5563.

[259] *Weng M. Q., Wu M. W., Jiang L.* Hot-electron effect in spin dephasing in n-type GaAs quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69. — P. 245320.

[260] Anisotropic polariton scattering and spin dynamics of cavity polaritons / M. M. Glazov, I. A. Shelykh, G. Malpuech et al. // *Solid State Commun.* — 2005. — Vol. 134. — P. 117.

[261] *Gurevich V. L., Shtengel K. E.* Dynamical screening of polar optical phonons in quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 1991. — Vol. 44. — Pp. 8825–8836.

[262] *Чаплик А. В.* Энергетический спектр и рассеяние электронов в инверсионных слоях // *ЖЭТФ.* — 1971. — Т. 60. — С. 1845.

[263] *Giuliani G. F., Quinn J. J.* Lifetime of a quasiparticle in a two-dimensional electron gas // *Phys. Rev. B.* — 1982. — Vol. 26, no. 8. — Pp. 4421–4428.

[264] Spin relaxation times of two-dimensional holes from spin sensitive bleaching of intersubband absorption / P. Schneider, J. Kainz, S. D. Ganichev et al. // *Journ. Appl. Phys.* — 2004. — Vol. 96, no. 1. — Pp. 420–424.

[265] *Weng M. Q., Wu M. W., Shi Q. W.* Spin oscillations in transient diffusion of a spin pulse in n-type semiconductor quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69. — P. 125310.

[266] *Culcer D., Winkler R.* Spin polarization decay in spin-1/2 and spin-3/2 systems. — Preprint arXiv:cond-mat/0610779.

[267] *Grimaldi C.* Electron spin dynamics in impure quantum wells for arbitrary spin-orbit coupling // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72. — P. 75307.

[268] *Горелов В. А., Тарасенко С. А., Аверкиев Н. С.* Спиновая ориентация электронов импульсами неполяризованного света в низкосимметричных квантовых ямах // *ЖЭТФ.* — 2011. — Т. 140. — С. 1002.

[269] *Lyubinskiy I. S., Kachorovskii V.* Slowing down of spin relaxation in two-dimensional systems by quantum interference effects // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 70. — P. 205335.

[270] *Lyubinskiy I. S., Kachorovskii V.* Hanle effect driven by weak localization // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — P. 76406.

[271] *Burkov A. A., Balents L.* Spin relaxation in a two-dimensional electron gas in a perpendicular magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69, no. 24. — P. 245312.

[272] Magnetogyrotropic photogalvanic effect and spin dephasing in (110)-grown GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum well structures / P. Olbrich, J. Allerdings, V. V. Bel'kov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79, no. 24. — P. 245329.

[273] Spin relaxation in GaAs (110) quantum wells / Y. Ohno, R. Terauchi, T. Adachi et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83, no. 20. — P. 4196.

[274] Anisotropic spin transport in (110) GaAs quantum wells / O. D. D. Couto, F. Iikawa, J. Rudolph et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 036603.

[275] *Бир Г. Л., Аронов А. Г., Пикус Г. Е.* Спиновая релаксация электронов при рассеянии на дырках // *ЖЭТФ.* — 1975. — Т. 69. — С. 1382.

[276] Spin dephasing and photoinduced spin diffusion in a high-mobility two-dimensional electron system embedded in a GaAs-(Al,Ga)As quantum well grown in the [110] direction / R. Völkl, M. Griesbeck, S. A. Tarasenko et al. // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83. — P. 241306.

[277] Определение знака g-фактора электронов проводимости в полупроводниковых квантовых ямах с помощью эффекта Ханле и квантовых биений / В. Калевич, Б. Захарченя, К.В.Кавокин и др. // *ФТТ.* — 1997. — Т. 39. — С. 768.

[278] Spin orientation at semiconductor heterointerfaces / B. Jusserand, D. Richards, G. Allan et al. // *Phys. Rev. B.* — 1995. — Vol. 51. — P. 4707.

[279] *Winkler R.* Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems. — Springer, 2003.

[280] Oscillatory Dyakonov-Perel spin dynamics in two-dimensional electron gases / W. J. H. Leyland, R. T. Harley, M. Henini et al. // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76. — P. 195305.

[281] Gating of high-mobility two-dimensional electron gases in GaAs/AlGaAs heterostructures / C. Rössler, T. Feil, P. Mensch et al. // *New J. Phys.* — 2010. — Vol. 12. — P. 043007.

[282] Optical control of two-dimensional electron density in a single asymmetric quantum well / A. Chaves, A. Penna, J. Worlock et al. // *Surface Science.* — 1986. — Vol. 170, no. 1-2. — Pp. 618–623.

[283] Spin coherence of holes in GaAs/(Al,Ga)As quantum wells / M. Syperek, D. R. Yakovlev, A. Greilich et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99, no. 18. — P. 187401.

[284] Экситоны / Под ред. Э. И. Рашба, М. Д. Стердж. — М. Наука, 1985.

[285] *Сейсян Р. П.* Спектроскопия диамагнитных экситонов. — М., Наука, 1984.

[286] *Ivchenko E. L.* Fine structure of excitonic levels in semiconductor nanostructures // *Phys. Stat. Sol. A.* — 1997. — Vol. 164. — P. 487.

[287] *Бир Г., Пикус Г.* Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. — М. Наука, 1972.

[288] *Denisov M. M., Makarov V. P.* Longitudinal and transverse excitons in semiconductors // *Physica Status Solidi (b).* — 1973. — Vol. 56, no. 1. — Pp. 9–59.

[289] *Maialle M., de Andrada e Silva E., Sham L.* Exciton spin dynamics in quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 1993. — Vol. 47. — P. 15776.

[290] *Гупалов С. В., Ивченко Е. Л., Кавокин А. В.* Тонкая структура уровней локализованных экситонов в квантовых ямах // *ЖЭТФ.* — 1998. — Т. 113. — С. 703.

[291] *Гупалов С. В., Ивченко Е. Л.* Тонкая структура экситонных уровней в нанокристаллах CdSe // *ФТТ.* — 2000. — Т. 42. — С. 1976.

[292] *Maialle M. Z.* Spin dynamics of localized excitons in semiconductor quantum wells in an applied magnetic field // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Vol. 61. — P. 10877.

[293] *Takagahara T.* Theory of exciton doublet structures and polarization relaxation in single quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Vol. 62. — P. 16840.

[294] Electrodynamical treatment of the electron-hole long-range exchange interaction in semiconductor nanocrystals / S. V. Goupalov, P. Lavallard, G. Lamouche, D. S. Citrin // *ФТТ.* — 2003. — Т. 45. — С. 730.

[295] *Гупалов С. В., Ивченко Е. Л.* Обменное взаимодействие между электроном и дыркой в полупроводниках в методе сильной связи // *ФТТ.* — 2001. — Т. 43. — С. 1791.

[296] *Franceschetti A., Zunger A.* Direct pseudopotential calculation of exciton Coulomb and exchange energies in semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 78, no. 5. — Pp. 915–918.

[297] *Bester G., Nair S., Zunger A.* Pseudopotential calculation of the excitonic fine structure of million-atom self-assembled $In_{1-x}Ga_xAs - GaAs$ quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 2003. — Vol. 67. — P. 161306.

[298] *Bester G., Zunger A.* Cylindrically shaped zinc-blende semiconductor quantum dots do not have cylindrical symmetry: Atomistic symmetry, atomic relaxation, and piezoelectric effects // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71. — P. 45318.

[299] Fine structure splitting in the optical spectra of single GaAs quantum dots / D. Gammon, E. Snow, B. Shanabrook et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1996. — Vol. 76. — P. 3005.

[300] Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled InGaAs-AlGaAs quantum dots / M. Bayer, G. Ortner, O. Stern et al. // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 65. — P. 195315.

[301] Bright-exciton fine structure and anisotropic exchange in CdSe nanocrystal quantum dots / M. Furis, H. Htoon, M. A. Petruska et al. // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 73, no. 24. — P. 241313.

[302] *Gourdon C., Lavallard P.* Fine structure of heavy excitons in GaAs/AlAs superlattices // *Phys. Rev. B.* — 1992. — Vol. 46. — P. 4644.

[303] Fine structure of biexciton emission in symmetric and asymmetric CdSe/ZnSe single quantum dots / V. D. Kulakovskii, G. Bacher, R. Weigand et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 82. — P. 1780.

[304] Photon beats from a single semiconductor quantum dot / T. Flissikowski, A. Hundt, M. Lowisch et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86. — P. 3172.

[305] Spectroscopic study of dark excitons in $In_xGa_{1-x}As$ self-assembled quantum dots by a magnetic-field-induced symmetry breaking / M. Bayer, O. Stern, A. Kuther, A. Forchel // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Vol. 61, no. 11. — Pp. 7273–7276.

[306] Spin quantum beats of 2D excitons / T. Amand, X. Marie, P. Le Jeune et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1997. — Vol. 78, no. 7. — Pp. 1355–1358.

[307] Coherent spin dynamics of excitons in quantum wells / M. Dyakonov, X. Marie, T. Amand et al. // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 56, no. 16. — Pp. 10412–10422.

[308] *Nickolaus H., Wünsche H.-J., Henneberger F.* Exciton spin relaxation in semiconductor quantum wells: The role of disorder // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 81. — Pp. 2586–2589.

[309] *Bracker A. S., Gammon D., Korenev V. L.* Fine structure and optical pumping of spins in individual semiconductor quantum dots // *Semiconductor Science and Technology.* — 2008. — Vol. 23, no. 11. — P. 114004.

[310] *Kusrayev Y. G.* Optical orientation of excitons and carriers in quantum dots // *Semiconductor Science and Technology.* — 2008. — Vol. 23, no. 11. — P. 114013.

[311] Electron-hole exchange interaction in a negatively charged quantum dot / I. A. Akimov, K. V. Kavokin, A. Hundt, F. Henneberger // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71. — P. 75326.

[312] Effect of $sp - d$ exchange interaction on excitonic states in CdSe/ZnSe/$Zn_{1-x}Mn_x$Se quantum dots / E. A. Chekhovich, A. S. Brichkin, A. V. Chernenko et al. // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76. — P. 165305.

[313] Отрицательно заряженные экситоны в полумагнитных квантовых точках CdSe/ZnSe/ZnMnSe / А. Бричкин, А. Черненко, Е. Чехович и др. // *ЖЭТФ.* — 2007. — Т. 132. — С. 426.

[314] Fine structure of negatively and positively charged excitons in semiconductor quantum dots: Electron-hole asymmetry / M. Ediger, G. Bester, B. D. Gerardot et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98, no. 3. — P. 036808.

[315] A semiconductor source of triggered entangled photon pairs / R. M. Stevenson, R. J. Young, P. Atkinson et al. // *Nature.* — 2006. — Vol. 439. — P. 179.

[316] *Akopian N. et al.* Entangled photon pairs from semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96, no. 13. — P. 130501.

[317] *Johne R., Gippius N. A., Malpuech G.* Entangled photons from a strongly coupled quantum dot-cavity system // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79. — P. 155317.

[318] Ultrabright source of entangled photon pairs / A. Dousse, J. Suffczynski, A. Beveratos et al. // *Nature.* — 2010. — Vol. 466, no. 7303. — Pp. 217–220.

[319] *Poddubny A. N.* Effect of continuous and pulsed pumping on entangled photon pair generation in semiconductor microcavities // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 85. — P. 075311.

[320] Influence of an in-plane electric field on exciton fine structure in InAs-GaAs self-assembled quantum dots / K. Kowalik, O. Krebs, A. Lemaî̂tre et al. // *Applied Physics Letters.* — 2005. — Vol. 86, no. 4. — P. 041907.

[321] Control of quantum dot excitons by lateral electric fields / V. Stavarache, D. Reuter, A. D. Wieck et al. // *Applied Physics Letters.* — 2006. — Vol. 89, no. 12. — P. 123105.

[322] Effect of uniaxial stress on excitons in a self-assembled quantum dot / S. Seidl, M. Kroner, A. Högele et al. // *Applied Physics Letters.* — 2006. — Vol. 88, no. 20. — P. 203113.

[323] Magnetic-field-induced reduction of the exciton polarization splitting in inas quantum dots / R. M. Stevenson, R. J. Young, P. See et al. // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 73, no. 3. — P. 033306.

[324] Manipulating the exciton fine structure of single CdTeZnTe quantum dots by an in-plane magnetic field / K. Kowalik, O. Krebs, A. Golnik et al. // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 75. — P. 195340.

[325] Polarization-entangled photons produced with high-symmetry site-controlled quantum dots / A. Mohan, M. Felici, P. Gallo et al. // *Nat. Photon.* — 2010. — Vol. 4. — P. 302.

[326] Excitonic absorption in a quantum dot / P. Hawrylak, G. A. Narvaez, M. Bayer, A. Forchel // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 85. — P. 389.

[327] *Que W.* Excitons is quantum dots with parabolic confiment // *Phys. Rev. B.* — 1992. — Vol. 45. — P. 11036.

[328] *Семина М. А., Сергеев Р. А., Сурис Р. А.* Локализация электрон-дырочных комплексов на флуктуациях интерфейсов квантовых ям // *ФТП.* — 2006. — Т. 40. — С. 1373.

[329] Strong electron-phonon coupling regime in quantum dots: Evidence for everlasting resonant polarons / S. Hameau, Y. Guldner, O. Verzelen et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83. — Pp. 4152–4155.

[330] Optical and magnetic anisotropies of the hole states in Stranski-Krastanov quantum dots / A. V. Koudinov, I. A. Akimov, Y. G. Kusrayev, F. Henneberger // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 70, no. 24. — P. 241305.

[331] Diffusion-induced growth of GaAs nanowhiskers during molecular beam epitaxy: Theory and experiment / V. G. Dubrovskii, G. E. Cirlin, I. P. Soshnikov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 71. — P. 205325.

[332] *Lu W., Lieber C. M.* Semiconductor nanowires // *J. of Physics D.* — 2006. — Vol. 39, no. 21. — P. R387.

[333] *В.Г.Дубровский, Г.Э.Цырлин, В.М.Устинов.* Полупроводниковые нитевидные нанокристаллы: синтез, свойства, применения (Обзор) // *ФТП.* — 2009. — Т. 43. — С. 1585.

[334] In(Ga)As/GaAs quantum dots grown on a (111) surface as ideal sources of entangled photon pairs / A. Schliwa, M. Winkelnkemper, A. Lochmann et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80, no. 16. — P. 161307.

[335] *Singh R., Bester G.* Nanowire quantum dots as an ideal source of entangled photon pairs // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 6. — P. 063601.

[336] Self-assembly of symmetric GaAs quantum dots on (111)A substrates: Suppression of fine-structure splitting / T. Mano, M. Abbarchi, T. Kuroda et al. // *Applied Physics Express.* — 2010. — Vol. 3, no. 6. — P. 065203.

[337] Fine structure of exciton complexes in high-symmetry quantum dots: Effects of symmetry breaking and symmetry elevation / K. F. Karlsson, M. A. Dupertuis, D. Y. Oberli et al. // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, no. 16. — P. 161307.

[338] *Stock E. et al.* Single-photon emission from InGaAs quantum dots grown on (111) GaAs // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Vol. 96, no. 9. — P. 093112.

[339] *Кулаковский В. Д., Бутов Л. В.* Магнитооптика квантовых проволок и квантовых точек в полупроводниковых гетероструктурах // *Успехи физических наук.* — 1995. — Т. 165, № 2. — С. 229–232.

[340] *Bayer M. et al.* Electron and hole g factors and exchange interaction from studies of the exciton fine structure in $In_{0.60}Ga_{0.40}As$ quantum dots // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 82, no. 8. — Pp. 1748–1751.

[341] *Besombes L. et al.* Exciton and biexciton fine structure in single elongated islands grown on a vicinal surface // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 85, no. 2. — Pp. 425–428.

[342] *Paillard M. et al.* Spin relaxation quenching in semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86, no. 8. — Pp. 1634–1637.

[343] *Abbarchi M. et al.* Magneto-optical properties of excitonic complexes in GaAs self-assembled quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81, no. 3. — P. 035334.

[344] *Belhadj T. et al.* Optically monitored nuclear spin dynamics in individual GaAs quantum dots grown by droplet epitaxy // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 78, no. 20. — P. 205325.

[345] Controlling the polarization eigenstate of a quantum dot exciton with light / T. Belhadj, C.-M. Simon, T. Amand et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 8. — P. 086601.

[346] *Léger Y. et al.* Valence-band mixing in neutral, charged, and Mn-doped self-assembled quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76, no. 4. — P. 045331.

[347] *Puls J. et al.* Magneto-optical study of the exciton fine structure in self-assembled CdSe quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 1999. — Vol. 60, no. 24. — Pp. R16303–R16306.

[348] Extreme in-plane anisotropy of the heavy-hole g factor in (001)-CdTe/CdMnTe quantum wells / Y. G. Kusrayev, A. V. Koudinov, I. G. Aksyanov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 82. — P. 3176.

[349] Linear polarization of the photoluminescence of quantum wells subject to in-plane magnetic fields / A. V. Koudinov, N. S. Averkiev, Y. G. Kusrayev et al. // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 74, no. 19. — P. 195338.

[350] Properties of the thirty-two point groups / G. F. Koster, R. G. Wheeler, J. O. Dimmock, H. Statz. — MIT Press, 1963.

[351] Поляризация излучения связанного экситона в Ge(As) в продольном магнитном поле / Н. С. Аверкиев, В. М. Аснин, Ю. Н. Ломасов и др. // *ФТТ.* — 1981. — Т. 23. — С. 3117.

[352] *Киселев А. А., Моисеев Л. В.* Зеемановское расщепление состояний тяжелой дырки в гетероструктурах A_3B_5 и A_2B_6 // *ФТТ.* — 1996. — Т. 38. — С. 1574.

[353] *Kavokin K. V.* Anisotropic exchange interaction of localized conduction-band electrons in semiconductors // *Phys. Rev. B.* — 2001. — Vol. 64. — P. 075305.

[354] *Kavokin K. V.* Symmetry of anisotropic exchange interactions in semiconductor nanostructures // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 69, no. 7. — P. 075302.

[355] *Gangadharaiah S., Sun J., Starykh O. A.* Spin-orbit-mediated anisotropic spin interaction in interacting electron systems // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100, no. 15. — P. 156402.

[356] *Абакумов В. Н., Яссиевич И. Н.* Аномальный эффект Холла на поляризованных электронах в полупроводниках // *ЖЭТФ.* — 1971. — Т. 61. — С. 2571.

[357] *Boguslawski P.* Electron-electron spin-flip scattering and spin relaxation in III-V and II-VI semiconductors // *Solid State Commun.* — 1980. — Vol. 33. — P. 389.

[358] *Ş. C. Bădescu, Lyanda-Geller Y. B., Reinecke T. L.* Asymmetric exchange between electron spins in coupled semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 2005. — Vol. 72, no. 16. — P. 161304.

[359] *Сурис Р. А.* Поверхностные состояния в гетеропереходах // *ФТП.* — 1986. — Т. 20. — С. 2008.

[360] *Берестетский В. Б., Питаевский Л. П., Лифшиц Е. М.* Квантовая электродинамика. — Москва. Наука, 1989.

[361] *Tarasenko S. A., Ivchenko E. L.* Pure spin photocurrents in low-dimensional structures // *Письма ЖЭТФ.* — 2005. — Т. 81. — С. 292.

[362] Fine structure of exciton in doubly charged CdSe/ZnSe/ZnMnSe quantum dots / E. A. Chekhovich, A. S. Brichkin, A. V. Chernenko, V. D. Kulakovskii // Proc. 15th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology Novosibirsk, Russia. — 2007.

[363] *Pitaevskii L. P., Stringari S.* Bose-Einstein Condensation. — Clarendon Press (Oxford, UK), 2004.

[364] Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor / M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews et al. // *Science.* — 1995. — Vol. 269, no. 5221. — Pp. 198–201.

[365] *Келдыш Л. В., Козлов А. Н.* Коллективные свойства экситонов в полупроводниках // *ЖЭТФ.* — 1968. — Т. 54. — С. 978.

[366] *Gergel V. A., Kazarinov R. F., Suris R. A.* On the properties of the low density bose-einstein condensate of the excitons in semiconductors // Proc. IX International Conference on the Physics of Semiconductors, Moscow July 23-29. — 1968.

[367] *Moskalenko S. A., Snoke D. W.* Bose-Einstein Condensation of Excitons and Biexcitons and Coherent Nonlinear Optics with Excitons. — Cambridge University Press, 2000.

[368] Бозе-конденсация межъямных экситонов в двойных квантовых ямах / А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев, П. А. Ни и др. // *Письма в ЖЭТФ.* — 2002. — Т. 75. — С. 689.

[369] Towards bose–einstein condensation of excitons in potential traps / L. V. Butov, C. W. Lai, A. L. Ivanov et al. // *Nature.* — 2002. — Vol. 417. — P. 47.

[370] *Горбунов А. В., Тимофеев В. Б.* Крупномасштабная когерентность бозе-конденсата пространственно-непрямых экситонов // *Письма в ЖЭТФ.* — 2006. — Т. 84. — С. 390.

[371] Двухфотонные корреляции люминесценции в условиях бозе-конденсации диполярных экситонов / А. В. Горбунов, В. Б. Тимофеев, Д. А. Демин, А. А. Дремин // *Письма в ЖЭТФ.* — 2009. — Т. 90. — С. 156.

[372] *Eisenstein J. P., MacDonald A. H.* Bose–einstein condensation of excitons in bilayer electron systems // *Nature.* — 2004. — Vol. 432. — P. 691.

[373] Observation of the coupled exciton-photon mode splitting in a semiconductor quantum microcavity / C. Weisbuch, M. Nishioka, A. Ishikawa, Y. Arakawa // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Vol. 69, no. 23. — Pp. 3314–3317.

[374] *Kavokin A., Malpuech G.* Cavity Polaritons. — Elsevier, 2003. — Vol. 32 of *Thin Films and Nanostructures.*

[375] Microcavities / A. Kavokin, J. Baumberg, G. Malpuech, F. Laussy. — Oxford University Press, UK, 2011.

[376] *Агранович В. М.* Дисперсия электромагнитных волн в кристаллах // *ЖЭТФ.* — 1959. — Т. 37. — С. 430.

[377] *Hopfield J. J.* Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals // *Phys. Rev.* — 1958. — Vol. 112. — Pp. 1555–1567.

[378] Bose-Einstein condensation of exciton polaritons / J. Kasprzak, M. Richard, S. Kundermann et al. // *Nature.* — 2006. — Vol. 443. — P. 409.

[379] Collective fluid dynamics of a polariton condensate in a semiconductor microcavity / A. Amo, D. Sanvitto, F. P. Laussy et al. // *Nature.* — 2009. — Vol. 457, no. 7227. — Pp. 291–295.

[380] Spontaneous polarization buildup in a room-temperature polariton laser / J. J. Baumberg, A. V. Kavokin, S. Christopoulos et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101. — P. 136409.

[381] Pinning and depinning of the polarization of exciton-polariton condensates at room temperature / J. Levrat, R. Butté, T. Christian et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 104. — P. 166402.

[382] *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Статистическая физика. Часть 2. — Москва. Физматлит, 2001.

[383] Angle-resonant stimulated polariton amplifier / P. G. Savvidis, J. J. Baumberg, R. M. Stevenson et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2000. — Vol. 84. — Pp. 1547–1550.

[384] *Savona V., Runge E., Zimmermann R.* Enhanced resonant backscattering of light from quantum-well excitons // *Phys. Rev. B.* — 2000. — Vol. 62, no. 8. — Pp. R4805–R4808.

[385] Weak localization of light in a disordered microcavity / M. Gurioli, F. Bogani, L. Cavigli et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94, no. 18. — P. 183901.

[386] Жесткий режим возбуждения поляритон-поляритонного рассеяния в полупроводниковых микрорезонаторах / Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, Л. В. Кел-

дыш, В. Д. Кулаковский // *Успехи физических наук.* — 2005. — Т. 175, № 3. — С. 327–334.

[387] Стимулированное поляритон-поляритонное рассеяние в полупроводниковых микрорезонаторах / В. Д. Кулаковский, Д. Н. Крижановский, М. Н. Махонин и др. // *Успехи физических наук.* — 2005. — Т. 175, № 3. — С. 334–340.

[388] Динамика излучения GaAs микрорезонатора с встроенными квантовыми ямами при высоких плотностях нерезонансного возбуждения / В. В. Белых, М. Х. Нгуен, Н. Н. Сибельдин и др. // *Письма в ЖЭТФ.* — 2009. — Т. 89. — С. 681.

[389] Polarization multistability of cavity polaritons / N. A. Gippius, I. A. Shelykh, D. D. Solnyshkov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 236401.

[390] Polarization control of the nonlinear emission of semiconductor microcavities / M. D. Martin, G. Aichmayr, L. Viña, R. Andre // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 89. — P. 077402.

[391] Linear polarisation inversion: A signature of coulomb scattering of cavity polaritons with opposite spins / K. Kavokin, P. Renucci, T. Amand et al. // *pss c.* — 2005. — Vol. 2. — P. 763.

[392] Quantum theory of spin dynamics of exciton-polaritons in microcavities / K. V. Kavokin, I. A. Shelykh, A. V. Kavokin et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 92. — P. 017401.

[393] Polarization and propagation of polariton condensates / I. A. Shelykh, Y. G. Rubo, G. Malpuech et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 97, no. 6. — P. 066402.

[394] Semiconductor microcavity as a spin-dependent optoelectronic device / I. Shelykh, K. V. Kavokin, A. V. Kavokin et al. // *Phys. Rev. B.* — 2004. — Vol. 70. — P. 035320.

[395] Polariton polarization-sensitive phenomena in planar semiconductor microcavities / I. A. Shelykh, A. V. Kavokin, Y. G. Rubo et al. // *Semiconductor Science and Technology.* — 2010. — Vol. 25, no. 1. — P. 013001 (47pp).

[396] *Dyakonov M., Perel' V.* Current induced spin orientation of electrons in semiconductors // *Phys. Lett. A.* — 1971. — Vol. 35A. — P. 459.

[397] *Hirsch J. E.* Spin Hall effect // *Phys. Rev. Lett.* — 1999. — Vol. 83. — P. 1834.

[398] Universal intrinsic spin Hall effect / J. Sinova, D. Culcer, Q. Niu et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 92. — P. 126603.

[399] Experimental observation of the spin-Hall effect in a two-dimensional spin-orbit coupled semiconductor system / J. Wunderlich, B. Kaestner, J. Sinova, T. Jungwirth // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 94. — P. 47204.

[400] *Murakami S., Nagaosa N., Zhang S.-C.* Dissipationless quantum spin current at room temperature // *Science.* — 2003. — Vol. 301. — P. 1348.

[401] Current-induced polarization and the spin Hall effect at room temperature / N. P. Stern, S. Ghosh, G. Xiang et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 97, no. 12. — P. 126603.

[402] Zero-bias spin separation / S. D. Ganichev, V. V. Bel/'kov, S. A. Tarasenko et al. // *Nat Phys.* — 2006. — Vol. 2, no. 9. — Pp. 609–613.

[403] Cavity–polariton dispersion and polarization splitting in single and coupled semiconductor microcavities / G. Panzarini, L. C. Andreani, A. Armitage и др. // *ФТТ.* — 1999. — Т. 41. — С. 1337.

[404] Rotation of the plane of polarization of light in a semiconductor microcavity / D. N. Krizhanovskii, D. Sanvitto, I. A. Shelykh et al. // *Phys. Rev. B.* — 2006. — Vol. 73. — P. 073303.

[405] Optical anisotropy and pinning of the linear polarization of light in semiconductor microcavities / L. Klopotowski, M. Martin, A. Amo et al. // *Solid State Communications.* — 2006. — Vol. 139, no. 10. — Pp. 511 – 515.

[406] Anisotropic optical spin Hall effect in semiconductor microcavities / A. Amo, T. C. H. Liew, C. Adrados et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 80. — P. 165325.

[407] *Glazov M. M., Golub L. E.* Spin and transport effects in quantum microcavities with polarization splitting // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 82. — P. 085315.

[408] *Savona V.* Effect of interface disorder on quantum well excitons and microcavity polaritons // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2007. — Vol. 19. — P. 295208.

[409] Nonlinear effects in spin relaxation of cavity polaritons / D. Solnyshkov, I. Shelykh, M. Glazov и др. // *ФТП.* — 2007. — Т. 41. — С. 1099.

[410] Magnetic-field-effects on photoluminescence polarization in type II GaAs/AlAs superlattices / E. Ivchenko, V. Kochereshko, A. Y. Naumov et al. // *Superlatt. and Microstr.* — 1991. — Vol. 10. — P. 497.

[411] *Kalevich V. K., Korenev V. L., Merkulov I. A.* Nonequilibrium spin and spin flux in quantum films of GaAs-type semiconductors // *Solid State Commun.* — 1994. — Vol. 91. — P. 559.

[412] Determination of interface preference by observation of linear-to-circular polarization conversion under optical orientation of excitons in type-II GaAs/AlAs superlattices / R. I. Dzhioev, H. M. Gibbs, E. L. Ivchenko et al. // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 56. — Pp. 13405–13413.

[413] Тонкая структура экситонных уровней в квантовых точках / Р. И. Джиоев, Б. П. Захарченя, Е. Л. Ивченко и др. // *Письма в ЖЭТФ.* — 1997. — Т. 65. — С. 766.

[414] Circular-to-linear and linear-to-circular conversion of optical polarization by semiconductor quantum dots / G. V. Astakhov, T. Kiessling, A. V. Platonov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 96. — P. 027402.

[415] *Onoda M., Murakami S., Nagaosa N.* Hall effect of light // *Phys. Rev. Lett.* — 2004. — Vol. 93. — P. 83901.

[416] *Singh J., Ghosh R., Dattagupta S.* Optical Hall effect // *Phys. Rev. A.* — 2000. — Vol. 61. — P. 025402.

[417] *Goos F., Hanchen H.* Ein neuer und fundamentaler versuch zur totalreflexion // *Annalen der Physik.* — 1947. — Vol. 436, no. 7-8. — Pp. 333–346.

[418] Electric field effect in atomically thin carbon films / K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al. // *Science.* — 2004. — Vol. 306. — P. 666.

[419] Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene / K. S. Novoselov, A. K. Geim, S. V. Morozov et al. // *Nature.* — 2005. — Vol. 438. — P. 197.

[420] Experimental observation of the quantum Hall effect and Berry's phase in graphene / Y. Zhang, Y.-W. Tan, H. L. Stormer, P. Kim // *Nature.* — 2005. — Vol. 438, no. 7065. — Pp. 201–204.

[421] Room-temperature quantum Hall effect in graphene / K. S. Novoselov, Z. Jiang, Y. Zhang et al. // *Science.* — 2007. — Vol. 315, no. 5817. — P. 1379.

[422] Weak-localization magnetoresistance and valley symmetry in graphene / E. McCann, K. Kechedzhi, V. I. Fal'ko et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 97. — P. 146805.

[423] Weak localization in graphene flakes / F. V. Tikhonenko, D. W. Horsell, R. V. Gorbachev, A. K. Savchenko // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 100. — P. 056802.

[424] Fine structure constant defines visual transparency of graphene / R. R. Nair, P. Blake, A. N. Grigorenko et al. // *Science.* — 2008. — Vol. 320, no. 5881. — P. 1308.

[425] *Geim A. K., Novoselov K. S.* The rise of graphene // *Nat Mater.* — 2007. — Vol. 6, no. 3. — Pp. 183–191.

[426] *Rycerz A., Tworzydlo J., Beenakker C. W. J.* Valley filter and valley valve in graphene // *Nat Phys.* — 2007. — Vol. 3, no. 3. — Pp. 172–175.

[427] *Wallace P. R.* The band theory of graphite // *Phys. Rev.* — 1947. — Vol. 71, no. 9. — Pp. 622–634.

[428] *Морозов С. В., Новоселов К. С., Гейм А. К.* Электронный транспорт в графене // *УФН.* — 2008. — Т. 178. — С. 776.

[429] *Лозовик Ю. Е., Меркулова С. П., Соколик А. А.* Коллективные электронные явления в графене // *Успехи физических наук.* — 2008. — Т. 178, № 7. — С. 757–776.

[430] *Guruswamy S., LeClair A., Ludwig A.* gl($n|n$) super-current algebras for disordered Dirac fermions in two dimensions // *Nuclear Physics B.* — 2000. — Vol. 583, no. 3. — Pp. 475 – 512.

[431] *Ostrovsky P. M., Gornyi I. V., Mirlin A. D.* Quantum criticality and minimal conductivity in graphene with long-range disorder // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 98. — P. 256801.

[432] *Aleiner I. L., Efetov K. B.* Effect of disorder on transport in graphene // *Phys. Rev. Lett.* — 2006. — Vol. 97. — P. 236801.

[433] *Trushin M., Schliemann J.* Pseudospin in optical and transport properties of graphene // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107. — P. 156801.

[434] *Falkovsky L. A.* Optical properties of graphene // *Journal of Physics: Conference Series.* — 2008. — Vol. 129, no. 1. — P. 012004.

[435] *Фальковский Л. А.* Оптические свойства графена и полупроводников типа A_4B_6 // *УФН.* — 2008. — Т. 178. — С. 923.

[436] *Peres N. M. R.* Colloquium: The transport properties of graphene: An introduction // *Rev. Mod. Phys.* — 2010. — Vol. 82, no. 3. — Pp. 2673–2700.

[437] Electronic transport in two-dimensional graphene / S. Das Sarma, S. Adam, E. H. Hwang, E. Rossi // *Rev. Mod. Phys.* — 2011. — Vol. 83, no. 2. — Pp. 407–470.

[438] *Ganichev S. D., Prettl W.* Spin photocurrents in quantum wells // *J. Phys.: Condens. Matter.* — 2003. — Vol. 15. — P. R935.

[439] *Fiebig M., Pavlov V. V., Pisarev R. V.* Second-harmonic generation as a tool for studying electronic and magnetic structures of crystals: review // *J. Opt. Soc. Am. B.* — 2005. — Vol. 22, no. 1. — Pp. 96–118.

[440] *Ivchenko E., Ganichev S.* Spin–Photogalvanics // Spin physics in semiconductors / Ed. by M. Dyakonov. — Springer, 2008. — Pp. 245–278.

[441] *Margulis V., Sizikova T.* Theoretical study of third-order nonlinear optical response of semiconductor carbon nanotubes // *Physica B.* — 1998. — Vol. 245, no. 2. — Pp. 173–189.

[442] *Margulis V., Gaiduk E., Zhidkin E.* Electric-field-induced optical second-harmonic generation and nonlinear optical rectification in semiconducting carbon nanotubes // *Optics Communs.* — 2000. — Vol. 183, no. 1-4. — Pp. 317–326.

[443] *Ivchenko E. L., Spivak B.* Chirality effects in carbon nanotubes // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 66, no. 15. — P. 155404.

[444] High-order harmonic generation by conduction electrons in carbon nanotube ropes / G. Y. Slepyan, S. A. Maksimenko, V. P. Kalosha et al. // *Phys. Rev. A.* — 2001. — Vol. 63. — P. 053808.

[445] Photon drag effect in carbon nanotube yarns / A. N. Obraztsov, D. A. Lyashenko, S. Fang et al. // *Applied Physics Letters.* — 2009. — Vol. 94, no. 23. — P. 231112.

[446] Photon-drag effect in single-walled carbon nanotube films / G. M. Mikheev, A. G. Nasibulin, R. G. Zonov et al. // *Nano Letters.* — 2012. — Vol. 12, no. 1. — Pp. 77–83.

[447] Millimeter-wave generation via frequency multiplication in graphene / M. Dragoman, D. Neculoiu, G. Deligeorgis et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Vol. 97, no. 9. — P. 093101.

[448] *Dean J. J., van Driel H. M.* Second harmonic generation from graphene and graphitic films // *Applied Physics Letters.* — 2009. — Vol. 95, no. 26. — P. 261910.

[449] *Dean J. J., van Driel H. M.* Graphene and few-layer graphite probed by second-harmonic generation: Theory and experiment // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 82, no. 12. — P. 125411.

[450] Coherent nonlinear optical response of graphene / E. Hendry, P. J. Hale, J. Moger et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2010. — Vol. 105, no. 9. — P. 097401.

[451] Coherent control of ballistic photocurrents in multilayer epitaxial graphene using quantum interference / D. Sun, C. Divin, J. Rioux et al. // *Nano Letters.* — 2010. — Vol. 10, no. 4. — Pp. 1293–1296. — PMID: 20210362.

[452] *Park J., Ahn Y. H., Ruiz-Vargas C.* Imaging of photocurrent generation and collection in single-layer graphene // *Nano Letters.* — 2009. — Vol. 9, no. 5. — Pp. 1742–1746. — PMID: 19326919.

[453] Photo-thermoelectric effect at a graphene interface junction / X. Xu, N. M. Gabor, J. S. Alden et al. // *Nano Letters.* — 2010. — Vol. 10, no. 2. — Pp. 562–566. — PMID: 20038087.

[454] *Kane C. L., Mele E. J.* Quantum spin Hall effect in graphene // *Phys. Rev. Lett.* — 2005. — Vol. 95. — P. 226801.

[455] *Barlow H. M.* Application of the Hall effect in a semi-conductor to the measurement of power in an electromagnetic field // *Nature.* — 1954. — Vol. 173, no. 4392. — Pp. 41–42.

[456] *Гринберг А., Брынских Н., Имамов Э.* Анизотропия фототока, обусловленного давлением света в полупроводниках с многодолинным энергетическим спектром // *ФТП.* — 1971. — Т. 5. — С. 148.

[457] *Перель В. И., Пинский Я. М.* Постоянный ток в проводящей среде, обусловленный восокочастотным электромагнитным полем // *ФТТ.* — 1973. — Т. 15. — С. 996.

[458] *Рывкин С. М., Ярошецкий И. Д.* Увлечение электронов фотонами в полупроводниках // Проблемы современной физики / Под ред. В. М. Тучкевич, В. Я. Френкель. — Наука, 1980.

[459] *Gibson A. F., Kimmitt M. F.* Photon drag detection // Infrared and Millimeter Waves, Vol. 3 / Ed. by K. J. Button. — Academic Press, New York, 1980. — Pp. 181–217.

[460] Линейно-циркулярный дихроизм тока увлечения при нелинейном межподзонном поглощении света в p-Ge / С.Д.Ганичев, Е.Л.Ивченко, Р.Я.Расулов и др. // *ФТТ.* — 1993. — Т. 35. — С. 198.

[461] Light-induced kinetic effects in solids / V. M. Shalaev, C. Douketis, J. T. Stuckless, M. Moskovits // *Phys. Rev. B.* — 1996. — Vol. 53, no. 17. — Pp. 11388–11402.

[462] Directed motion of electrons in gases under the action of photon flux / M. Y. Amusia, A. S. Baltenkov, L. V. Chernysheva et al. // *Phys. Rev. A.* — 2001. — Vol. 63, no. 5. — P. 052512.

[463] *Gurevich V. L., Laiho R., Lashkul A. V.* Photomagnetism of metals // *Phys. Rev. Lett.* — 1992. — Vol. 69, no. 1. — Pp. 180–183.

[464] *Gurevich V. L., Laiho R.* Photomagnetism of metals: Microscopic theory of the photoinduced surface current // *Phys. Rev. B.* — 1993. — Vol. 48, no. 11. — Pp. 8307–8316.

[465] *Gurevich V. L., Laiho R.* Photomagnetism of metals. First observation of dependence on polarization of light // *ФТТ.* — 2000. — Т. 42. — С. 1762.

[466] *Goff J. E., Schaich W. L.* Hydrodynamic theory of photon drag // *Phys. Rev. B.* — 1997. — Vol. 56, no. 23. — Pp. 15421–15430.

[467] Quantum ratchet effects induced by terahertz radiation in GaN-based two-dimensional structures / W. Weber, L. E. Golub, S. N. Danilov et al. // *Phys. Rev. B.* — 2008. — Vol. 77, no. 24. — P. 245304.

[468] Controlling the Electronic Structure of Bilayer Graphene / T. Ohta, A. Bostwick, T. Seyller et al. // *Science.* — 2006. — Vol. 313, no. 5789. — Pp. 951–954.

[469] Biased bilayer graphene: Semiconductor with a gap tunable by the electric field effect / E. V. Castro, K. S. Novoselov, S. V. Morozov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2007. — Vol. 99, no. 21. — P. 216802.

[470] Gate-Variable Optical Transitions in Graphene / F. Wang, Y. Zhang, C. Tian et al. // *Science.* — 2008. — Vol. 320, no. 5873. — Pp. 206–209.

[471] Interaction-driven spectrum reconstruction in bilayer graphene / A. S. Mayorov, D. C. Elias, M. Mucha-Kruczynski et al. // *Science.* — 2011. — Vol. 333, no. 6044. — Pp. 860–863.

[472] Stacking-dependent band gap and quantum transport in trilayer graphene / W. Bao, L. Jing, J. Velasco et al. // *Nat Phys.* — 2011. — Vol. 7, no. 12. — Pp. 948–952.

[473] The experimental observation of quantum Hall effect of $l = 3$ chiral quasiparticles in trilayer graphene / L. Zhang, Y. Zhang, J. Camacho et al. // *Nat Phys.* — 2011. — Vol. 7, no. 12. — Pp. 953–957.

[474] Observation of an electrically tunable band gap in trilayer graphene / C. H. Lui, Z. Li, K. F. Mak et al. // *Nat Phys.* — 2011. — Vol. 7, no. 12. — Pp. 944–947.

[475] *Mañes J. L., Guinea F., Vozmediano M. A. H.* Existence and topological stability of fermi points in multilayered graphene // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 75, no. 15. — P. 155424.

[476] Group-theory analysis of electrons and phonons in n -layer graphene systems / L. M. Malard, M. H. D. Guimarães, D. L. Mafra et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79, no. 12. — P. 125426.

[477] Valley separation in graphene by polarized light / L. E. Golub, S. A. Tarasenko, M. V. Entin, L. I. Magarill // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 84. — P. 195408.

[478] *Hartmann R. R., Portnoi M. E.* Optoelectronic Properties of Carbon-based Nanostructures: Steering electrons in graphene by electromagnetic fields. — LAP LAMBERT Academic Publishing, Saarbrucken, 2011.

[479] *Брынских Н., Гринберг А., Имамов Э.* Классическая теория увлечения свободных носителей тока светом // *ФТП.* — 1971. — Т. 5. — С. 1735.

[480] *Гуревич Л. Э., Травников В. С.* Увлечение электронов электромагнитными волнами и электромагнитных волн электронами // Проблемы современной физики / Под ред. А. П. Александрова. — Ленинград. Наука, 1980. — С. 262.

[481] *Entin M. V., Magarill L. I., Shepelyansky D. L.* Theory of resonant photon drag in monolayer graphene // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81. — P. 165441.

[482] *Ивченко Е. Л., Пикус Г.* Фотогальванические эффекты в полупроводниках // Проблемы современной физики / Под ред. В. М. Тучкевич, В. Я. Френкель. — Наука, 1980.

[483] *Белиничер В. И.* О механизмах циркулярного эффекта увлечения // *ФТТ.* — 1981. — Т. 23. — С. 3461.

[484] Spin photocurrents and the circular photon drag effect in (110)-grown quantum well structures / V. Shalygin, H. Diehl, C. Hoffmann et al. // *JETP Letters.* — 2007. — Vol. 84, no. 10. — Pp. 570–576.

[485] Transverse photovoltage induced by circularly polarized light / T. Hatano, T. Ishihara, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103. — P. 103906.

[486] Towards a quantum resistance standard based on epitaxial graphene / A. Tzalenchuk, S. Lara-Avila, A. Kalaboukhov et al. // *Nat Nano.* — 2010. — Vol. 5, no. 3. — Pp. 186–189.

[487] *Bassani F., Parravicini G.* Band structure and optical properties of graphite and of the layer compounds gas and gase // *Il Nuovo Cimento B (1965-1970).* — 1967. — Vol. 50. — Pp. 95–128. — 10.1007/BF02710685.

[488] *Bassani F., Pastori-Parravicini G.* Electronic states and optical transitions in solids. — Oxford, New York, Pergamon Press, 1975.

[489] *Zunger A.* Self-consistent LCAO calculation of the electronic properties of graphite. I. The regular graphite lattice // *Phys. Rev. B.* — 1978. — Vol. 17, no. 2. — Pp. 626–641.

[490] *Tarasenko S. A.* Orbital mechanism of circular photogalvanic effect in quantum wells // *Письма в ЖЭТФ.* — 2007. — Vol. 85. — P. 216.

[491] Observation of the orbital circular photogalvanic effect / P. Olbrich, S. A. Tarasenko, C. Reitmaier et al. // *Phys. Rev. B.* — 2009. — Vol. 79, no. 12. — P. 121302.

[492] *Tarasenko S. A.* Direct current driven by ac electric field in quantum wells // *Phys. Rev. B.* — 2011. — Vol. 83, no. 3. — P. 035313.

[493] Graphene edges: a review of their fabrication and characterization / X. Jia, J. Campos-Delgado, M. Terrones et al. // *Nanoscale.* — 2011. — Vol. 3. — Pp. 86–95.

[494] Raman spectroscopy of graphene edges / C. Casiraghi, A. Hartschuh, H. Qian et al. // *Nano Letters.* — 2009. — Vol. 9, no. 4. — Pp. 1433–1441. — PMID: 19290608.

[495] *Волков В., Загороднев И.* Электроны вблизи края графена // *ФНТ.* — 2009. — Т. 35. — С. 5.

[496] *Acik M., Chabal Y. J.* Nature of graphene edges: A review // *Japanese Journal of Applied Physics.* — 2011. — Vol. 50, no. 7. — P. 070101.

[497] *Okada S., Oshiyama A.* Magnetic ordering in hexagonally bonded sheets with first-row elements // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 87. — P. 146803.

[498] Поляризационно-зависимая баллистическая фотоэдс в структуре металл-проводник / В. Л. Альперович, В. И. Белиничер, А. В. Браславец и др. // *Письма в ЖЭТФ.* — 1985. — Т. 41. — С. 413.

[499] *Магарилл Л. И., Энтин М. В.* Фотогальванический эффект в пленках // *ФТТ.* — 1979. — Т. 21. — С. 1280.

[500] Поверхностный фотогальванический эффект в арсениде галлия / В. Л. Альперович, В. И. Белиничер, В. Н. Новиков, А. С. Терехов // *Письма в ЖЭТФ.* — 1980. — Т. 31. — С. 581.

[501] *Фальковский Л. А.* Диффузное граничное условие для электронов проводимости // *Письма в ЖЭТФ.* — 1970. — Т. 11. — С. 222.

[502] *Грин Р. Ф.* Перенос и рассеяние у поверхности кристалла // Поверхностные свойства твердых тел / Под ред. М. Грин. — Москва. Мир, 1972. — С. 104.

[503] *Крылов М. В., Сурис Р. А.* Подвижность носителей в инверсионных слоях в полупроводниках // *ЖЭТФ.* — 1982. — Т. 83. — С. 2273.

[504] Scanning Raman spectroscopy of graphene antidot lattices: Evidence for systematic *p*-type doping / S. Heydrich, M. Hirmer, C. Preis et al. // *Appl. Phys. Lett.* — 2010. — Vol. 97, no. 4. — P. 043113.

[505] Towards wafer-size graphene layers by atmospheric pressure graphitization of silicon carbide / K. V. Emtsev, A. Bostwick, K. Horn et al. // *Nat Mater.* — 2009. — Vol. 8, no. 3. — Pp. 203–207.

[506] Automated preparation of high-quality epitaxial graphene on 6H-SiC(0001) / M. Ostler, F. Speck, M. Gick, T. Seyller // *physica status solidi (b).* — 2010. — Vol. 247, no. 11-12. — Pp. 2924–2926.

[507] Second harmonic generation in multilayer graphene induced by direct electric current / A. Y. Bykov, T. V. Murzina, M. G. Rybin, E. D. Obraztsova // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 85. — P. 121413.

[508] Graphene frequency multipliers / H. Wang, D. Nezich, J. Kong, T. Palacios // *Electron Device Letters, IEEE.* — 2009. — Vol. 30, no. 5. — Pp. 547 –549.

[509] *Vasko F. T.* Carrier heating and high-order harmonics generation in doped graphene by a strong ac electric field // *ArXiv e-prints.* — 2010. — 1011.4841.

[510] *Mikhailov S. A., Ziegler K.* Nonlinear electromagnetic response of graphene: frequency multiplication and the self-consistent-field effects // *Journal of Physics: Condensed Matter.* — 2008. — Vol. 20, no. 38. — P. 384204.