

На правах рукописи

Шмаков Павел Михайлович

СПИНОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ
В НИЗКОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ,
ПОМЕЩЕННЫХ В МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2013

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

Научный руководитель:

Дмитриев Александр Петрович,

к. ф.-м. н., старший научный сотрудник ФТИ им. Иоффе РАН

Официальные оппоненты:

Козуб Вениамин Иванович,

д.ф.-м.н., заведующий сектором физической кинетики ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН

Бурмистров Игорь Сергеевич,

д.ф.-м.н., старший научный сотрудник Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН

Ведущая организация:

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Санкт-Петербургский государственный университет"

Защита состоится 20 июня 2013 г. в _____ на заседании диссертационного совета Д 002.205.02 при Федеральном государственном бюджетном учреждении науки Физико-техническом институте им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук по адресу 194021, Санкт-Петербург, ул. Политехническая д. 26, ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФТИ им. А. Ф. Иоффе.

Автореферат разослан _____ мая 2013 г.

Ученый секретарь диссертационного совета, д. ф.-м. н. Л. М. Сорокин

Актуальность темы исследования

В последние годы заметное место в полупроводниковой наноэлектронике занимает новая, недавно возникшая область физики твердого тела – *спинтроника*. Главная задача спинтроники состоит в создании нового поколения электронных приборов, таких как спиновые фильтры, спиновые полевые транзисторы, магнитные биполярные диоды [1], в которых спиновая степень свободы используется на равных правах с орбитальной. Особое внимание в настоящее время привлекает физика спиновых явлений в *низкоразмерных* структурах, что объясняется, в числе прочего, фундаментальным интересом к эффектам, связанным со спин-орбитальным взаимодействием, и потенциалом их использования для обработки и хранения информации [1, 2].

В частности, все более активным становится изучение *одномерных* систем, таких как углеродные нанотрубки [3], полупроводниковые и металлические квантовые проволоки [4, 5], длинные полимерные цепи [6] и краевые состояния в режиме квантового эффекта Холла [7]. Важное место в этом ряду занимают *одноканальные квантовые кольца*, интерес к которым связан, в первую очередь, с квантовыми интерференционными явлениями – осцилляциями Ааронова-Бома и Ааронова-Кэшера. Последние обусловлены спин-орбитальным взаимодействием внутри колец и открывают возможности для создания спиновых фильтров [8].

Эксперименты с одноканальными кольцами на момент написания диссертации отсутствуют, однако модель одноканального кольца благодаря своей простоте и наглядности уже не одно десятилетие привлекает внимание теоретиков. Теоретическое изучение, однако, в основном ограничивалось случаем низких температур. В недавней работе [9] было показано, что эффект Ааронова-Бома в одноканальных квантовых кольцах с туннельными контактами вопреки интуитивным ожиданиям не подавляется термическим усреднением. Это послужило поводом для теоретического изучения в данной диссертации интерференционных явлений в таких кольцах при высоких температурах.

Создание приборов спинтроники невозможно без эффективного управления спином с помощью внешних сил, что, в свою очередь, подразумевает наличие хорошей связи спинов с внешними электрическими и магнитными полями. Обеспечить такую связь в обычных полупроводниковых системах на основе кремния или арсенида галлия трудно из-за малых значений g -фактора в этих материалах. Одно из возможных решений этой проблемы состоит в использовании материалов, обладающих магнитными свойствами. В связи с этим большое внимание привлекают *разбавленные магнитные полупроводники* (РМП) [2, 10]. РМП

получают путем замещения небольшой доли катионов в полупроводниковом материале типа A_3B_5 или A_2B_6 магнитными примесями (обычно, примесями марганца). Уникальность этих материалов состоит в том, что они обладают одновременно полупроводниковыми и магнитными свойствами. С одной стороны, такие материалы могут быть интегрированы в полупроводниковые гетероструктуры. С другой стороны, сильное обменное взаимодействие между подвижными носителями заряда и электронами, локализованными на внешних оболочках магнитных ионов, приводит к непрямоу взаимодействию между спинами ионов, что, в свою очередь, обуславливает ферромагнитный переход, наблюдаемый в этих материалах. Оно также приводит к "гигантскому" зеемановскому расщеплению, которое может быть порядка энергии Ферми [11, 12]. Эти и другие особенности делают РМП чрезвычайно привлекательными с точки зрения возможных приложений в области спинтроники.

Изучение РМП в рамках данной диссертации инициировано недавними экспериментальными [13, 14] и теоретическими [14, 15, 16] работами, в которых исследовались спиновые возбуждения в квантовых ямах на основе $Cd_{1-x}Mn_xTe$, помещенных в магнитное поле. В экспериментах [13, 14] были обнаружены две моды коллективных однородных спиновых возбуждений. При некотором "резонансном" значении магнитного поля наблюдалось "антипересечение" двух коллективных мод. Кроме того, как показано в работе [14], в системе существуют спиновые возбуждения другого типа – возбуждения ионного спина, не связанные с возбуждениями электронного. Такие "отщепленные" моды представляют особый интерес, так как обладают аномально большим временем жизни. Естественным продолжением этого исследования является теоретическое изучение неоднородных спиновых возбуждений (спиновых волн) в этих системах.

В экспериментах [13, 14] было также измерено время затухания возбуждений электронного спина, и это время оказалось значительно короче предсказанного теоретически в работе [15]. Таким образом, вопрос о доминирующих механизмах спиновой релаксации в двумерных РМП остается открытым.

Цели и задачи работы

Целью настоящего исследования является, во-первых, теоретическое изучение эффектов Ааронова-Бома и Ааронова-Кэшера в одноканальных квантовых кольцах с туннельными контактами при высоких температурах, и, во-вторых, теоретическое изучение спиновых возбуждений в двумерных разбавленных магнитных полупроводниках, помещенных в магнитное поле.

В рамках работы решены следующие конкретные задачи:

1. Изучить влияние спин-орбитального и зеемановского взаимодействия на эффект Ааронова-Бома в одноканальных баллистических квантовых кольцах с туннельными контактами при температурах, превышающих расстояние между энергетическими уровнями в кольце.

2. Изучить эффекты Ааронова-Бома и Ааронова-Кэшера в одноканальных квантовых кольцах с туннельными контактами и слабым беспорядком в режиме высоких температур.

3. Построить теорию неоднородных спиновых возбуждений (спиновых волн) в двумерных разбавленных магнитных полупроводниках, помещенных в магнитное поле.

4. Изучить обусловленную флуктуациями ширины квантовой ямы расфазировку прецессии спинов электронов в двумерных разбавленных магнитных полупроводниках, помещенных в магнитное поле.

Научная новизна и практическая значимость работы

В диссертации впервые вычислен кондактанс одноканальных квантовых колец со спин-орбитальным и зеемановским взаимодействием при температурах, превышающих расстояние между энергетическими уровнями в кольце. Впервые теоретически изучено влияние короткодействующих примесей и плавного потенциала на эффекты Ааронова-Бома и Ааронова-Кэшера в таких кольцах. При этом были разработаны оригинальные методы аналитического и численного расчета кондактанса одноканальных колец при высоких температурах. Впервые построена теория спиновых волн в двумерных разбавленных магнитных полупроводниках, помещенных в магнитное поле. Найден закон дисперсии спиновых волн и изучены механизмы их затухания. Также впервые изучена обусловленная флуктуациями ширины квантовой ямы расфазировка прецессии спинов электронов в двумерных разбавленных магнитных полупроводниках, помещенных в магнитное поле.

Практическая значимость работы состоит в следующем. Во-первых, в ней продемонстрирована возможность применять одноканальные кольца со спин-орбитальным взаимодействием в качестве спиновых фильтров при сравнительно высоких температурах и показано, что этому применению не препятствует слабый беспорядок в кольце. Во-вторых, в ней построена теория спиновых возбуждений в двумерных разбавленных полупроводниках, помещенных в магнитное поле, и

рассмотрены механизмы их затухания, что является важным шагом на пути к практическому применению разбавленных магнитных полупроводников в спинтронике.

Основные положения, выносимые на защиту

1. Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению узких провалов ("антирезонансов") в зависимости туннельного кондактанса одноканального кольца от пронизывающего его магнитного потока, а при наличии зеемановского взаимодействия возникают дополнительные антирезонансы; при значениях магнитного потока, соответствующих антирезонансам, проходящие через кольцо электроны поляризуются по спине.

2. Наличие слабого беспорядка в кольце не приводит к подавлению эффектов Ааронова-Бома и Ааронова-Кэшера даже в режиме, в котором электрон многократно испытывает рассеяние за время пребывания внутри кольца. Короткодействующие примеси приводят к уширению антирезонансов, а плавный беспорядок – к возникновению новых.

3. При изучении спиновых волн в двумерных разбавленных полупроводниках, помещенных в магнитное поле, необходимо учитывать как электрон-ионное (s-d) обменное взаимодействие, так и обменное взаимодействие между электронами проводимости. Одновременное наличие этих взаимодействий приводит к ряду особенностей в поведении ветвей дисперсии спиновых волн (в первую очередь, к их антипересечению).

4. Неоднородность ширины квантовой ямы с магнитными примесями может приводить к сравнительно быстрой расфазировке прецессии спинов электронов проводимости, и, тем самым, к релаксации поперечной по отношению к магнитному полю компоненты полного электронного спина. При диффузионном движении электронов проводимости релаксация происходит по медленному неэкспоненциальному закону.

Апробация работы

Результаты работы докладывались на семинарах ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, на международных симпозиумах "Nanostructures: Physics and Technology" (Минск, 2009, Санкт-Петербург, 2010, Екатеринбург, 2011) и "Spin Waves International Symposium" (Санкт-Петербург, 2011).

Публикации

По результатам исследований опубликовано 8 работ:

- [A1] P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev and V. Yu. Kachorovskii, Electron spin decoherence in diluted magnetic quantum wells // *Phys. Rev. B* **80**, 193205 (2009).
- [A2] P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev and V. Yu. Kachorovskii, Electron spin decoherence in semimagnetic quantum wells // *Proc. Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology 2009"* (Minsk, Belarus, 2009), pp. 330-331.
- [A3] P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev and V. Yu. Kachorovskii, Spin waves in diluted magnetic quantum wells // *Phys. Rev. B* **83**, 233204 (2011).
- [A4] P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev and V. Yu. Kachorovskii, Spin waves in 2D diluted magnetic semiconductors // *Proc. Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology 2010"* (Saint-Petersburg, Russia, 2010), pp. 224-225.
- [A5] P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev and V. Yu. Kachorovskii, Spin waves in diluted magnetic quantum wells // *Proc. Int. Symp. "Spin Waves 2011 International Symposium"* (Saint-Petersburg, Russia, 2011), pp. 120-121.
- [A6] P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev and V. Yu. Kachorovskii, High Temperature Aharonov-Bohm-Casher interferometer // *Phys. Rev. B* **85**, 075422 (2012).
- [A7] P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev and V. Yu. Kachorovskii, Aharonov–Bohm interferometer as a spin polarizer// *Proc. Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology 2011"* (Ekaterinburg, Russia, 2011), pp. 44-45.
- [A8] P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev and V. Yu. Kachorovskii, Aharonov-Bohm conductance of a disordered single-channel quantum ring // arXiv:1303.3486.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка литературы и шести приложений. Она содержит 143 страницы текста, включая 22 рисунка и 1 таблицу. Список литературы включает 89 наименований.

Основное содержание работы

Во **Введении** обоснована актуальность темы диссертации, определены цели и задачи исследования, изложена практическая значимость работы, сформулированы выносимые на защиту положения и описана структура диссертации.

Первая глава начинается с обзора литературы по эффектам Ааронова-Бома и Ааронова-Кэшера в квантовых кольцах. Остальная часть главы посвящена развитию методов вычисления кондактанса G одноканальных колец при высокой температуре. Изложение проводится на примере задачи о бесспиновых электронах в баллистическом кольце с туннельными контактами, пронизываемом магнитным потоком (рис. 1).

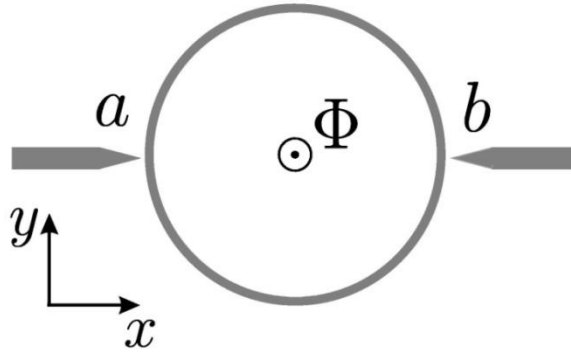


Рис. 1. Кольцо с туннельными контактами, пронизываемое магнитным потоком.

Методы расчета основываются на формуле Ландауэра $G = e^2 \mathcal{T} / \pi \hbar$, в которой \mathcal{T} – термически усредненный коэффициент прохождения: $\mathcal{T} = - \int_0^\infty \mathcal{T}(E) \frac{\partial f}{\partial E} dE$, где f – функция Ферми.

Один из методов заключается в строгом вычислении величины \mathcal{T} путем суммирования амплитуд траекторий электрона, соединяющих точки входа в кольцо и выхода из него. Такое вычисление осложняется тем обстоятельством, что, несмотря на малость соответствующих амплитуд, необходимо учитывать процессы, в которых движущиеся в кольце электроны рассеиваются назад на контактах (неучет таких процессов приводит к нарушению унитарности).

Другой метод исходит из соотношения, связывающего коэффициент прохождения \mathcal{T} с волновыми функциями и энергиями стационарных состояний замкнутого кольца. Этот метод менее строг, но апеллирует к наглядным физическим представлениям о прохождении электронов через квазистационарные уровни в кольце и позволяет интерпретировать многие из результатов, полученных в первых трех главах диссертации.

В этой главе показано, что зависимость кондактанса кольца от пронизывающего кольцо магнитного потока имеет узкие антирезонансы [9] (рис. 2):

$$\mathcal{T}(\phi) = \frac{2\gamma \cos^2 \pi\phi}{\gamma^2 + \cos^2 \pi\phi}, \quad (1)$$

где ϕ – магнитный поток, измеренный в единицах кванта потока hc/e , а величина γ характеризует прозрачность туннельного контакта ($\gamma \ll 1$).

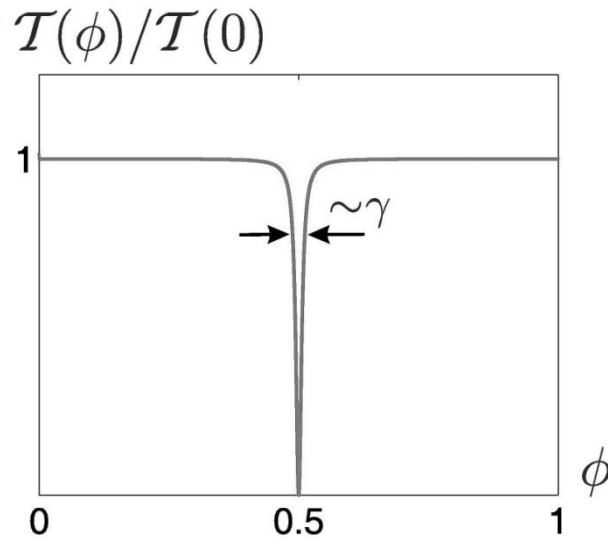


Рис. 2. Зависимость термически усредненного коэффициента прохождения кольца с туннельными контактами от магнитного потока.

Во **второй главе** теоретически изучается высокотемпературная зависимость кондактанса кольца от магнитного поля при наличии в кольце спин-орбитального взаимодействия (расчеты проведены для гамильтониана в форме Рашбы-Бычкова). Показывается, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению каждого антирезонанса на два (рис. 3):

$$\mathcal{T}(\phi) = \frac{\mathcal{T}_0(\phi + \delta) + \mathcal{T}_0(\phi - \delta)}{2}, \quad (2)$$

где $\mathcal{T}_0(\phi)$ – коэффициент прохождения (1) в задаче без спина, а величина δ определяется силой спин-орбитального взаимодействия. Помимо осцилляций кондактанса как функции магнитного потока, имеет место также эффект Ааронова-Кэшера – зависимость кондактанса от силы спин-орбитального взаимодействия в отсутствие магнитного поля. Таким образом, эффект Ааронова-Кэшера тоже не подавляется температурным усреднением.

Другим важным результатом является предсказание поляризации спина электронов, проходящих через рассматриваемую систему. Показывается, что при значениях магнитного поля, соответствующих антирезонансам, неполяризованный по спину пучок электронов, входящий в кольцо, оказывается поляризованным на выходе (рис. 3). Физически это объясняется тем, что электроны со спином, ориентированным в определенном направлении, оказываются заблокированными из-за деструктивной интерференции, в то время как электроны с противоположным

спином проходят через кольцо. Таким образом, кольцо работает как управляемый магнитным полем спиновый фильтр.

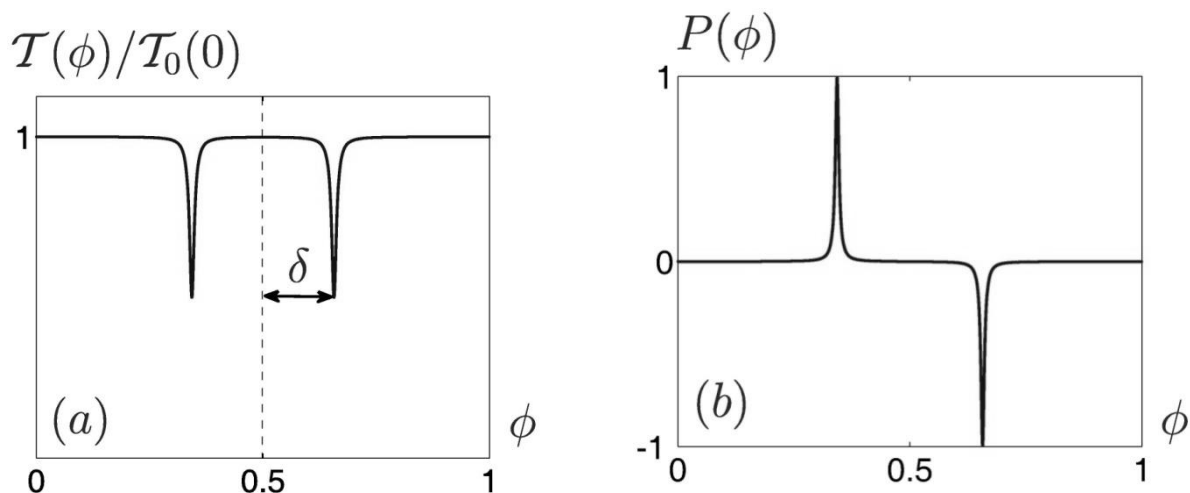


Рис. 3. Коэффициент прохождения (a) и спиновая поляризация прошедших электронов (b) в случае кольца со спин-орбитальным взаимодействием.

Далее вычисляется кондактанс кольца при одновременном наличии спин-орбитального и зеемановского взаимодействия. Показывается, что в этом случае имеется четыре антирезонанса на каждом периоде зависимости $T(\phi)$ (рис. 4а). Рассматриваются предельные случаи слабого и сильного (сравнительно со спин-орбитальным) зеемановского взаимодействия. В обоих предельных случаях оказывается, что два из четырех антирезонансов имеют большую глубину, чем два других, причем положения "глубоких" антирезонансов управляются силой спин-орбитального взаимодействия, а положения "мелких" – величиной зеемановского расщепления. Некоторые особенности имеет и вектор поляризации спина \mathbf{P} прошедших через кольцо электронов: одна из его компонент, P_y , имеет резонансы нелоренцевой формы, и, кроме того, все четыре резонанса имеют одинаковую амплитуду (рис. 4с).

В конце главы полученные результаты обсуждаются в рамках метода, основанного на анализе переходов электронов через квазистационарные состояния в кольце.

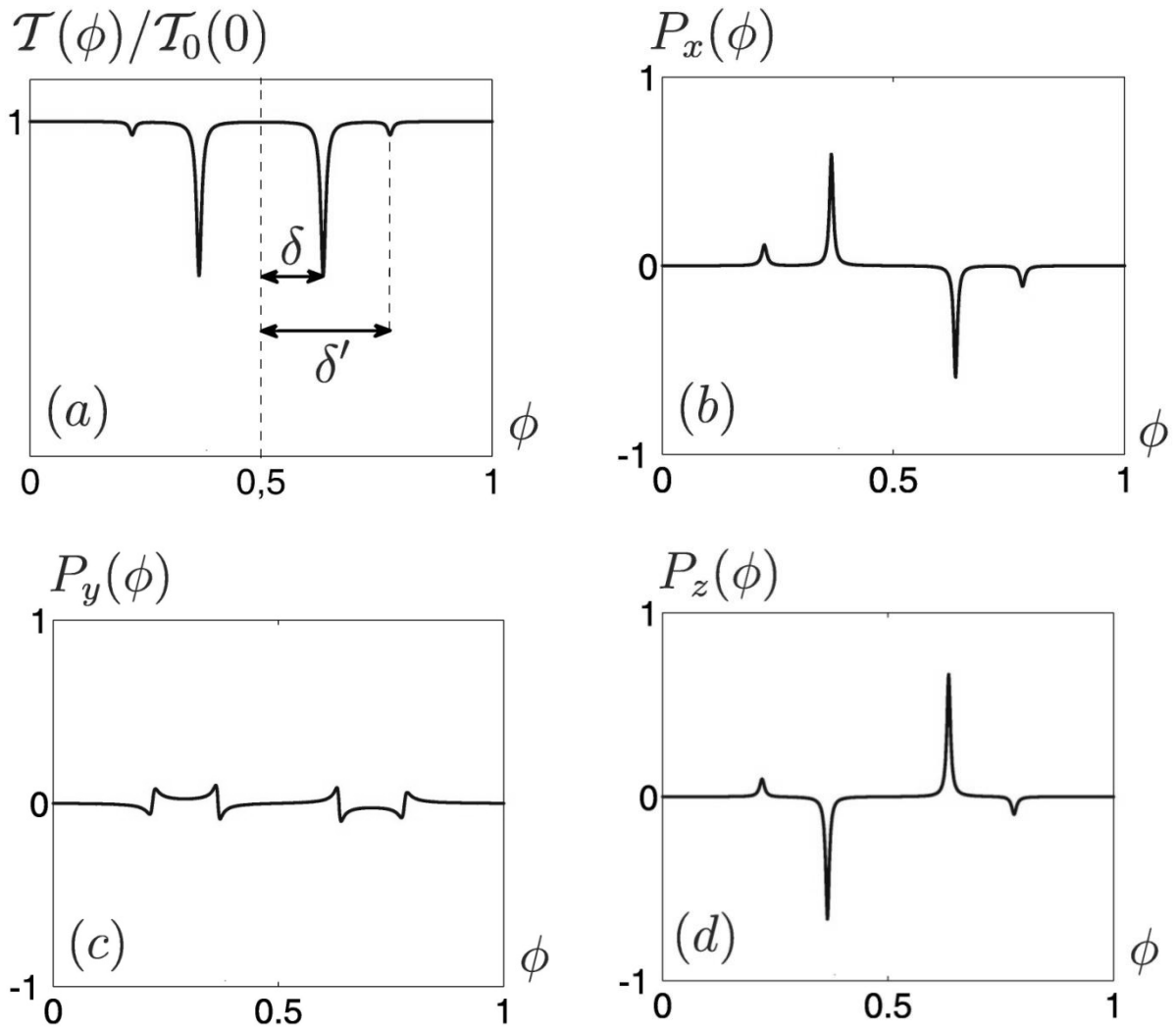


Рис. 4. Коэффициент прохождения (a) и компоненты вектора спиновой поляризации прошедших электронов (b), (c), (d) для кольца со спин-орбитальным и зеемановским взаимодействием.

Третья глава посвящена теоретическому изучению влияния слабого примесного беспорядка на эффекты, описанные в первых двух главах.

Вычисляется кондактанс кольца с N короткодействующими примесями, характеризуемыми амплитудой отражения r . Рассматривается режим слабого беспорядка, $N|r|^2 \ll 1$, в котором вероятность рассеяния на примесях в течение одного оборота мала. При этом допускается большое количество рассеяний за время жизни электрона в кольце (это время много больше времени оборота, поскольку контакты являются туннельными).

Вычисления приводят к следующей формуле, описывающей антирезонанс вблизи $\phi = 1/2$ при наличии примесей:

$$\mathcal{T} \approx 2\gamma \left\langle \frac{\pi^2 \delta\phi^2 + |r|^2 (\sum_{\nu} \sin 2ks_{\nu})^2 / 4}{\pi^2 \delta\phi^2 + \gamma^2 + |r|^2 |\sum_{\nu} e^{2iks_{\nu}}|^2 / 4} \right\rangle_k, \quad (3)$$

где $\delta\phi = \phi - 1/2$, s_{ν} – координаты примесей в кольце ($\nu = 1 \dots N$), а угловые скобки означают усреднение по энергии внутри температурной полосы.

Как видно из (3), рассеяние на примесях приводит к уширению антирезонанса. При сравнительно сильном рассеянии, $\gamma \ll \sqrt{N}|r| \ll 1$, ширина антирезонанса по порядку величины равна $\sqrt{N}|r|$. В то же время его глубина в режиме $\gamma \ll \sqrt{N}|r| \ll 1$ не зависит от $|r|$ и оказывается в вдвое меньшей сравнительно со случаем баллистического кольца (рис. 5).

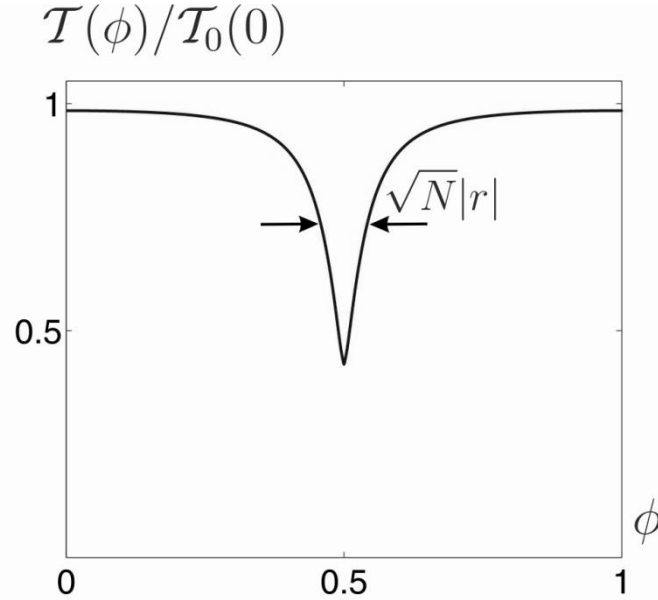


Рис. 5. Антирезонанс в коэффициенте прохождения кольца с N примесями при $\gamma \ll \sqrt{N}|r| \ll 1$.

Таким образом, показывается, что даже сравнительно сильное рассеяние на примесях не приводит к подавлению эффекта Ааронова-Бома при высоких температурах. Этому результату дается наглядное объяснение с точки зрения переходов через квазистационарные состояния в кольце.

Далее вычисляется кондактанс кольца при наличии как примесей, так и спин-орбитального и зеемановского взаимодействия. Показывается, что влияние рассеяния на примесях в отсутствие и при наличии спин-орбитального и зеемановского взаимодействия одинаково. В частности, при $\sqrt{N}|r| \gg \gamma$ глубина каждого антирезонанса вдвое меньше, чем в кольце без примесей.

В конце главы рассматривается другой тип беспорядка в кольце – слабый плавный потенциал, меняющийся на масштабе много большем длины волны электрона. Рассеяние назад на таком потенциале экспоненциально подавлено, но в то же время фазы, набираемые при движении в этом потенциале, существенно сказываются на интерференционных явлениях. Показано, что плавный потенциал приводит к появлению антирезонансов при целых значениях ϕ :

$$\mathcal{T}(\phi) = \frac{2\gamma \cos^2(\Theta/2) \cos^2 \pi\phi}{\gamma^2 \cos^2(\Theta/2) + \cos^2 \pi\phi} + \frac{2\gamma \sin^2(\Theta/2) \sin^2 \pi\phi}{\gamma^2 \sin^2(\Theta/2) + \sin^2 \pi\phi}, \quad (4)$$

где Θ – разность фаз, набираемых в двух плечах интерферометра.

В четвертой главе строится теория спиновых волн в двумерных разбавленных магнитных полупроводниках, помещенных в магнитное поле.

Рассматривается квантовая яма шириной a , содержащая магнитные ионы и подвижные электроны с двумерными концентрациями n_J и n_e соответственно ($n_J \gg n_e$), помещенная в магнитное поле B , параллельное плоскости квантовой ямы. Однородные спиновые возбуждения в такой системе имеют следующие частоты [14, 16]:

$$\omega_0 = \frac{\Omega_e + \Omega_J}{2} \pm \sqrt{\frac{(\Omega_e - \Omega_J)^2}{4} + \delta^2}. \quad (5)$$

Здесь $\delta^2 = 3\alpha^2 n_e n_J \langle s \rangle \langle J \rangle / 2\hbar^2 a^2$, $\langle s \rangle$, $\langle J \rangle$ – равновесные поляризации спина электронов и ионов, α – константа обменного взаимодействия, Ω_e и Ω_J – частоты прецессии спинов электронов и ионов в равновесных эффективных магнитных полях. Эти частоты включают в себя вклады $\omega_{e,J}$, связанные с внешним магнитным полем и вклады, связанные с обменными полями. Для ионов вклад внешнего поля доминирует ($\Omega_J \approx \omega_J$), а для электронов, наоборот, доминирует обменный вклад: $\Omega_e \approx \alpha n_J \langle J \rangle / a$. Как показано на рис. 6, кривые $\Omega_e(B)$ и $\Omega_J(B)$ пересекаются при некотором значении $B = B_{res}$ (пересечение обусловлено насыщением величины $\langle J \rangle$ как функции магнитного поля). Согласно (5), пересечения частот коллективных возбуждений при этом не происходит: кривые сближаются на некоторое минимальное расстояние 2δ , а затем вновь расходятся. Этот факт подтверждается недавними экспериментами [13, 14].

Задача, решаемая в четвертой главе диссертации, состоит в обобщении формулы (5) на случай неоднородных возбуждений (волновой вектор k отличен от нуля). Для описания этих возбуждений используется уравнение Вигнера для электронов проводимости совместно с уравнением ларморовской прецессии для

спинов магнитных ионов. Помимо s-d взаимодействия, учитывается обменное взаимодействие подвижных электронов между собой, которое в случае неоднородных возбуждений играет принципиально важную роль. Это взаимодействие описывается в рамках теории ферми-жидкости Ландау.

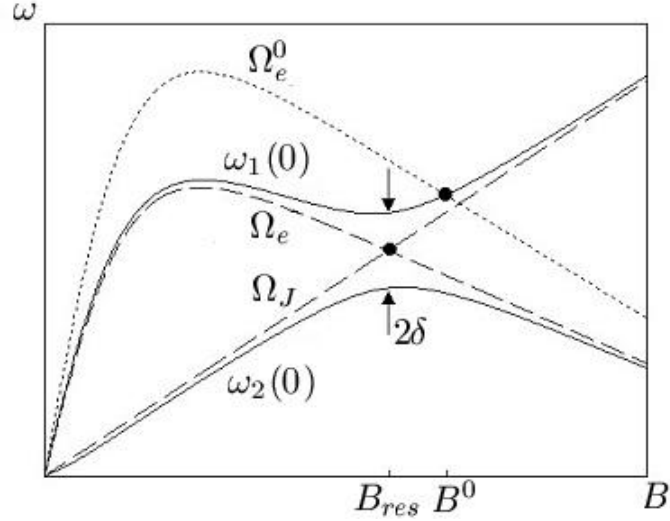


Рис. 6. Спектр однородных коллективных спиновых возбуждений. Пунктирные линии $\Omega_e(B)$ и $\Omega_J(B)$ изображают, соответственно, зависимости частот прецессии спина электронов и ионов в равновесных эффективных полях от внешнего поля, сплошные линии отвечают частотам однородных возбуждений.

Выводится следующее уравнение дисперсии спиновых волн:

$$\sqrt{1 - \frac{v_F^2 k^2}{(\omega - \Omega_e^0)^2}} = \frac{\omega}{\omega - \Omega_e^0} \frac{\delta^2 + G\Omega_e^0(\omega - \Omega_J)}{\delta^2 + \Omega_e(\omega - \Omega_J)}, \quad (6)$$

где G – константа межэлектронного обменного взаимодействия (параметр теории Ландау; обычно $G < 0$), $\Omega_e^0 = \Omega_e/(1 + G)$.

Одновременное присутствие двух типов обменного взаимодействия приводит к ряду явлений. В частности, происходит антипересечение двух ветвей дисперсии спиновых волн (рис. 7), причем положением точки антипересечения ($k = k_{res}$ на рис. 7) можно управлять, изменяя внешнее магнитное поле. Кроме того, меняя магнитное поле, можно обратить направление групповой скорости на одной из ветвей спектра.

Далее рассматриваются механизмы затухания спиновых волн, отсутствующие в однородном случае: затухание, обусловленное рассеянием на примесях, и затухание Ландау. Последнее обусловлено распадом коллективных возбуждений на одночастичные возбуждения. При нулевой температуре оно имеет место при $k > k_m$, где k_m – волновой вектор, при котором ветвь пересекает континуум Стоунера (рис. 7), а при ненулевой температуре затухание происходит при любых k .

В конце главы изучаются так называемые отщепленные ионные моды, обнаруженные экспериментально и объясненные теоретически в [13]. В этих модах участвуют только спины магнитных ионов, а спины электронов почти не задействуются. Показывается, что некоторые из этих мод имеют слабую дисперсию и малое затухание.

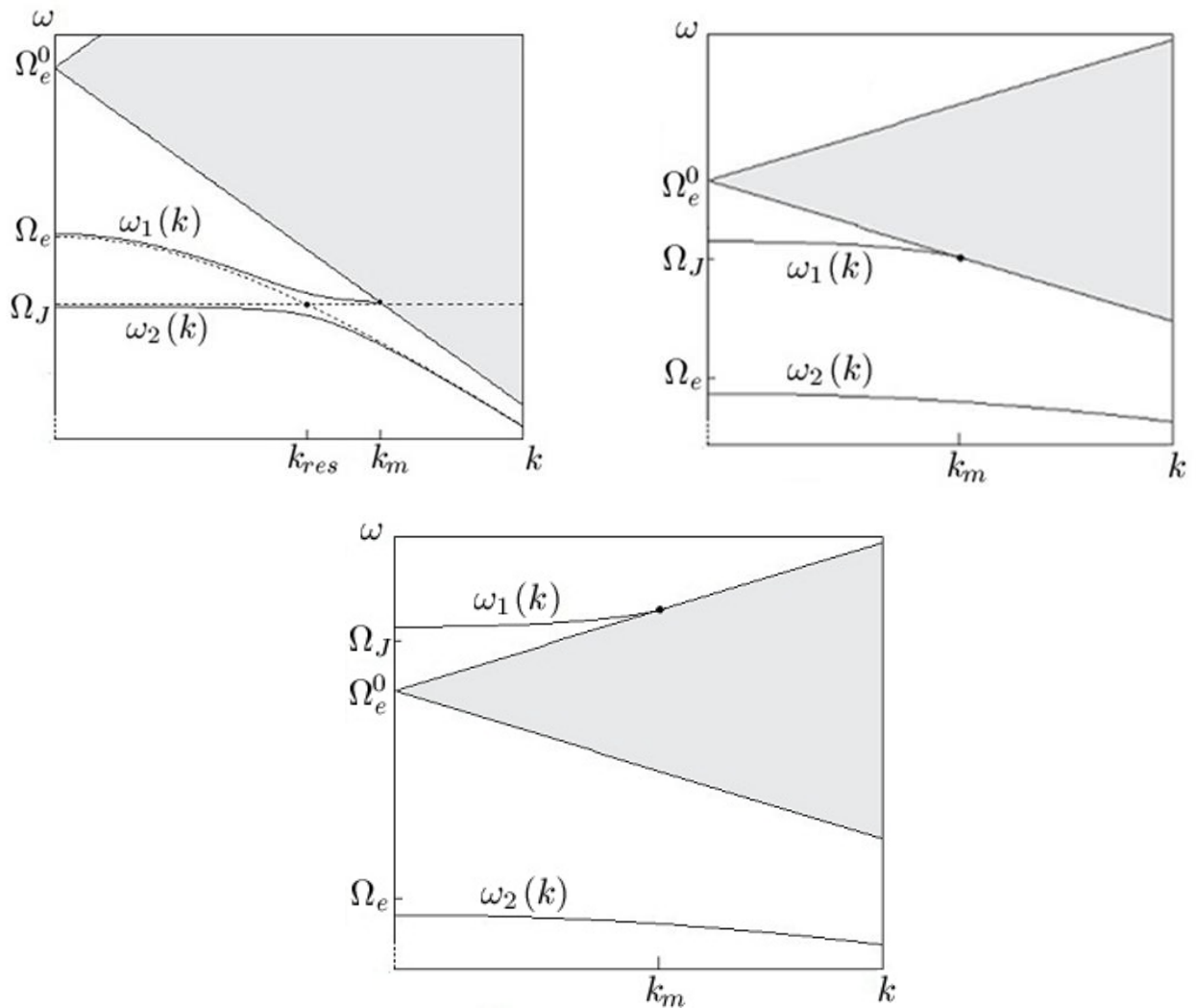


Рис. 7. Дисперсия спиновых волн при $B < B_{res}$ (сверху слева), $B_{res} < B < B^0$ (сверху справа) и $B > B^0$ (снизу). Закрашенная область – континуум Стоунера.

В пятой главе теоретически изучается расфазировка прецессии спина электронов в двумерных разбавленных магнитных полупроводниках, обусловленная флуктуациями ширины квантовой ямы.

Неоднородность ширины ямы приводит к флуктуациям эффективного магнитного поля, действующего на электроны со стороны магнитных ионов. Прецессия спина электронов описывается уравнением

$$\dot{s}_+ + \frac{\mathbf{p}}{m} \nabla s_+ + i\Omega_e(\mathbf{r})s_+ = St s_+, \quad (7)$$

где величина $s_+ = s_x + is_y$ отвечает поперечной по отношению к магнитному полю составляющей спина электронов, St – интеграл столкновений.

Рассматриваются два режима расфазировки: неоднородная и однородная расфазировка. В режиме неоднородной расфазировки электрон не успевает за характерное время расфазировки τ покинуть область скоррелированности флуктуаций поля, поэтому его спин прецессирует с постоянной во времени частотой $\Omega_e(\mathbf{r})$. Эта частота различается для разных электронов, поэтому суммарный поперечный спин системы из многих электронов затухает. Показано, что в этом режиме затухание происходит по закону $s_+ \propto \exp(-t^2/\tau^2)$, причем $\tau \sim \omega_*^{-1}$, где ω_* – амплитуда флуктуаций величины $\Omega_e(\mathbf{r})$.

В режиме однородной расфазировки электрон проходит много областей скоррелированности случайного поля. В этом случае время расфазировки существенно зависит от характера движения электрона. Показано, что при баллистическом движении $s_+ \propto \exp(-t/\tau)$ и $\tau^{-1} \sim v_F/\omega_*^2 d$, где d – длина корреляции флуктуаций поля, при циклотронном движении $s_+ \propto \exp(-t^2/\tau^2)$ и $\tau \sim \sqrt{R_c/\omega_*^2 d}$ (R_c – циклотронный радиус), а при диффузионном движении затухание величины s_+ происходит по сложному неэкспоненциальному закону (рис. 8): $s_+ \propto \exp(-t/\tau)$ при $t \ll \tau$ и $s_+ \propto -\ln^2(t/\tau)\tau/t$ при $t \gg \tau$; $\tau \sim v_F l/\omega_*^2 d^2$, где l – длина свободного пробега.

Показано, что данный механизм при определенных условиях приводит к меньшему времени расфазировки, чем предсказывает теоретическая работа [15], и может служить объяснением результатов экспериментов [13, 14].

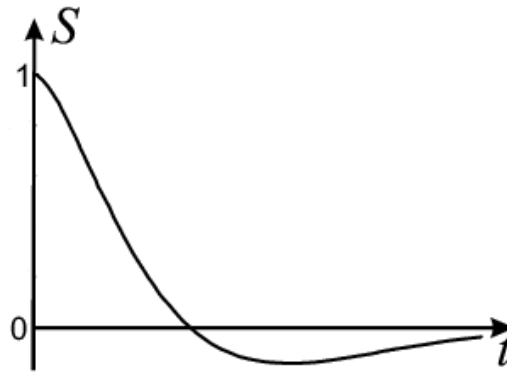


Рис. 8. Затухание поперечной компоненты спина электронов при диффузионном движении.

В **Заключении** сформулированы основные результаты работы:

- Рассчитан кондактанс одноканального баллистического кольца со спин-орбитальным и зеемановским взаимодействием, пронизываемого магнитным потоком, с присоединенными к нему туннельными контактами. Рассматривался случай температур, превышающих межуровневое расстояние в кольце. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению антирезонансов в зависимости кондактанса от магнитного потока на пары антирезонансов. Зеемановское взаимодействие приводит к возникновению двух дополнительных антирезонансов на каждом периоде. Кроме того, показано, что при значениях магнитного поля, соответствующих антирезонансам, неполяризованный по спину входящий пучок электронов оказывается поляризованным на выходе, то есть рассматриваемая система может выполнять функции спинового фильтра.
- Теоретически изучено влияние слабого беспорядка на эффект Ааронова-Бома в одноканальном кольце с туннельными контактами при высоких температурах. Рассмотрены случаи короткодействующих примесей и плавного потенциала. Показано, что рассеяние на короткодействующих примесях приводит к уширению антирезонансов в кондактансе кольца, однако их амплитуда остается по порядку величины той же, что и в баллистическом кольце. Наличие плавного потенциала приводит к возникновению дополнительных антирезонансов. Рассмотрен также случай одновременного присутствия примесей, спин-орбитального и зеемановского взаимодействия. Показано, что в этом случае рассеяние на примесях приводит к аналогичному изменению формы антирезонансов.
- Построена теория спиновых волн в двумерных разбавленных магнитных полупроводниках, помещенных в магнитное поле. Выведен закон дисперсии спиновых волн и изучены механизмы затухания неоднородных возбуждений: затухание вследствие рассеяния электронов и затухание Ландау. Помимо электрон-ионного обменного взаимодействия учтено электрон-электронное обменное взаимодействие. Показано, что наличие обоих типов взаимодействия приводит к антипересечению двух ветвей дисперсии и смене знака дисперсии на одной из ветвей при изменении внешнего магнитного поля.
- Рассмотрена обусловленная неоднородностью ширины квантовой ямы расфазировка прецессии спина электронов в двумерных разбавленных магнитных полупроводниках. Изучены зависимости поперечного спина электронов от времени при движении во флуктуирующем магнитном поле. Рассмотрены случаи баллистического, диффузионного и циклотронного движения электронов. При

диффузионном движении затухание происходит по медленному неэкспоненциальному закону. Показано, что данный механизм при определенных условиях приводит к меньшему времени расфазировки, чем механизмы, предложенные ранее; оценки этого времени находятся в согласии с экспериментальными данными.

Список литературы

- [1] I. Zutic, J. Fabian, and S. Das Sarma // *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
- [2] "Semiconductor Spintronics and Quantum Computation", eds. D.D. Awschalom, D. Loss, and N. Samarth (Springer, Berlin, 2002).
- [3] Carbon Nanotubes, Special Issue of *Physics World* (June 2000).
- [4] S.V. Zaitsev-Zotov, Y.A. Kumserov, Y.A. Firsov, and P. Monceau // *JETP Lett.* **77**, 135, (2003).
- [5] E. Slot, M.A. Holst, H.S.J. van der Zant, and S.V. Zaitsev-Zotov // *Phys. Rev. Lett.* **93**, 176602 (2004).
- [6] A.N. Aleshin, H.J. Lee, Y.W. Park, and K. Akagi // *Phys. Rev. Lett.* **93**, 196601 (2004).
- [7] W. Kang, H.L. Shtormer, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, and K.W. West // *Nature* **403**, 59 (2000).
- [8] J. Nitta, F. E. Meijer, and H. Takayanagi // *Appl. Phys. Lett.* **75**, 695 (1999)
- [9] A. P. Dmitriev, I. V. Gornyi, V. Yu. Kachorovskii, D. G. Polyakov // *Phys. Rev. Lett.* **105**, 036402 (2010)
- [10] J. Cibert and D. Scalbert, "Diluted Magnetic Semiconductors: Basic Physics and Optical Properties", in "Spin Physics in Semiconductors", chap. 13, ed. by M.I. Dyakonov (Berlin, Springer, 2008).
- [11] J.A. Gaj, R. Planel, and G. Fishman // *Solid State Communication*, v.**29**, 435 (1979).
- [12] A. Lemaître, C. Testelin, C. Rigaux, T. Wojtowicz, and G. Karczewski // *Phys. Rev. B* **62**, 5059 (2000).
- [13] F. J. Teran, M. Potemsky, D. K. Maude, D. Plantier, A. K. Hassan, A. Sachrajda, Z. Wilamowsky, J. Jaroszynski, T. Wojtowicz and G. Karczewski // *Phys. Rev. Lett.* **91**, 077201 (2003).
- [14] M. Vladimirova, S. Croneberger, P. Barate, D. Scalbert, F. J. Teran, A. P. Dmitriev // *Phys. Rev. B* **78**, 081305(R) (2008).
- [15] Y. G. Semenov // *Phys. Rev. B* **67**, 115319 (2003).
- [16] J. König and A. H. MacDonald // *Phys. Rev. Lett.* **91**, 077202 (2003).