

На правах рукописи



СМИРНОВ ДМИТРИЙ СЕРГЕЕВИЧ

**ТЕОРИЯ СПИНОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ
НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА
В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ НАНОСТРУКТУРАХ**

Специальность 01.04.10 – физика полупроводников

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург
2017

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

Научный руководитель:

Глазов Михаил Михайлович, доктор физико-математических наук,
член-корр. РАН, ведущий научный сотрудник сектора теории кванто-
вых когерентных явлений в твёрдом теле

Официальные оппоненты:

Фирсов Дмитрий Анатольевич, доктор физико-математических на-
ук, профессор, Федеральное государственное автономное образователь-
ное учреждение высшего образования “Санкт-Петербургский политех-
нический университет Петра Великого”, заведующий кафедрой “Физика
полупроводников и наноэлектроника”

Манцевич Владимир Николаевич, доктор физико-математических
наук, Федеральное государственное бюджетное образовательное учре-
ждение высшего образования “Московский государственный универси-
тет имени М. В. Ломоносова”, ведущий научный сотрудник кафедры по-
лупроводников отделения физики твёрдого тела физического факуль-
тета

Ведущая организация:

**Автономная некоммерческая образовательная организация
высшего профессионального образования “Сколковский ин-
ститут науки и технологий”**

Защита состоится _____ 2017 г. в __ часов __ минут на за-
седании диссертационного совета Д 002.205.02 при Федеральном госу-
дарственном бюджетном учреждении науки 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 www.ioffe.ru.

Автореферат разослан «__» _____ 2017 г.

Ученый секретарь диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Сорокин Л. М.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Наиболее захватывающие и неожиданные открытия в современной физике связаны с квантовомеханическими явлениями. Обнаружение новых элементарных частиц и исследование их свойств требует создания масштабных экспериментальных установок, таких как, например, большой адронный коллайдер. В последние годы было продемонстрировано, что квазичастицы с необычным энергетическим спектром могут быть также найдены в полупроводниковых структурах. Для теоретического описания квазичастиц часто оказывается важным учёт наличия у них внутренней степени свободы — спина.

Помимо стандартных методов исследования спиновой динамики в полупроводниках, таких как поляризационно-разрешённая фотолюминесценция и метод накачка-зондирование [1], за последнее десятилетие арсенал методов пополнился ещё одним — спектроскопией спиновых флуктуаций [2, 3]. Этот метод был предложен и впервые экспериментально реализован в атомной физике в начале 80-х годов прошлого века [4], а в начале XXI века был перенесен в область физики полупроводников [2, 5]. Широкое применение спектроскопии спинового шума связано прежде всего с тем, что в прямозонных полупроводниках и структурах на их основе относительная сила осциллятора оказывается существенно больше, чем в других системах, например, в атомных газах.

Спектроскопия спиновых флуктуаций позволяет определять времена спиновой релаксации, частоты спиновой прецессии, величины сверхтонкого взаимодействия с ядрами решётки и другие параметры спиновой динамики как в условиях, максимально близких к термодинамическому равновесию, так и в неравновесных условиях.

Цель настоящего исследования заключается в теоретическом описании спиновых флуктуаций носителей заряда и их комплексов в полупроводниковых наноструктурах.

Научная новизна работы состоит в решении конкретных задач:

1. Исследовать спиновые флуктуации локализованных носителей заряда с учётом конкуренции обменного и сверхтонкого взаимодей-

ствий.

2. Построить теорию спектроскопии спиновых шумов электронов в условиях динамической поляризации ядер.
3. Изучить спиновый шум носителей заряда и их комплексов в неравновесных условиях с учётом поглощения зондирующего луча.
4. Построить теорию спиновой динамики и спиновых флуктуаций в двумерном электронном газе в режиме стриминга с учётом спин-орбитального взаимодействия.

Практическая значимость работы состоит в том, что в ней впервые рассчитан спектр спиновых флуктуаций локализованных электронов с учётом обменного взаимодействия между ними. Путём сравнения аналитической теории с результатами компьютерного моделирования показана правомочность модели “замороженных” ядерных флуктуаций для описания спиновых шумов локализованных электронов. Предложен новый метод исследования ядерной спиновой динамики, основанный на спектроскопии спиновых флуктуаций резидентных электронов с временным разрешением и предсказан динамический эффект Зеемана в структурах с квантовыми микрорезонаторами. Построена теория спиновых флуктуаций резидентных носителей заряда в неравновесных условиях с учётом возбуждения многочастичных комплексов, и показано, что спектроскопия спинового шума в этом случае позволяет определять параметры спиновой и зарядовой динамики даже за пределами применимости флуктуационно-диссипационной теоремы. В работе демонстрируется возможность определения собственных спиновых мод и их скоростей затухания по спектрам спинового шума свободных электронов в квантовых ямах в режиме стриминга. Особое внимание уделялось получению аналитических результатов. Сопоставление теоретических результатов с экспериментальными данными позволило уточнить параметры спиновой динамики электронов и дырок, а также ядер кристаллической решётки, такие как времена продольной и поперечной релаксации, константы сверхтонкого взаимодействия и величины g -факторов.

Основные положения выносимые на защиту:

1. Распространение циркулярно поляризованного света в области оптической прозрачности полупроводника приводит к динамическому эффекту Зеемана, то есть к расщеплению спиновых подуровней электрона.
2. Обменное взаимодействие локализованных носителей заряда приводит к замедлению спиновой релаксации электронов, обусловленной сверхтонким взаимодействием с ядрами решётки, и смещению прецессионного пика в спектре спиновых флуктуаций к меньшим частотам.
3. Оптическое возбуждение заряженных квантовых точек приводит к уширению и уменьшению площади спектра спиновых флуктуаций, а также к анизотропии спиновой релаксации резидентных электронов.
4. В спектре флуктуаций интенсивности света, проходящего через микрорезонатор с одиночной заряженной квантовой точкой, содержится информация как о статистике фотонов, так и о спиновой динамике резидентного электрона.
5. В режиме стриминга спектр спиновых флуктуаций кардинально перестраивается и состоит из набора пиков, положения которых определяются временем ускорения электрона до энергии оптического фонона в электрическом поле.

Апробация работы. Результаты работы докладывались на рабочих семинарах ФТИ им. А. Ф. Иоффе, ИФТТ РАН, СПбГУ и Сколковского института науки и технологий, семинарах в университетах гг. Дортмунд и Ганновер в Германии, международной конференции «Nanostructures: Physics and Technology» (Санкт-Петербург, 2013, 2014), международной зимней школе по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2014), международной конференции «Single dopants» (Санкт-Петербург, 2014), Российской конференции по физике полупроводников (Санкт-Петербург, 2013, Звенигород, 2015 и Екатеринбург, 2017), XXI симпозиуме «Нанозифика и наноэлектроника» (Нижний Новгород, 2017), международной конференции «33rd International Conference on the Physics of Semiconductors» (Пекин, 2016), международном симпозиуме «Progress In Electromagnetics Research Symposium»

(Санкт-Петербург, 2017), а также в качестве приглашенных докладов на XX Уральской международной зимней школе по физике полупроводников (Новоуральск, 2014), совещании по теории полупроводников (Санкт-Петербург, 2016) и 16-ой Международной научной конференции-школе «Материалы нано-, микро-, оптоэлектроники и волоконной оптики: физические свойства и применение» (Саранск, 2017).

Публикации. По результатам представленных в диссертации исследований опубликовано 9 работ. Список работ приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырёх глав, заключения и списка литературы. Она содержит 119 страниц текста, включая 28 рисунков и 1 таблицу. Список цитируемой литературы содержит 109 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

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

Первая глава «Спиновые флуктуации локализованных носителей заряда в условиях сверхтонкого взаимодействия с ядрами кристаллической решетки» посвящена теоретическому описанию спинового шума локализованных электронов и дырок во внешнем магнитном поле с учётом взаимодействия спинов резидентных носителей заряда с ядрами решётки в состоянии термодинамического равновесия.

§1.1 представляет собой обзор теоретических и экспериментальных исследований спиновых флуктуаций в условиях термодинамического равновесия. Формально спектр спинового шума определяется как

$$(\delta S_\alpha^2)_\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \langle \delta S_\alpha(t) \delta S_\alpha(t + \tau) \rangle e^{i\omega\tau} d\tau, \quad (1)$$

где $\delta S_\alpha(t)$ — флуктуация α компоненты полного спина ансамбля, а угловые скобки обозначают усреднение по времени t при фиксированном

значении τ . В равновесных условиях спектр спинового шума связан со спиновым откликом системы на внешнее магнитное поле посредством флуктуационно-диссипационной теоремы.

В данной главе рассматривается ансамбль носителей заряда, локализованных в квантовых точках или на примесных центрах в объемном полупроводнике. За счёт локализации резко возрастает роль сверхтонкого взаимодействия. В типичных условиях каждый электрон эффективно взаимодействует с $N \sim 10^4 \div 10^6$ ядрами кристаллической решетки. Так как общее решение задачи с $\sim 2^N$ степенями свободы не может быть найдено ни аналитически, ни численно, для описания спиновой динамики обычно используется модель “центрального спина”, не учитывающая прямое диполь-дипольное взаимодействие спинов ядер. В работе [6] была предложена “квазиклассическая” модель, в которой спиновой динамикой ядер пренебрегается. В этом подходе можно получить аналитические выражения для спектров спиновых флуктуаций локализованных электронов.

Во **втором** параграфе первой главы решена задача о пределах применимости квазиклассической модели при описании спинового шума электронов. Для этого аналитические выражения были сопоставлены с численным расчетом в модели центрального спина [A1]. В обеих моделях спектр спиновых флуктуаций имеет качественно один и тот же вид, см. точечную кривую на рис. 1. Аналитическое выражение для спектра спинового шума в отсутствие внешнего магнитного поля имеет вид [6, A2]

$$(\delta S_z^2)_\omega = \frac{\pi}{6} \left(\frac{1}{\pi} \frac{\tau_s}{1 + (\omega\tau_s)^2} + \frac{4\omega^2}{\sqrt{\pi}\delta_e^3} e^{-\omega^2/\delta_e^2} \right), \quad (2)$$

где τ_s — феноменологическое время спиновой релаксации, не связанное со сверхтонким взаимодействием. В реальных структурах с квантовыми точками это время может лимитироваться, например, временем туннелирования между точками, в барьер или в смачивающий слой [7]. Случайная ориентация ядерных спинов приводит к существованию характерной частоты спиновой прецессии δ_e в поле ядерной флуктуации (поле Оверхаузера), причем в типичных условиях $\delta_e\tau_s \gg 1$. Прецессия элек-

тронных спиновых флуктуаций в поле ядер описывается вторым слагаемым в скобках, которое соответствует широкому и низкому “прецессионному” пику в спектре спинового шума на положительных частотах. Форма этого пика совпадает с функцией распределения абсолютных величин поля Оверхаузера. Этот пик количественно воспроизводится в обеих моделях спинового шума. Первое слагаемое в квадратных скобках описывает гораздо более узкий и высокий “релаксационный” пик, расположенный на нулевой частоте и соответствующий релаксации компоненты спина, сонаправленной с полем Оверхаузера. Форма этого пика в квазиклассической модели и модели центрального спина различается. Это связано с тем, что в пренебрежении ядерной спиновой динамикой релаксация продольной компоненты спина феноменологически описывается временем τ_s , в то время как в модели центрального спина потеря спиновой когерентности происходит не моноэкспоненциально за счет спиновой динамики ядер.

В §1.3 разработана микроскопическая модель спиновых флуктуаций в ансамбле квантовых точек [A2], часть из которых содержит резидентный электрон, а часть — резидентную дырку. При этом учитывается анизотропия как констант сверхтонкого взаимодействия, так и тензора g -факторов для дырок и разброс величин g -фактора.

Полученные теоретические выражения сопоставлены с экспериментальными данными для образцов с квантовыми точками InGaAs/GaAs, n - и p -типа. В нулевом магнитном поле в спектре спиновых флуктуаций электронов проявляются как релаксационный, так и прецессионный пики. Приложение продольного магнитного поля подавляет прецессионный пик и увеличивает амплитуду релаксационного пика. Спектр спинового шума дырок как в отсутствие магнитного поля, так и в продольном поле, состоит только из релаксационного пика на нулевой частоте. Это связано, во-первых, с меньшей эффективностью сверхтонкого взаимодействия, а, во-вторых, с его сильной анизотропией. В поперечном магнитном поле спектры спинового шума как электронов, так и дырок состоят из двух пиков, причём прецессионный пик смещается в область больших частот с увеличением поля. Подгонка спектров поз-

воляет определить константы сверхтонкого взаимодействия, степень их анизотропии для образца p -типа и величины поперечных g -факторов в ансамбле квантовых точек, а также их разброс.

В §1.4 теоретически исследована конкуренция сверхтонкого взаимодействия с межэлектронным обменным взаимодействием. Для этого рассмотрен ансамбль электронов, локализованных на донорах в объемном полупроводнике типа GaAs [A3]. Типичная величина частоты спиновой прецессии в поле ядерной флуктуации в арсениде галлия составляет $\delta_e \sim 2 \times 10^8 \text{ с}^{-1}$ [8, 9]. Как показывают оценки, выполненные в этом разделе, межэлектронное обменное взаимодействие сопоставимо со сверхтонким при расстоянии между донорами $\sim 0.1 \text{ мкм}$, что соответствует концентрации доноров $n_d = 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Так как в GaAs переход “изолятор-металл” происходит при значительно бóльших концентрациях доноров, $\sim 2 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [10], для описания спинового шума электронов, локализованных на донорах в объемных полупроводниках, даже при достаточно низком уровне легирования следует учитывать конкуренцию обменного взаимодействия между электронами и сверхтонкого взаимодействия спинов электронов и ядер.

Для описания такой конкуренции предложена модель кластеров, в которой весь ансамбль разбивается на группы электронов, внутри которых обменное взаимодействие более эффективно, чем сверхтонкое взаимодействие. Показано, что при увеличении концентрации центров локализации, характеризуемой безразмерным параметром $\eta = \pi n_d R_c^3 / 6$, где R_c — расстояние между донорами, при котором

обменное взаимодействие равно по величине $\hbar\delta_e$, прецессионный пик в спектре спинового шума смещается к более низким частотам, см. рис. 1.

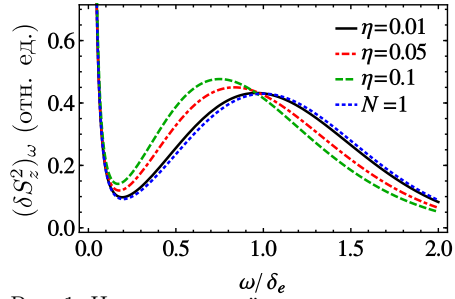


Рис. 1: Нормированный на один электрон спектр спинового шума массивов доноров, с различными концентрациями. Синяя точечная кривая получена в пренебрежении обменным взаимодействием и соответствует системе изолированных доноров.

Это качественно согласуется с экспериментальным наблюдением сокращения времени спиновой релаксации в ансамблях электронов, локализованных на донорах в объёмном GaAs [10].

Краткие итоги главы 1 подведены в §1.5.

Вторая глава «Электронные спиновые шумы при динамической поляризации ядер» посвящена теории спиновых флуктуаций электронов, взаимодействующих с неравновесной ядерной спиновой подсистемой.

В §2.1 сделан краткий обзор эффектов, связанных с динамической поляризацией ядер в полупроводниках. Ключевым моментом при описании таких эффектов является возможность разделения временных масштабов электронной и ядерной спиновой динамики. Так как скорость обмена энергией между ядерными спинами заметно превышает скорость передачи энергии кристаллической решетке или резидентным носителям заряда, ядерная спиновая система может быть описана при помощи эффективной ядерной спиновой температуры Θ_N . В реальных условиях эта температура может быть на несколько порядков меньше температуры кристаллической решетки и иметь как положительный, так и отрицательный знак [11].

В §2.2 предложена постановка эксперимента, в которой на первом этапе ядра динамически поляризуются в продольном магнитном поле при помощи мощного циркулярно поляризованного луча, вызывающего межзонные переходы в полупроводнике [A4]. На втором этапе происходит выключение оптической накачки и опциональная переориентация магнитного поля. Ядерная спиновая температура $\Theta_N(t)$ с лабораторным временем t медленно релаксирует к температуре решетки, в ходе чего происходит измерение спиновых флуктуаций резидентных электронов с временным разрешением.

В рамках модели ядерной спиновой температуры получены выражения для спектра спинового шума электронов. Показано что в поперечном магнитном поле (геометрия Фойгта) прецессионный пик в спектре спинового шума расположен на частоте $\Omega_{\text{tot}}(t) = \Omega_B + \bar{\Omega}_N(t)$, где $\Omega_B = \mu_B g \mathbf{B} / \hbar$ — частота ларморовой прецессии во внешнем магнит-

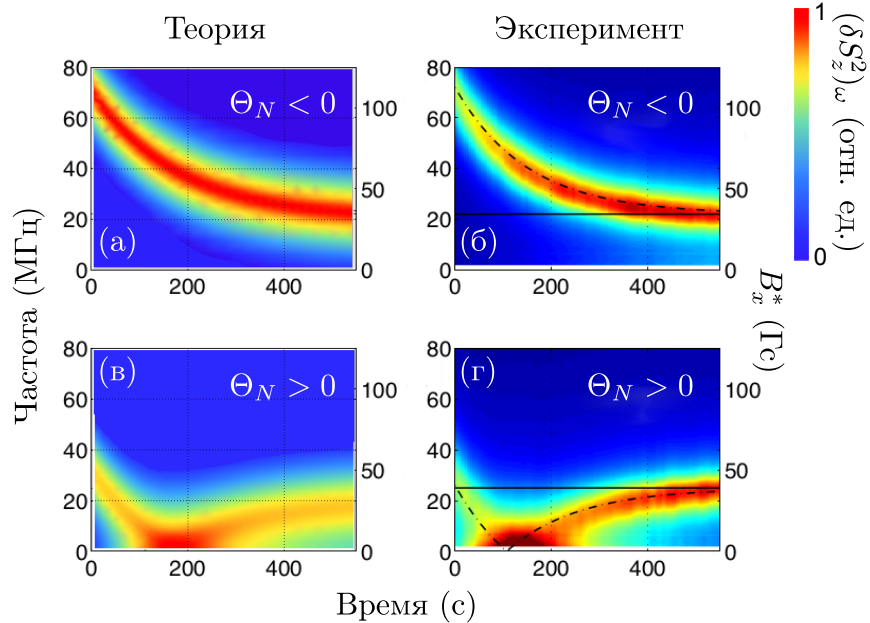


Рис. 2: Разрешённые по времени спектры спиновых флуктуаций электронов, взаимодействующих с неравновесной ядерной спиновой поляризацией поперечной по отношению к направлению распространения зондирующего луча. Панели (а) и (б) соответствуют положительной ядерной спиновой температуре, а панели (в) и (г) — отрицательной. На панелях (а) и (в) представлены результаты теоретического расчёта, а на панелях (б) и (д) — экспериментальные данные.

ном поле \mathbf{B} , μ_B — магнетон Бора, g — эффективный g -фактор, а $\bar{\Omega}_N(t)$ — усреднённая по ансамблю электронов частота спиновой прецессии в поле Оверхаузера.

$$\bar{\Omega}_N(t) = \frac{AI}{\hbar} \frac{\mathbf{B}}{B} \mathcal{B}_I \left(\frac{\mu_n g_n BI}{k_B \Theta_N(t)} \right), \quad (3)$$

где A — константа сверхтонкого взаимодействия, I — величина ядерного спина, $\mathcal{B}_I(x)$ — функция Бриллюэна, μ_n и g_n — ядерный магнетон и g -фактор. Важно отметить, что ширина прецессионного пика резко зависит от степени поляризации ядер, и уменьшается на несколько порядков при поляризации ядер, приближающейся к 100%.

Так как ядерная спиновая температура $\Theta_N(t)$ релаксирует к темпе-

ратуре кристаллической решётки, измерение спектров спиновых флуктуаций с временным разрешением дает возможность исследовать нестационарную ядерную спиновую поляризацию в отсутствие внешнего возбуждения. Предложенное в диссертации описание спинового шума в нестационарных условиях применимо в случае, если время спиновой релаксации ядер существенно превышает τ_s и δ_e^{-1} , что как правило выполнено в реальных экспериментах.

В §2.2.1 приводится сравнение теоретических предсказаний с экспериментальными данными по спектроскопии спинового шума в условиях динамической поляризации ядер с временным разрешением [A5]. Теоретический расчёт и экспериментальные данные приведены на рис. 2 на панелях (а,в) и (б,г), соответственно. Цвет соответствует интенсивности спинового шума на данной частоте в данный момент времени. Экспериментальные данные полностью подтверждают теоретические предсказания. В частности, в зависимости от знака ядерной спиновой температуры суммарная частота спиновой прецессии $\Omega_{\text{tot}}(t)$ может либо оставаться знакопостоянной [панели (а) и (в)], либо проходить через нуль [панели (б) и (г)].

В §2.3 предложен и исследован новый эффект, возникающий при детектировании спиновых флуктуаций с помощью эллиптически поляризованного луча [A5]. В силу правил отбора такой свет по-разному взаимодействует с электронами с проекцией спина $\pm 1/2$ на направление распространения зондирующего луча. При значительной мощности электромагнитной волны происходит спин-зависимая раздвижка электронных энергетических уровней в зоне проводимости и в валентной зоне. Это приводит к динамическому эффекту Зеемана, то есть к возникновению дополнительного “оптического” эффективного магнитного поля, действующего на спин электрона,

$$\mathbf{B}_{opt} = i\kappa [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*], \quad (4)$$

где \mathbf{E} — комплексная амплитуда электромагнитной волны, а κ — вещественный коэффициент, аналитическое выражение для которого приведено в §2.3 диссертации. В кубическом кристалле “оптическое” по-

ле сонаправлено с зондирующим лучом, его знак определяется знаком циркулярной поляризации, а абсолютная величина — интенсивностью световой волны.

Спектр спинового шума свободных электронов в поперечном магнитном поле (геометрия Фогта) состоит из единственного пика, расположенного на частоте ларморовой прецессии. При измерении спиновых флуктуаций эллиптически поляризованным лучом электроны испытывают в силу динамического эффекта Зеемана действие дополнительного продольного магнитного поля (4), см. вставку на рис. 3. Увеличение мощности зондирующего луча приводит к подавлению прецессионного пика и появлению пика на нулевой частоте. На рис. 3 показано отношение площадей двух пиков как функция мощности зондирующего луча. Точки соответствуют экспериментальным данным, а пунктирная кривая — теоретическому расчету, который хорошо согласуется с результатами эксперимента.

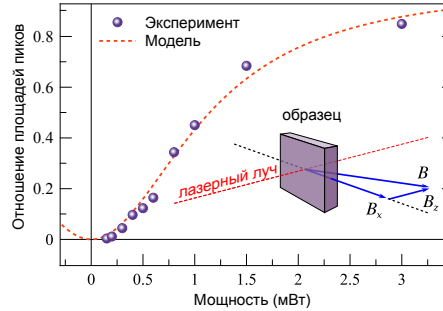


Рис. 3: Отношение площадей “релаксационного” и “прецессионного” пиков в зависимости от мощности зондирующего луча. На вставке показана схема эксперимента.

Краткие итоги главы 2 подведены в §2.4.

В **третьей главе** «Спиновый шум локализованных носителей заряда в неравновесных условиях» построена микроскопическая теория спиновых флуктуаций в условиях далёких от термодинамического равновесия с учётом генерации многочастичных электрон-дырочных комплексов. Рассмотрен ансамбль локализованных носителей заряда в условиях, когда либо поглощение зондирующего луча, либо дополнительное нерезонансное возбуждение системы приводит к появлению в квантовой точке неравновесных электронов и/или дырок, что влияет как на спиновую динамику системы, так и на микроскопический механизм формирования эффектов Фарадея и Керра.

В §3.1 показано, что необходимость такого рода исследований возни-

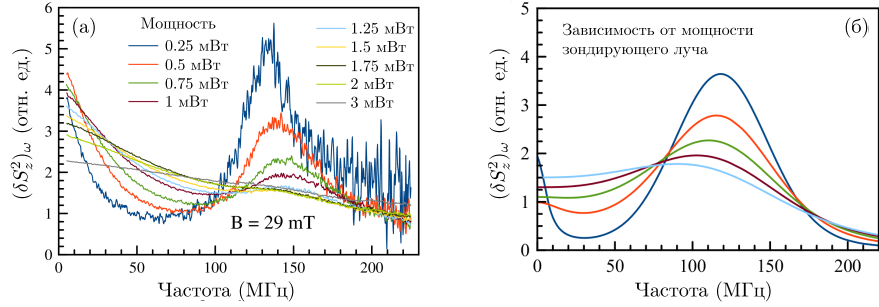


Рис. 4: Спектры спиновых флуктуаций электронов в условиях генерации синглетных трионов в зависимости от мощности оптического возбуждения: (а) — эксперимент, (б) — теория.

кает при увеличении электрон-фотонной связи, например, в структурах с микрорезонаторами, используемыми для повышения точности измерений. Отмечено, что важной особенностью неравновесных спиновых флуктуаций является отсутствие в общем случае связи между спектром флуктуаций и какой-либо функцией отклика системы на внешнее воздействие.

В §3.2 предложена четырехуровневая модель, позволяющая описать возбуждение многочастичных комплексов с учётом спиновой степени свободы в режиме слабой связи между светом и резидентными носителями заряда. Получены общие выражения для спектров спинового шума в неравновесных условиях.

В §3.2.1 эта модель применена к описанию спектров неравновесных спиновых флуктуаций электронов в квантовой яме с учётом резонансного поглощения зондирующего луча и возбуждения трионов. Показано, что при увеличении мощности возбуждения спиновая релаксация резидентных носителей ускоряется и становится анизотропной. Причиной анизотропии является специфика правил отбора, при которой возбуждение триона с последующей оптической рекомбинацией приводит к потере компонент спина поперечных к оси роста структуры, но не влияет на продольную компоненту спина электрона.

Теоретические предсказания сопоставлены с экспериментальными

данными и продемонстрировано качественное согласие между ними [A6], см. рис. 4. На рисунке показаны спектры спинового шума, рассчитанные теоретически [панель (а)] и измеренные экспериментально [панель (б)] для разных интенсивностей зондирующего луча. Увеличение мощности луча приводит к подавлению прецессионного и уширению релаксационного пика.

В §3.2.2 рассмотрен ансамбль носителей заряда, локализованных в квантовых точках, в условиях нерезонансного возбуждения дополнительных электронов и дырок [A7]. Для этого используется дополнительный мощный лазерный луч, который полностью поглощается в объёмной части образца. Для детектирования спиновых флуктуаций используется второй луч, настроенный на частоту трионного резонанса в квантовых точках и имеющий малую интенсивность. Соответствующие эксперименты были выполнены в университете г. Дортмунд (Германия).

Для теоретического описания такой системы также может быть применена предложенная в этой главе четырехуровневая модель. Из сопоставления теории и эксперимента определены скорости спиновой релаксации в основном и возбуждённых состояниях, а также отношение скоростей возбуждения основного состояния под действием дополнительного луча и релаксации возбуждённых состояний.

В §3.3 рассмотрен случай сильной электрон-фотонной связи на примере системы, состоящей из микрорезонатора, содержащего одиночную квантовую точку. Спиновая поляризация электрона в такой структуре может приводить к макроскопическим углам поворота плоскости поляризации зондирующего луча [12], а также к возможности полного отражения одной из циркулярных поляризаций падающего света при полном прохождении другой поляризации. §3.3 посвящен анализу спиновых флуктуаций в такой системе [A8]. Важно отметить, что для одиночного спина не происходит усреднения спиновых флуктуаций по ансамблю, а потому флуктуации оптических сигналов, в том числе коэффициентов отражения и прохождения через систему, оказываются по порядку величины такими же, как средние значения сигналов для полностью поляризованного по спину электрона.

Для теоретического описания режима сильной связи в рассматриваемой структуре необходим учёт квантовой природы электромагнитного поля. В §3.3.1 показано, что корреляционные функции сигналов Фарадея, Керра и эллиптичности сводятся в общем случае к средним значениям четвёрок полевых операторов рождения и уничтожения фотонов в резонаторе аналогичным корреляционной функции $g^{(2)}(\tau)$, описывающей флуктуации интенсивности поля в резонаторе. Её зависимость от спиновой динамики электрона связана с тем, что в зависимости от взаимной ориентации электронного спина и углового момента фотона, свет может либо проходить через резонатор, либо отражаться от него. Простейшим оптическим сигналом, отражающим спиновый шум в такой системе, является коэффициент прохождения по интенсивности T циркулярно поляризованного света через микрорезонатор. Корреляционная функция флуктуаций коэффициента прохождения, $\langle \delta T(t) \delta T(t + \tau) \rangle$, может быть найдена как

$$\frac{\langle \delta T(t) \delta T(t + \tau) \rangle}{T_0^2} = g^{(2)}(\tau) - 1, \quad (5)$$

где T_0 — среднее значение коэффициента прохождения, а $g^{(2)}(\tau)$ — корреляционная функция второго порядка фотонов в микрорезонаторе.

Время спиновой релаксации, а также период спиновой прецессии в магнитном поле, обычно гораздо длиннее, чем характерные времена фотонной и трионной систем, такие как время рекомбинации триона и время ухода фотона из микрорезонатора, а также период осцилляций Раби между поляритонными состояниями. Разделение временных масштабов позволяет развить аналитический подход к описанию электронной и фотонной динамики в системе. В §3.3.2 в рамках этого подхода получены аналитические выражения для корреляционной функции коэффициента прохождения света через структуру в пределе малой интенсивности света. Эти выражения сопоставлены с точным численным расчётом в формализме матрицы плотности.

В §3.3.3 вычислены спектры флуктуаций коэффициента прохождения. Показано, что спектр в общем случае состоит из спиновой и фотонной компонент, которые несут информацию, соответственно, о спиновой

динамике в системе, и о свойствах возбуждённых состояний, таких как расщепление между поляритонными состояниями и времена жизни возбужденных состояний.

Краткие итоги главы 3 подведены в §3.4.

В **четвёртой главе** «Спиновый шум в режиме стриминга» построена микроскопическая теория спиновой динамики и флуктуаций двумерного электронного газа в режиме стриминга с учётом спин-орбитального взаимодействия [A9]. Режим стриминга реализуется в достаточно чистых полупроводниковых структурах при приложении к ним умеренно сильного электрического поля и характеризуется тем, что электрон двигаясь баллистически в течении времени t_{tr} достигает энергии оптического фонона, после чего испускает фонон, теряет энергию и снова возвращается в область малых энергий [13]. В §4.1 приведен краткий обзор исследований режима стриминга в полупроводниках.

В §4.2 получено кинетическое уравнение, описывающее спиновую динамику в режиме стриминга с учетом спин-орбитального взаимодействия. При этом удобно отделить область в импульсном пространстве с малой величиной компоненты импульса, поперечной к направлению приложенного электрического поля (так называемая “игла”), от всей остальной части импульсного пространства. Основная часть электронов в режиме стриминга сосредоточена именно в “игле”. Упругое рассеяние на примесях или квазиупругое рассеяние на акустических фононах приводит к рассеянию электронов из иглы во всю остальную область импульсного пространства. Разделение двух вкладов в спиновую функцию распределения позволяет свести задачу об описании спиновой динамики к нахождению и анализу собственных спиновых мод в системе.

Спиновая динамика электронов в режиме стриминга при различных видах тензора спин-орбитального взаимодействия проанализирована в §4.3. Скорости затухания различных спиновых мод могут значительно различаться. В зависимости от соотношения между величинами спиновых расщеплений Рашбы и Дрессельхауза спиновое распределение в импульсном пространстве быстро релаксирует либо к равномерному (нулевая собственная мода) либо к осциллирующему (одна высших мод). В

последнем случае реализуется режим так называемой спиновой спирали в импульсном пространстве. Затухание наиболее долгоживущей спиновой моды в зависимости от параметров системы определяется либо сочетанием влияния спин-орбитального взаимодействия и процессов квазиупругого рассеяния, аналогично механизму Дьяконова-Переля [14], либо слабым проникновением электронов в область, где энергия носителей превышает энергию оптического фонона.

В §4.4 построена теория спиновых шумов в режиме стриминга и показано, что сложная спиновая динамика системы ярко проявляется в спектрах спиновых флуктуаций. Спектры флуктуаций состоят из серии пиков, положения которых определяются временем t_{tr} и средней частотой спиновой прецессии в спин-орбитальном поле, Ω_{dr} . Вид спектров при различных значениях параметра $\Omega_{dr}t_{tr}$ показан на рис. 5. Центральные частоты и

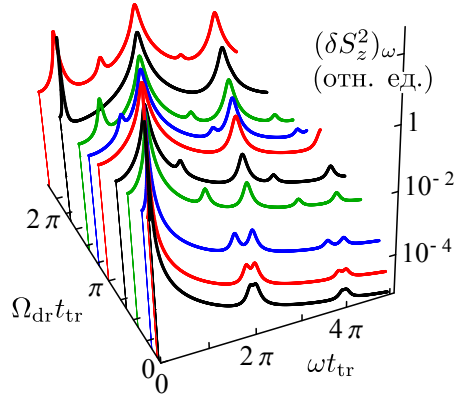


Рис. 5: Спектры спиновых флуктуаций электронов в режиме стриминга при различных величинах тянущего электрического поля.

ширины пиков определяются собственными частотами и временами релаксации соответствующих спиновых мод в системе. Наибольший по амплитуде пик расположен на частоте Ω_{dr} . Однако, в случае, когда $\Omega_{dr}t_{tr} = 2\pi k$, где k — целое число, в системе реализуется режим спиновой спирали в импульсном пространстве, при котором спин электрона поворачивается на угол, кратный 2π , между двумя последовательными испусканиями фонона независимо от числа упругих рассеяний между ними. В этом случае резко увеличивается амплитуда пика на наиболее низкой частоте, см. черную кривую, соответствующую $\Omega_{dr}t_{tr} \approx 2\pi$.

Краткие итоги главы 4 подведены в §4.5.

В **Заключении** обобщены основные результаты работы:

1. Спектры спиновых флуктуаций носителей заряда, локализован-

ных в квантовых точках, состоят из двух пиков, связанных со спиновой прецессией в поле ядер и со спиновой релаксацией. В результате сопоставления расчётных спектров с экспериментальными данными, полученными на образцах n - и p -типа в различных магнитных полях, определены величины g -факторов носителей заряда, константы сверхтонкого взаимодействия и времена спиновой релаксации. Показано, что спектры спинового шума могут быть вычислены в квазиклассической модели, не учитывающей ядерную спиновую динамику.

2. Предложена модель кластеров для описания спиновых флуктуаций локализованных электронов с учётом их обменного взаимодействия. Показано, что обменное взаимодействие приводит к подавлению спиновой дефазировки на ядрах и смещению прецессионного пика в спектре спиновых флуктуаций к более низким частотам.
3. Показано, что положение прецессионного пика в спектре спинового шума в условиях динамической поляризации ядер определяется суммой внешнего магнитного поля и поля Оверхаузера, а ширина пика начинает резко уменьшаться с ростом величины ядерной поляризации, когда она превышает 50%. Из сравнения теории с экспериментом определена скорость ядерной спиновой релаксации.
4. Показано, что циркулярно поляризованный свет, распространяющийся в области прозрачности полупроводника, вызывает динамический эффект Зеемана: возникает спиновое расщепление электронных состояний. Направление и величина светоиндуцированного эффективного магнитного поля определяются, соответственно, направлением распространения света, знаком циркулярной поляризации и интенсивностью электромагнитной волны.
5. Рассчитан спектр спиновых флуктуаций локализованных носителей заряда в неравновесных условиях при оптической генерации экситонов и трионов. Увеличение мощности возбуждения приво-

дит к подавлению магнитного пика, а при достижении пороговой мощности этот пик пропадает.

6. Показано, что флуктуации коэффициента прохождения света через структуру с одиночной заряженной квантовой точкой, помещённой в микрорезонатор, позволяют определить как параметры спиновой динамики в системе, так и статистику фотонов.
7. Исследована спиновая динамика двумерного электронного газа в режиме стриминга с учётом спин-орбитального взаимодействия. Показано, что спиновая релаксация в этом режиме сильно анизотропна, а её скорость зависит квазипериодически от обратной величины приложенного электрического поля.
8. Определены собственные спиновые моды в режиме стриминга и рассчитаны спектры спиновых флуктуаций электронов. Показано, что собственные частоты и времена затухания спиновых мод определяют положения и ширины пиков в спектрах спиновых флуктуаций.

Основные результаты диссертационной работы изложены в публикациях:

- [A1] J. Hackmann, D. S. Smirnov, M. M. Glazov, F. B. Anders. Spin noise in a quantum dot ensemble: from a quantum mechanical to a semi-classical description // *Phys. Status Solidi B* **251**, 1270 (2014).
- [A2] Ph. Glasenapp, D. S. Smirnov, A. Greilich, J. Hackmann, M. M. Glazov, F. B. Anders, M. Bayer. Spin noise of electrons and holes in (In,Ga)As quantum dots: Experiment and theory // *Phys. Rev. B* **93**, 205429 (2016).
- [A3] Д. С. Смирнов, М. М. Глазов, Е. Л. Ивченко. Влияние обменного взаимодействия на спиновые флуктуации локализованных электронов // *ФТТ* **56**, 256 (2014).
- [A4] D. S. Smirnov. Spin noise of localized electrons interacting with optically cooled nuclei // *Phys. Rev. B* **91**, 205301 (2015).

- [A5] I. I. Ryzhov, G. G. Kozlov, D. S. Smirnov, M. M. Glazov, Y. P. Efimov, S. A. Eliseev, V. A. Lovtcius, V. V. Petrov, K. V. Kavokin, A. V. Kavokin, V. S. Zapasskii. Spin noise explores local magnetic fields in a semiconductor // *Scientific Reports*, **6**, 21062 (2016).
- [A6] S. V. Poltavtsev, I. I. Ryzhov, M. M. Glazov, G. G. Kozlov, V. S. Zapasskii, A. V. Kavokin, P. G. Lagoudakis, D. S. Smirnov, E. L. Ivchenko. Spin noise spectroscopy of a single quantum well microcavity // *Phys. Rev. B* **89**, 081304(R) (2014).
- [A7] D. S. Smirnov, Ph. Glasenapp, M. Bergen, M. M. Glazov, D. Reuter, A. D. Wieck, M. Bayer, A. Greilich. Nonequilibrium spin noise in a quantum dot ensemble // *Phys. Rev. B* **95**, 241408(R) (2017).
- [A8] D. S. Smirnov, B. Reznichenko, A. Auffèves, L. Lanco. Spin noise in quantum dot microcavities in strong coupling regime // *IEEE Proc. Progr. in Electr. Res. Symp.* (2017).
- [A9] D. S. Smirnov and L. E. Golub. Spin dynamics and fluctuations in the streaming regime // *Phys. Rev. B* **92**, 035437 (2015).

Список литературы

- [1] *Глазов М. М.* Когерентная спиновая динамика электронов и экситонов в наноструктурах // *ФТТ*. — 2012. — Т. 54. — С. 3–27.
- [2] *Zapasskii V. S.* Spin-noise spectroscopy: from proof of principle to applications // *Adv. Opt. Photon.* — 2013. — Vol. 5, no. 2. — P. 131.
- [3] *Sinitsyn N. A., Pershin Y. V.* The theory of spin noise spectroscopy: a review // *Rep. Prog. Phys.* — 2016. — Vol. 79, no. 10. — P. 106501.
- [4] *Александров Е. Б., Запасский В. С.* Магнитный резонанс в спектре шумов фарадеевского вращения // *ЖЭТФ*. — 1981. — Т. 81. — С. 132.
- [5] The rise of spin noise spectroscopy in semiconductors: From acoustic to GHz frequencies / J. Hübner, F. Berski, R. Dahbashi, M. Oestreich // *Phys. Status Solidi B*. — 2014. — Vol. 251, no. 9. — P. 1824.

- [6] *Glazov M. M., Ivchenko E. L.* Spin noise in quantum dot ensembles // *Phys. Rev. B.* — 2012. — Vol. 86. — P. 115308.
- [7] Особенности туннельных процессов в полупроводниковых наноструктурах / П. И. Арсеев, В. Н. Манцевич, Н. С. Маслова, В. И. Панов // *УФН.* — 2017. — принята к публикации.
- [8] Manipulation of the Spin Memory of Electrons in *n*-GaAs / R. I. Dzhioev, V. L. Korenev, I. A. Merkulov et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2002. — Vol. 88. — P. 256801.
- [9] Electron-spin relaxation in bulk GaAs for doping densities close to the metal-to-insulator transition / M. Römer, H. Bernien, G. Müller et al. // *Phys. Rev. B.* — 2010. — Vol. 81. — P. 075216.
- [10] Low-temperature spin relaxation in *n*-type GaAs / R. I. Dzhioev, K. V. Kavokin, V. L. Korenev et al. // *Phys. Rev. B.* — 2002. — Vol. 66, no. 24. — P. 245204.
- [11] *Абрагам А.* Ядерный магнетизм. — Рипол Классик, 2013.
- [12] Macroscopic rotation of photon polarization induced by a single spin / C. Arnold, J. Demory, V. Loo et al. // *Nat. Commun.* — 2015. — Vol. 6. — P. 6236.
- [13] *Воробьев Л. Е., Данилов С. Н., Ивченко Е. Л., Левинштейн М. Е., Фирсов Д. А., Шалыгин В. А.* Кинетические и оптические явления в сильных электрических полях в полупроводниках и наноструктурах: учебное пособие. — Наука, 2000.
- [14] *Дьяконов М. И., Перель В. И.* Спиновая релаксация двумерных электронов в полупроводниках без центра инверсии // *ФТТ.* — 1972. — Т. 13. — С. 3581.