

Учреждение Российской академии наук
Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН

На правах рукописи

Вахитов Руслан Ришатович

**Влияние межэлектронного взаимодействия
на спиновые свойства одномерных и
квазиодномерных проводников**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Москва – 2011

Работа выполнена в Учреждении Российской академии наук Институте радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
профессор
Артеменко Сергей Николаевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук
Сабликов Владимир Алексеевич,
кандидат физико-математических наук
Рожков Александр Владимирович

Ведущая организация: Институт физики полупроводников им.
А.В. Ржанова СО РАН

Защита состоится 23 сентября 2011 года, в 10⁰⁰ на заседании диссертационного совета Д 002.231.01 при ИРЭ им. В.А.Котельникова РАН по адресу: 125009, Москва, ул. Моховая, д.11, корп.7.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН.

Автореферат разослан 16 августа 2011 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук,
профессор

Артеменко С.Н.

Общая характеристика работы

Актуальность работы.

В физике конденсированного состояния особое внимание уделяется явлениям, обусловленным межэлектронным взаимодействием. Поэтому одномерные (1D) проводники занимают здесь исключительное положение, взаимодействие в них играет особую роль. Теория ферми-жидкости Ландау, успешно использованная для описания множества физических свойств трехмерных и двумерных электронных систем, в 1D случае оказывается неприменимой. Это связано с тем, что в 1D системах сильно уменьшается область фазового пространства, доступная для электронных переходов в процессах электрон-электронного рассеяния. Другими словами, в отличие от 3D проводников, одномерные электроны не могут легко обойти друг друга. Это приводит к тому, что учет даже слабого межэлектронного взаимодействия коренным образом меняет спектр системы, характер элементарных возбуждений и физические свойства. В частности, в 1D случае имеет место так называемое спин-зарядовое разделение – заряд и спин могут двигаться независимо (причем с разными скоростями), а проводимость существенно подавляется даже единственной примесью. Благодаря интересной физике и новым необычным свойствам, исследование одномерных и квазиодномерных материалов и структур уже более полувека находится в центре внимания физиков, изучающих конденсированные системы. Интерес к одномерным и квазиодномерным проводникам во многом связан также с тенденциями к миниатюризации в электронике и с успехами современной технологии, позволяющей создавать такие одномерные проводящие системы, как полупроводниковые квантовые проволоки и проводящие атомные цепочки на поверхности.

В настоящее время остаются не выясненными даже многие фундаментальные физические свойства таких систем. В частности, особый интерес

представляет то, как значительное межэлектронное взаимодействие сказывается на спиновых свойствах одномерных и квазиодномерных проводников и как наличие примесей и дефектов влияет на термодинамические и кинетические свойства таких систем.

Цель диссертационной работы состоит в теоретическом исследовании влияния примесей и межэлектронного взаимодействия на теплоемкость одномерных проводников и квазиодномерных проводников, в том числе с волной зарядовой плотности, а также теоретическом изучении спинового транспорта в одномерных проводниках с дефектом.

Для достижения поставленных целей были решены следующие задачи:

1) В рамках модели стабилизированной жидкости Латтинджера найдена низкотемпературная теплоемкость квазидономерного проводника. Рассмотрены случаи квазидономерного проводника с волной зарядовой плотности и без нее, причем особое внимание уделено зависимости теплоемкости от внешнего магнитного поля.

2) Теоретически исследуется перенос спина при протекании электрического тока через примесь в одномерном проводнике. Взаимодействующие электроны описываются в рамках теории жидкости Латтинджера. Рассматривается как кулоновское взаимодействие, так и короткодействующее, которое осуществляется при экранировании дальнедействующей части кулоновского потенциала затвором. Рассмотрены случаи магнитной и немагнитной примесей. Изучено влияние спинового тока, протекающего через провод, на вольт-амперную характеристику в случае магнитной и немагнитной примеси.

Научная новизна. В рамках диссертационной работы было предложено теоретическое объяснение наблюдаемой в экспериментах на квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности сильной зависимости низкотемпературной теплоемкости от магнитного поля и концентрации дефектов. Расчет, основанный на учете сильного межэлектронного отталкивания пока-

зал, что наблюдаемая зависимость может быть объяснена тем, что состояние с ВЗП образовалось на основе жидкости Латтинджера. В этом случае сильный примесный пиннинг и частичное нарушение спин-зарядового разделения примесями приводят к локализации избыточных спинов около примесей, что и приводит к характерной зависимости от магнитного поля.

На основании теоретического исследования впервые установлено, что протекание электрического тока через магнитную примесь в одномерном проводнике должно приводить к генерации спинового тока, причем ток имеет постоянную и переменную составляющие. При низких температурах и достаточно малых напряжениях электрический ток может быть практически полностью спин-поляризованным. Показано, что протекание через квантовый провод с магнитной или немагнитной примесью спинового тока влияет на вольт-амперную характеристику провода, что дает возможность измерять спиновый ток чисто электрическим (не магнитным) методом.

Практическая значимость. В диссертации предложено объяснение результатов экспериментальных работ и предсказаны новые эффекты в спиновом транспорте, которые важны не только для понимания фундаментальных свойств одномерных электронных систем, но могут представлять потенциальный интерес для практического использования в спинтронике.

На защиту выносятся следующие основные результаты и положения:

1) Предложено объяснение наблюдающейся в квазиодномерных проводниках зависимости теплоемкости от магнитного поля при низких температурах: частичное нарушение на примесях спин-зарядового разделения, характерного для одномерных систем, приводит к локализации электронов около примесей и, как следствие, к сильной зависимости теплоемкости от магнитного поля при низких температурах.

2) В одномерных проводниках с примесью под действием электрического

напряжения возникает не только электрический, но и спиновый ток, который имеет постоянную и переменную составляющую. Величина спиновой поляризации уменьшается с ростом температуры и напряжения, при низких температурах и малых напряжениях электрический ток может быть полностью спин-поляризован. Эффект связан с кулоновским взаимодействием.

3) Протекание спинового тока через одномерный проводник, содержащий магнитную или немагнитную примесь, влияет на вольт-амперную характеристику провода, что дает возможность измерения спинового тока чисто электрическим методом.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на следующих российских и международных конференциях:

1) International Workshop «Recent developments in low dimensional CDW conductors», Skradin, Croatia, June 29 - July 3, 2006;

2) 5th International Workshop on Electronic Crystals «ECRYS-2008», Cargese, France, August 24-30, 2008;

3) 16th International Conference on Electron Dynamics In Semiconductors, Optoelectronics and Nanostructures «EDISON 16», Montpellier, France, August 24-28, 2009;

4) XXXV совещание по физике низких температур «НТ-35», Черноголовка, 29 сентября - 2 октября 2009 г.;

5) «Сильно коррелированные электронные системы и квантовые критические явления», г. Троицк Московской области, 17 июня 2010 г.;

6) International Advanced Research Workshop «Fundamentals of electronic nanosystems», St Petersburg, June 26 - July 2, 2010.

Публикации. По теме диссертации опубликовано 9 научных статей, из них 6 статей (список приведен ниже), в том числе 4 статьи в ведущих российских и 1 статья в зарубежном журнале, внесенных в Перечень ВАК [A1, A2, A3, A4, A5], 1 статья в журнале, не включенном в Перечень ВАК

[А6], а также 3 статьи в сборниках трудов отечественных и зарубежных конференций.

Личный вклад автора заключается в участии в разработке методов исследования, в проведении теоретических и численных расчетов, в написании научных статей и их подготовке к публикации.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения, списка публикаций по теме диссертации и списка цитированной литературы. Работа содержит 132 страницы, 18 рисунков и список литературы, включающий 56 источников.

Содержание работы

Во введении обоснована актуальность диссертационной работы, сформулирована цель и аргументирована научная новизна исследований, показана практическая значимость полученных результатов, представлены выносимые на защиту научные положения.

Первая глава посвящена обзору литературы и дает общее представление об 1D и квазиодномерных проводниках, а также о методах теоретического исследования таких систем. Более подробно описана специфика одномерных проводников, обусловленная исключительной ролью кулоновского взаимодействия в 1D.

Также рассмотрены квазиодномерные (квази-1D) вещества (сильно анизотропные материалы с цепочечной структурой кристаллической решетки), занимающие промежуточное положение между 1D и 3D системами. Описаны основные свойства, а также особенности их низкотемпературного поведения, которые не поддаются объяснению в рамках стандартного ферми-жидкостного подхода. В частности, наблюдавшееся в недавних экспериментах сильное влияние магнитного поля на низкотемпературную теплоемкость квазиодно-

мерных материалов [1–3] (Рис. 1).

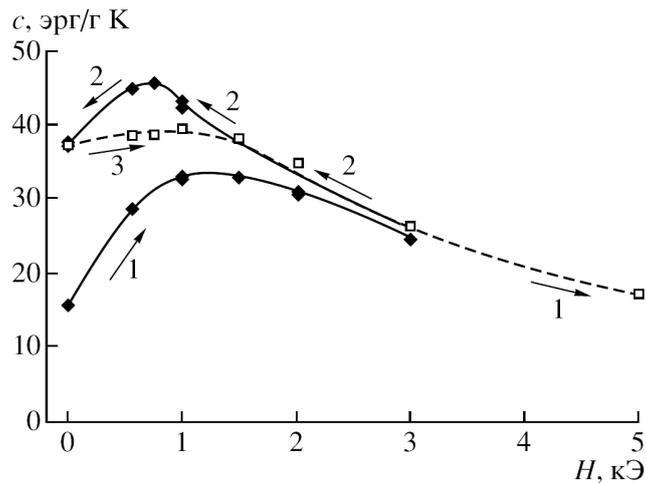


Рис. 1. Зависимость теплоёмкости TaS_3 от внешнего магнитного поля при $T = 0.1\text{K}$ [1]. Стрелки показывают направление изменения магнитного поля, а цифры – порядок этих изменений.

Приведенная зависимость выглядит несколько неожиданной: исследуемые вещества не являются магнетиками, почти не содержат магнитных примесей и непонятно, почему магнитное поле оказывает сильное влияние на их термодинамику.

Далее в главе обсуждаются экспериментальные факты, указывающие на то, что в квази-1D проводниках электрон-электронное взаимодействие также играет важную роль, причем с понижением температуры эта роль растет. Все это дает повод считать, что, возможно, особенности низкотемпературного поведения квази-1D кристаллов связаны с переходом их в состояние жидкости Латтинджера при низких температурах. Теоретическая возможность такого перехода была обоснована ранее в работах [4], [5].

В конце главы кратко сформулированы ключевые положения модели Томонаги-Латтинджера и бозонизации – одного из основных методов теоретического исследования 1D взаимодействующих электронов [6]. Бозонизация представляет собой нелинейную замену переменных, которая осуществляет переход от фермионных операторов рождения и уничтожения к бозонным

полям $\hat{\Phi}_{\rho,\sigma}, \hat{\Pi}_{\rho,\sigma}$ (индексы ρ и σ соответствуют зарядовому и спиновому каналам). Причем в новом представлении гамильтониан 1D системы оказывается квадратичным, что в рамках модели Томонаги-Латтинджера позволяет учесть межэлектронное взаимодействие, играющее ключевую роль в 1D, точно.

Во второй главе в рамках модели стабилизированной жидкости Латтинджера предложено объяснение неожиданно сильному влиянию магнитного поля на теплоемкость квази-1D образцов, наблюдающемуся при низких температурах (см. Рис. 1). Рассмотрены случаи квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности (ВЗП) и без нее.

В случае квази-1D проводника без ВЗП жидкость Латтинджера может быть стабилизирована примесями и дефектами при условии, что температура мала, а примесей достаточно много. А именно, при $T \ll e^2/\bar{l}$, где $\bar{l} = 1/N_{imp}$ – среднее расстояние между примесями на цепочке. В этом случае прыжки электронов между цепочками не приводят к дестабилизации жидкости Латтинджера, их можно учесть по теории возмущений [4].

Теплоемкость системы вычисляется стандартным образом, $c = -T \frac{\partial^2 F}{\partial T^2}$, где свободная энергия системы F определяется через статистическую сумму $F = -T \ln Z$.

Рассматривается случай сильного межэлектронного взаимодействия, которое соответствует сильному примесному пиннингу. Известно, что для сильно взаимодействующих 1D электронов примесь создает потенциал, который при малых температурах действует как бесконечно высокий барьер [7–9]. Это означает, что амплитуда примесного потенциала W эффективно стремится к бесконечности. Рассеяние 1D электронов на примеси описывается гамильтонианом, который после бозонизации принимает вид:

$$\hat{H}_{imp} = -\frac{W}{\pi} \sum_{\mathbf{r}_i} \cos[\sqrt{2}\hat{\Phi}_{\rho}(\mathbf{r}_i) + 2k_F x_i] \cos[\sqrt{2}\hat{\Phi}_{\sigma}(\mathbf{r}_i)]. \quad (1)$$

Здесь суммирование ведется по примесям, случайно расположенным в точках $\mathbf{r}_i = (x_i; \mathbf{n}_i)$, где \mathbf{n}_i – номер цепочки квази-1D проводника. Видно, что в предельном случае бесконечно большого W бозонные поля $\hat{\Phi}_\rho$ и $\hat{\Phi}_\sigma$ не будут флуктуировать в точках примесей, принимая на них значения, соответствующие минимуму энергии:

$$\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho(\mathbf{r}_i) + 2k_F x_i = \pi k_i, \quad \sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma(\mathbf{r}_i) = \pi m_i, \quad (2)$$

где k_i, m_i – целые числа, причем сумма $k_i + m_i$ должна быть четной. В этом случае система разбивается на практически независимые отрезки, заключенные между двумя соседними примесями, а статистическая сумма всего образца есть произведение статистических сумм отдельных отрезков.

Фактически условия (2) означают, что электроны не могут туннелировать через примесь с одного отрезка на другой. Иными словами, соседние i -ая и $(i + 1)$ -ая примеси локализуют между собой $k = (k_{i+1} - k_i)$ электронных зарядов и $m = (m_{i+1} - m_i)$ электронных спинов или, другими словами, целое число избыточных (или недостающих) электронов с энергией $\epsilon(k, m) = \frac{\pi v_F}{4K_\rho^2 l} (k - \xi)^2 + \frac{\pi v_F}{4l} m^2$. Здесь K_ρ – параметр модели Томонаги-Латтинджера, описывающий межэлектронное взаимодействие (сильное взаимодействие соответствует малым $K_\rho \ll 1$), а $|\xi| < 1$ – случайная величина, возникающая из-за случайного расположения примесей.

При низких температурах $T \ll v_F/\bar{l}$ основной вклад в теплоемкость дают отрезки, на которых либо нет избыточных электронов, либо есть один избыточный или один недостающий электрон. Вычисление статистической суммы и усреднение по расположениям примесей дают следующую зависимость теплоемкости от магнитного поля H (речь идет о части теплоемкости, зависящей от поля):

$$c(h) = \frac{1}{2} N_{imp} \frac{(h/T)^2}{\cosh^2(h/T)}, \quad (3)$$

где $h = \mu_B H$ и μ_B – магнетон Бора.

Далее рассматривается случай квази-1D проводника с волной зарядовой плотности, в котором жидкость Латтинджера может быть стабилизирована благодаря наличию ВЗП-щели M в спектре электронных возбуждений [5]. Щель M возникает вследствие взаимодействия электронов с $2k_F$ -фононами, именно это взаимодействие приводит к образованию ВЗП. Проинтегрировав функциональный интеграл, выражающий статистическую сумму, по фоновому полю, можно избавиться от фоновых степеней свободы. При этом в действии, описывающем электронную подсистему, возникает дополнительное слагаемое, эффективно учитывающее электрон-фононное взаимодействие.

По-прежнему рассматривается предельный случай сильного примесного пиннинга, приводящего к фиксации значений бозонных полей $\hat{\Phi}_\rho, \hat{\Phi}_\sigma$ на примесях. Кроме того, при малых температурах и сильном межэлектронном взаимодействии фазы будут слабо флуктуировать вокруг классических траекторий, соответствующих минимуму действия. Нас интересует не точный вид классических траекторий, а их качественное поведение. Поэтому, если примеси расположены достаточно редко, то классические траектории удовлетворяют приближенным уравнениям

$$\sqrt{2}v_\rho^2\partial_x^2\Phi_\rho - M^2\cos\sqrt{2}\Phi_\sigma\sin\sqrt{2}\Phi_\rho = 0, \quad (4)$$

$$\sqrt{2}v_F^2\partial_x^2\Phi_\sigma - M^2\cos\sqrt{2}\Phi_\rho\sin\sqrt{2}\Phi_\sigma = 0. \quad (5)$$

Чтобы найти энергии, соответствующие этим классическим траекториям, нам необходимо решить систему (4), (5) с граничными условиями (2). Это несложно сделать, если считать, что $K_\rho \ll 1$ и среднее расстояние между примесями $\bar{l} \gg v_\rho/M$ (в этом случае примеси можно считать практически независимыми). Тогда окажется, что классические траектории будут значительно изменяться лишь вблизи примесей, а статистическая сумма всего образца будет произведением статистических сумм от отдельных примесей.

Как и в случае квази-1D кристалла без волны зарядовой плотности, примесный пиннинг частично нарушает спин-зарядовое разделение, что при низких температурах приводит к локализации избыточных или недостающих электронов, но уже не на отрезках между соседними примесями, а на них самих. Аналогично, при низких температурах $T \ll M$ основной вклад в статистическую сумму дадут состояния $(k, m) = (0, 0)$ с энергией $\epsilon = \frac{2M}{K\rho}(1 - \cos \phi_i)$ (на примеси не локализовано ни одного электрона) и состояния $(\pm 1, \pm 1)$ с энергией $\epsilon \approx \frac{M}{K\rho}(2 - \cos \phi_i - \sin \phi_i) + M$ (на примеси локализован один избыточный или недостающий электрон). Здесь $\phi_i = k_F x_i$ – случайная величина, зависящая от расположения примеси. Вычислив свободную энергию и выполнив усреднение по положениям примесей, получим, что зависящая от магнитного поля часть теплоемкости квази-1D вещества с ВЗП имеет вид, аналогичный (3).

Полученная зависимость теплоемкости от магнитного поля (3) имеет характерный пик и качественно хорошо описывает экспериментальные данные [1–3]. Это говорит в пользу версии о том, что низкотемпературные особенности квази-1D веществ могут быть связаны с переходом исследуемых образцов в состояние жидкости Латтинджера. В исследуемой модели сильная зависимость теплоемкости от магнитного поля возможна благодаря наличию примесей, которые вследствие сильного межэлектронного взаимодействия локализуют избыточные электроны. Перевороты этих спинов в магнитном поле и есть причина влияния магнитного поля на термодинамические свойства. В этом смысле обычные немагнитные примеси в квази-1D проводнике ведут себя подобно магнитным.

В заключении главы приведено отступление от предела сильного примесного пиннинга, а именно, рассмотрен случай конечного примесного потенциала W . Эта ситуация интересна тем, что при этом роль примесей в системе уменьшается и можно ожидать, что влияние магнитного поля на теплоем-

кость квази-1D проводника также должно ослабнуть.

Конечность W приведет к тому, что поля $\hat{\Phi}_\rho, \hat{\Phi}_\sigma$ уже не будут фиксированы на примеси и будут флуктуировать вокруг положений равновесия (W считается конечным, но все еще большим по отношению к остальным энергиям системы). Учет малых флуктуаций полей на примесях приведет к модификации результата (3):

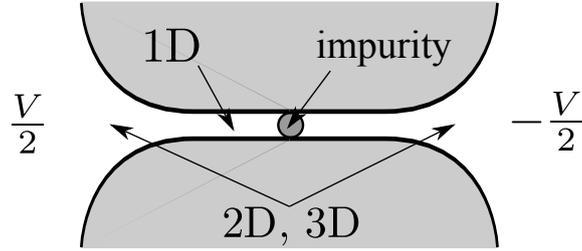
$$c(h) = (1 - \zeta) \frac{1}{2} N_{imp} \frac{(h/T)^2}{\cosh^2(h/T)},$$

где для квази-1D проводника без ВЗП $\zeta \sim \frac{v_F}{lW} \ll 1$ и для проводника с ВЗП $\zeta \sim \frac{M}{W} \ll 1$. Таким образом, учет флуктуаций заряда и спина в точке примеси приводит к ослаблению влияния магнитного поля на теплоемкость.

Глава заканчивается приведением оценок характерных величин, а также некоторых пожеланий и советов, связанных с экспериментальным наблюдением и проверкой полученных результатов.

В третьей главе изучаются транспортные свойства одномерных систем. Известно, что одним из отличительных свойств жидкости Латтинджера является подавление проводимости даже в присутствии единственной примеси, приводящее к известным степенным вольт-амперным характеристикам (ВАХ) [7–9], которые неоднократно наблюдались во многих 1D-системах [10, 11]. Однако в недавней теоретической работе [12] был предсказан новый динамический режим, при котором протекание постоянного тока сопровождается генерацией колебаний с частотой $f = \bar{I}/e$, где \bar{I} – постоянный ток. Значительно меньше внимания было уделено теоретическому исследованию спинового транспорта через дефект в коррелированном одномерном проводнике. Между тем, как обсуждалось ранее, в бозонизованном гамильтониане взаимодействия электронов с примесью (1) зарядовые и спиновые переменные перепутываются. Поэтому можно ожидать, что перенос заряда через примесь будет влиять на спиновый транспорт и обратно, особенно, если примесь магнитная.

Рассматривается система взаимодействующих электронов в одномерном проводнике длины L ($L \gg \lambda_F$) с единственной примесью, находящейся в центре 1D провода (при $x = 0$). В точках $x = \pm L/2$ 1D проводник находится в адиабатическом контакте с 2D или 3D электронным газом. Электроны в берегах (контактах) описываются как ферми-жидкость, а взаимодействующие электроны внутри квантового провода – как жидкость Латтинджера. К контактам приложено напряжение V . Рассматривается случай, когда электрон-электронное взаимодействие не зависит от спина, чему соответствует значение параметра модели Томонаги-Латтинджера $K_\sigma = 1$.



Магнитную примесь можно задать с помощью потенциала, который имеет разные величины W_1, W_2 для разных направлений электронного спина. Тогда вместо (1) будем иметь

$$\hat{H}_{imp} = - \int dx \left[\frac{W_1}{2\pi} \cos(\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho + \sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma) + \frac{W_2}{2\pi} \cos(\sqrt{2}\hat{\Phi}_\rho - \sqrt{2}\hat{\Phi}_\sigma) \right] \delta(x). \quad (6)$$

Для вычисления спинового тока $\hat{I}_\sigma = \frac{\sqrt{2}}{\pi} \partial_t \hat{\Phi}_\sigma$, решается система гейзенберговских уравнений для операторов $\hat{\Phi}_\nu$, $\nu = \rho, \sigma$ с граничными условиями (ГУ), полученными в работе [13]

$$\left(\frac{v_F}{K_\nu^2} \partial_x \pm \partial_t \right) \hat{\Phi}_\nu(x = \pm L/2) = \hat{P}_\nu^{R,L}, \quad (7)$$

Флуктуации внутри 1D системы определяются внешними источниками $\hat{P}_{\rho,\sigma}^{L,R} = 2\pi v_F \hat{N}_{\rho,\sigma}^{L,R}$, пропорциональными операторам избыточной плотности заряда и спина в левом (L) и правом (R) электродах. Усреднив ГУ (7), получим условия для средних. В зарядовом канале среднее от разности источников

$\langle \hat{P}_\rho^R - \hat{P}_\rho^L \rangle$ дает напряжение V , приложенное к квантовой проволоке, а ГУ для средних величин сводятся к условиям, полученным ранее Эггером и Грабертом [14]. Среднее значение разности источников для спинового канала мы по аналогии условно будем называть “спиновым напряжением” V_σ .

В случае достаточно длинного квантового провода $L \gg v_F/w$ (величина w будет определена позже) можно пренебречь отражениями плазменных возбуждений от контактов (хотя контакты и адиабатические, имеется граница между областями взаимодействующих и не взаимодействующих электронов). Это несколько упростит вычисления.

Решая уравнения движения с ГУ (7), можно получить уравнения для операторов на примеси (при $x = 0$). Эти уравнения имеют вид уравнений колебаний двух связанных квантовых маятников с большим затуханием. Решить полученную систему операторных уравнений в общем случае трудно. Основные сложности возникают из-за нелинейности уравнений и наличия больших негауссовых флуктуаций. Тем не менее, задача становится значительно проще, если межэлектронное взаимодействие не зависит от спина ($K_\sigma = 1$), а флуктуации $\hat{\varphi}_\rho$ в зарядовом канале малы, $\langle \hat{\varphi}_\rho^2 \rangle \ll 1$ (здесь $\hat{\Phi}_\rho = \phi_\rho + \hat{\varphi}_\rho$, $\phi_\rho = \langle \hat{\Phi}_\rho \rangle$). Первое условие дает возможность проделать рефермионизацию в спиновом канале. А именно, перейти от бозонных операторов к новым фермионным операторам с помощью соотношения $\sqrt{\frac{1}{2\pi a}} e^{i\sqrt{2}\hat{\phi}_+} = \hat{g}\hat{\psi}$, $\hat{g} = \hat{c} + \hat{c}^\dagger$, где \hat{g} – майорановский фермион, а $\hat{\phi}_+$ – комбинация спиновых бозонных операторов от координат x и $-x$, аналогичная комбинации зарядовых операторов, использовавшейся в работе [14]. При этом спиновая часть гамильтониана в новом представлении оказывается квадратичной, что дает возможность учесть спиновые флуктуации точно. Заметим, что не нужно путать новые фермионы с первоначальными фермионными операторами рождения и уничтожения, соответствующими исходным электронам.

В спиновом канале рефермионизация проходит благодаря особой сим-

метрии, возникающей в задаче при $K_\sigma = 1$. В зарядовом канале $K_\rho < 1$ и рефермионизацию провести не удастся. (В бесспиновой задаче метод рефермионизации был ранее успешно применен при $K_\rho = 1/2$ [14].) Зато второе условие $\langle \hat{\varphi}_\rho^2 \rangle \ll 1$ позволяет решать задачу по теории возмущений по величине зарядовых флуктуаций. Вопрос о малости флуктуаций в зарядовом канале обсуждается в четвертой главе.

В дальнейшем рассматривается случай $V \gg K_\rho w$, позволяющий существенно упростить вычисления. При этом можно считать, что средняя зарядовая фаза линейно растет во времени $\phi_\rho = \langle \hat{\Phi}_\rho \rangle = Vt/\sqrt{2} + O(K_\rho)$ (в главном приближении $\pi\bar{I} \approx V$) и решать уравнения для спинового и зарядового каналов независимо. Далее находится решение для рефермионов, позволяющее вычислить спиновый ток, возникающий при протекании электрического тока через примесь в 1D проводе. Спиновый ток выражается через средние от операторов плотности рефермионов, падающих на примесь. Последние находятся при усреднении граничного условия (7) для $\nu = \sigma$, которое в рефермионном представлении принимает вид

$$\hat{\psi}^\dagger(t)\hat{\psi}(t) = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{N}_\sigma^R - \hat{N}_\sigma^L). \quad (8)$$

Усреднение дает плотность падающих рефермионов, которая оказывается равна разности плотностей спинов на разных контактах, которое мы назвали “спиновым напряжением”

$$\langle \hat{\psi}^\dagger(t)\hat{\psi}(t) \rangle \equiv \int \frac{d\varepsilon}{2\pi v_F} [n_\varepsilon - n_\varepsilon^{(0)}] = V_\sigma, \quad (9)$$

где функция распределения рефермионов $\langle \hat{\psi}^\dagger(t_1)\hat{\psi}(t_2) \rangle = \int \frac{d\varepsilon}{2\pi v_F} n(\varepsilon) e^{i\varepsilon(t_1-t_2)}$, а $n^{(0)}(\varepsilon)$ – функция распределения в отсутствие приложенного напряжения.

Умножив (8) на само себя, но взятое в другой момент времени, усреднив и вычтя затем произведение средних, мы получим кинетическое уравнение для функции распределения решение которого имеет вид фермиевской функ-

ции распределения с химическим потенциалом равным V_σ .

В результате усреднения получаем, что спиновый ток, возникающий под действием приложенного электрического напряжения, есть

$$I_s = \delta w \int_0^\infty d\tau \frac{T \sin \tau}{\omega_0 \sinh \frac{2\pi T}{\omega_0} \tau} \exp \left[-\frac{2w}{\omega_0} \tau - \frac{\sqrt{4w^2 - \delta w^2}}{\omega_0} \sin \tau \cos(\omega_0 t - \tau) \right], \quad (10)$$

где $\omega_0 = 2\pi f = 2\pi \bar{I} \approx 2V$, $\delta w = \frac{2\pi a(W_1^2 - W_2^2)}{v_F}$, $w = \frac{\pi a(W_1^2 + W_2^2)}{v_F} \sim \frac{W^2}{\varepsilon_F}$ – характерная энергия для спинового сектора, получающаяся в результате перенормировки потенциала примеси квантовыми флуктуациями в спиновом канале. Видно, что в случае немагнитной примеси ($W_1 = W_2$) спиновый ток оказывается равным нулю.

Далее приводятся результаты вычисления полученного выражения в разных предельных случаях. При $T, \delta w \ll w$ и больших электрических токах $\omega_0 = 2\pi \bar{I} \gg w$ спиновый ток мал,

$$I_s = \bar{I} \frac{\delta w}{2w} \left[1 + \left(\frac{w}{\omega_0} \right)^2 \cos \omega_0 t \right],$$

а в противоположном случае малых электрических токов, $\omega_0 \ll w$, имеет вид последовательности высоких пиков

$$I_s = \frac{\bar{I} \delta w}{4w b(t)}, \quad b(t) = \cos^2 \frac{\omega_0 t}{2} + \left(\frac{\delta w}{4w} \right)^2 + \frac{1}{\Gamma(1/3)} \left(\frac{3\omega_0}{4w} \right)^{2/3}. \quad (11)$$

Проинтегрировав (10) по периоду, мы получим среднее количество электронных спинов, переносимых через примесь за период колебаний, то есть при переносе одного электронного заряда:

$$s = \frac{\delta w}{\omega_0} \int_0^\infty d\tau \frac{2\pi T \sin \tau}{\omega_0 \sinh \frac{2\pi T}{\omega_0} \tau} I_0 \left(\frac{\sqrt{4w^2 - \delta w^2}}{\omega_0} \sin \tau \right) \exp \left(-\frac{2w}{\omega_0} \tau \right), \quad (12)$$

где I_0 – модифицированная функция Бесселя. Согласно уравнению (12), при $T \ll w$ и $\omega_0 \ll \delta w^3/w^2$ переносится почти целый электронный спин, при

этом электрический ток, втекающий в 1D проводник будет вытекать из него практически полностью спин-поляризованным. Вид зависимости s от тока $\bar{I} = \omega_0/2\pi$ показан на рисунке.

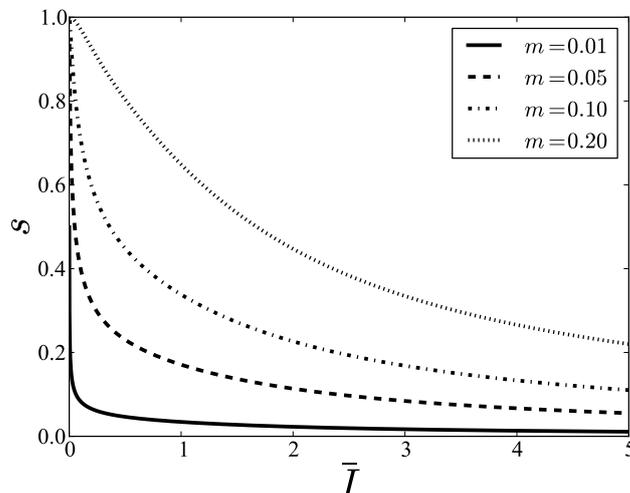


Рис. 2. Количество электронных спинов, переносимых при прохождении через примесь одного электрона при нулевой температуре, в зависимости от величины постоянного тока при нескольких значениях степени магнитности примеси $m = \frac{2(W_1 - W_2)}{(W_1 + W_2)}$. Ток измеряется в единицах $\frac{w}{\pi\hbar}$.

В четвертой главе обсуждается возможность регистрации спинового тока по его влиянию на вольт-амперную характеристику квантового провода с примесью, а также выясняются условия малости зарядовых флуктуаций.

Показывается, что в исследуемой системе, как и следовало ожидать, не только электрический ток будет влиять на спиновый транспорт, но и обратно, протекание спинового тока будет оказывать влияние на зарядовую подсистему. Пусть к проводу приложено электрическое напряжение $V \gg K_\rho w$, а также имеется разность избыточной плотности спинов между контактами, то есть “спиновое напряжение” V_σ . (Мы не обсуждаем, каким именно образом возникает V_σ , предполагая, что к системе подключен внешний сторонний источник, приводящий к протеканию через 1D провод спинового тока.) Воспользовавшись найденным для этого случая решением для функции распределения рефермионов, можно вычислить поправку к электрическому току.

Результат расчета при $T, V_\sigma \ll \omega_0$ имеет вид

$$\delta I = \frac{w}{\pi} \left[\left(\ln \frac{\Lambda}{b(t)} - \frac{V_\sigma^2}{2b^2(t)} \right) \sin 2\omega_0 t + \frac{\delta w}{w} \frac{V_\sigma}{2b(t)} \right], \quad (13)$$

где выражение для $b(t)$ приведено в (11), а энергия обрезания в модели То-монаги-Латтинджера $\Lambda \sim \varepsilon_F$. Видно, что возникающая добавка в электрическом токе при малых спиновых токах линейна по спиновому напряжению в случае магнитной примеси и квадратична в случае немагнитной примеси. То есть квантовая проволока с примесью может использоваться для регистрации спинового тока.

Далее в главе обсуждается вопрос о том, можно ли считать зарядовые флуктуации $\hat{\varphi}_\rho$ малыми и, если да, то при каких условиях. (Напомним, что условие $\langle \hat{\varphi}_\rho^2 \rangle \ll 1$ было одним из ключевых при решении системы нелинейных операторных уравнений.) Рассматриваются случаи короткодействующего взаимодействия, реализуемого при наличии в системе металлического затвора, а также дальнего действия.

Для оценки $\langle \hat{\varphi}_\rho^2 \rangle$ в случае короткодействия мы линеаризуем уравнение движения для $\hat{\Phi}_\rho = \langle \hat{\Phi}_\rho \rangle + \hat{\varphi}_\rho$ по флуктуирующей части $\hat{\varphi}_\rho$ и решаем его по теории возмущений по K_ρ . В случае $T, \delta w \ll w$ и малых электрических токов $\omega_0 = 2\pi\bar{I} \ll w$ в главном приближении находим с логарифмической точностью

$$\langle \delta \hat{\varphi}_\rho^2 \rangle = \frac{K_\rho}{2} \ln \frac{\Lambda}{K_\rho A}, \quad \text{где } A = w \ln \frac{\Lambda}{\omega_0}. \quad (14)$$

Видно, что инфракрасная расходимость, характерная для 1D систем, устранена благодаря наличию примесного потенциала и зарядовые флуктуации оказываются малыми при $K_\rho \ll 1$. В случае больших электрических токов $\omega_0 \gg w$ ситуация оказывается несколько более сложной, поскольку для оценки флуктуаций $\langle \hat{\varphi}_\rho^2 \rangle$ необходимо учесть их осциллирующую часть. Тем не менее, в случае сильного межэлектронного взаимодействия $K_\rho \ll 1$ они по-прежнему оказываются малыми.

Флуктуации $\langle \hat{\varphi}_\rho^2 \rangle$ растут с ростом тока. В наименее благоприятном случае больших токов $\omega_0 \gg w$ в случае дальнедействующего кулоновского взаимодействия с логарифмической точностью

$$\langle \hat{\varphi}_\rho^2 \rangle \approx \frac{1}{4\gamma} \ln \ln \frac{\gamma v_F \omega_0}{dw}, \quad (15)$$

где диаметр проводящего канала предполагается малым, $d \sim \lambda_F$, а выражение для параметра γ напоминает постоянную тонкой структуры, в которой скорость света заменена на v_F : $\gamma = \frac{2e^2}{\pi \hbar v_F \epsilon} = \frac{1}{137} \left(\frac{2c}{\pi v_F} \right) \frac{1}{\epsilon}$ (здесь ϵ – диэлектрическая проницаемость). Видно, что в (15) большой параметр оказавшийся под логарифмом от логарифма, умножается на малый фактор $1/4\gamma$, поэтому средний квадрат флуктуаций может быть малым даже при умеренной величине взаимодействия, соответствующей вполне реалистичным соотношениям параметров.

В заключении главы обсуждаются характерные значения параметров и приводится численная оценка величины предсказываемых эффектов.

В заключении сформулированы основные результаты работы.

В приложении приведен вывод ряда вспомогательных результатов.

Список публикаций

- A1. Артеменко С. Н., Вахитов Р. Р., Ремизов С. В. Спиновая поляризация при протекании тока через примесь в коррелированном одномерном проводнике // Письма в ЖЭТФ. 2011. Т. 94. С. 343–347.
- A2. Вахитов Р. Р., Артеменко С. Н., Ремизов С. В. Влияние примесей на теплоемкость квазиодномерных проводников // ЖЭТФ. 2010. Т. 138. С. 342–347.
- A3. Artemenko S. N., Remizov S. V., Shapiro D. S., Vakhitov R. R. Effect of

impurity pinning on conduction and specific heat in the Luttinger liquid // Physica B: Condensed Matter. 2009. Vol. 404. Pp. 447–451.

- A4. Вахитов Р. Р., Артеменко С. Н., Ремизов С. В. Низкотемпературная теплоёмкость стабилизированной жидкости Латтинджера // Радиотехника и электроника. 2007. Т. 52. С. 747–750.
- A5. Вахитов Р. Р., Ремизов С. В., Артеменко С. Н. Низкотемпературная теплоемкость жидкости Латтинджера, стабилизированной примесями // Нелинейный Мир. 2007. Т. 5. С. 339–340.
- A6. Artemenko S. N., Shapiro D. S., Vakhitov R. R., Remizov S. V. Impurity induced current oscillations in one-dimensional conductors // Journal of Physics: Conference Series. 2009. Vol. 193. P. 01211.

Цитированная литература

1. Lasjaunias J. C., Biljakovic K., Sahling S., Monceau P. Magnetic field influence on the low-temperature heat capacity of the CDW compounds TaS₃ and Rb_{0.3}MoO₃ // J. Phys. IV France. 2005. Vol. 131. Pp. 193–194.
2. Staresinic D., Biljakovic K., Lunkenheimer P., et al. Doping effects on the low-energy excitations of the charge density wave system o-TaS₃ // J. Phys. IV France. 2005. Vol. 131. Pp. 191–192.
3. Sahling S., Lasjaunias J. C., Biljakovic K., et al. Magnetic field influence on the low temperature heat capacity and heat release of (TMTSF)₂PF₆ // J. of Low Temp. Phys. 2005. Vol. 133. P. 273.
4. Artemenko S. N., Remizov S. V. Low-temperature conductivity of quasi-one-dimensional conductors: Luttinger liquid stabilized by impurities // Phys. Rev. B. 2005. Vol. 72. P. 125118.

5. Artemenko S. N., Nattermann T. Long-Range Order in Quasi-One-Dimensional Conductors // Phys. Rev. Lett. 2007. Vol. 99. P. 256401.
6. Giamarchi T. Quantum Physics in One Dimension. Oxford: Calendon Press, 2003.
7. Kane C. L., Fisher M. P. A. Transport in a one-channel Luttinger liquid // Phys. Rev. Lett. 1992. Vol. 68. Pp. 1220–1223.
8. Matveev K. A., Glazman L. I. Coulomb blockade of tunneling into a quasi-one-dimensional wire // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. Pp. 990–993.
9. Furusaki A., Nagaosa N. Single-barrier problem and Anderson localization in a one-dimensional interacting electron system // Phys. Rev. B. 1993. Vol. 47. Pp. 4631–4643.
10. Auslaender O. M., Steinberg H., Yacoby A., et al. Spin-Charge Separation and Localization in One Dimension // Science. 2005. Vol. 308. Pp. 88–92.
11. Ishii H., Kataura H., Shiozawa H., et al. Direct observation of Tomonaga–Luttinger-liquid state in carbon nanotubes at low temperatures // Nature. 2003. Vol. 426. Pp. 540–544.
12. Artemenko S. N., Remizov S. V., Shapiro D. S. Impurity induced coherent current oscillations in one-dimensional conductors // Pis'ma v ZhETF. 2008. Vol. 87. Pp. 792–796.
13. Артеменко С. Н., Асеев П. П., Шапиро Д. С. Электронный транспорт в коррелированном квантовом проводе с объемными контактами // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 659–663.
14. Egger R., Grabert H. Applying voltage sources to a Luttinger liquid with arbitrary transmission // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 58. Pp. 10761–10768.