

На правах рукописи



СМИРНОВ ДМИТРИЙ СЕРГЕЕВИЧ

**СПИНОВАЯ ДИНАМИКА
И КВАНТОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ
ЭЛЕКТРОНОВ И ЯДЕР В ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

Специальность 1.3.11 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург
2026

Работа выполнена в Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук

Официальные оппоненты:

Алёшкин Владимир Яковлевич, доктор физико-математических наук, профессор, Институт физики микроструктур Российской академии наук, главный научный сотрудник

Корнев Владимир Львович, доктор физико-математических наук, Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, ведущий научный сотрудник

Стрельцов Сергей Владимирович, доктор физико-математических наук, член-корр. РАН, Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, заведующий лабораторией теории низкоразмерных спиновых систем

Ведущая организация: **Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау Российской академии наук**

Защита состоится 11 июня 2026 г. в 11 часов 00 минут на заседании диссертационного совета ФТИ 34.01.02.25 ФТИ им. А.Ф. Иоффе по адресу: 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая, 26.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А. Ф. Иоффе и на сайте института www.ioffe.ru

Отзывы об автореферате в двух экземплярах, заверенные печатью, просьба высылать по вышеуказанному адресу на имя ученого секретаря диссертационного совета.

Автореферат разослан « ___ » ___ 2026 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
кандидат физико-математических наук



Л.В. Котова

Общая характеристика работы

Развитие квантовых технологий во всём мире уже привело к появлению первых устройств, принцип работы которых основан на использовании квантовой запутанности, неклассических состояний электромагнитного поля и суперпозиции квантовых состояний. Для дальнейшего прогресса в этой области необходимы глубокие фундаментальные исследования новых физических явлений. В частности, для создания эффективно масштабируемых технологий перспективно изучение квантовых многочастичных эффектов в полупроводниковых наносистемах.

Большое внимание уделяется исследованиям квантовой динамики и генерации неклассических корреляций в твердотельных наносистемах, а также созданию и изучению новых квантовых материалов. Хотя становится понятно, что реализация универсального квантового компьютера крайне маловероятна [1], крепнет уверенность в том, что фундаментальные исследования в области квантовых технологий выльются со временем в широкую и практически важную ветвь физики твёрдого тела.

Наиболее естественным выбором двухуровневой системы, претендующей на роль кубита в полупроводниковых наноструктурах, является спин локализованного электрона [2]. Исследования, проводившиеся в течение последних нескольких десятилетий, выявили исключительное богатство и разнообразие физических эффектов, связанных с одиночными спинами [3].

Ключевую роль в спиновой динамике локализованных электронов играет сверхтонкое взаимодействие с ядрами кристаллической решётки [4], которое тем сильнее, чем меньше длина локализации. Так как в типичных условиях электрон взаимодействует с огромным числом ядер (до сотен тысяч), то спиновые многочастичные эффекты ярко проявляются даже в одиночных квантовых точках. Например, это приводит к немарковости спиновой релаксации электрона [5] и эффекту восстановления поляризации в малых магнитных полях [6]. Также важное место в изучении электрон-ядерных эффектов занимает передача уг-

лового момента как от электронов ядер, так и обратно [7]. Сложная многочастичная спиновая динамика может ярко раскрываться в спектрах спиновых флуктуаций электронов и ядер [8], а также приводить к проявлению многочастичных квантовых корреляций [9, 10].

Исследования этих явлений находятся ещё на ранней стадии, но уже являются многообещающими. Это обуславливает **актуальность** изучения спиновой поляризации локализованных электронов и дырок с учётом сверхтонкого взаимодействия, внешнего магнитного поля и оптической накачки; эффектов передачи спинового углового момента между электронами и ядрами в неравновесных условиях; спектров спиновых флуктуаций носителей заряда, а также необходимость построения теории эффектов квантового обратного действия при взаимодействии излучения с квантовыми точками и теории генерации многочастично запутанных состояний спинов электронов, ядер кристаллической решётки и фотонов.

Разнообразие физических эффектов обогащается благодаря множеству полупроводниковых систем с локализованными электронами и постоянному появлению новых типов полупроводниковых наноструктур.

Цель работы состоит в теоретическом исследовании спиновой динамики и квантовых спиновых корреляций, а также проявлений спиновых эффектов в оптических свойствах полупроводниковых систем с локализованными электронами: ансамблей доноров в объёмных полупроводниках, одиночных квантовых точек I и II типов, а также их массивов, перовскитов, муаровых квантовых точек из монослоёв дихалькогенидов переходных металлов и структур с квантовыми микрорезонаторами.

Научная новизна работы состоит в построении теории новых физических явлений в полупроводниковых низкоразмерных системах: спиновой инерции и глубокого охлаждения сильно связанной электрон-ядерной спиновой системы, магнитополевых осцилляций спиновой поляризации в геометрии Фарадея, динамической поляризации электронных спинов в малых магнитных полях, а также в развитии теории квантовых и классических флуктуаций локализованных спинов в равновесных и неравновесных условиях, квантового обратного действия при оп-

тическом измерении спинов в квантовых точках, генерации многочастичной запутанности спинов ядер, электронов и фотонов.

Основные положения, выносимые на защиту:

1. В условиях периодической импульсной оптической накачки спиновая поляризация локализованных электронов осциллирует как функция магнитного поля в геометрии Фарадея, когда направления поля и распространения света совпадают. Эффект возникает за счёт флуктуаций спинов ядер кристаллической решётки.
2. Динамическая спиновая поляризация электронов в квантовых точках, возникающая в магнитном поле при оптической или электрической инжекции неполяризованных носителей заряда, в условиях конкуренции обменного электрон-дырочного и сверхтонкого взаимодействий на несколько порядков превышает их тепловую поляризацию.
3. Спектр флуктуаций фарадеевского вращения зондирующего луча, обусловленных спиновым шумом магнитных примесей в разбавленных магнитных полупроводниках, содержит вклады спиновых корреляционных функций не только второго, но и более высоких порядков.
4. Измерение спиновой поляризации локализованных электронов линейно поляризованным светом приводит к квантовому обратному действию, а именно, к подавлению поперечной составляющей спиновой поляризации. В зависимости от величины ядерных спиновых флуктуаций это вызывает замедление или ускорение спиновой дефазировки электронов.
5. Сверхтонкое взаимодействие электрона и ядер кристаллической решётки позволяет создавать состояния ядерных спинов с многочастичной квантовой запутанностью путём управления спиновой поляризацией электрона оптическими методами.

Апробация работы. Результаты исследований, вошедших в диссертацию, докладывались на Российских конференциях по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013, 2024; Москва, 2015; Екатеринбург, 2017; Новосибирск, 2019; Нижний Новгород, 2022), симпозиумах “Нанозфизика и нанозлектроника” (Нижний Новгород, 2017, 2024), Совецаниях по теории твёрдого тела (Санкт-Петербург, 2016, 2019, 2021, 2023), международных конференциях по физике полупроводников ICPS (Пекин, Китай, 2016; Монпелье, Франция, 2018), “Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures” (Вюрцбург, Германия, 2017), “50 years of optical orientation in semiconductors: From the original discovery to new horizons” (Париж, Франция, 2018), “Optics of Excitons in Confined Systems” (Санкт-Петербург, 2019; онлайн, 2021), “11th International Conference on Quantum Dots” (онлайн, 2020), “Landau Week” (Ереван, Армения, 2023), “Quantum Light & Nanophysics” (Абу-Даби, Объединенные Арабские Эмираты, 2024), а также в качестве приглашённых лекций на Зимней школе по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2023), Школе-конференции по теоретической физике конденсированного состояния и неравновесных процессов (Саров, 2024) и Летней школе фонда “БАЗИС” “Современные проблемы физики конденсированного состояния” (Московская область, 2024). Результаты исследований обсуждались также на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербургского политехнического университета, Санкт-Петербургского государственного университета, Московского государственного университета, Московского физико-технического института, Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН (Черноголовка, Московская область), Института физики твёрдого тела РАН (Черноголовка, Московская область), университетов Дортмунда и Ганновера (Германия). Основное содержание диссертации опубликовано в 21 научной статье.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, пяти глав, Заключения и списка литературы. Она содержит 246 страниц текста, включая 62 рисунка и 1 таблицу. Список цитируемой литературы содержит 354 наименования.

Содержание работы

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

В **первой главе** «Оптическая ориентация в магнитном поле» построена теория спиновой поляризации электронов и ядер в квантовых точках циркулярно поляризованным светом во внешнем магнитном поле. В §1.1 указывается, что большинство предшествующих работ было выполнено либо для свободных электронов, либо в предположении короткого времени корреляции электронов на центрах локализации по сравнению со временем спиновой дефазировки T_2^* . Однако, например, в самоорганизованных квантовых точках время корреляции может превышать T_2^* [5]. Это обуславливает необходимость развития последовательной микроскопической теории оптической ориентации спинов сильно локализованных электронов, взаимодействующих с ядрами кристаллической решётки, во внешнем магнитном поле.

Задачей этой главы является расчёт степени спиновой поляризации локализованных носителей заряда и ядер кристаллической решётки в продольном и поперечном магнитном поле с учётом анизотропии сверхтонкого взаимодействия и конечного времени корреляции ядерного поля в условиях как непрерывного, так и импульсного оптического возбуждения светом с постоянной или знакопеременной степенью циркулярной поляризации.

В §1.1.2 получены аналитические выражения для кривых Ханле и восстановления спиновой поляризации в поперечном и продольном магнитном поле, соответственно, с учётом анизотропии сверхтонкого взаимодействия. Такая анизотропия возникает как для локализованных дырок, так и для электронов в многозонных полупроводниках [A1]. Показано, что форма магнитополевых зависимостей может существенно меняться в зависимости от степени анизотропии сверхтонкого взаимодействия.

В §1.1.3 выполнен аналитический расчёт кривых Ханле и восстановления поляризации для случая произвольного времени корреляции ядерного поля τ_c , которое может быть сопоставимо с T_2^* [A1]. Время τ_c может обуславливаться как прыжками электронов между центрами локализации, так и эффективно описывать динамику спинов ядер под действием квадрупольных расщеплений, ядерных спин-спиновых взаимодействий и прецессии в поле Найта. Показано, что зависимость амплитуд эффектов Ханле и восстановления спиновой поляризации от τ_c немонотонная. Полученные теоретические результаты были применены для описания результатов соответствующих экспериментальных измерений [A1, 11] и определения таких параметров спиновой динамики локализованных электронов в квантовых точках как время τ_c , типичная частота прецессии в случайном ядерном поле $\delta \sim 1/T_2^*$, и время спиновой релаксации τ_s , определяющая средний спин электронов S_0 в достаточно сильном продольном магнитном поле, когда ларморовская частота Ω_L существенно превышает δ , так что спиновая дефазировка в поле ядер не эффективна.

§1.2 посвящён теории спиновой динамики под действием периодической последовательности импульсов возбуждения, характерной для экспериментов типа накачка–зондирование. В этом режиме хорошо известен эффект резонансного спинового усиления в поперечном магнитном поле [12–14]. Он состоит в увеличении спиновой поляризации электронов в условиях кратности периода следования импульсов, T_R , и периода ларморовской прецессии $2\pi/\Omega_L$, как показано пунктирной кривой на рис. 1(a).

На первый взгляд, в продольном магнитном поле такой эффект невозможен, поскольку внешнее поле сонаправлено со средней спиновой поляризацией и регулярной ларморовской прецессии не возникает. Однако, в работе [A2] показано, что степень поляризации электронов, рассчитанная с учетом конечной мощности импульсов накачки P , испытывает заметные осцилляции в продольном магнитном поле (сплошная кривая на рис. 1(a)). Причина этих осцилляций состоит в наличии случайного ядерного поля, которое приводит к отклонению оси спиновой

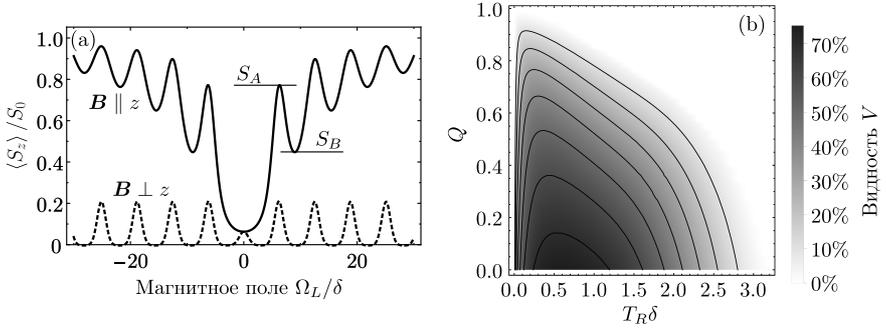


Рис. 1: (а) Зависимости спиновой поляризации электронов под действием π -импульсов оптической накачки от поперечного (пунктир) и продольного (сплошная линия) магнитного поля. (б) Видность эффекта продольного резонансного спинового усиления в зависимости от периода следования импульсов и их мощности.

прецессии от оптической оси. В меру этого отклонения в каждой отдельной квантовой точке возникают осцилляции продольной компоненты спиновой поляризации, для которых реализуется эффект резонансного спинового усиления.

Для количественного описания этого эффекта можно ввести “параметр видности” $V = (S_A - S_B)/S_A$, который определяется величинами спиновой поляризации в первом максимуме и в первом минимуме осцилляций в магнитном поле, см. рис. 1(а). Зависимость этого параметра от периода следования импульсов и параметра их мощности $Q = \cos(\pi/2\sqrt{P/P_\pi})$ показана на рис. 1(б). Видно, что эффект наиболее выражен для π -импульсов с мощностью P_π и периодом повторения $T_R \sim 1/\delta$. По аналогии с осцилляциями поляризации в поперечном поле этот эффект можно назвать резонансным спиновым усилением в геометрии Фарадея.

Теоретические предсказания этого эффекта были подтверждены экспериментально [15].

В §1.3 развита теория эффекта спиновой инерции для локализованных электронов [A3]. Он заключается в уменьшении спиновой поляризации в условиях оптической ориентации светом с переменной во времени степенью циркулярной поляризации при увеличении частоты модуля-

ции поляризации. Измерения спиновой инерции позволяют определять продольные времена спиновой релаксации электронов [16]. Особенностью спиновой ориентации электронов в квантовых точках является необходимость учёта конечного времени жизни возбуждённого трионного состояния, поскольку в противном случае его возбуждение и рекомбинация в силу правил отбора не меняют средний спин. Поэтому спиновая поляризация электронов пропорциональна их времени спиновой релаксации и обратно пропорциональна времени спиновой релаксации трионов.

В рамках формализма функций Грина построена микроскопическая теория спиновой инерции локализованных носителей заряда (электронов и дырок) в квантовых точках с учётом немарковости спиновой релаксации, обусловленной конечным времени корреляции поля Оверхаузера. Зависимость сигнала спиновой инерции (амплитуды модуляции спиновой поляризации) от внешнего продольного магнитного поля аналогична кривой восстановления спиновой поляризации. Показано, что эта зависимость может иметь не классическую V-образную, а M-образную форму с двумя симметрично расположенными максимумами. Причиной является подавление магнитным полем спиновой релаксации, вызванной ядерными спиновыми флуктуациями, как в основном, так и в трионном состоянии квантовой точки.

Этот эффект более выражен для квантовых точек p -типа, где спиновая релаксация триона обуславливается сверхтонким взаимодействием неспаренного по спину электрона. Именно в такой системе удалось экспериментально пронаблюдать M-образную зависимость сигнала спиновой инерции от магнитного поля [17]. Теоретическое описание наблюдений в рамках развитой теории позволило надёжно определить g -факторы электронов и дырок, а также времена корреляции τ_c , спиновой релаксации τ_s , силу и степень анизотропии сверхтонкого взаимодействия для обоих типов носителей заряда.

В §1.4 развита теория спиновой поляризации ядер сильно локализованными электронами со временем корреляции, превышающим время спиновой дефазировки T_2^* . Эта теория заполняет пробел между двумя

широко использовавшимися ранее упрощёнными рассмотрениями. Первое из них основано на концепции ядерной спиновой температуры, но требует короткого времени корреляции электронов [18]. Второе опирается на центральную спиновую модель и полностью пренебрегает взаимодействием между спинами ядер [19]. Поскольку в квантовых точках время корреляции может быть достаточно длинным, а спин-спиновые взаимодействия между ядрами достаточно сильными для установления эффективной спиновой температуры, то необходимо построение новой теории, учитывающей оба эти фактора.

Нами была построена теория ядерной спиновой термодинамики с учётом диполь-дипольных взаимодействий между спинами ядер во внешнем магнитном поле [A4]. Ядерная спиновая поляризация определяется спиновой температурой ядер, которая устанавливается в результате баланса потоков тепла из зеемановского ядерного спинового резервуара энергии и в ядерный спин-спиновый резервуар через электроны. Потоки тепла найдены из решения уравнений совместной спиновой динамики электронов и ядер во всех порядках по величине сверхтонкого взаимодействия и во втором порядке по диполь-дипольному взаимодействию ядер.

Показано, что длинное время корреляции электронов по сравнению с T_2^* приводит к уширению магнитополевой зависимости ядерной спиновой температуры в большое число раз $\sim \tau_c/T_2^*$. Это уширение ограничено величиной корня из числа ядер в квантовой точке и может достигать двух порядков. Также была вычислена скорость отогрева ядерных спинов неполяризованными электронами “в темноте”, то есть без оптической накачки. Показано, что эта скорость может сильно меняться с магнитным полем в отличие от теории М.И. Дьяконова и В.И. Переля, развитой для короткого времени корреляции [18].

В §1.5 подведены краткие итоги первой главы.

Основной альтернативой оптической ориентации спинов в полупроводниках является приложение достаточно сильного внешнего магнитного поля, в котором зеемановское расщепление E_Z больше, чем тепловая энергия $k_B T$. Однако, в неравновесных ядерных спиновых систе-

мах динамическая поляризация в слабом магнитном поле (таком что $E_Z \ll k_B T$) может значительно превышать тепловую [18].

Во **второй главе** «Динамическая спиновая поляризация электронов» теоретически предложен новый метод ориентации спинов электронов (ДСПЭ). В §2.1 сделано краткое введение и описана общая концепция спиновой ориентации электронов в слабом внешнем магнитном поле в сильно неравновесных условиях.

§2.2 посвящён рассмотрению режима неполяризованного оптического возбуждения нейтральных и заряженных самоорганизованных квантовых точек в магнитном поле, приложенном вдоль оси роста.

В §2.2.1 построена теория спиновой динамики локализованных экситонов во внешнем магнитном поле с учётом сверхтонкого взаимодействия электрона и ядер, а также короткодействующего обменного взаимодействия между электроном и дыркой, которое приводит к расщеплению светлых и тёмных экситонных состояний [А5]. При этом учтены также различные некогерентные процессы: спиновая релаксация электронов, дырок, светлых и тёмных экситонов, а также радиационная и нерадиационная рекомбинация.

Получено простое выражение для спиновой поляризации электронов в пределе, когда основным некогерентным процессом является радиационная рекомбинация светлых экситонов со временем τ_0 :

$$P = -\frac{2B B_{\text{exch}}}{\Delta_B^2 + B_{\text{exch}}^2 + B^2}, \quad (1)$$

где B_{exch} — обменное поле между электроном и дыркой, а $\Delta_B = \hbar\delta/(g_e\mu_B)$ с g -фактором электрона g_e и магнетоном Бора μ_B . Так как время жизни тёмных экситонов существенно превышает τ_0 , то (1) описывает также степень спиновой поляризации дырок. Это выражение показывает, что спиновая поляризация возникает даже при неполяризованном возбуждении экситонов во внешнем магнитном поле. Однако, она не связана с тепловой поляризацией, и угловой момент передаётся электронам от ядерных спиновых флуктуаций. Поляризация принимает максимальное по модулю значение в магнитном поле $\pm\sqrt{\Delta_B^2 + B_{\text{exch}}^2}$ и может достигать 100%.

Для наблюдения ДСПЭ необходима малость $g\mu_B V_{\text{exch}}$ по сравнению с $k_B T$, чтобы этот эффект был отделен от тепловой поляризации, а также малость дальнего действующего обменного взаимодействия, приводящего к формированию линейно поляризованных собственных состояний экситона. В §2.2.2 показано, что этих условий можно достигнуть в ансамбле квантовых точек InAlAs [A5]. Степень циркулярной поляризации люминесценции измерялась с временным разрешением при неполяризованном оптическом возбуждении. Она показана на рис. 2 кружками в зависимости от магнитного поля и описывается выражением (1). Соответствующая подгонка показана сплошной кривой. Из хорошего согласия теории и эксперимента можно надёжно установить параметры квантовых точек [A6].

В §2.2.3 построена теория ДСПЭ в заряженных квантовых точках, учитывающая возбуждение триплетных трионных состояний.

В §2.3 теория ДСПЭ развита для случая электрической инжекции электронов и дырок в квантовые точки [A7]. В §2.3.1 сделан обзор литературы по источникам циркулярно поляризованного света и указано, что устройства, демонстрирующие циркулярно поляризованную электролюминесценцию, активно исследуются в настоящее время и носят общее название спин-диодов [20].

В §2.3.2 представлена микроскопическая модель, учитывающая состояния квантовой точки с 0 (пустая точка), 1 (заряженная точка), 2 (экситон) и 3 (трион) носителями заряда. Вычислена степень спиновой поляризации электрона, а также степени циркулярной поляризации света, испускаемого экситонами и трионами, в зависимости от напряжённо-

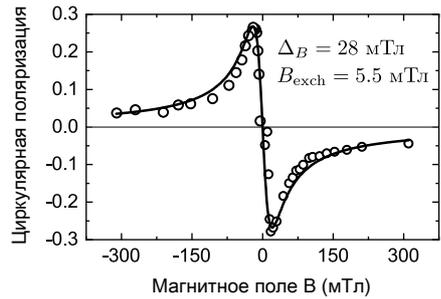


Рис. 2: Степень циркулярной поляризации люминесценции экситонов в InAlAs квантовых точках при неполяризованном возбуждении в продольном магнитном поле (кружки) и её подгонка по формуле (1) (сплошная кривая) с параметрами, указанными на рисунке.

сти внешнего магнитного поля. Получены простые аналитические выражения для случая, когда темп инжекции дырок γ_h гораздо меньше, чем темп инжекции электронов γ_e , который в свою очередь меньше, чем скорость излучательной рекомбинации электронов и дырок γ_0 . Показано, что когда параметр $\gamma_e B_{\text{exch}}^2 / (\Delta_B^2 \gamma_0)$ мал, ДСПЭ описывается выражением (1), а когда он велик, эффект носит резонансный характер: ДСПЭ проявляется только в узкой окрестности пересечения уровней светлых и тёмных экситонов в магнитном поле как при эффекте магнитной циркулярной поляризации люминесценции [21].

В §2.3.3 показано, что при непрерывной накачке одиночной квантовой точки происходит группировка (bunching) фотонов на характерных временах $\sim 1/\gamma_h$. Построена теория влияния на фотонную корреляционную функцию медленной ядерной спиновой динамики, описываемой уравнением диффузии для распределения плотности вероятности поля Оверхаузера. Показано, что динамика спинов ядер приводит к ослаблению группировки фотонов на больших временах. Также развита теория генерации одиночных циркулярно поляризованных фотонов под действием электрических импульсов.

§2.4 посвящён эффекту ДСПЭ в муаровых квантовых точках [A8], формирующихся в скрученных гетеробислоях дихалькогенидов переходных металлов [22]. Особенностью таких структур является жёсткая связь спиновой и долинной степеней свободы [23], которая позволяет говорить об эффекте динамической долинной поляризации. Также муаровые квантовые точки относятся к гетероструктурам II-типа, так что электрон и дырка находятся преимущественно в различных монослоях, то есть разделены в пространстве. Это приводит к резкому подавлению обменного взаимодействия и делает достаточно эффективным междолинное сверхтонкое взаимодействие для электронов [24]. В результате эффект динамической долинной поляризации возникает в малых магнитных полях порядка 10 мТл. Возможно, этот эффект проявился в экспериментах с гетероструктурой WS_2/WSe_2 с ориентацией слоёв R-типа [25].

В §2.5 кратко резюмированы основные результаты второй главы.

Первые две главы посвящены теории неравновесной спиновой поляризации электронов и ядер. В то же время, спиновые свойства полупроводниковых наноструктур могут ярко раскрываться и в спектрах спиновых флуктуаций, причём не только в состоянии равновесия.

Третья глава «Спиновый шум» посвящена теоретическому исследованию спиновых флуктуаций электронов и дырок в условиях, когда средняя спиновая поляризация в системе отсутствует. В §3.1 сделан обзор спектроскопии спиновых флуктуаций, которая стала в последние годы мощным инструментом изучения спиновой физики во многих лабораториях мира [A9]. Впервые спектры спинового шума электронов в полупроводниках были рассчитаны Е.Л. Ивченко [8], а первые измерения спиновых флуктуаций проведены Е.Б. Александровым и В.С. Запасским [26].

В состоянии термодинамического равновесия спектр спинового шума определяется мнимой частью спиновой восприимчивости системы [27], поэтому заранее ясно, что он содержит такую информацию о носителях заряда как времена спиновой релаксации и величины g -факторов. Наиболее интересными с фундаментальной точки зрения являются спектры спинового шума в неравновесных условиях, поскольку они могут содержать принципиально новую информацию. Именно им уделено основное внимание в этой главе.

В §3.2 теоретически рассчитаны спектры спиновых флуктуаций локализованных электронов в квантовых точках в условиях динамической спиновой поляризации ядер [A10]. Предложен метод измерения спектров спинового шума с временным разрешением. Он состоит в предварительной поляризации ядер циркулярно поляризованным светом в продольном магнитном поле, последующем выключении оптической накачки, изменении ориентации поля (при необходимости) и измерении спектров спиновых флуктуаций электронов по шумам фарадеевского вращения непрерывного линейно поляризованного света, проходящего через образец. При этом медленная спиновая релаксация ядер позволяет наблюдать изменение спектров спиновых флуктуаций с временным разрешением.

В нулевом магнитном поле спектр спинового шума локализованных электронов в условиях сверхтонкого взаимодействия состоит из высоко-го “релаксационного” пика на нулевой частоте с малой шириной порядка $1/\tau_s$ и более низкого “прецессионного” пика в области частот $\sim \delta$ [28, 29]. Мы показали, что в условиях большой спиновой поляризации ядер, $P \lesssim 1$, происходит подавление как продольных, так и поперечных полю компонент ядерного спина. Это отражается в изменении функции распределения поля Оверхаузера, действующего на локализованные электроны. В результате в продольном магнитном поле происходит подавление прецессионного пика и усиление релаксационного. В поперечном магнитном поле, напротив, подавляется релаксационный пик, а прецессионный сдвигается в область больших частот. При этом его ширина может уменьшаться по сравнению с δ на несколько порядков из-за подавления ядерных спиновых флуктуаций.

Протокол спектроскопии спинового шума с временным разрешением был реализован экспериментально [30]. Из сопоставления теоретических предсказаний и экспериментальных результатов было определено время спиновой релаксации ядер в области локализации электронов.

В §3.3 выполнен расчёт спектров спинового шума электронов в существенно неравновесных условиях, когда поглощение зондирующего луча или дополнительное оптическое возбуждение приводит к генерации неравновесных электронов и дырок [A11]. Для описания спиновых флуктуаций развита четырёхуровневая модель, в которой учитывается двукратное спиновое вырождение основного и возбуждённого состояний квантовой точки. Считается, что возбуждение и рекомбинация сохраняют продольную компоненту спина, но вызывают потерю поперечных компонент (подробнее этот эффект обсуждается в 4 главе). Показано, что в приближении быстрой рекомбинации это приводит, во-первых, к подавлению интенсивности флуктуаций фарадеевского вращения зондирующего луча, а, во-вторых, к перенормировке темпа спиновой релаксации электронов. Он становится равным взвешенному среднему от темпов спиновой релаксации в основном и возбуждённом состояниях с весами равными стационарным заселённостям этих состояний.

Развитая теория позволила определить параметры спиновой динамики как в основном, так и в возбуждённых состояниях квантовых точек из сопоставления с результатами экспериментов [A11].

§3.4 посвящён теории флуктуаций фарадеевского вращения зондирующего луча, близкого по частоте к трионному резонансу одиночной квантовой точки, во внешнем продольном магнитном поле. Интересной особенностью этой системы является наличие двух вкладов в фарадеевское вращение: от спиновой поляризации в квантовой точке (спиновый эффект Фарадея) и от внешнего магнитного поля (магнитооптический эффект Фарадея) [A12]. Последний вклад не зависит от ориентации спина резидентного носителя заряда, но требует наличия этого носителя, чтобы возбуждение триона стало возможным.

В результате спектр флуктуаций фарадеевского вращения состоит из двух вкладов, связанных со спиновым шумом и с зарядовым шумом в квантовой точке. Последний обусловлен, в частности, оже-рекомбинацией триона, возбуждаемого при поглощении зондирующего луча. Этот вклад максимален при точном совпадении частоты зондирующего луча с трионным резонансом, то есть в условиях отсутствия фарадеевского вращения, индуцированного спиновой поляризацией. Также эти два вклада характеризуются различными зависимостями ширины спектров от энергии фотонов.

Сопоставление теории и экспериментальных измерений спинового шума для одиночной квантовой точки, заряженной дыркой, позволило определить не только параметры спиновой динамики, но также темп оже-рекомбинации триона.

В §3.5 построена микроскопическая теория “косвенной” спектроскопии спинового шума, которая позволяет детектировать флуктуации спинов, не участвующих напрямую в оптических переходах [A13] (в отличие от “прямой” спектроскопии, например, спинового шума электронов в квантовых точках). В качестве примера конкретной системы могут выступать спины ядер кристаллической решётки [31], но наиболее яркие эффекты проявляются для квантовых ям и квантовых точек, легированных магнитными примесями.

Рассмотрено распространение линейно поляризованного света через систему с локализованными экситонными состояниями, которые обменным образом взаимодействуют со спиновыми флуктуациями $\delta I_z(t)$ магнитных примесей ионов Mn^{2+} . Рассеянный свет определяется поляризацией экситонов, которая, вообще говоря, нелинейно и нелокально по времени связана с δI_z . Наглядное выражение для циркулярных компонент поляризации получается в адиабатическом пределе медленных спиновых флуктуаций по сравнению с темпом дефазировки оптических переходов γ :

$$P_{\pm}(t) = \frac{|d|^2 E_{\pm}}{\hbar} \frac{e^{-i\omega_p t}}{\omega_0 \pm \omega_{ex} \delta I_z(t) - \omega_p - i\gamma}. \quad (2)$$

Здесь ω_0 и d — частота и дипольный момент экситонного перехода, E_{\pm} и ω_p — амплитуды циркулярных компонент и частота зондирующего луча, а $\hbar\omega_{ex}$ — константа обменного взаимодействия между ионами Mn^{2+} и дыркой в экситоне.

Из (2) хорошо видна главная особенность косвенной спектроскопии спинового шума — это нелинейная связь фарадеевского вращения, пропорционального $P_+ - P_-$, со спиновой поляризацией δI_z . Она приводит к возникновению в спектре флуктуаций фарадеевского вращения $\mathcal{S}_{FR}(\Omega)$ нескольких пиков на частотах, кратных частоте спиновой прецессии Mn^{2+} во внешнем магнитном поле Ω_L (рис. 3), в то время как спектр спинового шума содержит пики только на частотах $\pm\Omega_L$.

Этот эффект имеет прямую параллель с комбинационным рассеянием света, спектр которого также определяется корреляторами экс-

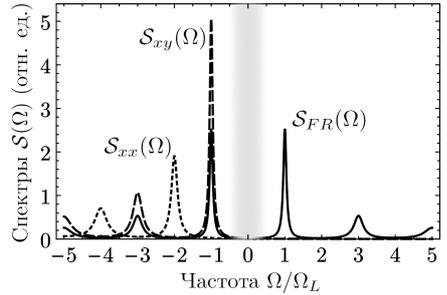


Рис. 3: Спектры флуктуаций фарадеевского вращения $\mathcal{S}_{FR}(\Omega)$ (сплошная кривая) и комбинационного рассеяния в линейных ко-, $\mathcal{S}_{xx}(\Omega)$ (пунктирная кривая), и кросс-, $\mathcal{S}_{xy}(\Omega)$ (штриховая кривая), поляризациях при нулевой температуре. Серая полоса закрывает область низких частот (малого стоковского сдвига).

тонной поляризации (2), но иначе упорядоченными по времени. Такие спектры в различных поляризациях падающего и рассеянного поля показаны на рис. 3. Наличие в них пиков на частотах, кратных Ω_L , соответствуют множественным переворотам спинов Mn^{2+} [32]. Видно, что спектр флуктуаций фарадеевского вращения представляет собой симметризованный по частоте спектр комбинационного рассеяния света в скрещенных линейных поляризациях $\mathcal{S}_{xy}(\Omega)$. Этот результат является обобщением связи между спектрами спинового шума и комбинационного рассеяния света с переворотом спина, известной для “прямой” спектроскопии спиновых флуктуаций [33].

В заключительном §3.6 подведены итоги третьей главы.

В **четвёртой главе** «Квантовое обратное действие в спиновых системах» построена квантовая теория влияния оптических измерений спиновой поляризации электронов на их динамику.

В §4.1 сформулирована общая постановка теоретической задачи. В частности, указывается что непрерывные измерения приводят к замедлению динамики квантовых систем вследствие квантового эффекта Зенона [34, 35]. Также сделан обзор методов теоретического описания квантового обратного действия. Одним из них является не разделение всей системы на измеряемую и прибор, а решение их общего уравнения Шрёдингера, что является громоздким, но наиболее надёжным методом описания роли измерений в динамике квантовых систем.

В §4.2 построена полная микроскопическая теория эффектов квантового обратного действия в простейшей для анализа системе: нульмерном микрорезонаторе с одиночной квантовой точкой, заряженной электроном, во внешнем поперечном магнитном поле. Фотонная мода микрорезонатора считается вырожденной по поляризации. Рассмотрен режим сильной связи, в котором формируются трион-поляритонные состояния. В §4.2.1 представлена теоретическая модель этой системы.

В §4.2.2 вычислены корреляционные функции оптических спиновых сигналов при пропускании света через микрорезонатор в низшем порядке по амплитуде падающего поля [A14]. В силу правил отбора возможность формирования трион-поляритонных состояний определяется

хиральностью фотона и направлением спина электрона. В результате этого коэффициенты пропускания σ^+ и σ^- света могут равняться нулю или единице в зависимости от спина электрона. Это приводит к макроскопическим флуктуациям поляризации прошедшего света, вызванным спиновым шумом электрона.

Расчёт корреляционной функции интенсивности прошедшего циркулярно поляризованного света показал, что она состоит из быстрой и медленной компонент, которые соответствуют биениям между полярированными состояниями с частотой порядка расщепления Раби и спиновой динамике с частотой ларморовской прецессии электрона в магнитном поле. Показано, что обе компоненты могут быть интерпретированы как результат ориентации электронного спина при проективном измерении поляризации фотона, вышедшего из микрорезонатора.

§4.2.3 посвящён описанию квантового эффекта Зенона в этой системе [A15]. Он проявляется в спиновой динамике во втором порядке по амплитуде падающего поля, а его детектирование требует учёта шестого порядка. Квантовый эффект Зенона может быть описан феноменологически, микроскопически и макроскопически. Первый подход основан на формализме операторов Крауса [36] и в случае непрерывных слабых измерений компоненты электронного спина S_z сводится к дополнительной релаксации поперечных компонент спина, которые не коммутируют с измеряемой величиной. В результате спиновая динамика описывается простыми феноменологическими уравнениями

$$\dot{S}_x = -2\lambda S_x, \quad \dot{S}_y = -\Omega_L S_z - 2\lambda S_y, \quad \dot{S}_z = \Omega_L S_y. \quad (3)$$

Здесь параметр λ называется силой измерения (measurement strength). Его вычисление является задачей микроскопической теории. Из уравнений (3) видно, что сильные измерения, $\lambda \gg \Omega_L$, подавляют спиновую прецессию вследствие квантового эффекта Зенона.

Численный расчёт совместной электрон-фотонной динамики в рамках уравнения Линдблада для матрицы плотности системы с учётом линейно поляризованной оптической накачки и темпа ухода фотонов из микрорезонатора \varkappa подтверждает справедливость уравнений (3). Кро-

ме того, из него видно, что сила измерения, как и следовало ожидать, пропорциональна интенсивности зондирующего луча.

Разложение стационарного решения уравнения Линдблада по степеням параметра амплитуды падающего поля \mathcal{E} позволяет получить простое аналитическое выражение: $\lambda = \mathcal{E}^2 |t_0 - t_1|^2 / \varkappa$, где t_0 и t_1 — амплитудные коэффициенты прохождения σ^+ света через микрорезонатор для случаев $S_z = \mp 1/2$. Именно к ним сводится зависимость силы измерения от частот собственных возбуждённых состояний и частоты зондирующего света.

Такое же выражение для λ может быть получено из макроскопического рассмотрения на основании общей теоремы квантовой информатики о том, что темп дефазировки 2λ равен максимальному возможному темпу накопления информации (скорости уменьшения информационной энтропии) [37]. Наибольшая эффективность измерений достигается при гомодинировании света, вышедшего из микрорезонатора, которое позволяет детектировать не только амплитуду, но и фазу проходящего света. В этом случае темп накопления информации равен $2\mathcal{E}^2 |t_0 - t_1|^2 / \varkappa$. Так как он совпадает с темпом дефазировки, то это позволяет получить то же выражение для λ без использования микроскопических уравнений.

В §4.3 построена теория квантового обратного действия при измерении спиновой поляризации ансамбля электронов, локализованных в квантовых точках, без микрорезонатора [A16]. Рассмотрен случай падения на систему непрерывного эллиптически поляризованного света, так что его циркулярно поляризованная компонента приводит к спиновой ориентации, а линейно поляризованная позволяет измерять спиновую поляризацию. В §4.3.1 получена зависимость λ от интенсивности света, его частоты и темпа дефазировки трионного резонанса.

Затем в §4.3.2 вычислена стационарная степень спиновой поляризации электронов в условиях конкуренции сверхтонкого взаимодействия и квантового обратного действия. Численные расчёты дополнены аналитическими результатами для ряда предельных случаев, которые практически полностью перекрывают весь возможный диапазон парамет-

ров. Зависимость спиновой поляризации от λ показана на рис. 4(a) и имеет немонотонный характер. При слабых измерениях, $\lambda \ll \delta$, спиновая прецессия в поле ядерных спиновых флуктуаций приводит к известному результату для поляризации электронов $\langle S_z \rangle = S_0/3$ [5]. Сильные измерения, $\lambda \gg \delta$, подавляют спиновую дефазировку, как показано на рис. 4(c). В результате степень спиновой поляризации возрастает до значения S_0 , что является следствием квантового эффекта Зенона.

Примечательно, что при промежуточной силе измерения, $\lambda \sim \delta$, релаксация поперечных компонент спина из-за квантового обратного действия приводит к подавлению спиновой поляризации, сонаправленной с ядерным полем Ω_N в каждой квантовой точке, как показано на рис. 4(b). Из-за этого спиновая релаксация ускоряется, а спиновая поляризация уменьшается. Такое явление называется квантовым эффектом анти-Зенона.

Квантовые эффекты Зенона и анти-Зенона были реализованы экспериментально для электронов, локализованных на донорах Si в GaAs и в InGaAs квантовых точках. При этом накачка и измерение спинов производились оптическими импульсами. Поэтому в §4.3.3 теория квантового обратного действия обобщена со случая непрерывных измерений на импульсные [A17]. Показано, что при $T_R \delta \gtrsim 1$ реализуется квантовый эффект анти-Зенона, то есть время спиновой релаксации локализованных электронов уменьшается с ростом мощности зондирующих импульсов, а при $T_R \delta \ll 1$ реализуется квантовый эффект Зенона, то есть время спиновой релаксации увеличивается. Теоретические предсказания находятся в количественном согласии с экспериментальными результатами.

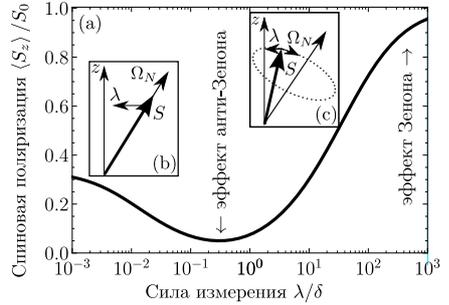


Рис. 4: (a) Спиновая поляризация ансамбля квантовых точек как функция силы измерения. Вставки (b) и (c) иллюстрируют электронную спиновую динамику в режимах эффектов анти-Зенона и Зенона, соответственно.

В §4.4 подведены итоги четвёртой главы.

Квантовое обратное действие при оптическом измерении спиновой поляризации может быть интерпретировано как результат разрушения квантовой запутанности (entanglement) между спином электрона и поляризацией фотона при его детектировании. Кроме того, запутанность сама по себе, как указывалось выше, является важным фундаментальным эффектом потенциально перспективным для практических применений.

Глава 5 диссертации «Запутывание спинов» посвящена теории создания запутанных спиновых состояний электронов, дырок, ядер кристаллической решётки и фотонов.

В §5.1 сделано общее введение в явление квантовой запутанности с примерами из физики полупроводников. Формально, запутанными называют состояния двух (или более) квантовых систем для которых матрица плотности не представима в виде некогерентной суперпозиции прямых произведений матриц плотности подсистем. В §5.1.2 указывается, что наиболее общепринятой мерой запутанности двух кубитов является спутанность (concurrence), которая принимает значения от нуля до единицы. В §5.1.3 приведена формула для расчёта спутанности (concurrence) спинов электрона и дырки по параметрам Стокса люминесценции экситонов. Сделан краткий обзор генерации поляризационно запутанных состояний фотонов при каскадной рекомбинации биекситона в квантовой точке. Описаны основные механизмы, подавляющие запутанность: анизотропное обменное расщепление светлых экситонов и сверхтонкое взаимодействие. Последнее является доминирующим в наиболее совершенных структурах [38], но может быть подавлено благодаря сочетанию короткодействующего обменного взаимодействия и эффектов размерного квантования или деформаций, приводящих к расщеплению состояний лёгких и тяжёлых дырок в наноструктурах [39].

В то время как запутанность пары спинов уже достаточно хорошо изучена теоретически и экспериментально, многочастичная (multipartite) запутанность, как обсуждается в §5.1.4, остаётся малоизученной. Именно ей посвящено основное содержание пятой главы.

В §5.2 развита теория генерации класса запутанных состояний ядер в квантовых точках, являющихся сжатыми (squeezed) состояниями [A18]. Для этого найдено точное решение задачи о ядерной спиновой динамике в модели центрального спина со внешним магнитным полем в приближении однородного сверхтонкого взаимодействия (модель ящика). Показано, что эта динамика представляет собой в общем случае когерентную суперпозицию прецессий вокруг направления магнитного поля с частотами, определяемыми величиной и направлением суммарного спина ядер, и амплитудами, определяемыми спиновой поляризацией резидентного электрона.

На основании полученного решения вычислена эволюция ядерной спиновой функции распределения для различных начальных незапутанных спиновых состояний ядер и электрона. Показано, что за счёт зависимости частоты ядерной спиновой прецессии от полного ядерного спина начальное когерентное состояние динамически поляризованных ядер сжимается со временем. Спиновое сжатие характеризуется параметром $\xi_s = 2 \min_{\mathbf{n}} \sqrt{\langle J_n^2 \rangle} / \sqrt{N}$, где \mathbf{J} — суммарный спин N ядер, а минимум берётся по проекциям на направления \mathbf{n} , перпендикулярные среднему спину $\langle \mathbf{J} \rangle$. Состояния с $\xi_s < 1$ называются сжатыми и являются многочастично запутанными.

При достаточно большой степени поляризации ядер $P \lesssim 1$ происходит сильное сжатие ядерного спинового распределения, $\xi_s \ll 1$. При этом могут формироваться также “метрологически сжатые” состояния, то есть такие, которые потенциально могут использоваться для квантовых измерений с точностью, превышающий стандартный квантовый предел [40].

В случае начальной ориентации электронного спина в направлении, перпендикулярном как ядерной спиновой поляризации, так и внешнему магнитному полю, возникает когерентная суперпозиция состояний, соответствующих прецессии ядерных спинов в двух противоположных направлениях. Через четверть периода прецессии поляризации ядер в этих двух состояниях оказываются противоположными. Их суперпозиция называется состоянием типа GHZ (Greenberger–Horne–Zeilinger) и

является максимально многочастично запутанным состоянием. Из-за макроскопически большого количества ядер, такие состояния являются аналогом кота Шрёдингера: они представляют собой квантовую когерентную суперпозицию макроскопически различных состояний.

Ограничением предложенного механизма является необходимость сохранения электронной спиновой когерентности во всё время генерации запутанных ядерных спиновых состояний. В §5.3 показано, что в условиях возбуждения последовательностью импульсов это ограничение снимается. Рассмотрен режим, аналогичный измерениям эффекта спиновой инерции электронов, когда степень циркулярной поляризации импульсов модулируется со временем, но с частотой, соответствующей временам спиновой динамики ядер [A19]. При этом ядерное спиновое состояние предполагается изначально равновесным. В силу сохранения абсолютной величины полного ядерного спина в приближении однородного сверхтонкого взаимодействия при этом не возникает спиновой поляризации больше, чем $\sim 1/\sqrt{N}$.

Получена система кинетических уравнений для эволюции диагональных компонент ядерной спиновой матрицы плотности. Из её решения следует, что при низкой частоте модуляции поляризации в системе может происходить ядерное спиновое сжатие, см. рис. 5(а). Оно заключается в развороте ядерных спиновых флуктуаций к направлению оптической оси, как показано на вставках на рис. 5(а).

Ядерное спиновое сжатие приводит к подавлению эффекта восстановления поляризации локализованных носителей заряда в продольном магнитном поле из-за малости в таких условиях поперечных спиновых флуктуаций ядер. Этот эффект удалось пронаблюдать экспериментально для локализованных дырок в кристалле перовскита [A19]. Точки на рис. 5(а) показывают параметр спинового сжатия, определённый из глубины кривой восстановления спиновой поляризации, а сплошная кривая — его подгонку в рамках построенной теории. Видно, что при низких частотах реализуется существенное спиновое сжатие, $\xi_s \approx 0.48$. Оно соответствует 25-частичной запутанности ансамбля из примерно 60 ядер в области локализации дырки.

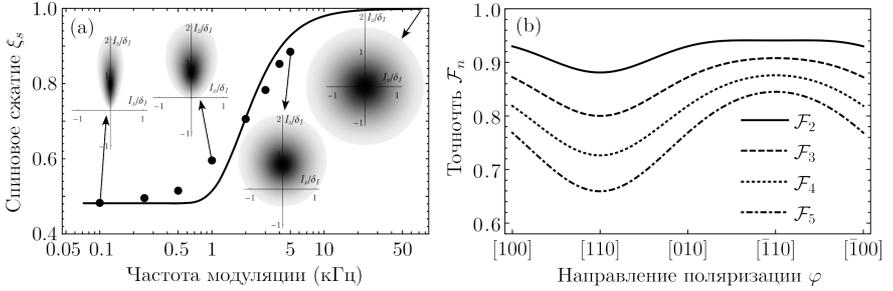


Рис. 5: (a) Параметр спинового сжатия ядер, рассчитанный теоретически (сплошная кривая) и определённый по экспериментально измеренной глубине кривой восстановления поляризации (точки). Вставки иллюстрируют соответствующие ядерные спиновые функции распределения. (b) Точность кластерных состояний с $n = 2, \dots, 5$ фотонами в зависимости от направления линейной поляризации возбуждения для параметров структуры из работы [A21].

В §5.4 рассмотрена генерация многочастично запутанных кластерных состояний (cluster states) нескольких фотонов. В §5.4.1 описан протокол генерации таких состояний в системе, состоящей из нульмерного микрорезонатора с заряженной квантовой точкой, за счёт последовательного запутывания спина электрона в квантовой точке с поляризацией испускаемого фотона во внешнем поперечном магнитном поле [41].

Такой протокол считается перспективным для разрушающих квантовых вычислений (measurement based quantum computing), однако его реализации мешает присутствующее в реальных системах расщепление линейно поляризованных собственных фотонных мод микрорезонатора. В §5.4 показано, как это ограничение можно преодолеть [A20]. В частности, в §5.4.2 построена последовательная микроскопическая теория возбуждения квантовой точки оптическими импульсами произвольной поляризации с учётом расщепления фотонных мод. Показано, что если частота трионного резонанса находится ровно между фотонными модами, то подбор поляризации и длительности возбуждающего импульса позволяет возбудить трион с вероятностью 100% независимо от направления спина электрона.

В §5.4.3 рассчитана спутанность поляризации фотона, испускаемо-

го при рекомбинации триона, и спина остающегося электрона. Она достигает максимального значения (единицы) в тех же условиях, когда возможно полное возбуждение триона. В результате, несмотря на оптическую анизотропию микрорезонатора, подстройка частоты триона позволяет реализовать полное запутывание спина электрона и фотона. В §5.4.4. показано, что это приводит к генерации максимально запутанных фотонных кластерных состояний под действием последовательности оптических импульсов накачки.

Другим важным фактором, который обычно не учитывается в теории генерации запутанных фотонных состояний, является конечное время жизни трионного состояния, приводящее к повороту спина неспаренной дырки в трионе. В §5.5 построена теория вызванного этим эффекта “скрытой анизотропии” спин-фотонного запутывания.

Хорошо известно, что анизотропия формы нейтральных квантовых точек, а также случайные упругие напряжения приводят к появлению выделенных осей, в которых, например, наиболее эффективно выстраивание спинов экситонов. В меру этих факторов, а также кубической симметрии изучаемых полупроводниковых кристаллов у локализованных тяжёлых дырок появляется ненулевой поперечный g -фактор [42].

В §5.4.1 рассчитана спутанность спина электрона и фотона с учётом конечного времени жизни триона и конечной частоты прецессии спина дырки $\mathbf{\Omega}_h = \mu_B \hat{g}^h \mathbf{B} / \hbar$ для структур, выращенных вдоль направления [001], (\hat{g}^h — тензор g -факторов тяжёлой дырки). Спутанность равна

$$C = \sqrt{1 - \sin^2(\alpha_h - \alpha - 2\phi) \sin^2(\Omega_h \tau)}, \quad (4)$$

где α — угол между внешним магнитным полем и направлением [110] (g -фактор электрона считается изотропным), α_h — аналогичный угол для $\mathbf{\Omega}_h$ (который, вообще говоря, не совпадает с α), ϕ — угол между направлением линейной поляризации оптического импульса, возбуждающего трион, и направлением [110], а τ — время между возбуждением и рекомбинацией триона. Это выражение показывает основной результат — спутанность электрона и фотона зависит от направлений магнитного поля и поляризации возбуждения.

На рис. 5(b) показано, что это отражается в точности (fidelity) \mathcal{F}_n генерации кластерных состояний n фотонов. При этом для типичных экспериментальных параметров эффект является сильным. Для пяти фотонов неточность $1 - \mathcal{F}_5$ меняется более чем в два раза в зависимости от направления поляризации возбуждения.

Эффект анизотропии спин-фотонного запутывания был обнаружен экспериментально [A21]. При этом измерялась корреляционная функция фотонов второго порядка с поляризационным и временным разрешением. В нулевом магнитном поле в согласии с теоретическими предсказаниями §4.2.2 фотонная корреляционная функция напрямую отражает немоноэкспоненциальную форму кривой спиновой релаксации локализованного электрона в условиях сверхтонкого взаимодействия. Во внешнем поперечном магнитном поле фотонная корреляционная функция осциллирует со временем. Амплитуда осцилляций напрямую отражает степень спин-фотонной запутанности и зависит от направления поляризации возбуждения, в согласии с (4). Из детальной подгонки экспериментальных результатов были определены все 4 независимые компоненты поперечного g -тензора тяжёлой дырки и показано, что доминирующим является вклад упругих напряжений в осях $[110]$ и $[\bar{1}\bar{1}0]$.

В §5.6 подведены итоги пятой главы.

В **Заключении** обобщены основные результаты работы:

1. Построена микроскопическая теория оптической ориентации локализованных электронов во внешнем поперечном и продольном магнитном поле с учётом анизотропии сверхтонкого взаимодействия и конечного времени корреляции электронов. Предсказано резонансное спиновое усиление в продольном магнитном поле и описаны эксперименты по его измерению. Развита теория спиновой инерции локализованных электронов.
2. Описаны термодинамические свойства ядерной спиновой системы с учётом конкуренции диполь-дипольного взаимодействия ядер и сверхтонкого взаимодействия ядер с сильно локализованными электронами. Показано, что длинное время корреляции электро-

нов по сравнению со временем спиновой дефазировки приводит к уширению на один-два порядка магнитопольевых зависимостей ядерной спиновой поляризации и ядерной спиновой температуры, а также к более резкой зависимости темпа энергетической релаксации ядер от магнитного поля, чем при коротком времени корреляции.

3. Построена теория динамической поляризации электронов в самоорганизованных и муаровых квантовых точках в малом магнитном поле при неполяризованном и нерезонансном оптическом возбуждении и описаны эксперименты по наблюдению предсказанного эффекта.
4. Предложен дизайн спинового фотодиода, излучающего циркулярно поляризованный свет за счёт эффекта динамической спиновой поляризации электронов при электрической накачке. Разработан протокол генерации одиночных циркулярно поляризованных фотонов квантовой точкой в нульмерном микрорезонаторе под действием электрических импульсов.
5. Развита микроскопическая теория спиновых флуктуаций локализованных электронов в неравновесных условиях для случаев поляризации ядер и оптического возбуждения квантовой точки. Предложена методика спектроскопии спинового шума с временным разрешением. Продемонстрировано наличие вклада зарядовых флуктуаций в квантовой точке в спектр шумов фарадеевского вращения в магнитном поле. Описаны соответствующие эксперименты и определены параметры исследованных структур.
6. Построена теория косвенной спектроскопии спинового шума электронов, не участвующих непосредственно в оптических переходах. Показано, что при достаточно сильном обменном взаимодействии этих электронов с фотовозбуждёнными экситонами спектры флуктуаций спиновых сигналов Фарадея и эллиптичности тесно связаны со спектрами комбинационного рассеяния света и не сво-

дятся к спектру спинового шума, а содержат вклады от спиновых корреляторов высоких порядков.

7. Показано, что в режиме сильной спин-фотонной связи в микро-резонаторе с одиночной заряженной квантовой точкой измерения спина являются проективными и позволяют полностью поляризовать спин резидентного носителя заряда за счёт квантового обратного действия, а фотонные корреляционные функции несут информацию о спиновой динамике электрона.
8. Развита теория квантовых эффектов Зенона и анти-Зенона при измерении спина в микрорезонаторе непрерывным линейно поляризованным светом и показано, что гомодинирование спиновых сигналов позволяет достичь квантового предела для эффективности измерений. Предсказана возможность управления скоростью спиновой релаксации электронов на ядрах за счёт квантового обратного действия как при непрерывных, так и при импульсных измерениях спиновых состояний, и описаны соответствующие эксперименты.
9. Показано, что свободная эволюция электрон-ядерной спиновой системы с определённой начальной поляризацией электрона и ядер в рамках центральной спиновой модели приводит к формированию сжатых и многочастично запутанных ядерных спиновых состояний. Построена теория генерации запутанных тёмных состояний спинов ядер из равновесного ядерного спинового распределения в условиях экспериментов по измерению эффекта спиновой инерции. Теоретически описано влияние ядерного спинового сжатия на кривую восстановления спиновой поляризации локализованных дырок в кристалле перовскита.
10. Продемонстрирована возможность генерации максимально запутанных кластерных состояний фотонов квантовой точкой в оптически анизотропном нульмерном микрорезонаторе. Построена теория эффекта скрытой анизотропии спин-фотонной запутанно-

сти, заключающегося во влиянии направлений поляризации возбуждения и внешнего магнитного поля на точность генерируемых поляризационно запутанных состояний фотонов.

Список публикаций по теме диссертации

- A1. Spin polarization recovery and Hanle effect for charge carriers interacting with nuclear spins in semiconductors / D. S. Smirnov, E. A. Zhukov, D. R. Yakovlev, E. Kirstein, M. Bayer, A. Greilich // Phys. Rev. B. — 2020. — Vol. 102. — 235413.
- A2. *Schering P., Uhrig G. S., Smirnov D. S.* Spin inertia and polarization recovery in quantum dots: Role of pumping strength and resonant spin amplification // Phys. Rev. Research. — 2019. — Vol. 1. — 033189.
- A3. Theory of spin inertia in singly charged quantum dots / D. S. Smirnov, E. A. Zhukov, E. Kirstein, D. R. Yakovlev, D. Reuter, A. D. Wieck, M. Bayer, A. Greilich, M. M. Glazov // Phys. Rev. B. — 2018. — Vol. 98. — 125306.
- A4. *Smirnov D. S., Kavokin K. V.* Cooling and Heating Nuclear Spins by Strongly Localized Electrons // Phys. Rev. Lett. — 2025. — Vol. 134. — 016201.
- A5. Dynamic Polarization of Electron Spins Interacting with Nuclei in Semiconductor Nanostructures / D. S. Smirnov, T. S. Shamirzaev, D. R. Yakovlev, M. Bayer // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Vol. 125. — 156801.
- A6. Dynamic polarization of electron spins in indirect band gap (In,Al)As/AlAs quantum dots in a weak magnetic field: Experiment and theory / T. S. Shamirzaev, A. V. Shumilin, D. S. Smirnov, J. Rautert, D. R. Yakovlev, M. Bayer // Phys. Rev. B. — 2021. — Vol. 104. — 115405.

- A7. *Shumilin A. V., Shamirzaev T. S., Smirnov D. S.* Spin Light Emitting Diode Based on Exciton Fine Structure Tuning in Quantum Dots // *Phys. Rev. Lett.* — 2024. — Vol. 132. — 076202.
- A8. *Smirnov D. S.* Dynamic valley polarization in moiré quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 2021. — Vol. 104. — L241401.
- A9. *Смирнов Д. С., Манцевич В. Н., Глазов М. М.* Теория оптически детектируемых спиновых флуктуаций в наносистемах // *УФН.* — 2021. — Т. 191. — 973.
- A10. *Smirnov D. S.* Spin noise of localized electrons interacting with optically cooled nuclei // *Phys. Rev. B.* — 2015. — Vol. 91. — 205301.
- A11. Nonequilibrium spin noise in a quantum dot ensemble / *D. S. Smirnov, P. Glasenapp, M. Bergen, M. M. Glazov, D. Reuter, A. D. Wieck, M. Bayer, A. Greilich* // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 95. — 241408.
- A12. Spin and reoccupation noise in a single quantum dot beyond the fluctuation-dissipation theorem / *J. Wiegand, D. S. Smirnov, J. Hübner, M. M. Glazov, M. Oestreich* // *Phys. Rev. B.* — 2018. — Vol. 97. — 081403(R).
- A13. *Smirnov D. S., Kavokin K. V.* Optical resonance shift spin-noise spectroscopy // *Phys. Rev. B.* — 2020. — Vol. 101. — 235416.
- A14. Measurement back action and spin noise spectroscopy in a charged cavity QED device in the strong coupling regime / *D. S. Smirnov, B. Reznichenko, A. Auffèves, L. Lanco* // *Phys. Rev. B.* — 2017. — Vol. 96. — 165308.
- A15. *Leppen N. V., Lanco L., Smirnov D. S.* Quantum Zeno effect and quantum nondemolition spin measurement in a quantum dot-micropillar cavity in the strong coupling regime // *Phys. Rev. B.* — 2021. — Vol. 103. — 045413.
- A16. *Leppen N. V., Smirnov D. S.* Optical measurement of electron spins in quantum dots: quantum Zeno effects // *Nanoscale.* — 2022. — Vol. 14. — 13284.

- A17. Tuning the nuclei-induced spin relaxation of localized electrons by the quantum Zeno and anti-Zeno effects / V. Nedelea, N. V. Leppenen, E. Evers, D. S. Smirnov, M. Bayer, A. Greulich // *Phys. Rev. Res.* — 2023. — Vol. 5. — L032032.
- A18. *Shumilin A. V., Smirnov D. S.* Nuclear Spin Dynamics, Noise, Squeezing, and Entanglement in Box Model // *Phys. Rev. Lett.* — 2021. — Vol. 126. — 216804.
- A19. The squeezed dark nuclear spin state in lead halide perovskites / E. Kirstein, D. S. Smirnov, E. A. Zhukov, D. R. Yakovlev, N. E. Kopteva, D. N. Dirin, O. Hordiichuk, M. V. Kovalenko, M. Bayer // *Nat. Commun.* — 2023. — Vol. 14. — 6683.
- A20. *Leppenen N., Smirnov D. S.* Birefringent Spin-Photon Interface Generates Polarization Entanglement // *Adv. Quantum Technol.* — 2024. — Vol. 7. — 2400193.
- A21. Hidden anisotropy controls spin-photon entanglement in a charged quantum dot / Y. Serov, A. Galimov, D. S. Smirnov, M. Rakhlin, N. Leppenen, G. Klimko, S. Sorokin, I. Sedova, D. Berezina, Y. Salii, M. Kulagina, Y. Zadiranov, S. Troshkov, T. V. Shubina, A. A. Toropov // *Phys. Rev. Appl.* — 2025. — Vol. 23. — 044019.

Список цитируемой литературы

1. *Dyakonov M. I.* Will We Ever Have a Quantum Computer? — Springer Nature, 2020.
2. *Loss D., DiVincenzo D. P.* Quantum computation with quantum dots // *Phys. Rev. A.* — 1998. — Vol. 57. — 120.
3. *Glazov M. M.* Electron and Nuclear Spin Dynamics in Semiconductor Nanostructures. — Oxford University Press, Oxford, 2018.
4. *Coish W. A., Baugh J.* Nuclear spins in nanostructures // *Phys. Status Solidi B.* — 2009. — Vol. 246. — 2203.

5. *Merkulov I. A., Efros A. L., Rosen M.* Electron spin relaxation by nuclei in semiconductor quantum dots // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 65. — 205309.
6. Manipulation of the Spin Memory of Electrons in *n*-GaAs / R. I. Dzhioev, V. L. Korenev, I. A. Merkulov, B. P. Zakharchenya, D. Gammon, A. L. Efros, D. S. Katzer // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 88. — 256801.
7. Approaching a fully-polarized state of nuclear spins in a solid / P. Millington-Hotze, H. E. Dyte, S. Manna, S. F. Covre da Silva, A. Rastelli, E. A. Chekhovich // *Nat. Commun.* — 2024. — Vol. 15. — 985.
8. *Ивченко Е. Л.* К вопросу о флуктуациях спиновой поляризации свободных носителей в полупроводниках // *ФТП.* — 1973. — Т. 7. — 1489.
9. Ideal refocusing of an optically active spin qubit under strong hyperfine interactions / L. Zaporski, N. Shofer, J. H. Bodey, S. Manna, G. Gillard, M. H. Appel, C. Schimpf, S. F. Covre da Silva, J. Jarman, G. Delamare, G. Park, U. Haeusler, E. A. Chekhovich, A. Rastelli, D. A. Gangloff, M. Atatüre, C. Le Gall // *Nat. Nanotech.* — 2023. — Vol. 18. — 257.
10. A many-body quantum register for a spin qubit / M. H. Appel, A. Ghorbal, N. Shofer, L. Zaporski, S. Manna, S. F. C. da Silva, U. Haeusler, C. Le Gall, A. Rastelli, D. A. Gangloff, M. Atatüre // *Nat. Phys.* — 2025. — Vol. 21. — 368.
11. Spin properties in droplet epitaxy grown telecom quantum dots / M. Cizauskas, E. M. Sala, J. Heffernan, A. M. Fox, M. Bayer, A. Greilich // *Phys. Rev. B.* — 2025. — Vol. 112. — 165412.
12. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computation* / под ред. D. D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth. — Springer-Verlag, Heidelberg, 2002.

13. *Kikkawa J. M., Awschalom D. D.* Resonant Spin Amplification in n -Type GaAs // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Vol. 80. — 4313.
14. Coherent spin dynamics of electrons and holes in semiconductor quantum wells and quantum dots under periodical optical excitation: Resonant spin amplification versus spin mode locking / I. A. Yugova, M. M. Glazov, D. R. Yakovlev, A. A. Sokolova, M. Bayer // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 85. — 125304.
15. Resonant spin amplification in Faraday geometry / P. Schering, E. Evers, V. Nedelea, D. S. Smirnov, E. A. Zhukov, D. R. Yakovlev, M. Bayer, G. S. Uhrig, A. Greilich // Phys. Rev. B. — 2021. — Vol. 103. — L201301.
16. Longitudinal and transverse spin dynamics of donor-bound electrons in fluorine-doped ZnSe: Spin inertia versus Hanle effect / F. Heisterkamp, E. A. Zhukov, A. Greilich, D. R. Yakovlev, V. L. Korenev, A. Pawlis, M. Bayer // Phys. Rev. B. — 2015. — Vol. 91. — 235432.
17. Spin inertia of resident and photoexcited carriers in singly charged quantum dots / E. A. Zhukov, E. Kirstein, D. S. Smirnov, D. R. Yakovlev, M. M. Glazov, D. Reuter, A. D. Wieck, M. Bayer, A. Greilich // Phys. Rev. B. — 2018. — Vol. 98. — 121304(R).
18. *Дьяконов М. И., Перель В. И.* Оптическая ориентация в системе электронов и ядер решетки в полупроводниках. Теория // ЖЭТФ. — 1973. — Т. 65. — 362.
19. 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. — 115107.
20. *Holub M., Bhattacharya P.* Spin-polarized light-emitting diodes and lasers // J. Phys. D: Appl. Phys. — 2007. — Vol. 40. — R179.
21. *Ивченко Е. Л.* Магнитная циркулярная поляризация фотолюминесценции экситонов // ФТТ. — 2018. — Т. 60. — 1503.

22. Deep moiré potentials in twisted transition metal dichalcogenide bilayers / S. Shabani, D. Halbertal, W. Wu, M. Chen, S. Liu, J. Hone, W. Yao, D. N. Basov, X. Zhu, A. N. Pasupathy // Nat. Phys. — 2021. — Vol. 17. — 720.
23. Colloquium: Excitons in atomically thin transition metal dichalcogenides / G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, B. Urbaszek // Rev. Mod. Phys. — 2018. — Vol. 90. — 021001.
24. *Avdeev I. D., Smirnov D. S.* Hyperfine interaction in atomically thin transition metal dichalcogenides // Nanoscale Adv. — 2019. — Vol. 1. — 2624.
25. Light-induced ferromagnetism in moiré superlattices / X. Wang, C. Xiao, H. Park, J. Zhu, C. Wang, T. Taniguchi, K. Watanabe, J. Yan, D. Xiao, D. R. Gamelin, W. Yao, X. Xu // Nature. — 2022. — Vol. 604. — 468.
26. *Александров Е. Б., Запасский В. С.* Магнитный резонанс в спектре шумов фарадеевского вращения // ЖЭТФ. — 1981. — Т. 81. — 132.
27. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Статистическая физика. Часть 1. — Москва. Наука, 1976.
28. *Glazov M. M., Ivchenko E. L.* Spin noise in quantum dot ensembles // Phys. Rev. B. — 2012. — Vol. 86. — 115308.
29. Influence of the Nuclear Electric Quadrupolar Interaction on the Coherence Time of Hole and Electron Spins Confined in Semiconductor Quantum Dots / J. Hackmann, P. Glasenapp, A. Greilich, M. Bayer, F. B. Anders // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115. — 207401.
30. Measurements of nuclear spin dynamics by spin-noise spectroscopy / I. I. Ryzhov, S. V. Poltavtsev, K. V. Kavokin, M. M. Glazov, G. G. Kozlov, M. Vladimirova, D. Scalbert, S. Cronenberger, A. V.

- Kavokin, A. Lemaître, J. Bloch, V. S. Zapasskii // Appl. Phys. Lett. — 2015. — Vol. 106. — 242405.
31. Interplay of Electron and Nuclear Spin Noise in n -Type GaAs / F. Berski, J. Hübner, M. Oestreich, A. Ludwig, A. D. Wieck, M. M. Glazov // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 115. — 176601.
 32. Multiple Mn^{2+} -Spin-Flip Raman Scattering at High Fields via Magnetic Polaron States in Semimagnetic Quantum Wells / J. Stühler, G. Schaack, M. Dahl, A. Waag, G. Landwehr, K. V. Kavokin, I. A. Merkulov // Phys. Rev. Lett. — 1995. — Vol. 74. — 2567.
 33. Горбовитский П. М., Перель В. И. Опыт Александрова и Запасского и комбинационное рассеяние света // Оптика и спектр. — 1983. — Т. 54. — 388.
 34. Халфтин Л. А. К теории распада квазистационарного состояния // ЖЭТФ. — 1957. — Т. 33. — 1371.
 35. Misra B., Sudarshan E. C. G. The Zeno's paradox in quantum theory // J. Math. Phys. — 1977. — Vol. 18. — 756.
 36. Kraus K. States, effects and operations, vol. 190 of Lecture Notes in Physics. — 1983.
 37. Introduction to quantum noise, measurement, and amplification / A. A. Clerk, M. H. Devoret, S. M. Girvin, F. Marquardt, R. J. Schoelkopf // Rev. Mod. Phys. — 2010. — Vol. 82. — 1155.
 38. Hyperfine interaction limits polarization entanglement of photons from semiconductor quantum dots / C. Schimpf, F. B. Basset, M. Aigner, W. Atteneder, L. Ginés, G. Undeutsch, M. Reindl, D. Huber, D. Gangloff, E. A. Chekhovich, C. Schneider, S. Höfling, A. Predojević, R. Trotta, A. Rastelli // Phys. Rev. B. — 2023. — Vol. 108. — L081405.
 39. Mantsevich V. N., Smirnov D. S., Ivchenko E. L. Ultimate photon entanglement in biexciton cascade // arXiv. — 2025. — 2511.05065.

40. Quantum metrology with nonclassical states of atomic ensembles / L. Pezzè, A. Smerzi, M. K. Oberthaler, R. Schmied, P. Treutlein // Rev. Mod. Phys. — 2018. — Vol. 90. — 035005.
41. Lindner N. H., Rudolph T. Proposal for Pulsed On-Demand Sources of Photonic Cluster State Strings // Phys. Rev. Lett. — 2009. — Vol. 103. — 113602.
42. Родина А. В., Семина М. А., Ивченко Е. Л. Электронный и дырочный g -факторы в полупроводниках и наноструктурах (Обзор) // ФТТ. — 2025. — Т. 67. — 2023.