

На правах рукописи

МУРАДОВ МАГАМЕД ИДРИСОВИЧ

Нестационарные и нелинейные кинетические явления
в баллистических квазиодномерных наноструктурах

специальность
01.04.10 – физика полупроводников

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Санкт-Петербург
2012

Общая характеристика работы

Актуальность темы.

Классический подход к описанию явлений в структурах, которые по размерам уже являются пограничными между единичными структурными элементами решетки и макроскопическими объектами не всегда адекватен. С другой стороны, полное квантово-механическое описание, основанное на микроскопическом уровне часто оказывается не столь успешным, главным образом из-за того, что в рассматриваемые явления оказываются вовлеченными слишком много степеней свободы. Иногда оказывается возможным квантово-механически учесть только ограниченное количество степеней свободы, рассматривая остальные обычными классическими методами. Именно с такой ситуацией мы сталкиваемся при рассмотрении явлений переноса в наноструктурах, когда какие то степени свободы (например, степени свободы, описывающие поперечное движение) нужно учесть квантовым образом, а какие то (продольное движение) – классически на основе кинетического уравнения.

Одним из таких важных явлений является квантование кондактанса в квантовых проволоках в баллистическом (бесстолкновительном) режиме и в точечных контактах [1], этот эффект является квантово-механическим аналогом явлений в классических точечных контактах, таких как проводимость Шарвина.

Не менее интересен динамический отклик на осциллирующее внешнее поле квантового мостика, соединяющего два классических резервуара, т.е. изучение временной дисперсии кондактанса. Возникает вопрос не только о том, как себя ведет диссипативная часть кондактанса, но и каков характер (индуктивный или емкостной) его реактивной части при разных частотах внешнего поля.

Возникает также следующий вопрос. С одной стороны, при бесстолкновительном переносе кондактанс наноструктуры не зависит от скорости релаксационных процессов. Причем эта независимость имеет место как в статическом, так и в динамическом случае. Иными словами, это означает, что сопротивление (диссипативная часть), а значит, и полное генерируемое тепло, не зависят от скорости релаксации. С другой стороны, скорость генерации джоулева тепла определяется скоростью релаксации рассматриваемой системы.

Кроме изучения линейного отклика и соответствующих кинетических коэффициентов, большой интерес вызывает также исследование флуктуаций в структурах с размерами порядка нанометров около неравновесного стационарного или медленно меняющегося состояния. Этот интерес к изучению флуктуаций возобновился с появлением новых низкоразмерных объектов для исследования (см., например, [2]). Оказалось, что благодаря принципу Паули в вырожденных системах в диффузионном режиме упругих столкновений имеет место подавление мощности дробового шума в три раза по сравнению с его классическим Пуассоновским значением $P_{\text{Poisson}} = 2eJ$ [3]. Возникает естественный вопрос, может ли похожее подавление мощности шумов иметь место в системах, описываемых статистикой Больцмана. Мы показали, что даже при невырожденной статистике учет самосогласованного поля ведет к подавлению мощности дробового шума до значений меньших, чем Пуассоновский предел. Наиболее ярко это подавление шума проявляется в режиме токов, ограниченных пространственным зарядом. В трехмерных образцах (в случае, когда время

релаксации носителей не зависит от энергии) это подавление может быть близким к тому подавлению, которое получается с учетом принципа Паули в вырожденных по Ферми системах.

Многие явления в твердых телах можно объяснить, оставаясь в рамках невзаимодействующего электронного газа. Система взаимодействующих фермионов хорошо описывается теорией Ферми жидкости Ландау, которая утверждает, что фермионные элементарные возбуждения являются одночастичными с очень большим временем жизни вблизи уровня Ферми и имеют спектр, похожий на спектр частиц в невзаимодействующем электронном газе за исключением перенормировок (например, масса электрона заменяется на эффективную массу).

Большая часть явлений переноса в наноструктурах успешно объясняется в духе подхода Ландауэра–Буттикера–Имри [4]. Этот формализм сводит задачу вычисления кинетических коэффициентов к вычислению коэффициентов прохождения (отражения) электронных волн через рассматриваемую структуру. По существу, этот подход основан на теории Ферми жидкости.

В строго одномерном случае электронный газ описывается в терминах теории жидкости Томонага–Латтинжера (латтинжеровской жидкости) [5]. Элементарные возбуждения здесь оказываются коллективными модами бозонного типа. Теория латтинжеровской жидкости стала привлекательна как за счет того, что на основе этой теории можно продвинуться далеко вперед в аналитических вычислениях, но и за счет того, что существует убеждение, что многие структуры (например, углеродные (одностенные) нанотрубки (см. [6])) можно рассматривать как одномерные проводники. Экспериментальная ситуация, однако, не столь однозначна и существует убеждение, что для не слишком длинных структур и при относительно высоких температурах Ферми жидкостное поведение должно восстанавливаться благодаря близости резервуаров (описываемых всегда в терминах ферми жидкости), хотя ситуация в литературе дискутируется [7]. В связи с этим, появилась надежда наблюдения свойств жидкости Томонага–Латтинжера в более сложных структурах, одной из таких структур может служить структура с двумя проволоками.

Эффект кулоновского увлечения в двух близлежащих проволоках позволяет совместно исследовать и влияние малых размеров структуры и кулоновского взаимодействия. Убывание тока кулоновского увлечения с температурой, обнаруженное на эксперименте, указывает, казалось бы, на проявление электронной системой квантовых проволок свойств жидкости Томонага–Латтинжера. В связи с этим возникает проблема: может ли ток увлечения оказаться убывающей функцией температуры и в рамках теории Ферми жидкости.

Надо отметить, что на практике мы почти всегда имеем дело с комбинированным взаимодействием (электрон–электронным кулоновским и электрон–электронным взаимодействием через фононы). Поэтому важен учет и фононного вклада в ток увлечения.

Не менее информативным может оказаться и изучение дробового шума такого увлечения.

В структурах малых размеров области набора энергии частицами в поле и области диссипации этой механической энергии пространственно разделены. В связи с этим возникает вопрос о пространственном распределении необратимого джоулева тепла в наноструктурах как в стационарном, так и в нестационарном случаях.

Перечисленные выше проблемы указывают на несомненную актуальность темы диссертационной работы.

Цель работы, объекты и методы исследования. Работы, по которым написана данная диссертация, направлены на развитие методов описания перечисленных проблем и имеют своей целью разработку нового научного направления—кинетики баллистических квазиодномерных наноструктур конечной длины с учетом межчастичного взаимодействия. Для достижения этой цели было проведено теоретическое исследование флуктуационных, нелинейных, нестационарных и тепловых явлений в различных баллистических одномерных структурах. При этом использовались и существующие, и развитые и обобщенные нами новые методы физики конденсированного состояния. Основное внимание уделялось квазиодномерным наноструктурам конечной длины и рассмотрению явлений как переноса заряда в стационарном и нестационарном режиме, так и различным видам увлечения одних носителей другими в нелинейном режиме.

Научная новизна и практическая значимость работы.

Все основные теоретические результаты получены впервые. Здесь мы упомянем только несколько результатов.

В общей теории флуктуаций нами открыт новый квантовый механизм межчастичной корреляции, до сих пор остававшийся незамеченным. Выяснен физический смысл и происхождение квантовых добавок к источнику корреляции. Смысл этих дополнительных членов оставался до сих пор непонятным, также как и их странный вид, казавшийся противоречащим основным физическим принципам - причинности, принципу Паули, закону сохранения числа частиц. Даже в отсутствие межчастичного взаимодействия механизм квантовой корреляции остается работающим, и в неравновесных условиях дает вклад во флуктуации. Указана также важность дополнительных членов в источнике корреляций в вырожденном случае для соблюдения свойств корреляционных функций случайных сил, накладываемых требованием сохранения числа частиц.

Нами предсказаны пороги для возникновения тока кулоновского увлечения и фононного вклада в ток увлечения в нелинейном режиме. Мы выяснили, что убывание тока кулоновского увлечения с температурой можно объяснить, оставаясь в рамках теории Ферми жидкости. Впервые предсказан также ступенчатый характер фононного вклада в ток увлечения в зависимости от приложенного напряжения.

При изучении динамического кондактанса квантового наномостика мы впервые продемонстрировали, что появление временной дисперсии в кондактансе всецело объясняется классическим описанием продольного движения носителей в наномостике, и использовали понятие кинетической индуктивности наноструктур.

Мы детально рассмотрели процесс диссипации энергии (выделения тепла) при прохождении тока через наноструктуру и выяснили вопрос о том, почему диссипативная часть кондактанса наноструктур (или полное генерируемое тепло) не зависит от релаксационных свойств системы. Мы показали, что учет столкновений с фононами в самой наноструктуре не нарушает симметрии тепловыделения в резервуарах. Новым здесь также является четкое разделение областей в резервуарах, соединенных проволокой, основанное на физических явлениях в этих областях.

Научная и практическая ценность работы заключается, в основном, в формировании

направления—кинетики баллистических квазиодномерных наноструктур. Выяснены многие физические свойства таких наноструктур на конкретных примерах и предложены методы адекватного описания на основе методов физики твердого тела.

Кроме этого, данная работа может представлять несомненный интерес и в целях понимания свойств наноприборов. Как конкретные примеры мы укажем только некоторые выводы. Так, например, при рассмотрении кулоновского и фононного увлечения мы пришли к выводу, что для уменьшения взаимного влияния нанопроволок нужно избегать выстраивания начал отсчета энергий подзон в этих проволоках (что можно достигнуть изменением параметров этих проволок). Кроме того, изучая динамический отклик квантового наномостика мы использовали концепцию кинетической индуктивности. Для создания аналоговых нанoeлементов принципиально важно иметь возможность управления фазой сигнала. Как известно, создание как емкостных, так и индуктивных нанoeлементов встречает заметные трудности. Предлагаемая нами модель кинетической индуктивности, развитая для реальных устройств (наномостиков) позволяет решать указанные задачи, так как обеспечивает возможность создания фазовращателя. Мы указали также, что величиной этой индуктивности можно манипулировать, создавая нужные фазовые соотношения между током и напряжением.

Важным практическим следствием нашей работы является также и то, что, например, эффект кулоновского увлечения можно использовать также как один из методов самой физики конденсированного состояния при изучении как структуры подзон в системах малых размеров (так как эффект весьма чувствителен к выстраиванию подзон в двух структурах, вовлеченных в увлечение), так и кулоновского взаимодействия в наноструктурах.

Не менее важное практическое применение может иметь рассмотренное нами подробно выделение джоулева тепла при протекании тока в наноструктурах. Как известно, именно выделение тепла иногда может ограничивать плотность наноприборов на одной подложке. Особенно важным при этом может оказаться пространственное распределение выделяемого тепла в наноструктурах, что важно для организации эффективного отвода тепла от соответствующих областей.

Основные положения, выносимые на защиту.

1. В уравнении для двухчастичной корреляционной функции, описывающей флуктуации, в неравновесных условиях в вырожденном случае существуют дополнительные члены в источнике флуктуаций даже в условиях отсутствия межчастичных электрон-электронных столкновений. Эти дополнительные члены, описывающие квантовую корреляцию, не имеют аналогов в невырожденном случае. Их появление связано с тем, что в корреляционной функции выделено произведение усредненных независимо функций распределения даже в случае совпадения квантовых индексов этих функций, в то время как в двухчастичной функции распределения в соответствии с принципом Паули таких членов нет.
2. Благодаря самосогласованному полю в режиме токов, ограниченных пространственным зарядом, мощность неравновесного дробового шума может быть подавлена и оказывается меньше классического Пуассоновского значения. Множитель, указыва-

- ющий на это подавление, различен для различных механизмов рассеяния и для различных размерностей пространства. В трехмерном случае, если время релаксации носителей не зависит от энергии, этот множитель близок к $1/3$.
3. В мощности шумов тока кулоновского увлечения в двух параллельно расположенных квантовых проволоках в баллистическом режиме должны наблюдаться острые пики в зависимости от напряжения на затворе. Эта система пиков определяется совпадением уровней поперечного квантования в обеих проволоках. Эффект важен как в исследовании межпроволочного кулоновского взаимодействия, так и для выяснения однозонной структуры (спектра) поперечного квантования в нанопроволоках.
 4. В случае относительно больших приложенных напряжений к активной проволоке ток кулоновского увлечения в пассивной проволоке имеет порог появления, при напряжениях больше этого порога ток увлечения оказывается квадратичной функцией напряжения. Наблюдаемая на эксперименте температурная зависимость сопротивления увлечения может быть объяснена оставаясь в рамках теории Ферми жидкости и не может служить аргументом, указывающим на проявление структурой свойств Латтинжеровской жидкости.
 5. Для фоновой вклада в ток увлечения между двумя нанопроволоками также существует пороговое условие, приложенное к активной проволоке напряжение должно быть больше параметра Блоха-Грюнайзена sp_n (оно должно быть больше и сдвига уровней поперечного квантования в двух проволоках, как и в случае кулоновского увлечения). Фонный вклад в ток увлечения как функция приложенного напряжения состоит из ступенек, каждая новая ступенька появляется, когда для соответствующей энергетической подзоны, связанной с поперечным квантованием в проволоках, начинает выполняться пороговое условие.
 6. Сильное магнитное поле, приложенное вдоль двух параллельных квантовых ям, квантуя поперечное движение электронов приводит к тому, что можно рассматривать сами электронные состояния как "трубки" или "провода". Кулоновское увлечение в этой ситуации имеет много общего с кулоновским увлечением между двумя параллельными нанопроволоками. Ток увлечения между квантовыми ямами является быстро растущей функцией магнитного поля, так как магнитное поле увеличивает и плотность электронных состояний, и уменьшает передаваемый импульс при столкновениях электронов (что также ведет к усилению эффекта увлечения), принадлежащих двум разным ямам.
 7. Динамический отклик наномостика при относительно малых частотах приложенного осциллирующего напряжения имеет индуктивный характер. С увеличением частоты комплексный кондактанс наномостика приобретает емкостной характер. При определенных частотах внешнего поля реальная часть кондактанса обращается в нуль, т.е. мостик не приводит к джоулевым потерям. Предсказанную кинетическую индуктивность (в общем случае кинетическое комплексное сопротивление) можно зарегистрировать стандартными методами фазовых измерений, в частности измеряя

импеданс контура, состоящего из мостика и емкости. Этой индуктивностью можно манипулировать, изменяя параметры самого мостика (например, напряжением на затворе). Рассмотренная нами кинетическая индуктивность позволяет понять индуктивное поведение нанoeлектронных приборов.

8. При протекании тока через квантовую наноструктуру в режиме бесстолкновительного омического переноса заряда генерация энтропии происходит в резервуарах. В области резервуара, непосредственно примыкающей к наноструктуре и характеризуемой длиной свободного пробега, происходит генерация энтропии и диссипация механической энергии. Далее можно выделить диффузионную область, где все еще функция распределения сильно неравновесна по энергии. За ней располагается область, где можно ввести понятие электронной температуры. И только еще дальше область, где можно ввести понятие температуры (и тепла) в общепринятом смысле. Для подсчета джоулевых потерь достаточно решать кинетическое уравнение с точностью до первого порядка по падению потенциала (или электрическому полю) вдоль наноструктуры. Даже в случае различных длин свободного пробега в двух резервуарах производство тепла одно и то же в обоих резервуарах. Это является следствием особой симметрии, типичной для проводников с сильно вырожденными по Ферми носителями. Вычисление производства энтропии обеспечивает альтернативный метод вычисления бесстолкновительного кондактанса.
9. Спиновый магнетофононный резонанс в квантовых ямах на основе полумангнитных полупроводников приводит к расщеплению уровней электронов (дырок). Такое расщепление может быть зарегистрировано, например, в оптических экспериментах на резонансное отражение света квантовой ямой или прохождение света через яму. При этом резонансная линия, определяемая межзонными переходами, расщепляется на две линии. Расстояние между линиями определяется как силой электрон-фононной связи, так и спин-орбитальным взаимодействием.

Апробация работы.

Результаты были представлены в качестве докладов на международных и отечественных конференциях и симпозиумах, в частности, за последние четыре года на Fundamentals of electronic nanosystems, СПб; на Noise and Fluctuations 20th International Conference, Пиза, Италия; и на международном симпозиуме "Оптические явления в магнитных наноструктурах" памяти Б.П. Захарчени.

По материалам работ проведены семинары в ФТИ им. Иоффе РАН, ПИЯФ им. Б. П. Константинова.

Публикации.

Результаты исследований опубликованы в 17 работах в реферируемых международных (12 статей) и отечественных (4 статьи и один обзор) журналах, и, кроме того, в 3 работах в сборниках трудов конференций и тематических сборниках. Библиографический список публикаций приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из краткой характеристики работы, общего введения, 9 глав, заключения, приложения, списка цитируемой литературы

из 206 наименований и списка основных работ автора по теме диссертации. Объем диссертации составляет 293 страницы, включая рисунки (51) и библиографию.

Содержание работы.

В **Краткой характеристике работы** изложены причины интереса к кинетическим явлениям в наноструктурах, обоснована актуальность темы исследований, определены цели исследований и перечислены задачи, которые необходимо решить, указана их научная и практическая значимость. Во **Введении** дан анализ современного состояния исследований в этой области физики, приведен обзор основных полученных результатов.

Глава 1 "Теория флуктуаций в неравновесном состоянии" посвящена исследованию флуктуаций около неравновесного стационарного состояния. Интерес к таким исследованиям возобновился с появлением новых объектов для исследования, а именно мезоскопических структур и структур с размерами порядка нанометров (см., например, [2]). Исследование флуктуационных явлений на основе кинетического уравнения имеет давнюю историю (см. [8], [9]). Учет двухчастичных столкновений при флуктуациях в неравновесном стационарном состоянии был проведен Ганцевичем, Гуревичем и Катилусом [10] и Коганом и Шульманом [11] для невырожденного электронного газа. Результаты были обобщены на случай вырожденной статистики в [12].

При построении нашей теории флуктуаций с учетом межзонных переходов мы следовали методу моментов (метод Ганцевича и др.), так как основные уравнения этого подхода очень легко получить в диаграммном формализме Келдыша. Ганцевич и др. интересовались обычно только токовыми шумами (в невырожденном случае), при этом можно ограничиться рассмотрением только одной зоны.

Мы единым образом рассмотрели как теорию флуктуаций для случая однозонной модели (что позволяет исследовать флуктуации токов), так и теорию флуктуаций, связанных с оптическими межзонными переходами. Сама структура уравнения для двухвременных корреляционных функций, выведенных нами методом моментов, подсказывает, что оно может быть интерпретировано в терминах фиктивных Ланжевеновских сил. Мы можем написать обобщенные уравнения Блоха-Ланжевена для флуктуаций матрицы плотности, добавляя в правую сторону уравнения случайные Ланжевеновские силы $F_{\alpha\delta\mathbf{k}}(t\mathbf{r})$

$$\left(\delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\delta\delta'} \partial_t + B_{\alpha'\delta/\mathbf{k}}^{\alpha\delta}(t\mathbf{r}) \right) \delta n_{\alpha\delta\mathbf{k}}(t\mathbf{r}) = F_{\alpha\delta\mathbf{k}}(t\mathbf{r}). \quad (1)$$

Здесь $B_{\alpha'\delta/\mathbf{k}}^{\alpha\delta}(t\mathbf{r})$ оператор эволюции, явный вид которого можно получить линеаризуя уравнения для матрицы плотности $n_{\alpha\delta\mathbf{k}}(t\mathbf{r})$ (здесь α и δ зонные индексы, принимающие значения c, v для зоны проводимости и валентной зоны). Для корреляторов случайных сил мы получили

$$\begin{aligned} \langle F_{\alpha\delta\mathbf{k}}(\mathbf{r}) F_{\beta\gamma\mathbf{k}'}(\mathbf{r}') \rangle_{\omega} &= B_{\alpha'\delta/\mathbf{k}}^{\alpha\delta}(\mathbf{r}) \delta_{\mathbf{r}\mathbf{r}'} \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} n_{\beta\delta\mathbf{k}} (\delta_{\alpha\gamma} - n_{\alpha\gamma\mathbf{k}}) + \\ &+ B_{\beta\gamma/\mathbf{k}'}^{\beta\gamma}(\mathbf{r}') \delta_{\mathbf{r}\mathbf{r}'} \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} n_{\beta\delta\mathbf{k}} (\delta_{\alpha\gamma} - n_{\alpha\gamma\mathbf{k}}) + L_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}\mathbf{r}')_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $L_{\alpha\beta\gamma\delta}(\mathbf{r}\mathbf{r}')_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}$ источник флуктуаций.

Мы пришли при этом к интересному выводу, что даже взаимодействия, не приводящие к межзонным переходам, дают вклад в источник случайных сил и в коррелятор случайных Ланжевеновских сил $\langle F_{vck'} F_{cvk} \rangle$ для недиагональной по зонным индексам компоненты матрицы плотности (поляризации). Например, в случае примесного рассеяния для суммы корреляционных функций

$$\langle F_{vck'} F_{cvk} + F_{cvk} F_{vck'} \rangle_{\omega} = \delta_{\mathbf{r}\mathbf{r}'} S_{\mathbf{k}\mathbf{k}'},$$

мы получили

$$S_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = n_i \pi \delta_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} W_{\mathbf{k}} \sum_{\mathbf{q}} |C_{\mathbf{q}}|^2 [\delta(\varepsilon_{c\mathbf{k}-\mathbf{q}} - \varepsilon_{c\mathbf{k}}) + \delta(\varepsilon_{v\mathbf{k}-\mathbf{q}} - \varepsilon_{v\mathbf{k}})] - \\ - n_i \pi |C_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}|^2 (W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} + W_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}) [\delta_-(\varepsilon_{c\mathbf{k}} - \varepsilon_{c\mathbf{k}'}) + \delta_+(\varepsilon_{v\mathbf{k}} - \varepsilon_{v\mathbf{k}'})],$$

где n_i концентрация примесей, $C_{\mathbf{q}}$ Фурье компонента примесного потенциала и

$$\delta_+(x) = \delta_-(-x) = \int_0^{\infty} \frac{dt}{\pi} e^{itx}, \quad W_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = n_{c\mathbf{k}}(1 - n_{v\mathbf{k}'}) + n_{v\mathbf{k}'}(1 - n_{c\mathbf{k}}), \quad W_{\mathbf{k}} = W_{\mathbf{k}\mathbf{k}}.$$

В однозонной модели для вырожденного случая мы получили, что только учет дополнительного (не имеющего аналога в невырожденном случае) члена в источнике приводит к правильным корреляторам Ланжевеновских сил. Последнее обстоятельство не было замечено в работах [10], [11], так как для невырожденного случая этот дополнительный член учитывать не нужно (так как он второго порядка по функциям распределения). Для наиболее простого случая примесного рассеяния этот дополнительный член в источнике имеет вид

$$L_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = -P_{\mathbf{k}\mathbf{k}'}(n_{\mathbf{k}} - n_{\mathbf{k}'})^2,$$

где $P_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} = 2\pi n_i |C_{\mathbf{k}-\mathbf{k}'}|^2 \delta(\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}'})$ вероятность рассеяния электрона.

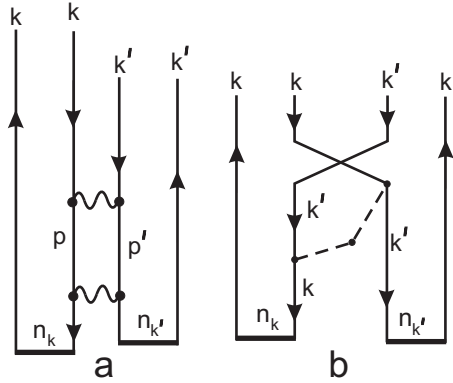


Рис. 1: Диаграмма (а) показывает возникновение корреляции между двумя частицами с импульсами \mathbf{k} и \mathbf{k}' за счет столкновений (межчастичное взаимодействие). Диаграмма (б) описывает возникновение корреляции без межчастичного взаимодействия.

Таким образом, открыт новый квантовый механизм межчастичной корреляции, до сих пор оставшийся незамеченным. Рис. 1 схематично поясняет возникновение такой корреляции. Отметим, что этот механизм работает даже в отсутствие межчастичного взаимодействия. Мы также указали простой алгоритм написания дополнительных членов в

источнике корреляций (без обращения к диаграммной технике), пользуясь только видом интеграла столкновений.

Появление дополнительных членов, содержащих две функции распределения с одним и тем же импульсом \mathbf{k} (или \mathbf{k}') может показаться странным. Казалось бы, в соответствии с принципом Паули, два фермиона с одними и теми же квантовыми числами не должны давать вклад в источник корреляции. Вспомним однако, что мы при определении флуктуаций выделяли произведение усредненных независимо функций распределения $n_{\mathbf{k}}n_{\mathbf{k}'}$ из начальной двухчастичной функции распределения таким образом $\langle n_{\mathbf{k}}n_{\mathbf{k}'} \rangle = \langle n_{\mathbf{k}} \rangle \langle n_{\mathbf{k}'} \rangle$. Но в $\langle n_{\mathbf{k}}n_{\mathbf{k}'} \rangle$ некоторые члены, необходимые для возникновения полностью независимых $\langle n_{\mathbf{k}} \rangle$ и $\langle n_{\mathbf{k}'} \rangle$, отсутствуют из-за принципа Паули. Это отсутствие и проявляется в возникновении дополнительных членов в источнике корреляций.

Результаты исследований, представленных в этой главе и использованных в последующих, опубликованы в работах [A1,A2,A3,A18] (см. также [A4,A5]).

В **Главе 2** "Дробовой шум токов, ограниченных пространственным зарядом, в диффузионном режиме" разработана теория неравновесного дробового шума в невырожденном диффузионном проводнике в режиме токов, ограниченных пространственным зарядом.

Возросший интерес к изучению шумов обусловлен новыми эффектами в системах малых размеров. Было обнаружено, что в вырожденных системах в диффузионном режиме упругих столкновений имеет место подавление мощности дробового шума в три раза по сравнению с его классическим Пуассоновским значением. Это подавление дробового шума связывалось с принципом Паули. При уменьшении концентрации носителей принцип Паули можно не принимать во внимание (невырожденный случай) и, казалось бы, такое подавление шума не имеет места. Однако при рассмотрении невырожденного случая методом Монте-Карло симуляции авторы работы [13] обнаружили, что в трехмерном образце в случае, когда время релаксации носителей не зависит от энергии в режиме упругих столкновений имеет место такое же соотношение $P/P_{\text{Poisson}} = 1/3$.

Используя теорию флуктуаций, построенную нами в первой главе, мы рассмотрели теорию неравновесного дробового шума в невырожденном диффузионном проводнике в режиме токов, ограниченных пространственным зарядом. Токовые шумы именно в таком режиме и были изучены в численном эксперименте в работе [13] методом компьютерной симуляции. Аналитически шумы при тех же условиях изучались в [14]. В теории флуктуаций стационарное неравновесное состояние само описывается кинетическим уравнением, в упомянутом режиме это уравнение оказывается нелинейным. Иногда метод линеаризации такого уравнения может казаться неоднозначным. Мы показываем, что на самом деле существует однозначный путь получения линейного уравнения для флуктуаций.

Мы получили, что подавление шума в невырожденных диффузионных проводниках может быть близким $1/3$ для трехмерного случая в соответствии с результатами работ [13], [14]. Однако мы обнаружили и различие в подходе, использованном в [14] и нашим подходом. Это различие оказывается довольно тонким, детальный анализ показывает, что различие сводится, по существу, к следующему. Так как к кинетической энергии инжектированных в образец частиц добавляется энергия, набранная в поле $|U|$, то для концен-

трации числа частиц можно написать

$$n = \int_{|U|}^{\infty} d\epsilon \nu(\epsilon) f(\epsilon, x),$$

где $\nu(\epsilon)$ плотность состояний, $f(\epsilon, x)$ функция распределения. При линейризации этого уравнения кроме члена с линейризованной функцией распределения $\delta f(\epsilon, x)$ авторы [14] получают также вклад, возникающий от линейризации по нижнему пределу интеграла $|U|$. Мы же начнем с того, что для флуктуаций концентрации напишем

$$\delta n = \int_0^{\infty} d\epsilon \nu(\epsilon) \delta f(\epsilon, x).$$

Исходя из микроскопических уравнений кинетики флуктуаций можно убедиться, что $\delta f(\epsilon, x)$, также как и $f(\epsilon, x)$, обращается в нуль при $\epsilon < |U|$, так что мы пишем

$$\delta n = \int_{|U|}^{\infty} d\epsilon \nu(\epsilon) \delta f(\epsilon, x).$$

Кроме того, что уравнения кинетики флуктуаций при нашем подходе оказываются математически более простыми, выяснится, что численный фактор, указывающий на уменьшение мощности шума, следующий из нашей теории, ближе к величине, полученной в численном эксперименте [13]. Так, например, для различных размерностей образца d мы получим в случае не зависящего от энергии времени релаксации

$$P/P_{\text{Poisson}} = \begin{cases} 0.3188 & \text{для } d = 3, \\ 0.4512 & \text{для } d = 2, \\ 0.682 & \text{для } d = 1. \end{cases} \quad (3)$$

Множитель подавления для случая, когда длина свободного пробега не зависит от энергии (этот случай соответствует рассеянию на дефектах с глубокими уровнями или рассеянию на акустических фононах), оказывается равным в трехмерном случае $P/P_{\text{Poisson}} = 0.4257$, что на 10% больше результата, полученного для этого случая в [14]. Авторы работы [15] приводят для случая зависимости парциального коэффициента диффузии от энергии $\sim \epsilon^{1/2}$ как результат численного эксперимента значение $P/P_{\text{Poisson}} = 0.42 - 0.44$. Видно, что этот интервал заметно ближе к величине, даваемой нашей теорией, чем результат работы [14] $P/P_{\text{Poisson}} = 0.38$.

Результаты исследований, представленных в этой главе, опубликованы в работах [А3, А6].

Глава 3 "Дробовой шум при кулоновском увлечении" посвящена изучению шума при кулоновском увлечении в двух проволоках. Если две квантовые проволоки (т. е. проводники, у которых поперечные размеры порядка длины волны де Бройля электронов проводимости) с длинами, меньшими длины свободного пробега электрона (обычно это несколько $\mu\text{м}$) расположены параллельно и в одной из этих проволок течет ток, то благодаря кулоновскому взаимодействию носителей в этих проволоках в смежной проволоке (изначально бестоковой) возникнет ток кулоновского увлечения (см. Рис.2). Такие системы нано масштабов характеризуются малыми плотностями электронов, причем плотность электронов можно изменять напряжением на затворе. Теория кулоновского увлечения носителей в

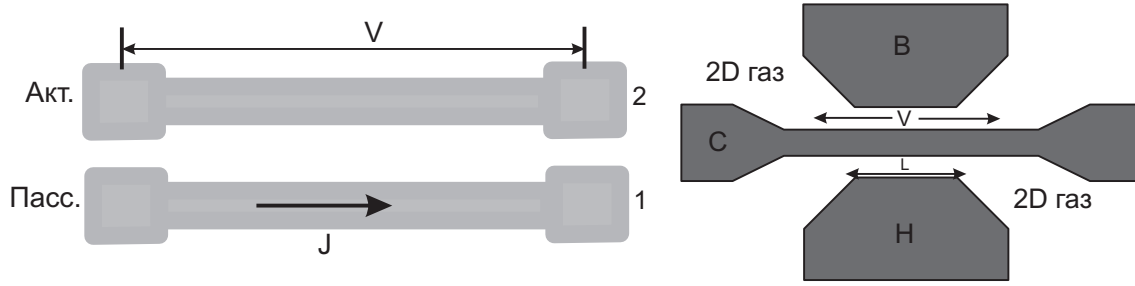


Рис. 2: Слева: к верхней активной (2) проволоке приложено напряжение. Вычисляется ток увлечения в нижней (1) пассивной. Справа приведено расположение затворов B, H, C (вид сверху), формирующих две нанопроволоки из двумерного (2D) газа, находящегося под затворами.

пассивной проволоке носителями в активной дана нами в четвертой главе диссертации. В рассматриваемом нами баллистическом (бесстолкновительном) случае число электронов и в токопроводящей и в проволоке, где индуцируется ток увлечения, обычно мало. Это означает, что можно ожидать относительно большие флуктуации тока увлечения как, например, дробовой шум. Изучение такого шума (наряду с изучением самого увлечения) тоже может дать полезную информацию о поведении электронов в квантовой проволоке. Мы показываем, что мощность этих шумов достигает максимума каждый раз, когда уровни поперечного квантования в двух проволоках совпадают. Такое совпадение может быть обеспечено, например, изменением напряжения на затворе или химического потенциала электронов. Исследование зависимости от напряжения V , приложенного к активной проволоке, приводит к выводу, что для относительно больших величин V спектральная плотность низкочастотного шума (мощность шума) оказывается пропорциональной V^2 , в то время как при малых величинах V она не зависит от V . В последнем случае, например, в мощности шумов в пассивной проволоке кроме Найквистовского вклада $P_N = 4GT$ (где G кондактанс проволоки, T температура) возникает еще вклад шумов увлечения

$$P = eJ_{nl} \left[\frac{\varepsilon_{nl}}{2T} \right]^2 \cdot \left[\operatorname{sh} \left(\frac{\varepsilon_{nl}}{2T} \right) \right]^{-2}, \quad (4)$$

обязанный своим появлением присутствию близлежащей активной проволоки и существенно зависящий от энергетического сдвига $\varepsilon_{nl} = \varepsilon_n^{(1)} - \varepsilon_l^{(2)}$ уровней поперечного квантования в двух проволоках. Можно проверить, что этот результат согласуется с флуктуационно-диссипационной теоремой. Таким образом, вклад шумов увлечения возникает при каждом совпадении уровней, если такого совпадения нет, то такой вклад экспоненциально мал. Здесь

$$J_{nl} = - \frac{8e^5 m^3 L T^2}{\varepsilon^2 \pi^2 \hbar^4} \cdot \frac{g_{nl}(2p_n)}{p_n^3},$$

где L длина проводника, ε диэлектрическая проницаемость, $p_n = \sqrt{2m(\mu - \varepsilon_n^{(1)})}$ импульс

Ферми, μ химический потенциал и

$$g_{nl}(q) = \left(\int d\mathbf{r}_\perp \int d\mathbf{r}'_\perp |\phi_n(\mathbf{r}_\perp)|^2 K_0 \left(|q|\hbar^{-1} |\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp| \right) |\phi_l(\mathbf{r}'_\perp)|^2 \right)^2.$$

Здесь модифицированная функция Бесселя $K_0 \left(|q|\hbar^{-1} |\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp| \right)$ описывает кулоновское взаимодействие между распределениями зарядов $|\phi_n(\mathbf{r}_\perp)|^2$ и $|\phi_l(\mathbf{r}'_\perp)|^2$ в двух проволоках.

Мощность шумов, связанных с увлечением, удается представить в прозрачной с физической точки зрения форме $P = P_S + P_L + P_R$, где P_S описывает флуктуации, индуцированные источниками шумов (межпроволочными электрон-электронными столкновениями) в проволоке, P_L описывает рассеяние флуктуаций, вступающих в проволоку из левого резервуара, P_R описывает рассеяние флуктуаций, вступающих в проволоку из правого резервуара.

В противоположном случае больших напряжений $eV \gg T$ неисчезающий результат получится только при $|\varepsilon_{nl}| < eV/2$. Мы получим при этом Пуассоновский предел для мощности шумов

$$P = -2eJ, \quad (5)$$

где ток увлечения дается формулой

$$J = \frac{J_{nl}}{4T^2} \left[\left(\frac{eV}{2} \right)^2 - (\varepsilon_{nl})^2 \right].$$

Результаты исследований, представленных в этой главе, опубликованы в работах [A7, A8].

В **Главе 4** "Кулоновское увлечение в квантовых проволоках" проведено исследование кулоновского увлечения в баллистическом режиме в нанопроволоках. Мы имеем при этом в виду ситуацию, схематически показанную на Рис.2. Двумерный газ обычно получается на гетероструктуре, т.е. на контакте полупроводников с различной шириной запрещенной зоны. На Рис.3 изображена типичная зонная диаграмма идеально резкого гетероперехода.

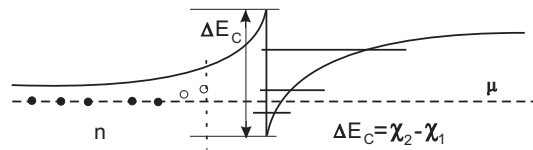


Рис. 3: Типичная зонная диаграмма резкого гетероперехода. Здесь χ_2 (χ_1) означает электронное сродство для узкозонного (широкозонного) полупроводника.

Широкозонный полупроводник (обычно это AlGaAs) n -типа отделен от узкозонного полупроводника слоем полупроводника без легирования (спейсер), что позволяет добиться высоких подвижностей носителей в двумерном газе, так как рассеивающие центры оказываются удалены от двумерного газа, образующегося на границе в узкозонном полупроводнике (обычно AlAs). Создается примерно треугольная потенциальная яма для электронов. Границей ямы служит с одной стороны разрыв зон, а с другой электростатический потенциал. Такая яма квантует движение электронов, на рисунке показаны несколько таких

уровней размерного квантования. Нанесение затвора с узкой щелью на широкозонный полупроводник с подачей на него истощающего отрицательного потенциала позволяет под щелью получить квазиодномерную проволоку или нить (см. Рис.4). Для изготовления двух параллельных квантовых проволок достаточно нанести затвор с двумя щелями.

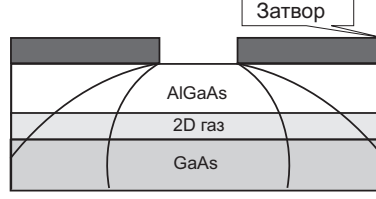


Рис. 4: Возможная физическая реализация квантовой проволоки. Кривые схематично изображают эквипотенциальные поверхности.

В предположении, что для наивысшей заполненной подзоны n энергия Ферми $p_n^2/2m$ много больше чем $T \sim \varepsilon_{nl}$ ток увлечения в омическом случае равен

$$J = \frac{eV}{T} \sum_{nl} J_{nl} \left(\frac{\varepsilon_{nl}}{2T} \right)^2 \left[\text{sh} \left(\frac{\varepsilon_{nl}}{2T} \right) \right]^{-2}, \quad (6)$$

$g_{nl}(2p_n)$ квадрат матричного элемента кулоновского взаимодействия (эта функция экспоненциально убывает с увеличением переданного при столкновениях импульса $2p_n$ и с увеличением расстояния d между проволоками). При тех же условиях но в неомическом случае ток увлечения существует лишь при $eV/2 > |\varepsilon_{nl}|$ и определяется выражением

$$J = \sum_{nl} \frac{J_{nl}}{4T^2} \left[\left(\frac{eV}{2} \right)^2 - \varepsilon_{nl}^2 \right]. \quad (7)$$

Кроме рассмотренного случая $p_n^2/2m \sim \hbar^2/2md^2 \gg T$ может осуществиться и другой

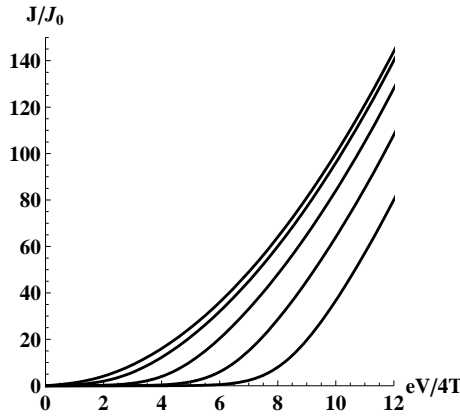


Рис. 5: Зависимость тока увлечения от $eV/4T$ для разных случаев выстраивания зон $\varepsilon_{nl}/2T = 0, 2, 4, 6, 8$. Здесь $J_0 = J_{nl}$.

случай, когда $\hbar^2/2md^2 \ll p_n^2/2m \sim T$ (случай малых импульсов Ферми). Тогда ток увлечения описывается формулой

$$J \sim \frac{\text{sh} [eV/2T]}{\text{ch}^2 [p_n^2/4mT] \text{ch} [(p_n^2 - meV)/4mT] \text{ch} [(p_n^2 + meV)/4mT]}. \quad (8)$$

Зависимость от температуры тока увлечения при этом весьма похожа на обнаруженную экспериментально $T^{-0.77}$ [17]. Авторы этих работ придавали такой зависимости большое значение, утверждая, что это есть проявление системой свойств Латтинжеровской жидкости.

Как видим, наблюдаемая на эксперименте температурная зависимость довольно просто объясняется и в рамках теории Ферми жидкости. Отметим, что такая же температурная зависимость получится и без учета экранирования. Малый множитель $(z_0/d)^4$, где z_0 расстояние квантовых проволок до затворов и d расстояние между проволоками, возникающий при учете экранирования, объясняет и величину эффекта (заметим, что без учета экранирования наша теория давала бы для тока увлечения слишком большую величину). Температурная зависимость тока увлечения (в режиме линейного слева и при относительно больших приложенных напряжениях справа) показана на Рис. 6, где $T_n = p_n^2/2m$. Для сравнения там же тонкими линиями приведена зависимость $\sim T^{-0.77(2)}$. Видно, что наши

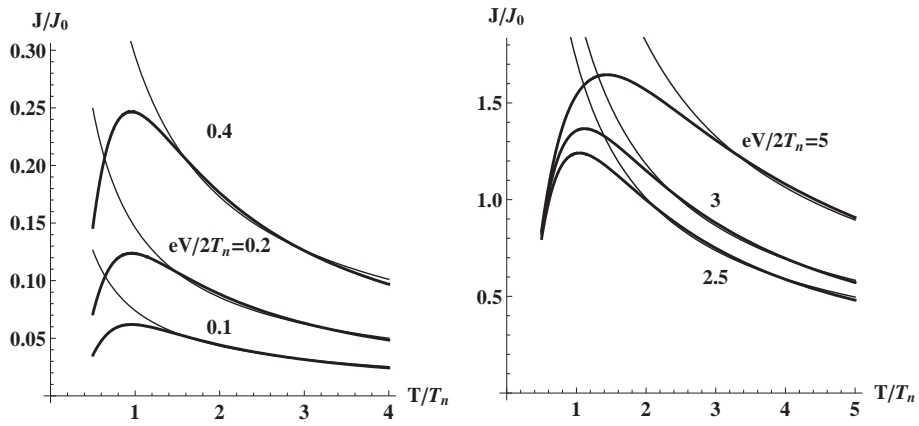


Рис. 6: Зависимость тока увлечения от температуры. Тонким линиям соответствует закон $T^{-0.77}$.

кривые также соответствуют этой зависимости, которую авторы [17] считают проявлением структурой свойств Латтинжеровской жидкости.

Исследование увлечения важно в следующем отношении. Дело в том, что обычно в одиночном проводнике электрон-электронное взаимодействие мало влияет на полный ток, т.к. последний пропорционален полному квазиимпульсу электронной системы, последний сохраняется при межэлектронном кулоновском взаимодействии, если не учитывать процессы переброса.

Важно также то, что кроме улучшения нашего понимания свойств таких низкоразмерных структур, результаты могут иметь и чисто прикладной характер, так как эти свойства могут оказаться важными для работы низкоразмерных приборов.

Результаты исследований, представленных в этой главе, опубликованы в работах [A8, A9].

Глава 5 "Фононное увлечение в баллистических нанопроволоках" посвящена изучению фононного вклада в ток увлечения в режиме баллистического переноса в двух параллельно расположенных квантовых нанопроволоках. Эффект фононного увлечения состоит в

следующем: электроны, вступающие в активную проволоку из двух резервуаров (двух берегов), характеризуются различными химическими потенциалами. Ситуация в проволоке сильно неравновесна и электроны в активной проволоке испускают фононы. Эти фононы, в свою очередь, могут поглотиться электронами в пассивной проволоке, вызывая соответствующий фононный вклад в ток увлечения.

Фононное увлечение между двумя пространственно разделенными слоями двумерных электронных газов изучалось как экспериментально (см., например, [18]), так и теоретически (см. [19]). В баллистических квантовых проволоках эффект изучался в [20] только в линейном режиме $eV \ll T$, где V это приложенное вдоль активной проволоки напряжение. Мы же сосредоточились на нелинейном случае $eV \gg T$ и провели рассмотрение сначала в рамках кинетической теории. Квантовомеханический подход, основанный на диаграммном методе приводит, как мы показываем, к таким же результатам.

В нелинейном режиме, когда приложенное вдоль активной проволоки напряжение eV гораздо больше температуры T , нами предсказан порог для возникновения фононного вклада в ток увлечения как функции напряжения eV или напряжения на затворе. Фононный вклад в ток увлечения возникает, когда $eV/2$ больше и sp_n (здесь s скорость звука), и $|\varepsilon_{nl}|$. Фононный вклад от любых двух выстроившихся по энергии поперечных подзон в активной и пассивной проволоках насыщается при больших приложенных к активной проволоке напряжениях. Отметим здесь также слабую зависимость $\sim 1/d$ фононного вклада в ток увлечения от расстояния между проволоками. Фононный вклад оказывается очень мал по величине по сравнению с кулоновским вкладом из-за слабости электрон-фононного взаимодействия. Отметим однако, что этот вклад может сравниться с кулоновским при больших расстояниях между проволоками благодаря различным законам спада в зависимости от этого расстояния.

Для $1/2 < \alpha < 1$ ($\alpha = eV/4sp_n$, $v_n = p_n/m$) ток определяется

$$J = J_0 \sum_n \left(\frac{v_n}{s}\right)^2 8\pi D_d \int_1^{2\alpha} d\omega (2\alpha - \omega) |D^R(\omega)|^2, \quad (9)$$

$$J_0 = -e \frac{2Lm^5 \Lambda^4}{\pi^3 d \rho^2 \hbar^7},$$

где ρ плотность, Λ константа деформационного взаимодействия. При $\omega < 1$ $D^R(\omega)$ имеет вид

$$D^R(\omega) = -\frac{\omega^2}{2\pi} K_0(D_d \sqrt{1 - \omega^2}),$$

где $K_0(x)$ модифицированная функция Бесселя. Для $\omega > 1$ $D^R(\omega)$ сводится к

$$D^R(\omega) = -\frac{\omega^2}{2\pi} e^{-(R_d)^2(\omega^2-1)} \frac{\pi}{2} \left\{ iJ_0(D_d \sqrt{\omega^2-1}) + N_0(D_d \sqrt{\omega^2-1}) \right\},$$

где $J_0(x)$ функция Бесселя и $N_0(x)$ функция Неймана. Мы ввели безразмерные параметры $R_d = 2p_n a/\hbar$ и $D_d = 2p_n d/\hbar$, где a поперечный размер(ы) проволоки, d расстояние между проволоками. Для $eV/4sp_n > 1$ мы получим

$$J = J_0 \sum_n \left(\frac{v_n}{s}\right)^2 8\pi D_d \left\{ \int_1^\alpha d\omega \omega + \int_\alpha^{2\alpha} d\omega (2\alpha - \omega) \right\} |D^R(\omega)|^2. \quad (10)$$

Таким образом, ток является линейной функцией от напряжения в промежутке $2sp_n < eV < 4sp_n$ и насыщается на уровне

$$J \sim J_0 \left(\frac{v_n}{s} \right)^2 \frac{1}{R_d}.$$

Зависимость тока фононного увлечения может оказаться ступенчатой функцией приложенного к активной проволоке напряжения при определенном отношении между двумя близкими значениями импульсов Ферми как показано на Рис.7, если $p_2 > 2p_1$ (импульс p_1 соответствует подзоне с началом в ε_1 , расположенной выше по энергии).

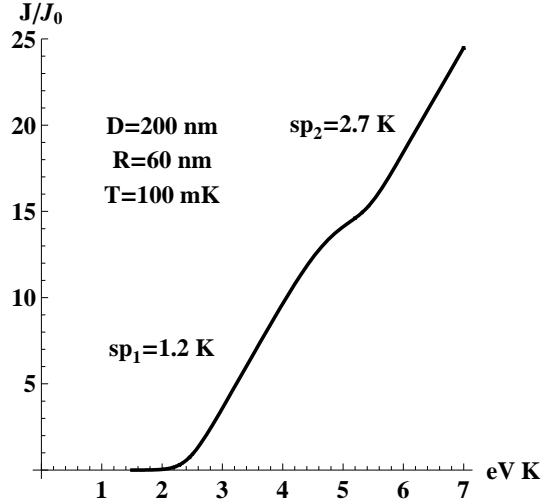


Рис. 7: Фононное увлечение при учете двух подзон.

Интересно проследить каким образом уменьшается ток при условии $eV \ll sp_n$ (мы рассматриваем $eV \gg T$). При этом оказывается, что вклад в ток от члена, включающего цилиндрическую функцию мнимого аргумента K_0 (этот член описывает виртуальные фонон-индуцированные переходы), оказывается пропорционален $(T/sp_n)^5 e^{-2Dd}$, в то время как оставшийся вклад (он возникает от суммы квадратов функции Бесселя и функции Неймана) пропорционален $e^{-2sp_n/T}$. При увеличении eV второй член быстро возрастает и дает основной вклад в ток фононного увлечения.

До сих пор мы считали, что реализуется сильно вырожденный случай $p_n^2/2m \gg eV \gg T$. При кулоновском увлечении мы обсуждали и случай малых импульсов p_n , при этом мы показали, что ток кулоновского увлечения может оказаться и убывающей функцией температуры. Для фононного вклада такого нет, как показано на Рис.8, так как передаваемые импульсы в этом случае ограничены снизу импульсом $2ms$.

Результаты исследований, представленных в этой главе, опубликованы в работах [A10, A8].

В **Главе 6** "Кулоновское увлечение в квантовых ямах в продольном магнитном поле" мы изучили влияние магнитного поля на кулоновское увлечение между двумя квантовыми ямами. Кулоновское увлечение в сильном магнитном поле, перпендикулярном плоскости ям в присутствии беспорядка исследовалось в [21]. При этом может появиться

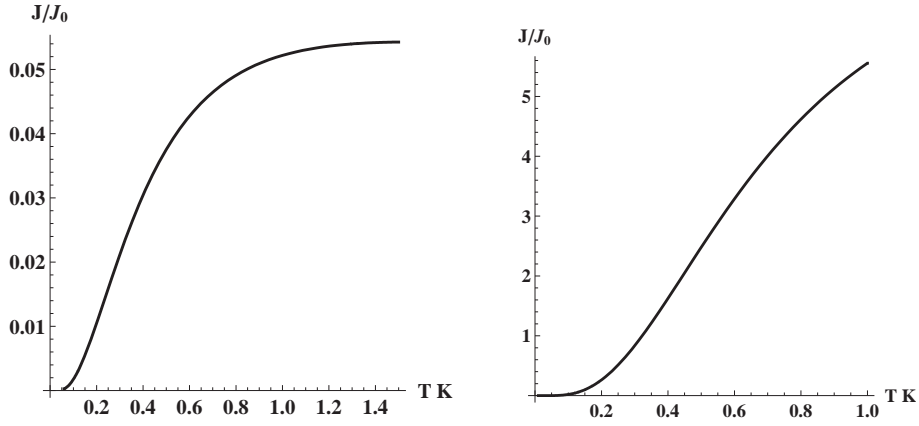


Рис. 8: Фононный вклад в ток увлечения при $p_n = 0$ в линейном $eV \ll T$ (левый график) и нелинейном случаях. Энергия $ms^2 = 0.127$ К, $msD/\hbar = 0.7$, $R/D = 0.15$ ($s = 5 \cdot 10^5$ см, $D = 200$ нм.) В линейном случае $eV = 1.45$ μ В (20 мК), в нелинейном $eV = 3$ К.

и напряжение Холла, индуцируемое в пассивной (изначально бестоковой) яме в направлении, перпендикулярном как магнитному полю, так и току в активной (токопроводящей) яме. Эту геометрию можно назвать поперечной.

Если приложить сильное магнитное поле параллельно двум ямам (мы назвали эту геометрию продольной), то такое поле, квантуя движение в поперечном направлении, сведет задачу о кулоновском увлечении в двух ямах к рассмотренному нами случаю кулоновского увлечения в одномерных параллельных проволоках. Мы рассмотрели случай таких больших магнитных полей, что магнитная длина a_B меньше ширины квантовой ямы. Более того, мы рассмотрели предельный квантовый случай, когда только основной уровень осцилляторных состояний (состояний Ландау) заполнен электронами в двух ямах, так что

$$\hbar\omega_B > \mu. \quad (11)$$

Здесь ω_B циклотронная частота, μ химпотенциал. И в омическом, и в неомическом случае мы предсказываем резкие осцилляции тока увлечения как функции напряжения на затворе (или химического потенциала). Квантуя поперечное движение электронов в ямах сильное магнитное поле приводит к тому, что электронные состояния можно рассматривать как "трубки" или "проволоки". Кулоновское увлечение в этой ситуации по существу сводится к кулоновскому увлечению между двумя параллельными нанопроволоками.

Результаты исследований, представленных в этой главе, опубликованы в работах [A11, A8, A19, A20].

Глава 7 "Нелокальный динамический отклик баллистического наномостика" посвящена изучению временной дисперсии кондактанса наномостика в баллистическом режиме. Как известно, кондактанс классического точечного контакта, для которого $\lambda \ll d \ll \ell$, где λ длина волны электрона, d поперечный размер контакта, ℓ длина пробега, определяется формулой Шарвина, получаемой при замене длины проводника L в формуле $G = \sigma S/L$ (σ проводимость, S площадь контакта) на длину пробега ℓ , так что

$$G \sim \frac{ne^2 S}{\rho_F} \sim \frac{e^2 S S_F}{(2\pi\hbar)^3},$$

где p_F импульс Ферми, S_F площадь Ферми сферы. Кондактанс G баллистического квантового канала, для которого $d \sim \lambda$, определяется из

$$J \sim ev_F(eV) \frac{1}{v_F \pi \hbar} = \frac{e^2}{\pi \hbar} V = G_0 V,$$

где v_F скорость Ферми, eV полоса энергий электронов, участвующих в переносе заряда, $1/v_F \pi \hbar$ плотность состояний. В общем случае, когда в переносе участвуют несколько подзон поперечного квантования, $G = NG_0$, где N число активных каналов (заполненных подзон), а квант сопротивления $1/G_0 = \pi \hbar / e^2 \simeq 13$ кОм. Такое квантование кондактанса было обнаружено в экспериментах [1] и обычно объясняется в духе работ [22], [4], где вычисление кондактанса сводится к вычислению коэффициента прохождения электронной волны через рассматриваемую структуру. Из соображений, похожих на использованных при вычислении кондактанса, следует, что имеет место не только квантование кондактанса, но и других кинетических коэффициентов, например, теплопроводности [23].

В случае классического баллистического точечного контакта между двумя металлическими берегами динамический отклик был впервые рассмотрен Куликом и др. [24]. Было показано, что кроме активной части импеданса существует и реактивная добавка индуктивного характера, названная кинетической индуктивностью. Мы исследовали такую индуктивность в одномерной баллистической структуре, где важную роль играет поперечное квантование, а именно, в баллистическом мостике, т.е. мы вычислили нелокальный динамический отклик баллистического квантового наномостика на приложенный потенциал, осциллирующий с частотой ω . Отметим, что похожая задача рассматривалась в [25], где считалось, что электронная система описывается теорией Латтинжеровской жидкости и что экранирование осуществляется только контактами. В нашей постановке задача похожа больше на задачу, рассмотренную в работе [26], где считалось, что экранирование обеспечивается затворами, формирующими саму нанопроволоку.

Кроме активной части кондактанса при этом в отклике на такой потенциал возникает также и реактивная часть. Эта реактивная часть оказывается индуктивной при относительно малых частотах ω . Для больших частот токовый отклик может быть и индуктивного и емкостного характера в зависимости от отношения $\omega L / v_F$, где L длина мостика, v_F скорость Ферми. Таким образом, манипулирование параметрами наномостика позволяет изменять фазу отклика. Мы рассмотрели как одноканальный (в переносе заряда участвуют электроны, принадлежащие только одной зоне поперечного квантования в наномостике), так и многоканальный случаи. Для наиболее простого случая, когда в перенос заряда вовлечен только один канал в случае электронейтральности канала (длина экранирования a много меньше длины мостика L) мы получили

$$G(\omega) = \frac{G_0}{1 - ikL/2}, \quad k = \omega/v_F, \quad (12)$$

где $G_0 = e^2/\pi \hbar$ квант кондактанса, v_F скорость Ферми. Соответственно, для $\omega L \gg v_F$ мы имеем чисто индуктивный отклик.

В обратном предельном случае слабого экранирования для тока проводимости J_c мы имеем

$$\frac{J_c}{G_0 V} = \exp(ikL/2) \frac{\sin kL/2}{kL/2}.$$

Однако в этом случае (в отличие от предыдущего случая) ток смещения J_d , который связан с скачками поля на контактах, доминирует. Ток смещения оказывается равным

$$J_d = -J_c \left(1 + \frac{2i}{kL} \right) - i \frac{G_0 V}{kL/2} \left((ak)^2 - 1 \right),$$

где длина экранирования $a = v_F/\omega_p$, а ω_p может быть интерпретирована как плазменная частота (см. ниже). Таким образом, для полного тока $J = J_c + J_d$ мы получили

$$J = -i \frac{G_0 V}{kL/2} \left((ak)^2 - 1 + \exp(ikL/2) \frac{\sin kL/2}{kL/2} \right). \quad (13)$$

Импеданс при этом оказывается емкостного характера. Первые два члена в уравнении (13) больше, чем третий. Тем не менее, этот третий член может быть выделен, так как он осциллирует как функция внешних параметров. Более того, именно осциллирующий член описывает диссипацию (приводит к вещественной части отклика тока). При этом

$$\text{Re}G = G_0 \left(\frac{\sin kL/2}{kL/2} \right)^2, \quad (14)$$

т.е. при условии $kL = 2\pi n$, где n целое число, или, когда время пролета L/v_F равно целому числу периодов поля $T = 2\pi/\omega$, джоулевых потерь не наблюдается, вполне понятный с классической точки зрения результат.

Одномерная концентрация электронов n_1 равна $2p_F/\pi\hbar$, так что мы введем $\omega_p^2 = 4\pi n_1 e^2/S\epsilon m = 4\pi n_3 e^2/\epsilon m$. Здесь S площадь поперечного сечения наномостика. Зависимость тока от обезразмеренной частоты ω/ω_p в одноканальном случае представлена на Рис.9. Видно, что существует интервал частот, где индуктивный вклад в ток доминирует.

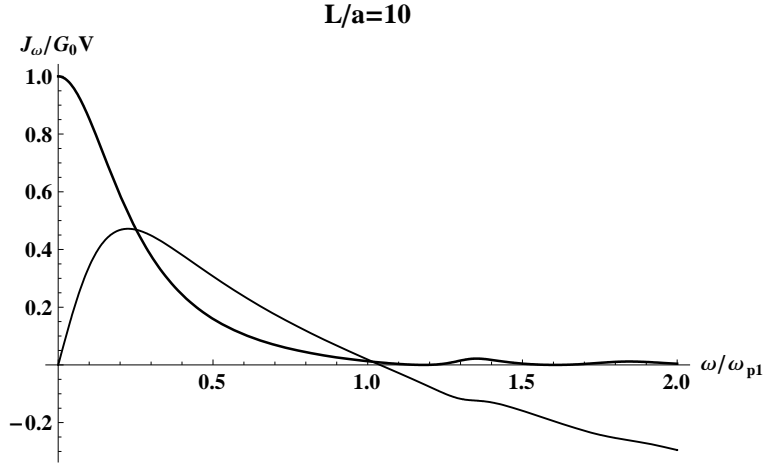


Рис. 9: Полный ток как функция частоты для одноканального случая. Жирная (тонкая) линия соответствует вещественной (мнимой) части тока.

Для кинетической индуктивности мы получили оценку

$$\mathcal{L}_k \sim \frac{c^2}{Gv_F} L,$$

где $v_F = p_F/m$. В частности, для $L = 10^{-4}$ см, числа каналов $N = 5$, $v_F = 10^6$ см/с мы имеем \mathcal{L}_k примерно 260 см.

Результаты исследований, представленных в этой главе, опубликованы в работах [A12, A13].

В **Главе 8** "Выделение джоулева тепла при прохождении тока в наноструктурах" дан детальный анализ диссипации энергии (выделения тепла) в резервуарах, соединенных нанопроволокой. Полное тепло, выделяемое при прохождении тока через квантовую проволоку, определяется из простых энергетических соображений, коль скоро известен кондактанс G проводника. Такие соображения, однако, ничего не говорят о пространственном распределении джоулева тепла. Между тем знать соответствующие закономерности необходимо при конструировании устройств, использующих наноструктуры, чтобы уменьшить их перегрев. Обычно именно большое тепловыделение затрудняет работу подобных устройств.

Механическая энергия \mathcal{E} изолированной системы, в отличие от ее полной энергии, не сохраняется и удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -T \frac{d\hat{S}}{dt} = -T \int d^3r \left[\frac{\partial S}{\partial t} \right]_{\text{coll}},$$

где скорость производства плотности энтропии (для электрон-фононной системы) дается выражением

$$\left[\frac{\partial S}{\partial t} \right]_{\text{coll}} = \int d\xi_{\mathbf{p}} \left[\frac{\partial F_{\mathbf{p}}}{\partial t} \right]_{\text{coll}} \ln \frac{1 - F_{\mathbf{p}}}{F_{\mathbf{p}}} + \int d\eta_{\mathbf{q}} \left[\frac{\partial N_{\mathbf{q}}}{\partial t} \right]_{\text{coll}} \ln \frac{1 + N_{\mathbf{q}}}{N_{\mathbf{q}}}.$$

Здесь $[\partial F_{\mathbf{p}}/\partial t]_{\text{coll}}$ и $[\partial N_{\mathbf{q}}/\partial t]_{\text{coll}}$ электронный и фононный интегралы столкновений. Так как в самой проволоке перенос бесстолкновительный, то энтропия генерируется не в квантовой проволоке, а в резервуарах. Таким образом, области, где частицы набирают энергию (область поля) и области, где происходит диссипация этой энергии, пространственно разделены.

Мы сумели разрешить следующий парадокс. С одной стороны, скорость генерации джоулева тепла определяется скоростью релаксации рассматриваемой системы. С другой стороны, при бесстолкновительном переносе кондактанс G наноструктуры не зависит от скорости релаксационных процессов. Иными словами, это означает, что сопротивление, а значит и полное генерируемое тепло, не зависит от скорости релаксации. Мы показываем, как можно примирить эти два обстоятельства.

Мы обсудили сначала генерацию энтропии при бесстолкновительном прохождении постоянного (случай статической проводимости) тока в полупроводниковых квантовых проволоках, соединяющих два классических резервуара. Состояния электронов, проходящих через нанопроволоку, имеют практически одинаковую величину квазиимпульса \mathbf{p} . Это означает, что неравновесная функция распределения является резкой функцией квазиимпульса \mathbf{p} , и мы имеем дело с ситуацией, когда интегральной частью оператора столкновений, описывающей приход в данное состояние, можно пренебречь по сравнению с уходящей частью, описываемой простым членом релаксационного типа.

Неравновесная часть функции распределения ΔF_{np} тогда удовлетворяет в правом резервуаре следующему уравнению

$$v_{np} \frac{\partial \Delta F_{np}}{\partial x} + \frac{\Delta F_{np}}{\tau} = 0.$$

с граничным условием при $x = L$

$$\Delta F_{np} \Big|_{x=L} = \frac{\partial F_{np}}{\partial \mu} eV.$$

Пренебрегая различием между скоростью в канале v_{np} и трехмерной скоростью $v_{\mathbf{p}}$ для пространственного распределения генерации энтропии можно получить

$$T \left[\frac{\partial S}{\partial t} \right]_{\text{coll}} = 2(eV)^2 \sum_n \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dp}{2\pi\hbar} \frac{1}{\tau_{\mathbf{p}}} \frac{\partial F_{np}^{(0)}}{\partial \mu} \exp\left(-\frac{2(x-L)}{v\tau_{\mathbf{p}}}\right).$$

Для производства полной энтропии в правом резервуаре имеем

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{(eV)^2}{\tau_{\mathbf{p}}} 2N \int_0^{\infty} \frac{dp}{2\pi\hbar} \int_L^{\infty} dx \exp\left(-\frac{2(x-L)}{v\tau_{\mathbf{p}}}\right) \frac{\partial F_{np}^{(0)}}{\partial \mu}. \quad (15)$$

Таким образом,

$$\frac{d\mathcal{E}}{dt} = -\frac{(eV)^2}{2\pi\hbar} N,$$

где N число активных каналов, т.е. каналов, для которых начала отсчета одномерных зон расположены ниже уровня Ферми. Вычисление вклада области $x < 0$ показывает, что для рассматриваемого случая полное производство энтропии в контактах одинаково (несмотря на то, что времена релаксаций $\tau_{\mathbf{p}}$ могут быть различны). Причем это справедливо независимо от действительной формы профиля потенциала самого канала. Генерация энтропии в основном происходит в областях с длиной порядка длины свободного пробега $v\tau_{\mathbf{p}}$, т.е. только в областях, непосредственно примыкающих к наноструктуре.

Таким же образом рассмотрена диссипация механической энергии при бесстолкновительном прохождении переменного тока (случай высокочастотной проводимости) в квантовых проволоках, соединяющих два классических резервуара.

В области резервуара, непосредственно примыкающей к нанопроволоке и простирающейся на длины порядка длины свободного пробега происходит диссипация механической энергии. Далее мы можем выделить следующие области: область, находящаяся на расстояниях больших чем длина свободного пробега но меньших чем длина пробега по отношению к электрон-электронным столкновениям; на расстояниях больших чем последняя длина можно говорить об электронной температуре, и только на расстояниях еще больших можно использовать понятие температуры в общепринятом смысле. Что касается полного количества тепла, то в каждом из двух резервуаров тепловыделение оказывается одинаковым.

Учет столкновений электронов с фононами в самой проволоке приводит к вкладу ΔG в кондактанс. Этот контролируемый фононами вклад в кондактанс приводит к потерям в самой проволоке $-V^2\Delta G$. Изменение кондактанса, обусловленное электрон-фононными

столкновениями ΔG , отрицательно, соответствующий вклад в диссипацию механической энергии при заданном приложенном потенциале естественным образом оказывается положительным, в то время как сам кондактанс уменьшается. Это может показаться странным, так как при условии постоянства приложенного потенциала выделяемое тепло должно уменьшаться с уменьшением кондактанса, наша же формула приводит к положительному вкладу в выделяемое тепло. Тем не менее, это вполне естественно, так как столкновения изменяют функцию распределения электронов и в нанопроволоке, и в резервуарах. Оказывается, что связанное с этим уменьшение диссипации механической энергии в контактах оказывается вдвое больше этой же диссипации в самой проволоке. Таким образом полный отрицательный вклад в производство энтропии благодаря электрон-фононным столкновениям есть $V^2\Delta G$, как это и должно быть из соображений закона сохранения энергии.

Учет столкновений с фононами в самой наноструктуре, таким образом, не изменяет симметрии тепловыделения в двух резервуарах.

Мы отметили, что расчет тепловыделения может служить альтернативным способом определения (диссипативной части) проводимости квантовых наноструктур. Наш энтропийный подход при этом позволяет ограничиться решением кинетического уравнения с точностью до первого порядка по полю при вычислении тепловыделения.

Результаты исследований, представленных в этой главе, опубликованы в работах [A14, A15].

Глава 9 "Спин-магнетофононное расщепление уровней в полумагнитных квантовых ямах" посвящена исследованию спин-магнетофононного резонанса (СМФР). Возможность переходов с переворотом спина электронов, взаимодействующих с оптическими фононами, между уровнями Ландау с противоположной ориентацией спинов можно назвать спин-магнетофононным резонансом. Мы обсудили особенности СМФР в полумагнитных полупроводниках, где из-за большого эффективного g -фактора условия для СМФР легко достижимы. Условие спинового резонанса имеет следующий вид

$$g\mu_B B = \hbar\omega_{LO}.$$

Здесь μ_B — магнетон Бора, g — эффективный g -фактор носителей, а B — внешнее магнитное поле, ω_{LO} — частота продольного оптического фонона. Этот резонанс приводит к расщеплению уровней, которое зависит от величины и электрон-фононного взаимодействия, и спин-орбитального взаимодействия в данной структуре.

Расщепление уровня Δ для состояния 2 можно выразить через параметр α , который при малых величинах описывает поляронный сдвиг $m_{pol} = m(1+\alpha/6)$ эффективной массы,

$$\Delta^2 = 16\pi\alpha l_{LO}(\hbar\omega_{LO})^2 \int \frac{d\mathbf{q}}{(2\pi)^3} \frac{|\langle 2|e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}}|1\rangle|^2}{q^2}, \quad \alpha^2 = \frac{me^4/2(\hbar\epsilon^*)^2}{\hbar\omega_{LO}}. \quad (16)$$

Здесь мы ввели длину $l_{LO} = \sqrt{\hbar/2m\omega_{LO}}$ и $\epsilon^* = \epsilon_0\epsilon_\infty/(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)$. Если состояния 2 и 1 являются соответственно состояниями со спином вверх и со спином вниз, то резонансное условие может быть достигнуто путем изменения внешнего магнитного поля. Фононы могут привести к перевороту спина, только если состояния 2 и 1 не являются собственными функциями спиновых операторов \mathbf{s}^2 и s_z . По этой причине мы должны учесть в гамильтониане

спин-орбитальное взаимодействие. Мы рассмотрели спин-орбитальное взаимодействие в модели Рашбы

$$H_R = \frac{\alpha_R}{\hbar} [\boldsymbol{\sigma} \mathbf{p}] \mathbf{n}.$$

Здесь \mathbf{n} единичный вектор, перпендикулярный плоскости квантовой ямы. Это взаимодействие связано с инверсионной асимметрией структуры.

В магнитном поле состояния электрона в зоне проводимости можно разделить на две группы уровней, разделенных Зеемановской энергией $g_c \mu_B B$. Фононы вызывают переходы между уровнями их этих двух групп, например, между состоянием из первой группы

$$\psi_0 = (0, \varphi_0(x - x_0))$$

с собственным значением энергии $\hbar\omega_c/2 - \mu_B g_c B/2$ и состоянием из второй группы

$$\psi_{0+} = (\cos u_0 \varphi_0(x - x_0), \sin u_0 \varphi_1(x - x_0))$$

с собственным значением

$$\varepsilon_{0+} = \hbar\omega_c + \sqrt{\left(\frac{\hbar\omega_c - \mu_B g_c B}{2}\right)^2 + 2\frac{\alpha_R^2}{l_c^2}},$$

где

$$\operatorname{tg} 2u_0 = 2\sqrt{2} \frac{\alpha_R}{l_c} \frac{1}{\mu_B g_c B - \hbar\omega_c}.$$

В этих формулах ω_c циклотронная частота, φ_i волновые функции осциллятора, $l_c = \sqrt{\hbar c / eB}$ магнитная длина. Для расщепления уровней энергии электрона получается оценка $\Delta \sim \alpha_R \sqrt{\alpha} / l_c$.

Упомянутое расщепление уровней может быть зарегистрировано, например, в оптических экспериментах на резонансное прохождение света через такую квантовую яму (или отражение от такой ямы). Изменением магнитного поля можно добиться условий магнето-фононного резонанса, при этих условиях одиночная линия отражения должна расщепиться на две. Для наблюдения расщепления, неопределенность уровня должна быть меньше самого расщепления уровня $\Delta \simeq 5 \cdot 10^{-4}$ эВ, вычисленного нами в рамках теории возмущений. Для этого требуются времена релаксаций электрона большие, чем 10^{-12} с. Можно показать, что существует область времен релаксаций $\sim 10^{-11}$ с., где теория возмущений применима и расщепление все еще наблюдаемо.

Существенным фактором для возможности наблюдения предсказываемого нами расщепления линий может оказаться неоднородное уширение. Такое неоднородное уширение всегда присутствует как за счет флуктуаций ширины квантовой ямы, так и за счет флуктуаций состава. Однако существуют спектроскопические методы, позволяющие исследовать расщепления линий гораздо меньшие, чем предсказываемые нами. Как пример мы указали работу [27] (не говоря уже о нелинейных методах оптической нестационарной спектроскопии типа эхо-спектроскопии), где зондировались микронные и субмикронные (от 25 до 0.2 микрон) области квантовой ямы. Эти области выделялись или уменьшением лазерного пятна, или путем ограничения освещаемой поверхности, применяя непрозрачные (металлические) маски с малыми отверстиями. Использование такой схемы микроспектроскопии наряду с высоким спектральным разрешением позволило исследовать

особенности спектра в очень узких областях, в цитируемой работе были исследованы расщепления линий порядка десятков $\mu\text{эВ}$, что на порядок меньше СМФР расщепления.

Результаты исследований, представленных в этой главе, опубликованы в работах [A16, A17].

В Заключении приводятся основные результаты диссертационной работы:

1. Построена кинетическая теория флуктуаций в вырожденном случае с учетом межзонных переходов в полупроводниках в неравновесных условиях. Учтена неравновесность как за счет приложенного к образцу напряжения, так и за счет внешнего оптического поля. Установлены явные выражения для дополнительных членов в источнике флуктуаций для электрон-примесного, электрон-фотонного, электрон-фононного, электрон-электронного взаимодействий. Получены явные микроскопические выражения для корреляторов Ланжевеновских случайных сил для всех рассмотренных взаимодействий. Указана важность учета дополнительных членов в источнике, не имеющих аналогов в невырожденном случае. Выяснен физический смысл и происхождение этих дополнительных членов, описывающих квантовую корреляцию.
2. Построена теория дробового шума в режиме токов, ограниченных пространственным зарядом. Установлено, что благодаря самосогласованному полю мощность неравновесного дробового шума может быть подавлена и оказаться меньше классического Пуассоновского значения. Вычислен множитель подавления для различных механизмов рассеяния и для различных размерностей пространства.
3. Предсказаны острые осцилляции мощности шумов тока кулоновского увлечения в баллистическом режиме как функции напряжения на затворе. Мощность шумов как функция напряжения на затворе (изменяющем положение уровней энергии) составляет систему пиков, каждый из которых определяется совпадением уровней поперечного квантования в обеих проволоках. Указана важность этого эффекта как в исследовании межпроволочного кулоновского взаимодействия, так и в выяснении однозонной структуры поперечного квантования в нанопроволоках.
4. Построена теория кулоновского увлечения между параллельными квантовыми проволоками в нелинейном режиме. Установлено, что в случае относительно больших приложенных напряжений к активной проволоке ток кулоновского увлечения в пассивной проволоке имеет порог появления, при напряжениях больше этого порога ток увлечения оказывается квадратичной функцией напряжения. Выяснено, что наблюдаемая на эксперименте температурная зависимость сопротивления увлечения может быть объяснена оставаясь в рамках теории Ферми жидкости и не может служить решающим аргументом, указывающим на проявление структурой свойств Латтинжеровской жидкости.
5. В нелинейном режиме для фононного вклада в ток увлечения между двумя нанопроволоками установлено пороговое условие, что приложенное к активной проволоке напряжение должно быть больше параметра Блоха-Грюнайзена sp_n (оно должно быть больше и сдвига уровней поперечного квантования в двух проволоках, как и

в случае кулоновского увлечения). Фононный вклад в ток увлечения как функция приложенного напряжения состоит из ступенек, каждая новая ступенька появляется, когда для соответствующей подзоны начинает выполняться пороговое условие.

6. Показано, что сильное магнитное поле, приложенное вдоль двух параллельных ям, квантуя поперечное движение электронов приводит к тому, что можно рассматривать сами электронные состояния как "трубки" или "провода". Кулоновское увлечение в этой ситуации имеет много общего с кулоновским увлечением между двумя параллельными нанопроволоками. Ток увлечения между квантовыми ямами оказывается быстро растущей функцией магнитного поля, так как магнитное поле увеличивает плотность электронных состояний и уменьшает передаваемый импульс (что также ведет к усилению эффекта увлечения) при столкновениях электронов, принадлежащих двум разным ямам.
7. Выяснено, что динамический отклик наномостика при относительно малых частотах приложенного осциллирующего напряжения имеет индуктивный характер. С увеличением частоты комплексный кондактанс наномостика приобретает емкостной характер. Установлено, что при определенных частотах внешнего поля реальная часть кондактанса обращается в нуль, т.е. мостик не приводит к джоулевым потерям. Предсказанную кинетическую индуктивность (в общем случае кинетическое комплексное сопротивление) можно зарегистрировать стандартными методами фазовых измерений, в частности измеряя импеданс контура, состоящего из мостика и емкости. Этой индуктивностью можно манипулировать, изменяя параметры самого мостика (например, напряжением на затворе).
8. Сделан вывод, что при протекании тока через квантовую наноструктуру в режиме бесстолкновительного омического переноса заряда генерация энтропии происходит на длине свободного пробега в резервуарах. В резервуарах выделены области пространства в соответствии с физическими явлениями, происходящими в этих областях. В области резервуара, непосредственно примыкающей к наноструктуре и характеризуемой длиной свободного пробега, происходит генерация энтропии и диссипация механической энергии. Дальше можно выделить диффузионную область, где все еще функция распределения сильно неравновесна по энергии. За ней располагается область, где можно ввести понятие электронной температуры. И только еще дальше область, где можно ввести понятие температуры (и тепла) в общепринятом смысле.

Указано, что для подсчета джоулевых потерь для этого случая (как и во всех случаях омической проводимости) достаточно решать кинетическое уравнение с точностью до первого порядка по падению потенциала (или электрическому полю) вдоль наноструктуры. Мы нашли, что даже в случае различных длин свободного пробега в двух резервуарах производство тепла одно и то же в обоих резервуарах. Указано, что это является следствием особой симметрии, типичной для проводников с сильно вырожденными по Ферми носителями. Отмечено также, что вычисление производства

энтропии обеспечивает альтернативный метод вычисления реальной части бесстолкновительного контактанса.

9. Выяснено, что спиновый магетофононный резонанс в квантовых ямах на основе полумагнитных полупроводников приводит к расщеплению уровней. Предложен оптический эксперимент, где такое расщепление может быть зарегистрировано. Указано, что резонансная линия отражения и прохождения света, определяемая межзонными переходами, расщепляется на две линии. Расстояние между линиями определяется как силой электрон-фононной связи, так и спин-орбитальным взаимодействием.

Публикации по теме диссертации

- A1** R.Katilius and S.V.Gantsevich and V.D.Kagan and M.I.Muradov, Fluctuations in Non-Equilibrium Electron Gas: Effect of Quantum Statistics, *Fluct. Noise Lett.*, **9**, 373-385, (2010)
- A2** R.Katilius and S.V.Gantsevich and V.D.Kagan and M.I.Muradov, Theory of fluctuations in non-equilibrium Fermi gas, *Sol.St. Comm.*, **149**, 1209-1211, (2009)
- A3** M.I. Muradov, Theory of fluctuations around a nonequilibrium state maintained by interband optical and driving electric field in semiconductors, *Phys. Rev. B*, **58**, 12883-12898, (1998)
- A4** S.V. Gantsevich, V.L. Gurevich, M.I. Muradov, D.A. Parshin, Theory of femtosecond photon echo decay in semiconductors, *Phys. Rev. B*, **52**, 14006-14019, (1995)
- A5** M. I. Muradov, Femtosecond photon echo in semiconductors. Diagrammatic approach, *ФТТ*, **37**, 2293-2308, (1995)
- A6** V. L. Gurevich, M. I. Muradov, The theory of shot noise in the space-charge limited diffusive conduction regime, *ЖЭТФ*, **121**, 1194-1203, (2002)
- A7** V. L. Gurevich and M. I. Muradov, Shot noise of Coulomb drag current, *Phys. Rev. B*, **62**, 1576-1579, (2000)
- A8** V.L.Gurevich, M.I. Muradov, Nonohmic Coulomb Drag in the Ballistic Electron Transport Regime, *Письма в ЖЭТФ*, **71**, 164-168, (2000)
- A9** M. I. Muradov, V. L. Gurevich, On the temperature dependence of ballistic Coulomb drag in nanowires, *J. Phys.: Condens. Matter*, **24**, 135304-135307, (2012)
- A10** M.I. Muradov, Phonon drag in ballistic quantum wires in the nonlinear regime, *Phys. Rev. B*, **66**, 115417-115424, (2002)
- A11** V. L. Gurevich, M. I. Muradov, Coulomb drag in a longitudinal magnetic field in quantum wells, *J. Phys.: Condens. Matter*, **17**, 87-98, (2005)
- A12** V.L. Gurevich, V.I. Kozub, M.I. Muradov, Nonlocal dynamical response of a ballistic nanobridge, *J. Phys.: Condens. Matter*, **22**, 025304-025312, (2010)

- A13** V.L. Gurevich, V.I. Kozub, M.I. Muradov, Dynamical response of nanostructures and Joule heat release, *J. Phys.: Condens. Matter*, **23**, 405302-405310, (2011)
- A14** V.L. Gurevich and M.I. Muradov, Spatial distribution of Joule heat in nanostructures, *J. Phys.: Condens. Matter*, **18**, 11217-11232, (2006)
- A15** В. Л. Гуревич, М. И. Мурадов, Выделение джоулева тепла при прохождении тока в наноструктурах, *ФТТ*, **54**, 625-641, (2012)
- A16** V.L. Gurevich and M.I. Muradov, Spin-magnetophonon level splitting in semimagnetic quantum wells , *Phys. Rev. B*, **78**, 125312-125323, (2008)
- A17** В. Л. Гуревич, М. И. Мурадов, Спин-магнетофононный резонанс и расщепление уровней в полумагнитных полупроводниках, *ФТТ*, **51**, 455-460, (2009)
- A18** Katilius R., Gantsevich S.V., Kagan V.D., Muradov M.I., Ramonas M., Rudan M., Correlation-fluctuation effects in non-equilibrium quantum gas, in: *Noise and Fluctuations, Proc. of 20th International Conference (ICNF 2009, Pisa, Italy)*, ed. by Macucci, M., Basso, G., New York, Melville, **AIP-CP1129**, 9-12, (2009)
- A19** В.Л. Гуревич, М. И. Мурадов, Кулоновское увлечение в квантовых ямах в продольном магнитном поле, *Труды VI Российской конференции по физике полупроводников*, СПб, 101, (2003)
- A20** В.Л.Гуревич, В.И. Козуб, М. И. Мурадов, В.В. Афонин, С. В. Ганцевич, В.Д. Каган , Спинзависимые явления в твердых телах и спинтроника, *Материалы Всероссийского совещания*, СПб, 201-207, (2006)

Цитируемая литература

- 1 B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C. T. Foxon, Quantized conductance of point contacts in a two-dimensional electron gas, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 848-850, (1988)
- 2 Ya. M. Blanter and M. Büttiker, Shot noise in mesoscopic conductors, *Phys. Rep.*, **336**, 1-166, (2000)
- 3 K. E. Nagaev, On the shot noise in dirty metal contacts, *Phys. Lett. A*, **169**, 103-107, (1992)
- 4 Имри Й., Введение в мезоскопическую физику, Физматлит, Москва, 2004, 304 с.
- 5 J. Voit, One-dimensional Fermi liquids, *Rep. Prog. Phys.*, **57**, 977-1116, (1994)
- 6 R. Saito, G. Dresselhaus, M. S. Dresselhaus, Physical properties of carbon nanotubes, Imperial College Press, London, 1998, 259 с.
- 7 S. Lal, S. Rao, D. Sen, Transport through Quasiballistic Quantum Wires: The Role of Contacts, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 26801-26801-4, (2001)
- 8 Б. Б. Кадомцев, О флуктуациях в газе, *ЖЭТФ*, **32**, 943-944, (1957)
- 9 Price P. J., Fluctuations of hot electrons, in: *Fluctuations phenomena in solids*, Ed. by R. E. Burgess, 1965, 355-380, Academic Press, New York
- 10 S. V. Gantsevich, V. L. Gurevich, R. Katilius, Theory of fluctuations in nonequilibrium electron gas, *Riv. Nuov. Cimento*, **2**, 1-87, (1979)
- 11 Ш. М. Коган и А. Я. Шульман, К теории флуктуаций в неравновесном электронном газе, *ЖЭТФ*, **56**, 862-876, (1969)
- 12 В. Д. Каган, Флуктуации в системе заряженных частиц, *ФТТ*, **17**, 1969-1977, (1975)
- 13 T. González, C. González, J. Mateos, D. Pardo, L. Reggiani, O. M. Bulashenko, J. M. Rubí, Universality of the 1/3 Shot-Noise Suppression Factor in Nondegenerate Diffusive Conductors, *Phys. Rev. Lett.*, **80**, 2901-2904, (1998)
- 14 R. Schomerus, E. G. Mishchenko, C. W. E. Beenakker, Kinetic theory of shot noise in nondegenerate diffusive conductors, *Phys. Rev. B*, **60**, 5839-5850, (1999)
- 15 T. González, C. González, J. Mateos, D. Pardo, L. Reggiani, O. M. Bulashenko, J. M. Rubí, Reply to Comment on "Universality of the 1/3 Shot-Noise Suppression Factor in Nondegenerate Diffusive Conductors" *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1268, (1999)
- 17 P. Debray, V. Zverev, O. Raichev, R. Klesse, P. Vasilopoulos, R. S. Newrock, Experimental Studies of Coulomb drag between ballistic quantum wires, *J. Phys. Cond. Mat.*, **13**, 3389-3402, (2001)

- 18** H. Noh, S. Zelakiewicz, T. J. Gramila, L. N. Pfeiffer, K. W. West, Phonon-mediated drag in double-layer two-dimensional electron systems, *Phys. Rev. B.*, **59**, 13114-13121, (1999)
- 19** M. C. Bønsager, K. Flensberg, B. Y.-K. Hu, A. H. Macdonald, Frictional drag between quantum wells mediated by phonon exchange, *Phys. Rev. B.*, **57**, 7085-7102, (1998)
- 20** O. E. Raichev, Phonon-mediated drag between one-dimensional electron systems, *Phys. Rev. B.*, **64**, 35324-35333, (2001)
- 21** M. C. Bønsager, K. Flensberg, B. Y.-K. Hu, A.-P. Jauho, Magneto-Coulomb Drag: Interplay of Electron-Electron Interactions and Landau Quantization, *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1366-1369, (1996)
- 22** R. Landauer, Conductance determined by transmission: probes and quantised constriction resistance, *J. Phys.: Cond. Matter*, **1**, 8099-8120, (1989)
- 23** L. G. C. Rego, G. Kirczenow, Quantized thermal conductance of dielectric quantum wires, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 232-235, (1998)
- 24** И. О. Кулик, А. Н. Омелянчук, И. Г. Тулузов, Кинетическая индуктивность точечных контактов между нормальными металлами, *ФНТ*, **8**, 769-773, (1982)
- 25** V. A. Sablikov and B. S. Shchamkhalova, Electron transport in a quantum wire with realistic Coulomb interaction, *Phys. Rev. B.*, **58**, 13847-13885, (1998)
- 26** Ya. M. Blanter, F. W. J. Hekking, M. Büttiker, Interaction Constants and Dynamic Conductance of a Gated Wire, *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 1925-1928, (1998)
- 27** D. Gammon, E. S. Snow, B. V. Shanabrook, D. S. Katzer and D. Park, Fine Structure Splitting in the Optical Spectra of Single GaAs Quantum Dots, *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 3005-3008, (1996)