

На правах рукописи

Булгаков Евгений Николаевич

**КВАНТОВЫЙ ТРАНСПОРТ В МИКРОСТРУКТУРАХ ПОД
ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПЕРЕМЕННОГО ПОЛЯ И
СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ**

01.04.07 — физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Красноярск 2008

Работа выполнена в Институте физики им. Л.В.Киренского СО РАН,
г. Красноярск

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Зиненко В.И.

доктор физико-математических наук,
профессор Логинов В.М.

доктор физико-математических наук,
профессор Соколов В.В.

Ведущая организация: Институт физики полупроводников СО РАН,
г. Новосибирск

Защита состоится " ____ " _____ 2008 года в ____ часов на засе-
дании диссертационного совета Д 003.055.02 при Институте физики им.
Л.В.Киренского СО РАН по адресу: 660036, г. Красноярск, Академгородок,
Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, главный корпус.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики им.
Л.В. Киренского СО РАН.

Автореферат разослан " ____ " _____ 2008 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-математических наук

Втюрин А.Н.

I. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Технология молекулярно-лучевой эпитаксии позволяет создавать так называемую гетероструктуру, в тонком слое которой формируется двумерный электронный газ. Двумерная система электронов удерживается на поверхности раздела между двумя различными кристаллическими полупроводниками. Наиболее часто используется для научных исследований и высоко-технологических применений модулированно-легированная гетероструктура галлий-мышьяк/алюминий-галлий-мышьяк (GaAs/AlGaAs). На сегодняшний день такие модулированно-легированные образцы представляют собой совершенное воплощение концепции двумерного металла, в котором практически отсутствует нежелательное рассеяние [1, 2, 3, 4]. Если скоро имеется возможность создавать почти идеальный двумерный электронный газ, то возможно дальнейшее понижение размерности системы. Прикладывая отрицательный потенциал к металлическим электродам, расположенным над электронным газом, можно различным образом ограничивать движение электронов, создавая тем самым, например, квазиодномерные волноводы (квантовые проволоки); нуль-мерные структуры - квантовые точки, которые можно рассматривать, как искусственно созданные аналоги атомов, и с помощью которых удастся реализовать ряд предсказанных ранее квантовых явлений. Размер подобных структур составляет 100-10000 нанометров. При очень низких температурах (обычно несколько mK), неупругое рассеяние значительно подавлено и длина фазовой когерентности электронов может стать больше размера системы. Идеализированная структура может рассматриваться как электронный волновод, чьи транспортные свойства целиком определяются геометрией системы, конфигурацией примесей и законами квантовой механики. Целый ряд новых квантовых явлений был открыт и исследован в этой области, такие как туннелирование и резонансное туннелирование, сильная и слабая локализация, квантовый эффект Холла, эффект Ааронова-Бома, квантование проводимости, незатухающий ток (persistent current), универсальные флуктуации проводимости, кулоновская блокада и т. д. Кроме того, новые теоретические исследования и эксперименты в этой области открывают возможности для изучения фундаментальных вопросов современной физики, например, роль диссипации и декогерентности в явлениях на микроскопических масштабах, эффект Кондо в квантовых точках. С другой стороны появляются возможности для создания радикально новых электронных устройств, управлять которыми мож-

но контролируя фазу или спиновое состояние волновой функции в большей степени, чем плотность носителей заряда, как это было до настоящего времени. Спиновая степень свободы в системах со спин-орбитальным взаимодействием, или находящихся под действием магнитного поля имеет большое значение для электронного баллистического транспорта. Изучение эффектов спин-поляризованного транспорта (спинтроники), связана с идеей использовать спиновые состояния электрона в качестве носителей информации (кубиты) с возможностью хранения и последующей обработки. Кроме того открываются дополнительные возможности управления электронным током и его спиновой поляризацией путем воздействия на спиновую степень свободы. Использование nano-структур для создания принципиально новых электронных устройств относится к быстро развивающейся в последние десятилетия области физики, которая получила название наноэлектроника. Она позволит решить наиболее острые проблемы современной электроники, вызванные приближением размеров элементов электронных схем к фундаментальному пределу, определяемому атомарным строением вещества. В настоящее время уже существуют nano-устройства, использующих магнитное, или электростатическое поле для управления электронным транспортом.

Несмотря на в целом значительный прогресс в теории квантового транспорта через низкомерные наноструктуры [5], транспортные явления через двумерные структуры (квантовые биллиарды) остаются гораздо менее изученными. Особенно это касается электронного транспорта под влиянием внешнего возмущения. Все выше сказанное и определяет актуальность работы, направленной на изучение физических особенностей квантового транспорта в двумерных nano-структурах, находящихся под влиянием переменного электромагнитного поля и спин-орбитального взаимодействия.

Цель работы. Основной целью диссертационной работы является изучение методами компьютерного моделирования физических особенностей квантового транспорта, как через одномерные, так и двумерные наноструктуры, на которые воздействует внешнее переменное электромагнитное поле. Особое внимание уделяется изучению влияния связанных состояний, лежащих, как вне, так и внутри континуума возможных значений энергии системы, на транспорт электронов через наноструктуру. Другой важный аспект работы состоит в изучении транспортных явлений зависящих от спинового состояния электрона (спин-поляризованный транспорт), которое имеет место в системах со спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. Следующей целью работы является показать, как идеи и методы, успешно применяемые

в задачах о квантовом транспорте, могут быть использованы для решения важной проблемы о связанных состояниях, лежащих в континууме, в случае фотонных кристаллов.

Основные задачи работы. Для достижения сформулированных выше целей были поставлены следующие задачи:

1. Исследовать транспортные свойства наноструктур находящихся под действием переменного электромагнитного поля:
 - а) исследовать транспорт через двухбарьерную гетероструктуру, возмущаемую переменным полем, которое резонансно и нерезонансно переходу между уровнями энергии квантовой ямы, а также влияние переменного воздействия на вольт-амперную характеристику. Возмущающее переменное поле предполагалось рассматривать двух типов однородное и неоднородное внутри квантовой ямы. Кроме того, ставилась задача изучения особенностей туннелирования волнового пакета через возмущаемую наноструктуру;
 - б) исследовать влияние переменного электромагнитного поля на осцилляции проводимости в одномерном и двумерном кольце Ааронова-Бома в режиме резонансного и нерезонансного воздействия;
 - в) исследовать примешивание связанного состояния в двумерных кросс-структурах L , T , X - типов к состояниям рассеяния, вызванное слабым переменным электромагнитным полем. Изучить наблюдаемые эффекты в зависимости от поляризации и частоты приложенного поля;
 - г) исследовать спин-поляризованный транспорт через круглый квантовый биллиард в присутствии переменного электромагнитного поля и спин-орбитального взаимодействия Рашбы. Изучить, как зависит спиновая поляризация прошедшего через структуру электронного тока от интенсивности и частоты внешнего возмущения;
2. Изучить транспортные и спин-поляризационные свойства двумерной структуры в присутствии спин-орбитального взаимодействия Рашбы:
 - а) провести анализ зависимости азимутальной асимметрии в процессе рассеяния поляризованного потока электронов на четырехтерминальной кросс-структуре; вычислить соответствующее сопротивление Холла (отношение возникающей разности потенциалов перпендикулярно направлению тока к силе тока);

- б) исследовать эволюцию спинового состояния в процессе электронного транспорта через двумерные искривленные проволоки; выяснить условия, при которых возможно использовать одномерное приближение;
 - в) провести исследование статистических свойств собственной волновой функции и токов вероятности в случае закрытого хаотического квантового бильярда, как функции величины спин-орбитального взаимодействия;
3. Исследовать связанные состояния в двумерной открытой квантовой структуре, лежащее вне и внутри континуума энергий:
- а) изучить в открытой двумерной кросс-структуре типа "ножницы" связанные состояния, лежащие ниже непрерывного энергетического спектра, как функцию непрерывно изменяющегося угла геометрии системы;
 - б) исследовать условия возникновения связанных состояний, лежащих в континууме энергий, в случае трех типов открытых двумерных квантовых систем: 1) прямоугольный бильярд с изменяемой границей, 2) кольцо Ааронова-Бома, 3) два бильярда, связанных между собой квантовой проволокой, у которой может варьироваться ширина или длина;
4. Установить связь задачи о транспорте электронов через двумерные квантовые бильярды с аналогичной проблемой распространения электромагнитных волн в плоскопараллельных волноводах:
- а) показать, что электронный транспорт в двумерном волноводе с изменяемой геометрией эквивалентен распространению электромагнитных волн в волноводе, заполненным анизотропным магнетиком в приложенном магнитном поле;
 - б) найти электромагнитный аналог квантового бильярда со спин-орбитальным взаимодействием;
 - в) исследовать взаимодействие связанных состояний микроволновых волноводов, заполненных магнетиком, и распространяющихся электромагнитных волн, когда на магнитоактивную среду действует внешнее высокочастотное переменное магнитное поле;

5. Исследовать возможность существования связанных состояний, лежащих в зоне распространения волноводной структуры дефектного фотонного кристалла. Изучить коэффициент прохождения мод в окрестности связанного состояния.

Научная новизна и практическая ценность. Основные теоретические результаты, изложенные в диссертационной работе, сформулированные в защищаемых положениях и выводах определяют научную новизну диссертационного исследования.

Впервые систематически, аналитически и методами компьютерного моделирования, были исследованы:

1) Вероятность прохождения электронов и вольт-амперная характеристика двухбарьерной гетероструктуры, находящейся под действием периодического неоднородного в пределах квантовой ямы возмущения, когда частота близка к частоте перехода между локализованными состояниями ямы. Взаимодействие с переменным полем приводит к расщеплению пиков вероятности прохождения и, как следствие, к расщеплению максимума вольт-амперной характеристики.

2) Вероятность прохождения электронов при транспорте через одномерное и двумерное кольца Ааронова-Бома под действием переменного по времени электромагнитного поля. Электромагнитное поле приводит к множественному расщеплению резонансных пиков прохождения, которое может быть объяснено в терминах квантового нелинейного резонанса. Кроме того, обнаружено значительное пространственное сужение под действием переменного поля туннелирующего волнового пакета.

3) Взаимодействие связанного состояния в двумерных L , T , X - структурах с состояниями непрерывного спектра за счет внешнего электромагнитного поля. Такое взаимодействие приводит к резонансам в амплитудах прохождения, которые нетривиальным образом зависят от поляризации поля.

4) Связанные состояния в открытой двумерной кросс-структуре типа "ножницы", как функции непрерывно изменяющегося угла геометрии.

5) Двумерная четырёхтерминальная система с учётом спин-орбитального взаимодействия Рашбы. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие Рашбы в двумерных проводниках может приводить к возникновению разности потенциалов перпендикулярно направлению тока, то есть, к эффекту, подобному эффекту Холла.

6) Вероятность прохождения через двумерный квантовый бильярд про-

извольной формы при наличии спин-орбитального взаимодействия Рашбы. Строго доказано, что для произвольного бильярда с двумя волноводами спин-орбитальное взаимодействие Рашбы не приводит к спиновой поляризации электронного тока, если входящий ток неполяризован по спину, и имеет место одноканальное рассеяние.

7) Транспортные свойства спин-поляризованных электронов в случае двумерных искривленных квантовых проволок при наличии спин-орбитального взаимодействия Рашбы. Указаны случаи, когда к двумерной проволоке применимо одномерное приближение, которое может быть исследовано аналитически.

8) Получено аналитическое решение для уровней энергии закрытого круглого бильярда в присутствии спин-орбитального взаимодействия Рашбы.

9) Эффект спиновой поляризации электронного тока при прохождении через двумерный бильярд при наличии спин-орбитального взаимодействия Рашбы, обусловленный взаимодействием с внешним электромагнитным полем круговой поляризации.

9) Статистические свойства собственных волновых функций и токов вероятности в двумерных закрытых хаотических бильярдах. Доказано, что при определенных условиях статистическое описание волновых функций не является универсальным. Получены аналитические формулы для распределения токов вероятности.

10) Эквивалентность задачи о распространении электромагнитных волн в плоскопараллельном резонаторе, заполненного анизотропным магнетиком в приложенном магнитном поле, квантовой задаче о транспорте электронов через двумерный бильярд с изменяемой геометрией. Рассмотрен эффект взаимодействия связанных состояний в микроволновых волноводах и распространяющихся электромагнитных волн, когда на магнитоактивную среду действует внешнее переменное магнитное поле.

11) Связанные состояния, лежащие в континууме для следующих систем: прямоугольный открытый квантовый бильярд; кольцо Ааронова-Бома; два квантовых бильярда, связанных проволокой.

12) Связанные состояния в зоне распространения дефектного фотонного кристалла.

Апробация работы и публикации. Основные результаты диссертационной работы докладывались на семинаре отдела теоретической физики, а также на международных конференциях: 1) "Dynamical Chaos in Classical and Quantum Physics", Новосибирск, Россия (2003). 2) "Nonlinear Dynamics

and Fundamental Interactions", Ташкент, Узбекистан (2004). 3) "Many-body open quantum systems; From atomic nuclei to quantum dots", Тренто, Италия (2007).

По результатам диссертации опубликовано 19 работ.

Структура и объём работы. Диссертационная работа состоит из введения, восьми глав, заключения и списка литературы. Работа содержит 309 страниц, 78 рисунков.

II. ОБЗОР СОДЕРЖАНИЯ РАБОТЫ

Первая глава носит обзорный характер, в ней обоснована актуальность темы исследования, кратко изложены основы теории баллистического транспорта и представлен обзор работ, посвященных электронному транспорту в присутствии периодического по времени возмущения, или спин-орбитального взаимодействия.

Во **второй главе** представлен обзор численных методов моделирования электронного транспорта через двумерные структуры, которые были использованы в диссертации: метод шивок мод, рекурсивный метод функции Грина, метод конечных элементов, метод граничных элементов.

Глава третья посвящена исследованию влияния периодического по времени возмущения на резонансное туннелирование и вольт-амперную характеристику двухбарьерной резонансной полупроводниковой гетероструктуры (ДРС). Рассматриваются два типа переменного воздействия: пространственно однородное и неоднородное. Одномерное уравнение Шредингера, описывающее продольное движение электрона, имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(x, t)}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + U(x) - eE_0x + eE_1x \cos \Omega t \right) \Psi(x, t), \quad (1)$$

где $U(x)$ - потенциал двухбарьерной структуры. Вдоль осей y, z движение свободное. Удобно перейти к безразмерным переменным

$$\begin{aligned} \xi &= x/x_c, & \tau &= t/t_c, & \bar{a} &= a/x_c, & \bar{b} &= b/x_c, \\ \omega &= \hbar\Omega/V_c, & \Lambda &= eE_1b/V_c, & \lambda &= V_2/V_c, & \gamma &= \lambda/\omega = V_2/\hbar\Omega, \end{aligned} \quad (2)$$

где $t_c = \hbar/V_c$, $x_c = \hbar/\sqrt{2mV_c}$, величина a - это ширина барьера, b - ширина квантовой ямы, V_c - некоторая величина, имеющая размерность энергии. В дальнейшем мы будем полагать, что V_c равна высоте потенциального барьера,

а x_c совпадает с шириной квантовой ямы. В безразмерной форме последнее уравнение примет вид

$$i \frac{\partial \Psi(\xi, \tau)}{\partial \tau} = \left(-\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + u(\xi) - v_0 \xi + \Lambda \frac{\xi}{b} \cos \omega \tau \right) \Psi(\xi, \tau), \quad (3)$$

где $u(\xi)$ - безразмерный потенциал ДРС. В случае же зависящего от времени пространственно однородного возмущения мы должны брать потенциал взаимодействия в области ямы в виде $\lambda \cos \omega \tau$. Волновые функции в левом и правом электродах $\psi_{L,R}$ имеют следующий вид

$$\begin{aligned} \psi_L(\xi, \tau) &= \exp(-i\epsilon\tau + ik_0\xi) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_{n,L} \exp(-ik_{nL}\xi - i\epsilon\tau - in\omega\tau), \\ \psi_R(\xi, \tau) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_{n,R} \exp(-ik_{nR}\xi - i\epsilon\tau - in\omega\tau), \quad k_{nR}^2 = \epsilon + n\omega + v_0\bar{b}, \\ & \quad k_{nL}^2 = \epsilon + n\omega. \end{aligned} \quad (4)$$

Решение в правом электроде содержит только прошедшие моды с энергией $\epsilon + n\omega$. Каждый упомянутый энергетический уровень определяет возможный канал рассеяния электрона, либо с поглощением, либо с излучением n фотонов. Решение во всей области получается путем сшивания решений в электродах и решения в потенциальной яме, которое осуществляется численно, в том случае, если мы в выражениях ограничимся конечным числом каналов рассеяния. Вероятность прохождения $T_n = \frac{Re(k_{n,R})}{k_{0,L}} |\psi_{n,R}|^2$ показывает, какая часть потока электронов с энергией ϵ , падающего на ДРС слева, окажется справа с энергией $\epsilon + n\omega$. Другими словами, это вероятность, что электрон, проходя через структуру, поглотит, или излучит n квантов электромагнитного поля.

Под действием переменного поля каждый резонансный пик в полном коэффициенте прохождения расщепляется на несколько, положение которых $\epsilon_i + n\omega$. С увеличением интенсивности возмущения появляются все новые и новые сателлитные пики, а их высоты, уменьшаясь по абсолютному значению, постепенно выравниваются. Не существует качественного различия в поведении вероятности прохождения для пространственно однородного и неоднородного типов возмущения, за исключением области резонанса. В резонансном случае частота внешнего воздействия примерно равна частоте перехода между уровнями энергии в яме. В случае резонанса даже очень слабое внешнее поле вызывает сильное перемешивание собственных состояний в квантовой яме, приводя к рабиевскому расщеплению квазиэнергетических

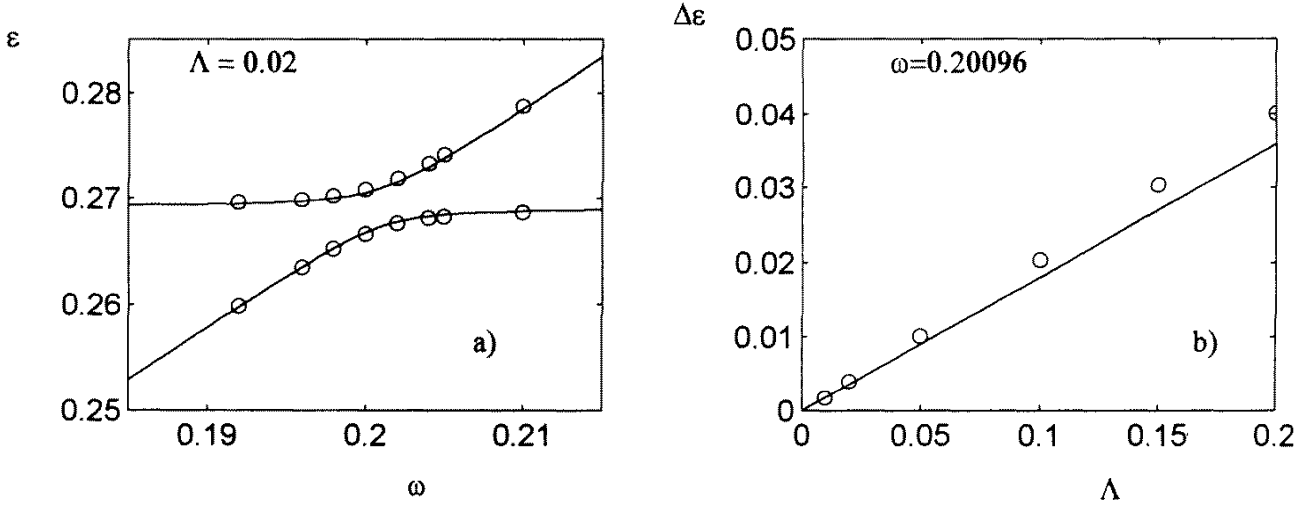


Рис. 1: (a) Частотная зависимость расщепления Раби, найденная численно (кружочки) и по формуле (5) (сплошная). (b) Зависимость рабиевского расщепления пиков прохождения $\Delta\epsilon$ как функция интенсивности возмущения Λ .

уровней энергии и, как следствие, к расщеплению пиков в полном коэффициенте прохождения. В случае резонанса, значения квазиэнергетических уровней, а, следовательно, и положение резонансных пиков в коэффициенте прохождения равно

$$\tilde{\epsilon}_{ij} = \frac{\epsilon_i + \epsilon_j}{2} \pm (\Omega_r + \omega/2). \quad (5)$$

Частота Раби для i, j переходов в яме равна

$$\Omega_r^2 = \left(\frac{\epsilon_i - \epsilon_j - \omega}{2} \right)^2 + \Lambda^2 |\langle i | \xi | j \rangle|^2, \quad (6)$$

где величина $\langle i | \xi | j \rangle = \xi_{ij}$ является матричным элементом дипольного перехода между квазисвязанными состояниями i и j . Расщепление резонансных пиков действительно обнаружено в численном эксперименте, и их положение очень хорошо описывается формулой (5). На рисунке 1 приводится рабиевское расщепление второго пика резонансного туннелирования через ДРС как функция частоты (a) и амплитуды поля излучения (b). Для сравнения на этих же графиках отложена теоретическая зависимость (непрерывные линии), рассчитанная по формуле (5). Незначительные расхождения с теоретической зависимостью (рисунок 1b) объясняется дополнительным динамическим сдвигом резонансных уровней (так называемый штарковский сдвиг), величина которого пропорциональна $\sim \Lambda^2$. Наши исследования показали, что даже слабое возмущение дипольного типа $\Lambda \xi \cos \omega \tau$ ведет к сильной перестройке вероятности прохождения, при условии настройки частоты ω на частоту

перехода между локализованными состояниями. Между тем, возмущение однородного типа $\lambda \cos \omega t$ не приводит к резонансному поведению вероятности прохождения, поскольку в этом случае сильного перемешивания локализованных состояний не происходит ввиду того, что матричный элемент перехода $\langle i|\lambda|j\rangle$ равен нулю.

Из-за резонансного характера рабиевского расщепления пиков прохождения аналогичную тенденцию к расщеплению можно наблюдать и в вольт-амперной характеристике (ВАХ), хотя в этом случае картина может и не быть столь выраженной. Причина заключается в том, что ширина пиков ВАХ определяется вовсе не шириной резонанса, а энергией Ферми электронов проводимости. По этой причине перекрывание широких пиков ВАХ наиболее четко наблюдается при сильном возмущении.

Было проведено исследование процессов поглощения/излучения энергии туннелирующим электроном. Оказалось, что если энергия падающего электрона ϵ настроена на $\epsilon_i - |n|\omega$, то в среднем имеет место резонансное поглощение энергии переменного поля, если $\epsilon \approx \epsilon_i + |n|\omega$, то в среднем происходит излучение энергии. Между тем, если энергия частицы настроена точно на резонанс ϵ_i , то энергия в среднем сохраняется. При достаточно сильном возмущении отчетливо просматриваются резонансные пики для одно и двухфотонных процессов. В случае слабого возмущения, как и следовало ожидать, поглощение/излучение обусловлено целиком однофотонными процессами. Этот случай был также исследован аналитически по теории возмущений, что позволяет получить явные выражения для энергии поглощения, или излучения.

Глава четвертая изучает влияния переменного по времени электромагнитного поля на транспортные свойства одномерного и двумерного кольца Ааронова-Бома (АБ). Во-первых, был исследован случай одномерного кольца АБ, находящегося под действием переменного магнитного потока $\Phi(t) = \Phi_0 + \Phi_1 \cos(\Omega t)$, $U(t) = -\frac{1}{c} \frac{d}{dt} \Phi(t)$, где $U(t)$ переменная э. д. с. индукции, наводимая переменным потоком. Для мезоскопического кольца необходимая частота варьируется в пределах $10^{10} - 10^{12}$ Гц и вполне достигается в электромагнитных резонаторах. Для верхнего и нижнего сегментов кольца имеет место следующие представление волновой функции

$$\psi(\varphi, t) = \sum_{\mu} a(\mu) \sum_{m,n} J_n(\alpha) J_{2n+m}(\beta) \exp(-i[\epsilon(\mu) - m\omega]\tau + i\mu\varphi),$$

$$\epsilon(\mu) = (\mu - \gamma)^2 + \lambda^2/2, \quad \alpha = \frac{\lambda^2}{4\omega}, \quad \beta(\mu) = \frac{\partial \epsilon(\mu)}{\partial \mu} \frac{\lambda}{\omega}. \quad (7)$$

Где $\lambda = \Phi_1/\phi_0$, $\epsilon = E/E_0$, $\omega = \hbar\Omega/E_0$, $\mu = kR$, $\tau = tE_0/\hbar$, $E_0 = \hbar^2/2mR^2$, γ магнитный поток сквозь кольцо, измеряемые в квантах магнитного потока ϕ_0 , а $J_n(x)$ - функции Бесселя. Таким образом, периодическое возмущение кольца приводит к появлению бесконечного числа каналов рассеяния. Решения в сегментах (7) сшивалось с решениями в волноводах, что позволило найти, как волновую функцию рассеяния, так и вероятность прохождения по отдельным каналам. При численном исследовании уравнений было обнаружено, во-первых, что увеличение интенсивности переменного поля λ приводит к постепенному увеличению амплитуды второй гармоники и при значении $\lambda \approx 0.5$ период АБ осцилляций становится равным $\phi_0/2$. Такое изменение периода осцилляций вполне подобно аналогичному эффекту сокращения периода за счет действия статических примесей [6]. Во-вторых, частотная зависимость вероятности прохождения имеет ряд особенностей, а именно, появляются сателлитные резонансные пики при $\epsilon = \epsilon_i + n\omega$, подобно тому, как это наблюдается в ДРС; кроме того, обнаруживается резонансное подавление прохождения для амплитуд T_n , если волновой вектор канала удовлетворяет уравнению $\sin \pi\mu_n = 0$, ($\mu_n \neq 0$). Наконец, наблюдается особенность в частотной зависимости, возникающая при "закрытии" канала прохождения T_{-s} , $s = 1, 2, \dots$. Это явление происходит всякий раз, когда частота достигает значения $\omega_s = \mu_0^2/s$. При $\omega > \omega_s$ волновой вектор μ_{-s} становится чисто мнимым, и волновая функция в данном сателлитном канале рассеяния локализуется. В-третьих, при туннелировании волнового пакета, в случае достаточно сильного периодического возмущения, он способен сжиматься в несколько раз по своему пространственному положению. Значение статического магнитного потока не сильно влияет на степень сжатия. Причина данного явления заключается в том, что при увеличении возмущения число и амплитуды сателлитных каналов также непрерывно увеличиваются, в то время, как амплитуда центрального канала уменьшается. Это приводит к эффективному уширению волновой функции в импульсном пространстве и, как следствие, сжатие ее в координатном представлении. Далее рассматривается двумерное открытое кольцо АБ, находящееся в поле стоячей электромагнитной волны $\mathbf{A}(t)$ с поляризацией, лежащей в плоскости кольца. Гамильтониан системы имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \frac{\hbar^2}{2m} (i\nabla + \frac{e}{\hbar c} \mathbf{A} \cos \omega t)^2 \Psi(\mathbf{r}, t). \quad (8)$$

Предлагается новый метод численного моделирования электронного транс-

порта в случае, когда ширина кольца заметно меньше радиуса. В одноканальном случае в дугах кольца переменные в волновой функции в первом приближении разделяются и угловое состояние электрона можно описывать упрощенным гамильтонианом. Полученные в сегментах приближенные решения можно корректно сшивать, используя интегральное уравнение для границы, с решениями в прямых участках волноводов. Данная техника численного решения имеет значительное преимущество перед другими методами исследования двумерного кольца, поскольку существенно экономит машинную память и сокращает время вычисления. Резонансное воздействие переменного поля на кольцо приводит к рабиевскому расщеплению резонансных пиков прохождения, подобно тому как это имеет место в ДРС. Положение расщепленных пиков можно определить по формуле Раби [7] с матричным элементом перехода между энергетическими состояниями i и j

$$h_{i,j} = \langle i | ia \cos(\theta) \frac{\partial}{\partial \theta} + ia \frac{\partial}{\partial \theta} \cos(\theta) + 2\gamma \cos(\theta) | j \rangle, \quad (9)$$

где $a = 2\pi RA/\phi_0$. В случае мезоскопического кольца в резонанс можно настраиваться, изменяя статический магнитный поток, так как положение затравочных резонансных пиков сильно от него зависит. На рисунке 2 исследуется случаи резонанса: $\omega \approx E_5(\gamma) - E_3(\gamma)$ и $\omega \approx E_4(\gamma) - E_3(\gamma)$, где γ это статический магнитный поток через кольцо, измеряемый в квантах магнитного потока. Определим условия, при которых возможно наблюдение квантового нелинейного резонанса, когда мы можем наблюдать множественное расщепление резонансных пиков. При квантовом нелинейном резонансе число уровней эффективно вовлеченных в динамику образуют некоторый пакет шириной Δn , который зависит от интенсивности возмущения и степени неэквидистантности энергетического спектра. Существует простая оценка [8]

$$\Delta n \sim \left(\frac{2|h_{i,j}|^2}{d^2\epsilon(n, \gamma)/dn^2} \right)^{1/2}, \quad (10)$$

где вторая производная $d^2\epsilon/dn^2$ характеризует неэквидистантность спектра. На рисунках 3 приводятся различные случаи КНР. В данном примере мы имеем $d^2\epsilon/dn^2 \approx 2$, $h_{i,j} \approx ak$, так что получается оценка $\Delta n \approx 4$ при $a = 0.3$, $k \approx 50$. Приведенный рисунок полностью подтверждает данную оценку.

Глава пятая посвящена исследованию влияния связанного состояния в двумерных кросс-структурах L, T, X типа на процесс электронного транспорта, вызванное действием слабого переменного электромагнитного поля,

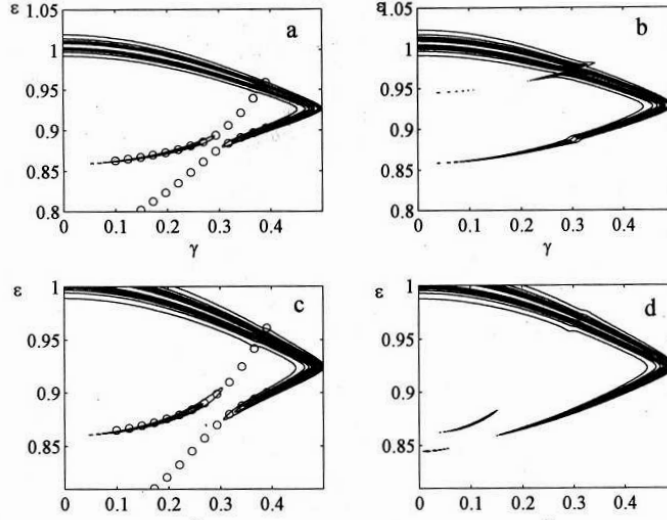


Рис. 2: Рабиевское расщепление вероятности прохождения через кольцо. Кружками отмечено положение пиков, которое рассчитывалось по формуле Раби. Отношение ширины кольца к радиусу равно 0.2. (a) $\omega = 2.659$ в резонансе с $E_5(\gamma) - E_3(\gamma)$, $a = 0.1$, (b) $\omega = 0.086$ в резонансе с $E_4(\gamma) - E_3(\gamma)$, $a = 0.08$, (c) $\omega = 2.659$ в резонансе с $E_5(\gamma) - E_3(\gamma)$, $a = 0.15$, (d) $\omega = 2.597$ в резонансе с $E_5(\gamma) - E_3(\gamma)$, $a = 0.1$.

вектор поляризации которого лежит в плоскости структуры. Резонансное поведение вероятности прохождения электрона через структуру обусловлено сильным взаимодействием транспортного электрона со связанным состоянием структуры, что вызывает сильную перестройку как волновой функции рассеяния, так и плотности тока вероятности в точке резонанса. Как установлено, резонансные аномалии сильно зависят как от поляризации внешнего поля, так и от симметрии самого связанного состояния. Это обстоятельство предоставляет большие возможности для управления транспортным током через структуру посредством изменения различных настраиваемых параметров (поляризация поля, частота, статическое магнитное поле и т. д.) Уравнение Шредингера в безразмерной форме запишется как

$$i \frac{\partial \psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = (i\nabla + \mathbf{a}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{a} \cos \omega t)^2 \psi(\mathbf{r}, t), \quad (11)$$

где $\mathbf{a}_0(\mathbf{r}) = (-\gamma y, 0, 0)$. Для численного решения уравнения (11) с граничными условиями задачи рассеяния нами был разработан обобщенный метод шивок, основанный на идеи Андо [9]. В общем случае взаимодействие транспортной моды со связанным состоянием приводит к появлению узкого резонанса в амплитуде рассеяния в любом канале. Однако, в случае кросс-структур T, X типов имеет место важная особенность, связанная с их симметрией.

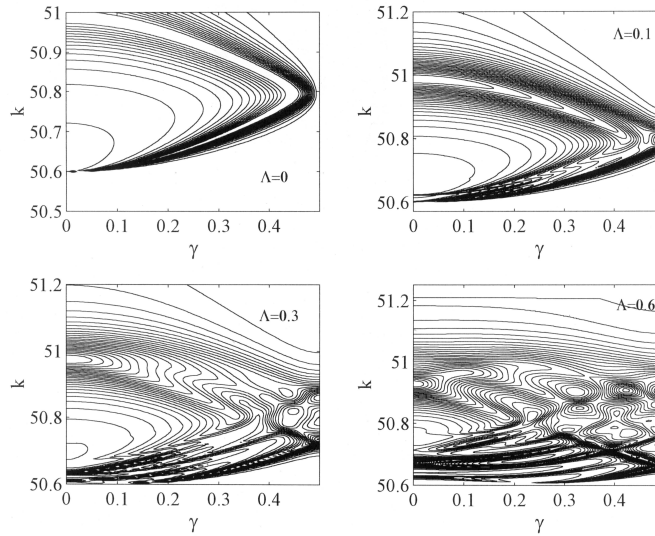


Рис. 3: Множественное расщепление резонансных пиков при квантовом нелинейном резонансе для различных значений возмущения. Отношение ширины кольца к радиусу 0.02, $\omega = 101.45$.

Предположим, что энергия электрона такова, что волноводы поддерживают только одну распространяющуюся моду (одноканальный случай), тогда можно обосновать следующее правило: 1) резонансы отсутствуют во все каналы, если дипольный матричный элемент перехода d_{10} между связанным состоянием и состоянием рассеяния равен нулю; 2) пусть d_{10} не равен нулю, тогда если симметрия функции $(\mathbf{ar})\chi_1(\mathbf{r})$ совпадает с допустимой симметрией уходящих волн, тогда вероятность прохождения в соответствующий канал будет иметь резонансную особенность, в противном случае нет. Где $\chi_1(\mathbf{r})$ это волновая функция связанного состояния, а

$$d_{10} = \int \chi_1^*(\mathbf{r}')(\mathbf{ar}')\phi_{0h}(\mathbf{r}')d^2\mathbf{r}'. \quad (12)$$

На многих численных примерах мы убедились в справедливости этого простого результата (см. рис. 5). Действие магнитное поле нарушает это правило и приводит к резонансам во всех каналах рассеяния.

Далее исследовалось холловское сопротивление четырехтерминальной X -структуры в присутствии поля излучения. Холловское сопротивление может быть рассчитано по формуле Буттикера

$$R_H = \frac{2(T_R - T_L)}{(2T_F + T_R + T_L)^2 + (T_R - T_L)^2}. \quad (13)$$

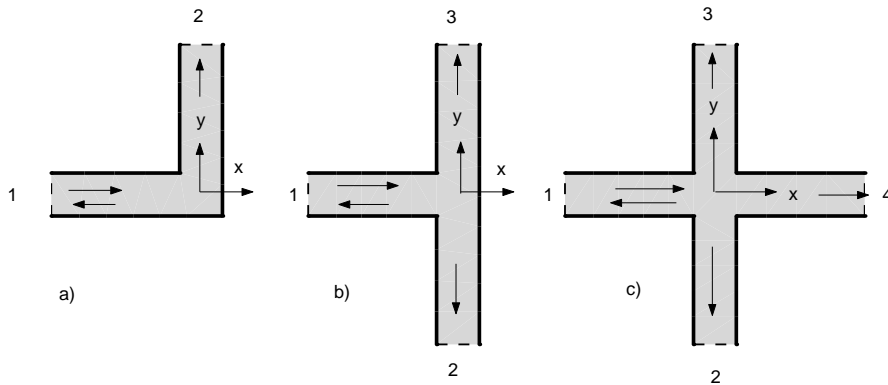


Рис. 4: Типы, используемых кросс-структур. (a) L -структура, (b) T -структура, (c) X -структура.

Где T_R, T_L это вероятности рассеяния электрона в правый и левый волноводы. Численный расчет для большей убедительности проводился двумя методами: сеточным и конечных элементов, которые приводят к одинаковым результатам.

На рисунке 6 представлены различные типы аномалии холловского сопротивления вызванного резонансным взаимодействием транспортного электрона с каким-либо связанным состоянием в кросс-структуре, вызванного переменным электромагнитным полем.

В **главе шестой** обсуждается возможность моделирования открытых двумерных квантовых билиардов с помощью электромагнитных плоскопараллельных волноводов, заполненных магнитоактивной средой - анизотропным ферромагнетиком. Показывается, что в случае анизотропии легкая плоскость и намагниченности ферромагнетика перпендикулярно плоскостям резонатора, задача о распространении электромагнитных волн в волноводах эквивалентна задаче о транспорте электронов через двумерный билиард с измененной границей. Граница билиарда для эффективной квантовой задачи испытывает растяжение вдоль оси лежащей в плоскости билиарда. Растяжение может изменяться непрерывно при изменении, например, магнитного поля, воздействующего на ферромагнитную среду. Кроме того, найден электромагнитный эквивалент квантового билиарда со спин-орбитальным взаимодействием.

В открытой кросс-структуре типа "ножницы" изучаются связанные состояния частиц, как функция непрерывно изменяющегося угла геометрии системы. При уменьшении угла образуются новые связанные состояния. При малых углах $\theta \rightarrow 0$ численными методами нами обнаружено целое множе-

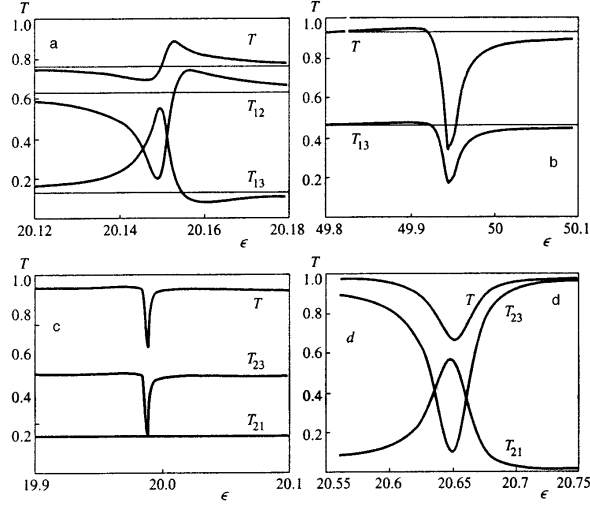


Рис. 5: Вероятность прохождения через T -структуру. (а) Электрон входит через волновод 1, находясь в первой минизоне, $\omega = 12$, $a = 0.2$, $\gamma = 2$. (б) Электрон попадает в структуру и находится во второй минизоне, $\omega = 41.86$, $a = 0.5$, $\gamma = 0$. (с) Электрон попадает в структуру через волновод 2, $\omega = 12$, $a = 0.1$, $\gamma = 0$. (д) Тоже, что и на рисунке 5с, но с параметрами $\omega = 12$, $a = 0.5$, $\gamma = 4$.

ство таких состояний. Механизм, ответственный за их появление, совершенно тот же, как и в случае прямого волновода с острым изломом. Этот вариант геометрии уже был исследован подробно, как теоретически так и экспериментально. В нашем случае система имеет зеркальную симметрию, по этой причине связанные состояния существуют парами с различной четностью. Показано, что при уменьшении угла θ состояния становятся сильно локализованными и энергетическая щель между четными и нечетными состояниями убывает экспоненциально быстро. Также исследовано поведение вблизи критического значения θ_c , где связанное состояние только начинает появляться из континуума. Наш численный расчет показывает, что энергия состояния, отсчитываемая от края первой минизоны, ведет себя как $\approx \pi^2 - \gamma(\theta_c - \theta)^2$ для значений угла θ в окрестности критического значения θ_c . Исходя из общих соображений мы можем сделать следующие заключения: 1) Любое связанное состояние является четным относительно оси симметрии структуры x . 2) Четные и нечетные состояния относительно другой оси симметрии y чередуются по мере увеличения энергии. 3) В процессе уменьшения угла θ новые состояния могут возникать только из континуума. Число связанных состояний удовлетворяет неравенству $N \geq 2c\pi^{-1}(\pi/2\theta)$, где $c = (1 - 2^{-2/3})^{3/2} \approx 0.225$. Эта оценка является хорошей в случае θ достаточно малых и является асимптотически точной в пределе $\theta \rightarrow 0$. 4) Все уровни энергии связанных состоя-

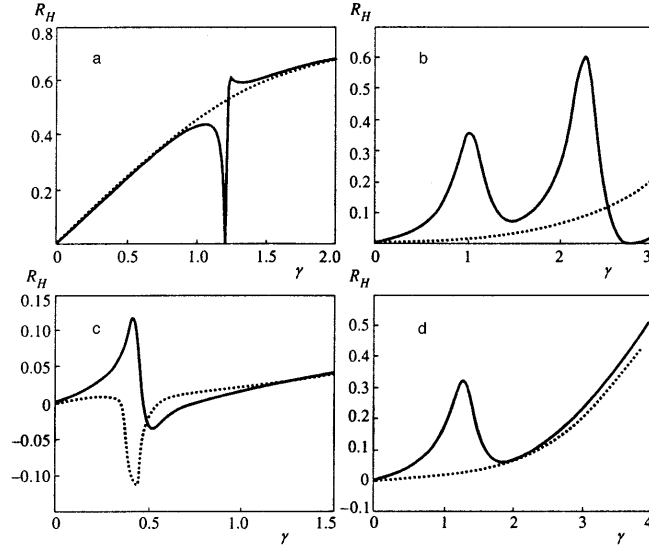


Рис. 6: Холловское сопротивление R_H в X -структуре как функция приложенного внешнего магнитного поля. Пунктирной линией показан статический случай $a = 0$, сплошной линией в присутствии поля излучения. (a) $\epsilon = 10.95, \omega = 4.3, a = 0.05$. (b) $\epsilon = 22, \omega = 15.08, a = 0.5$. (c) $\epsilon = 36.75, \omega = 30.17, a = 0.1$. (d) $\epsilon = 20.5, \omega = 16.715, a = 0.5$.

ний являются монотонно растущими функциями угла θ . Угловая зависимость уровней имеет разное поведение. Так в области $\theta \approx \theta_c$ энергия состояния, отсчитываемая от дна первой минизоны, имеет вид $\pi^2 - \gamma(\theta_c - \theta)^2$, где γ зависит от выбранного состояния. С другой стороны, для сильно локализованных состояний в области $\theta \rightarrow 0$, поведение уровней энергии в главном порядке соответствует поведению уровней в одномерной потенциальной яме с варьируемой шириной. При этом ось симметрии y находится в классически запрещенной области движения. 5) При $\theta \rightarrow 0$ связанные состояния группируются в пары с противоположной четностью. Энергии этих состояний очень близки. Связанное состояние попадает в континуум при критическом значении угла θ_c становится квазисвязанным с достаточно большим затуханием, делающим его ненаблюдаемыми в вероятности прохождения. Тем не менее, в окрестности θ_c имеется особенность в вероятности прохождения, которая заключается в том, что наклон кривой вероятности $T(E)$ в окрестности края континуума очень крутой, так что $dT/dE|_{\theta=\theta_c}$ практически обращается в бесконечность. Далее, обсуждается возможность экспериментального моделирования данной кросс-структуры с непрерывно изменяющимся углом геометрии с помощью микроволнового резонатора, заполненного анизотропным ферромагнетиком, находящегося под действием внешнем магнитного поля.

Заключительная часть главы посвящена изучению взаимодействия свя-

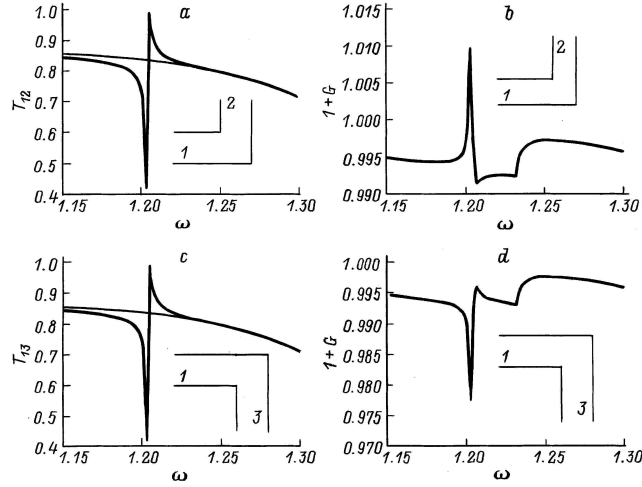


Рис. 7: Зависимость коэффициента прохождения T и мощности поглощения G от частоты, в случае волновода Γ типа. Тонкой линией показана зависимость без пробного поля излучения, толстой линией случай воздействия резонансного поля излучения.

занных состояний микроволновых волноводов Γ , T и X типов, заполненного ферромагнетиком, и распространяющихся электромагнитных волн в случае, когда на ферромагнетик воздействует внешнее высокочастотное переменное магнитное поле. Причина почему могут возбуждаться колебания, лежащие ниже порога распространения состоит в том, что действие пробного микроволнового излучения в области рассеяния с частотой Ω приводит к возбуждению магнитных колебаний с частотами $\omega + n\Omega$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, которые могут резонансно взаимодействовать со связанным состоянием волновода. Показано, что задача может быть представлена в виде системы уравнений и граничных условий для комплексных амплитуд $\Psi_n(x, y)$, входящих в представление для E_z компоненты электромагнитного поля

$$E_z(x, y, t) = \text{Im} \left[\sum_n \Psi_n(x, y) e^{i(\omega + n\Omega)t} \right]. \quad (14)$$

Решение системы уравнений проводилось численно. На рисунке 7 представлено поведение коэффициента прохождения и мощности поглощения, как функции частоты внешнего поля. Как хорошо видно, взаимодействие связанного состояния с состояниями континуума приводит к резонансной особенности в коэффициенте прохождения. Наблюдаемое сильное перемешивание транспортного и локализованного решений в точке резонанса может являться одним из вариантов для экспериментального наблюдения связанных состояний в кросс-структурах.

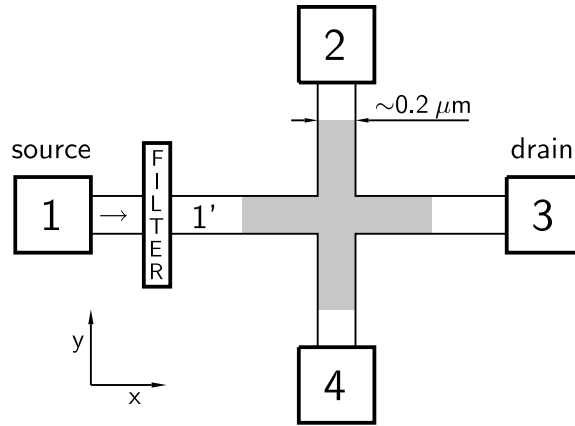


Рис. 8: X-структура. Спин-орбитальное взаимодействие отлично от нуля в затемненных участках.

В главе седьмой исследуется явление, подобное эффекту Холла, индуцированное спин-орбитальным взаимодействием (СОВ) Рашбы, в простейшей кросс-структуре (Рис. 8). Присутствие СОВ сказывается на спиновой поляризации электронного потока. Более того, СОВ является причиной асимметрии вероятности прохождения в правый и левый волноводы, при условии, что падающий электрон обладает определенной спиновой поляризацией. Такая асимметрия вероятности прохождения приводит к падению напряжения в направлении перпендикулярном направлению входящего потока, наподобии того, как это происходит в обычном эффекте Холла. В результате поперечное сопротивление имеет порядок $10^{-3} - 10^{-2} h/e^2$. Обнаруженный эффект становится более выраженным в окрестности резонансов, где поперечное сопротивление может изменять свой знак. Для того, чтобы вычислить поперечное сопротивление $R_{\perp} = U_{\perp}/J$, естественно, мы должны знать коэффициенты рассеяния во все волноводы, расчет которых был выполнен численно. В наших численных расчетах было использовано три типа спиновых фильтров, которые поляризуют по спину падающий поток электронов вдоль осей x , y , z соответственно. В том случае, когда используется фильтр вдоль оси y поперечное сопротивление равно нулю. Два других случая изображены на рисунке 9. В окрестности связанного состояния, или на краях минизон поперечное сопротивление значительно возрастает и даже может изменять свой знак.

Далее, в этой главе рассматривается случай произвольного биллиарда. В этом случае доказывается, что спин-орбитальное взаимодействие Рашбы не приводит к спиновой поляризации неполяризованного потока электронов че-

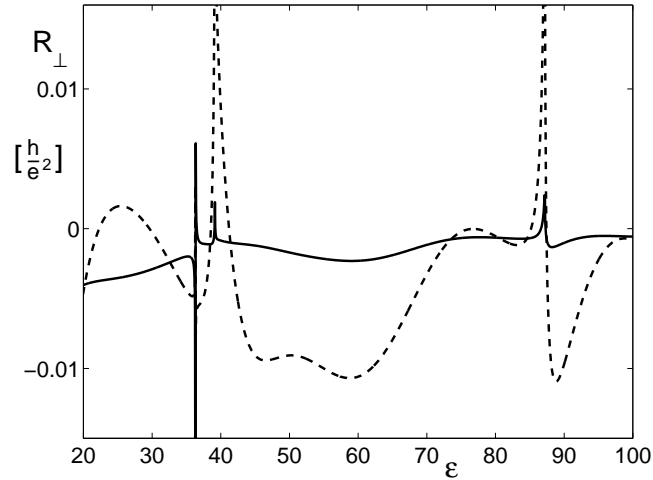


Рис. 9: Поперечное сопротивление R_{\perp} , индуцированное присутствием спинового фильтра. Сплошная линия - входящий в структуру электрон полностью поляризован по спину вдоль оси z , пунктирная линия - поляризация по спину вдоль оси x .

рез квантовый билиард произвольной формы с двумя электродами в случае одноканального рассеяния. Вместе с тем, заметная спиновая поляризация потока всегда имеет место в случае билиарда с более чем двумя электродами, либо при многоканальном рассеянии. Последние результаты находят полное подтверждение в численном эксперименте. Также рассмотрено изменение спинового состояния электрона в процессе транспорта через одномерную и двумерную искривленную проволоку, вызванное спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. В одномерном случае выведены аналитические формулы, которые показывают, что в общем случае эволюция спинового состояния далеко нетривиальна и может быть описана как вращение вокруг оси, которая, в отличие от прямой проволоки, может быть расположена произвольно. Подчеркнем, что ось спинового вращения в случае прямой проволоки строго фиксирована и расположена перпендикулярно проволоке. Этот результат впервые получен в работе [10]. Двумерная проволока имеет свои особенности. Оказалось, что если энергия электрона находится заметно ниже края второй минизоны, то спиновая эволюция хорошо описывается формулами для одномерной проволоки. Заметные отличия от одномерного предела наблюдаются, когда энергия электрона находится вблизи края второй минизоны; в случае многоканального транспорта, а также при больших значениях спин-орбитального взаимодействия.

Далее в этой главе исследуются статистические свойства волновых функции и токов вероятности в хаотическом билиарде. Доказывается, что эти

свойства существенно зависят от константы спин-орбитального взаимодействия. В случае малого СОВ статистика токов вероятности описывается универсальным распределением, характерным для хаотических билиардов слабо связанных с континуумом, но без СОВ, однако одна из компонент спиновой волновой функции является негауссовским случайным полем. Напротив, в режиме сильного СОВ обе компоненты волновой функции являются случайными гауссовскими полями. Этот факт позволяет вывести аналитически распределение токов вероятности, которое хорошо совпадает с численными результатами. В промежуточной области СОВ, как статистика волновых функций, так и токов вероятности является неуниверсальной. Для численного исследования в работе был обобщен стандартный метод граничных элементов на случае двумерного квантового билиарда с СОВ Рашбы. Было получено аналитическое выражение для функций Грина в случае бесконечной среды.

В заключении рассматривается возможность резонансной спиновой поляризации электронного тока в материалах с СОВ под действием электромагнитного поля круговой поляризации. Из атомной спектроскопии хорошо известно, что поляризованное по кругу поле может возбуждать переход электронов из мультиплетных состояний с полуцелым угловым моментом в континуум с определенной спиновой поляризацией. В данной работе исследуется подобное явление при баллистическом транспорте электронов через квантовые билиарды, имеющими связанные состояния. В качестве примера взят билиард круглой формы. Для данной модели выведено аналитическое выражение для уровней энергии в присутствии СОВ Рашбы. Приведена аргументация, доказывающая, что сильная спиновая поляризация неполяризованного электронного тока может возникнуть в системах с СОВ, находящихся под действием поляризованного по кругу электромагнитного поля. В случае слабого внешнего поля спиновая поляризация имеет резонансный характер. Данные выводы подтверждаются численным расчетом электронного транспорта, результаты которого представлены на рисунке 10.

В **главе восьмой** изучается проблема существования связанных состояний, лежащих в континууме энергий (ССК) в случае двумерных открытых квантовых билиардов. Еще на заре квантовой механики эта проблема была сформулирована Вигнером и фон Нейманом [11]. Им удалось доказать, что ССК существуют даже в одномерной квантовой механике, правда для очень экзотических потенциалов. В начале главы вводится формализм эффективного гамильтониана, который дает нам с одной стороны общий подход к ана-

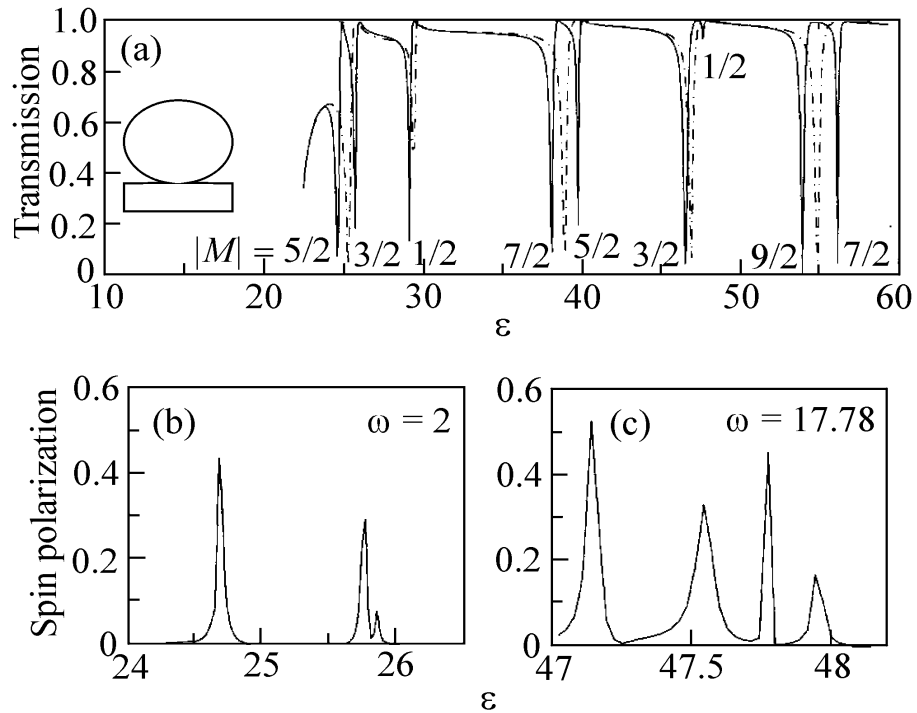


Рис. 10: (a) Вероятность прохождения через круглый КБ без СОВ (пунктир) и с СОВ (сплошная). Внешнее электромагнитное поле отсутствует. (b) Спиновая поляризация как функция энергии электронов, когда электромагнитное поле нерезонансно переходит внутри КБ. (c) Спиновая поляризация как функция энергии электронов, в случае когда частота электромагнитного поля резонансна переходу между состояниями с проекцией полного момента $|M| = 3/2$ и $|M| = 1/2$.

лизу, как процесса рассеяния, так и проблемы ССК, а с другой стороны предоставляет возможность построить эффективный численный алгоритм поиска ССК состояний в рамках традиционной решеточной модели квантового бильярда. Установлено, что ССК состояния существуют в следующих системах: 1) квантовый дот с изменяемой формой границы, 2) кольцо Ааронова-Бома с изменяемым магнитным полем, 3) система двух квантовых дотов, связанных квантовой проволокой с варьируемым спектром, 4) дефектный фотонный кристалл с изменяемой диэлектрической проницаемостью дефектных цилиндров. Все перечисленные состояния локализованы преимущественно внутри области рассеяния. Проанализированы общие условия появления ССК - это вырождение уровней энергии закрытой системы, которого можно достичь, используя какой либо изменяемый физический параметр. Строго доказано, что необходимым и достаточным условием существования ССК является обращение в нуль ширины линии. Оказалось, что связанные состояния в континууме соответствуют дополнительному вырождению: в непрерывном энерге-

тическом спектре появляется уровень, принадлежащий дискретному спектру задачи. Показано, что матрица рассеяния неаналитически зависит от физических параметров в окрестности точки ССК. На рисунке 11 приведена

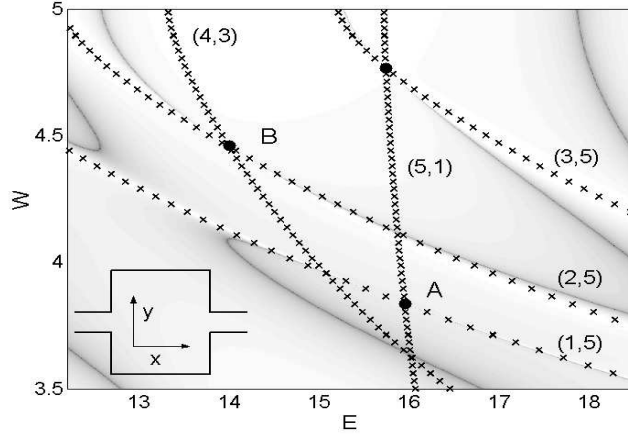


Рис. 11: Вероятность прохождения через прямоугольный КБ в логарифмической шкале как функция энергии E и ширины W биллиарда. Темная область соответствует низкой вероятности. Длина биллиарда вдоль оси x равна 4. Уровни энергии закрытого биллиарда отмечены крестиком. Позиция ССК отмечена жирным кружком.

вероятность прохождения через прямоугольный биллиард, найденная численно, в осях энергия-ширина. Точки, в которых появляются ССК отмечены жирными кружками. Пример волновой функции ССК дан на рисунке 12. Отличительная особенность точки ССК состоит в том, что в ней ширина очень узкого резонансного состояния строго обращается в нуль. При достижении этой точки волновая функция рассеяния расходится во внутренней области биллиарда. Точка ССК является точкой неаналитического поведения амплитуды прохождения, поскольку в этой точке кривая нулевой и единичной вероятности прохождения касаются друг друга. Хотя ССК почти исключительно локализованы внутри КБ, все же экспоненциально малые хвосты попадают и в волноводы. Причина этих хвостов в затухающих модах, которые возбуждает ССК. Численный расчет показывает, что величина хвостов порядка 10^{-3} значения волновой функции внутри КБ. Кроме того, ССК являются почти исключительно суперпозицией двух вырожденных собственных волновых функций закрытого биллиарда. Так ССК типа А состоит главным образом из суперпозиции двух собственных состояний (1,5) и (5,1). Модули коэффициентов в суперпозиции соответственно 0.991 и 0.131. Аналогичные результаты получены и в случае неинтегрируемого биллиарда.

Далее, для аналитического исследования обнаруженных явлений рассмат-

ривается двухуровневая модель открытого квантового бильярда. В рамках данной простой модели показано, что ССК действительно возникает в тех точках, где линия резонансного прохождения касается линии нулевого прохождения. В случае интегрируемого КБ (или близкого к интегрируемому КБ) ССК близки к точкам вырождения (или квази-вырождения) уровней энергии закрытой квантовой системы, при условии, что энергия лежит в непрерывной части спектра и степень расталкивания уровней невелика. Модельное рассмотрение показало существование ССК также и для сильного расталкивания уровней. В этом случае положение ССК может оказаться достаточно далеко от случая интегрируемого КБ. Несмотря на такие различия, происхождение ССК тесно связано с режимом расталкивания уровней энергии закрытого неинтегрируемого КБ. Мы можем заключить, что существование ССК не зависит от типа квантового бильярда, более того, также не зависит от силы взаимодействия с континуумом. Тем не менее, волновая функция и энергия ССК могут зависеть от вида распространяющихся мод в волноводах и способа соединения волноводов с КБ. Итак, существование ССК является весьма общим явлением в открытых КБ, при условии, что геометрия бильярда может измен

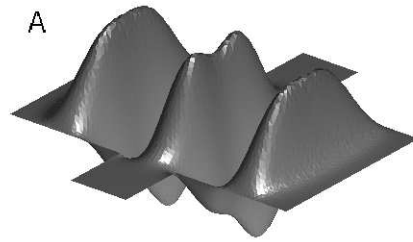


Рис. 12: Волновая функция ССК, отмеченная жирным кружком А на рисунке 11.

В целом аналогичные результаты были получены и в случае двумерного АБ кольца с изменяемым магнитным полем. В этом случае ССК возникают при определенных значениях магнитного поля. Дополнительный момент состоит в том, что предел одномерного кольца может быть исследован аналитически. В этом случае получено строгое доказательство существования ССК. Показано, что решение ССК может примешиваться к транспортному решению с произвольным коэффициентом. Также возможно строгое математическое исследование окрестности неаналитической точки ССК, где волновую функцию рассеяния по-прежнему можно представлять в виде суперпо-

зиции транспортной моды и ССК, но с фиксированными коэффициентами. Оказывается, что предел для волновой функции рассеяния зависит от пути, по которому мы достигаем точки ССК. Для некоторых путей ССК состояние может доминировать в волновой функции рассеяния. Строгие результаты, полученные для одномерного АБ кольца нашли свое отражение при численном изучении аналогичных эффектов в двумерном АБ кольце.

Далее, рассматривается система состоящая из двух квантовых биллиардов (ДКБ), которые взаимодействуют между собой с помощью волновода и изучается прохождение электронов через эту систему, как функцию длины и ширины волновода. Для того, чтобы проинтерпретировать численные результаты по вероятности прохождения предлагается простая модель данного явления, включающая малое число состояний, что позволяет получить аналитическое решение. Модель качественно правильно описывает особенности вероятности прохождения через реальные ДКБ структуры. Более того, исследования модели ДКБ показало, что если КБ идентичны, то при определенных геометрических размерах проволоки электрон может быть локализован в квантовой проволоки, и это состояние имеет бесконечное время жизни (ССК). В этих точках состояние квантовой проволоки не взаимодействует с континуумами. Эффект локализации электрона наблюдается при всех значениях параметров взаимодействия с континуумом. Эти выводы нашли полное подтверждение при численном анализе реального ДКБ. Так на рисунках 13(a,b)

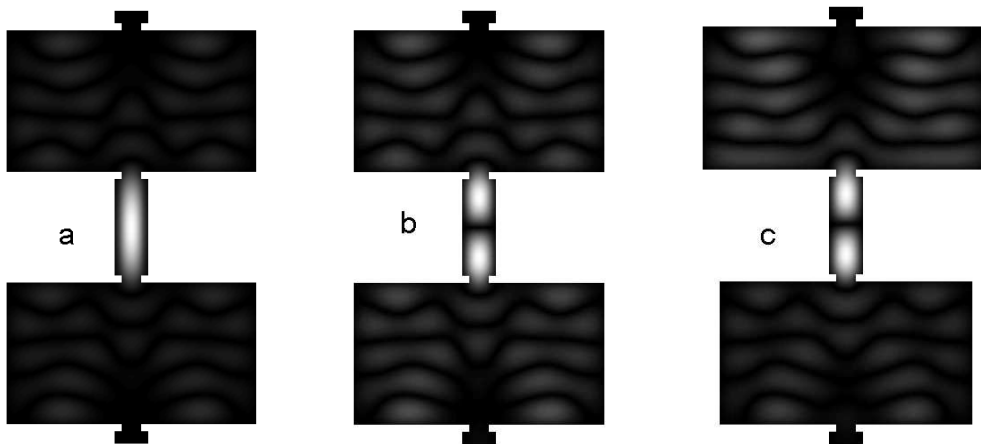


Рис. 13: Волновая функция рассеяния двойного КБ в точках ССК. а) для $E = 15.83$ и $W = 0.65$. (b) для $E = 15.83$ и $W = 0.75$. W это ширина связывающего волновода. (c) Случай, когда КБ различны (в этом случае ССК отсутствует) для точки $E = 15.6096$, $W = 0.7595$, в которой ширина резонансного состояния минимальна.

приводится волновая функция рассеяния в точке ССК (в этих точках она,

по сути, очень близка к виду ССК). Как видим, действительно наблюдается сильная локализация состояния почти исключительно в области проволоки.

Заключительная часть главы посвящена ССК состояниям в дефектном фотонном кристалле (ФК). Задача о прохождении световых волн через волноводные структуры ФК, которые при этом взаимодействуют с микрополостями, во многом аналогична задаче о транспорте электронов через квантовые доты. Поэтому, как и в проблеме квантового транспорта, в теории ФК много внимания уделяется изучению явления резонансного туннелирования. Другая проблема - существование связанных (локализованных) состояний в ФК волноводных структурах также имеет свой аналог в теории электронных волноводов. В работе [12] было установлено, что как и в случае изогнутых электронных волноводов с постоянным сечением, в фотонных кристаллах также существует связанные состояния TM - моды электромагнитного поля в бесконечном прямом волноводе с нерегулярностью в виде излома, лежащие ниже порога распространения. Другая возможность появления локализованных состояний имеет место в нелинейных ФК. В нашей работе рассмотрен еще один механизм появления локализованных состояний, лежащих в зоне распространения электромагнитных волн в волноводных структурах дефектного ФК. Дополнительные дефектные цилиндры, расположенные в непосредственной близости от дефектного слоя, приводят к связи их состояний с континуумом. Показывается, что при изменении диэлектрической проницаемости дефектных цилиндров в определенных точках появляются связанные состояния в континууме, т.е. таких состояний, которые локализованы в окрестности этих цилиндров с частотой возбуждения, расположенной в непрерывном спектре волновода. Кроме того, показано, что нелинейность электромагнитного поля, обусловленная эффектом Керра, не разрушает ССК, а только фиксирует амплитуду поля.

IV. КРАТКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАБОТЫ И ВЫВОДЫ

К основным результатам диссертации относятся следующие:

Глава III. В случае двухбарьерной гетероструктуры установлено, что слабое возмущение переменным электромагнитным полем, которое резонансно переходит между уровнями энергии квантовой ямы, приводит к сильной перестройке вероятности прохождения, заключающееся в резонансном расщеплении пиков прохождения. Эффект расщепления хорошо описывается формулой Раби для двухуровневых переходов. Этот эффект находит отражение в

расщеплении пиков вольт-амперной характеристике структуры особенно при низкой плотности носителей зарядов.

Глава IV. Воздействие переменного электромагнитного поля на кольцо Ааронова-Бома приводит к появлению второй гармоники в осцилляциях проводимости, резким скачкам в частотной зависимости амплитуды прохождения, вызванные локализацией волновой функции сателлитных каналов рассеяния и значительному пространственному сужению туннелирующего волнового пакета. Кроме того, наблюдается множественное расщепление пиков амплитуды прохождения, которое может быть проинтерпретировано, как проявление квантового нелинейного резонанса.

Глава V. Взаимодействие связанного состояния в двумерных L, T, X гетероструктурах с состояниями рассеяния, вызванное действием слабого переменного электромагнитного поля, приводит к появлению новых резонансов в вероятности прохождения. Доказано, что для T, X структур резонансное явление наблюдается только для определенных амплитуд рассеяния, и это явление сильно зависит от поляризации электромагнитного поля, а также от симметрии связанного состояния и состояния рассеяния. Резонансное рассеяние приводит к резким провалам в холловском сопротивлении при определенных значениях магнитного поля.

Глава VI. Обсуждается возможность моделирования открытых двумерных квантовых бильярдов с помощью электромагнитных волноводов и резонаторов, заполненных магнитоактивной средой - ферромагнетиком. Доказано, что при определенных условиях, задача о распространении электромагнитных волн в волноводах эквивалентна задаче о транспорте электронов через двумерные бильярды с изменяемой границей. Кроме того, найден электромагнитный эквивалент квантового бильярда со спин-орбитальным взаимодействием. Показано, что в открытой кросс-структуре типа "ножницы" при уменьшении угла образуются новые связанные состояния. Исследовано взаимодействие связанных состояний микроволновых волноводов и распространяющихся электромагнитных волн в случае, когда на магнитоактивную среду действует внешнее высокочастотное переменное магнитное поле. Взаимодействие связанного состояния с состояниями континуума приводит к резонансной особенности в коэффициенте прохождения.

Глава VII. Показано, что спин-орбитальное взаимодействие Рашбы (СОВ) приводит к эффекту аналогичному эффекту Холла, при условии что входной электронный ток является спин-поляризованным.

Доказано, что спин-орбитальное взаимодействие Рашбы не приводит к

спиновой поляризации неполяризованного потока электронов через квантовый бильярд произвольной формы с двумя электродами в случае одноканального рассеяния. Вместе с тем заметная спиновая поляризация потока всегда имеет место в случае бильярда с более чем двумя электродами, либо при многоканальном рассеянии. Также рассмотрено изменение спинового состояния электрона в процессе транспорта через одномерную и двумерную искривленную проволоку, вызванное спин-орбитальным взаимодействием Рашбы. В одномерном случае эволюция спинового состояния описывается как вращение вокруг оси направление которой зависит от кривизны проволоки и величины СОВ.

Показано, что статистические свойства волновых функции и токов вероятности в хаотическом бильярде с СОВ существенно зависят от константы спин-орбитального взаимодействия. В случае малого СОВ статистика токов вероятности описывается универсальным распределением, характерным для хаотических бильярдов слабо связанных с континуумом, но без СОВ, однако одна из компонент спиновой волновой функции является негауссовским случайным полем. Напротив, в режиме сильного СОВ обе компоненты волновой функции являются случайными гауссовскими полями.

Получено аналитическое выражение для уровней энергии круглого бильярда в присутствии СОВ Рашбы. Доказано, что сильная спиновая поляризация неполяризованного электронного тока может возникнуть в системах с СОВ, находящихся под действием поляризованного по кругу электромагнитного поля. В случае слабого внешнего поля спиновая поляризация имеет резонансный характер.

Глава VIII. Было установлено, что ССК состояния существуют в следующих системах: 1) квантовый дот с изменяемой формой 2) кольцо Ааронова-Бома с изменяемым магнитным полем 3) система двух квантовых дотов, связанных квантовой проволокой с варьируемым спектром 4) дефектный фотонный кристалл с изменяемой диэлектрической проницаемостью дефектных цилиндров. Все перечисленные состояния локализованы преимущественно внутри области рассеяния. Проанализированы общие условия появления ССК - это вырождение уровней энергии закрытой системы, которого можно достичь, используя какой либо изменяемый физический параметр. Строго доказано, что необходимым и достаточным условием существования ССК является обращение в нуль ширины линии. Связанные состояния в континууме соответствуют дополнительному вырождению: в непрерывном энергетическом спектре появляется уровень, принадлежащий дискретному спектру

задачи. Показано, что матрица рассеяния неаналитически зависит от физических параметров в окрестности точки ССК.

СПИСОК ПУБЛИКАЦИЙ ПО ТЕМЕ ДИССЕРТАЦИИ

1. E. N. Bulgakov, A. F. Sadreev. Mesoscopic ring under the influence of time-periodic flux: Aharonov-Bohm oscillations and transmission of wave packet. // Phys.Rev. B **52**, N 16, 11938-11944 (1995).
2. E. N. Bulgakov, A. F. Sadreev. Current-voltage characteristics of the resonant tunnelling double-barrier structure under time-periodical perturbation. // J. Phys.: Condens. Matter **8**, 8869-8887 (1996).
3. G. P. Berman. E. N. Bulgakov, D. K. Campbell, A. F. Sadreev. Resonant tunneling in time-periodically modulated semiconductor nanostructures. // Physica B **225**, N 1, 1-22 (1996).
4. E. N. Bulgakov, A. F. Sadreev. Transport phenomena in a two-dimensional ring under the influence of radiation field. // Phys. Low-Dim. Struct. N 1-2, 33-50 (1997).
5. E. N. Bulgakov, A. F. Sadreev. Hall resistance anomalies induced by dynamical inclusion of bound state in Hall junctions. // Письма в ЖЭТФ.- 1997.- Т.66, №6.- С.403-408.
6. E. N. Bulgakov, A. F. Sadreev. Mixing of bound states with electron transport by a radiation field in waveguides. // ЖЭТФ.- 1998.- Т.114, №6.- С.1954-1963.
7. E.N. Bulgakov, K.N. Pichugin, A.F. Sadreev, P. Středa, P. Šeba. Hall-like effect induced by spin-orbit interaction. // Phys. Rev. Lett **83**, №2, 376-379 (1999).
8. E. N. Bulgakov, A. F. Sadreev. Spin polarization in quantum dots by radiation field with circular polarization. // Письма в ЖЭТФ.- 2001.- Т.73, №10.- С.573-577.
9. E. N. Bulgakov, A. F. Sadreev. Rectangular microwave resonators with magnetic anisotropy. Mapping onto pseudo integrable rhombus. // Euro. Phys. Lett. **57**, N 2, 198-204 (2002).
10. Е.Н. Булгаков, А.Ф. Садреев. Влияние связанных состояний микроволновых волноводов на распространение электромагнитных волн. // ЖТФ.- 2001.- Т.71, №10.- С.77-86.

11. E. N. Bulgakov, A. F. Sadreev. Spin rotation for ballistic electron transmission induced by spin-orbit interaction. // Phys.Rev. B **66**, N 7, 075331-075340 (2002).
12. E. N. Bulgakov, P. Exner, K. N. Pichugin, A. F. Sadreev. Multiple bound states in scissor-shaped waveguides. // Phys. Rev. B **66**. N 7, 155109-155116 (2002).
13. Е. Н. Булгаков, А. Ф. Садреев. Статистика собственных функций хаотических бильярдов с учетом спин-орбитального взаимодействия Рашбы. // Письма в ЖЭТФ - 2003. - Т.78. - N 7. - С.911-914.
14. E. N. Bulgakov, A. F. Sadreev. Statistics of wave function and currents induced by spin-orbit interaction in chaotic billiards. // Phys. Rev. E **70**, N 5, 056211-056216 (2004).
15. A. F. Sadreev, E. N. Bulgakov, I. Rotter. Trapping of an electron in the transmission through two quantum dots coupled by a wire. // Письма в ЖЭТФ.- 2005.- Т.82, №8.- С.556-561.
16. A. F. Sadreev, E. N. Bulgakov, I. Rotter. Bound states in the continuum in open quantum billiards with a variable shape. // Phys. Rev. B **73**, N 5, 235342-235346, (2006).
17. A. F. Sadreev, E. N. Bulgakov, I. Rotter. S-matrix formalism of transmission through two quantum billiards coupled by a waveguide. // J. Phys. A: Math. Gen. **38**, N 49, 10647-10661 (2005).
18. E.N. Bulgakov, K.N. Pichugin, A.F. Sadreev, and I. Rotter, Bound states in the continuum in open Aharonov-Bohm rings. // Письма в ЖЭТФ.- 2006.- Т.84, №8.- С.508-513.
19. E. N. Bulgakov, I. Rotter, A. F. Sadreev. Comment on bound state eigenenergy outside and inside the continuum for unstable multilevel systems. // Phys. Rev. A **75**, N 3, 067401-067403 (2007).

Список цитируемой литературы

- [1] J. Davies. *The physics of low-dimensional semiconductors*, Cambridge University Press (1998).

- [2] S. Datta. *Electronic transport in mesoscopic systems*, Cambridge University Press (1995).
- [3] Y. Imry. *Introduction to mesoscopic physics*, Oxford University Press (1997).
- [4] T. Ando, Y. Arakawa, F. Furuya, S. Komiyarna, H. Nakashima. *Mesoscopic physics and electronics*, Springer Verlag (1998).
- [5] T. Dittrich, P. Hanggi, G-L. Ingold, B. Kramer, G. Schon, W. Zwerger. *Quantum transport and dissipation*, WILEY-VCH (1998).
- [6] Y. Gefen, Y. Imry, M. Y. Azbel. Quantum Oscillations and the Aharonov-Bohm Effect for Parallel Resistors. // *Phys.Rev.Lett.* **52**, N 2, 129-132 (1984).
- [7] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Квантовая механика (нерелятивистская теория)*. - Москва: Наука, 1974.- 768с.
- [8] Г. М. Заславский. *Стохастичность динамических систем*. - Москва: Наука, 1984. - 270с.
- [9] T. Ando. Quantum point contacts in magnetic fields. // *Phys. Rev. B* **44**, N 15, 8017-8027 (1991).
- [10] S. Datta and B. Das. Electronic analog of the electro-optic modulator. // *Appl. Phys. Lett.* **56**, 665-667 (1990).
- [11] J. von Neumann and E. Wigner. Über merkwürdige diskrete Eigenwerte. // *Phys. Z.* **30**, 465-467 (1929).
- [12] A. Mekis, S. Fan, and J. D. Joannopolous. Bound states in photonic crystal waveguides and waveguide bends. // *Phys. Rev.* **B58**, N 8, 4809-4817 (1998).

Подписано к печати 2008
Тираж 100 экз., у.-п.л.:2. Заказ №45

Отпечатано в типографии Института физики СО РАН
660036, Красноярск, Академгородок, ИФ СО РАН