

На правах рукописи

Синченко Александр Андреевич

МИКРОКОНТАКТНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НИЗКОРАЗМЕРНЫХ
СОЕДИНЕНИЙ С ВОЛНОЙ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ

01.04.07 — физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Автор:

Москва — 2010 г.

Работа выполнена в Национальном исследовательском ядерном университете
“МИФИ”

Официальные оппоненты: член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук,
профессор Гантмахер В. Ф.

член-корреспондент РАН,
доктор физико-математических наук,
профессор Менушенков А. П.

доктор физико-математических наук,
Зайцев-Зотов С. В.

Ведущая организация: Российский научный центр
"Курчатовский институт"

Защита состоится "19 "мая" 2010 г. в ____15ч. ____00 мин. на заседании диссертационного совета Д 212.130.06 в Национальном исследовательском ядерном университете “МИФИ” по адресу: 115409 Москва, Каширское шоссе 31, тел. 323-91-67, 324-84-98.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Национального исследовательского ядерного университета “МИФИ”

Автореферат разослан “ ” _____ 2010 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

В.П. Яковлев

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. В последние годы заметно активизировались исследования физических свойств материалов с пониженной размерностью. Это связано, с одной стороны, с успехами современных технологий, позволяющих создавать объекты с одномерным, или близким к одномерному, электронным спектром. С другой стороны, интерес к данным системам обусловлен уникальностью физических свойств одномерных проводников, кардинально отличающихся от свойств массивных электронных систем. Как правило, материалы с одномерным или квазиодномерным электронным спектром отличаются значительной анизотропией кристаллической структуры.

Одним из ярких свойств металлов с цепочечной кристаллической структурой является возникновение при понижении температуры конденсированного электронного состояния - волны зарядовой плотности (ВЗП). Возможность фазового перехода в данное состояние в одномерных проводниках впервые была предсказана Пайерлсом [1]. Также как и в традиционных сверхпроводниках, определяющим в этом случае является электрон-фононное взаимодействие, и пайерлсовский переход сопровождается открытием энергетической щели в спектре одночастичных возбуждений. ВЗП может перемещаться и, соответственно, переносить заряд. Одним из наиболее интересных свойств пайерлсовских проводников является возможность коллективного вклада ВЗП в проводимость. В течение долгого времени транспортные свойства ВЗП изучались в русле идеи Фрелиха [2] о возможности бездиссипативного вклада ВЗП в электрический транспорт. Однако, "фрелиховская" проводимость не была обнаружена экспериментально, как оказалось, благодаря пиннингу ВЗП на примесях и неоднородностях кристаллической структуры, и для инициирования движения ВЗП требуется приложить конечное электрическое поле.

Квазиодномерные проводники с ВЗП вот уже более 30 лет постоянно находятся в фокусе теоретических и экспериментальных исследований, и многие макроскопические свойства данных систем можно считать достаточно хорошо изученными (см., например, обзоры [3–6]). Однако, в определении ряда параметров существует значительная неопределенность. Одним из таких параметров является энергетическая щель, Δ_p , в спектре одночастичных возбуждений ВЗП. Трудности с измерением Δ_p связаны прежде всего с очень специфической нитевидной формой монокристаллов соединений с ВЗП, что существенно затрудняет применение традиционных методов измерения: туннельной спектроскопии и оптических измерений. Отсутствует и технология напыления тонкопленочных

образцов. В тоже время, как и для сверхпроводников, данный параметр является определяющим при описании основного состояния ВЗП. Поэтому требуется развитие надежного метода спектроскопии энергетической щели соединений с ВЗП.

В настоящее время акцент исследований квазиодномерных материалов с ВЗП смещается в область изучения свойств данных систем на субмикронном и нанометровом масштабе, а также мезоскопии ВЗП. Интерес к такого рода исследованиям обусловлен тем, что на масштабе характерных размеров, меньших длины корреляции ВЗП, возможно наблюдение новых интересных физических явлений. И действительно, в последнее время обнаружено более десятка разнообразных размерных эффектов в кинетике ВЗП, (смотри, например, обзор [7] и ссылки в нем). Исследование ВЗП на мезоскопическом уровне позволяют надеяться на возможность наблюдения и изучение в пайерлсовских системах квантовых и когерентных явлений.

В настоящей диссертации обсуждаются экспериментальные результаты исследования систем с ВЗП на локальном уровне, а также некоторые транспортные свойства одномерных проводников с ВЗП с неполной диэлектризацией электронного спектра в квантующих магнитных полях. Задачи, рассматриваемые в диссертации, представляют фундаментальный интерес, поскольку посвящены решению проблемы, которая в последние годы является одной из самых актуальных в современной физике конденсированного состояния.

Цель работы: Целью диссертационной работы является получение новых знаний о природе пайерлсовского состояния. А именно: изучения новых физических явлений, возникающих при контакте материала с ВЗП с материалом с отличным от ВЗП основным состоянием (нормальным металлом, сверхпроводником), установление механизмов соответствующих взаимодействий, поиск и изучение возможных квантовых и когерентных эффектов в больших магнитных полях на основе экспериментального исследование электрофизических характеристик квазиодномерных проводников с ВЗП на локальном уровне.

Для достижения поставленной цели в работе были решены следующие задачи:

1. Экспериментально изучено взаимодействие нормальных носителей с ВЗП на границе раздела N-ВЗП.
2. Измерена пайерлсовская энергетическая щель, ее температурная эволюции и анизотропия в соединениях $K_{0.3}MoO_3$ и $NbSe_3$.
3. Приготовлены и измерены характеристики симметричных туннельных структур ВЗП-ВЗП и ВЗП-I-ВЗП.
4. Изучены свойства ВЗП в условиях сильной локальной деформации в мате-

риалах с полной диэлектрилизацией электронного спектра с помощью измерений характеристик микроконтактов N-VЗП.

5. Измерены туннельные и транспортные характеристики соединений с ВЗП в больших магнитных полях.

В качестве основного метода исследований выбран метод микроконтактной спектроскопии, ранее широко применявшийся для исследования нормальных металлов и сверхпроводников. В настоящей работе данный метод впервые применяется к материалам, находящимся в пайерлсовском состоянии.

Микроконтактная спектроскопия, в силу своей специфики, является эффективным методом исследования как размерных, так и мезоскопических эффектов. Возможность изучения размерных эффектов определяется тем, что в основе данного метода положено локальное воздействие на исследуемую среду. То есть данный метод позволяет изучать свойства материала на характерных размерах порядка области возмущения среды, которая определяется размером микроконтакта и может варьироваться от ~ 1 до 10^3 нм. Применительно к соединениям с ВЗП, использование данного метода открывает также перспективу изучения локальных деформаций волны зарядовой плотности.

С другой стороны, микроконтактная спектроскопия является мощным инструментом исследования энергетического спектра электронной системы. Хорошо известны результаты применения данной методики при исследовании сверхпроводящих материалов, где были измерены и изучены особенности спектра электрон-фононного взаимодействия, энергетическая щель в спектре одночастичных возбуждений, андреевское отражение и эффект Джозефсона. Точечный контакт обладает направленностью и позволяет изучать анизотропные свойства материалов. Также как и сверхпроводимость, ВЗП является коллективным конденсированным электронным состоянием, поэтому можно ожидать обнаружения в пайерлсовских системах эффектов, аналогичных или близких к эффектам сверхпроводящих систем. Таким образом, можно надеяться, что применение метода микроконтактной спектроскопии откроет дополнительные возможности изучения квазиодномерных пайерлсовских проводников.

В качестве материалов для исследований были выбраны монокристаллы трех соединений: $K_{0.3}MoO_3$; $NbSe_3$ и TaS_3 . Данный выбор обусловлен тем, что отмеченные соединения являются наиболее яркими представителями материалов с цепочечной кристаллической структурой, в которых состояние с ВЗП при низких температурах надежно установлено.

Научная новизна:

- Впервые экспериментально доказано существование не зеркального отражения

нормальных носителей на границе раздела нормальный металл-ВЗП при энергиях инжектируемых из нормального металла носителей, меньших пайерлсовской энергетической щели, которое может рассматриваться как аналог андреевского отражения в сверхпроводниках.

- Экспериментально показана возможность спектроскопии пайерлсовской энергетической щели в соединениях с ВЗП с неполной диэлектризацией электронного спектра при измерении характеристик микроструктур нормальный металл-ВЗП. Впервые надежно измерены значения Δ_p и их температурные зависимости в соединении NbSe₃.

- Впервые исследован характер взаимодействия конденсата ВЗП со сверхпроводящим конденсатом. Обнаружен эффект подавления сверхпроводящего параметра порядка на границе раздела Nb-NbSe₃.

- Впервые исследовано поведение ВЗП при больших плотностях транспортного тока. Показано, что существует критическая плотность тока, при превышении которой состояние с ВЗП разрушается.

- Впервые метод микроконтактной спектроскопии применен для исследования эффектов локальной деформации ВЗП и показано, что микроконтакт можно использовать как локальный зонд для исследования энергетической структуры ВЗП. Для материалов с ВЗП с полной диэлектризацией электронного спектра установлено, что сопротивление контактов определяется микроскопической областью, размеры которой определяются диаметром контакта и анизотропией проводимости пайерлсовского образца. Именно в этой области под действием электрического поля происходит существенное изменение проводимости: экранирование внешнего электрического поля приводит к деформации ВЗП, сдвигу химического потенциала квазичастиц и изменению сопротивления микроконтакта. Определена температурная зависимость положения химического потенциала.

- Впервые обнаружен эффект внутреннего межслоевого туннелирования в слоистом соединении с ВЗП NbSe₃. Показано, что электрический транспорт поперек проводящих слоев соединения имеет туннельный характер. Сам процесс туннелирования является когерентным, с сохранением импульса туннелируемой частицы. Применение метода межслоевого туннелирования позволяет осуществить спектроскопию пайерлсовской энергетической щели, а также возможных внутрищелевых состояний.

- Впервые исследовано влияние магнитного поля на энергетическую щель и плотность состояний в NbSe₃. Показано, что, по крайней мере, в области магнитных полей $B \leq 10$ Т магнитное поле не оказывает влияние на энергетическую щель и не изменяет концентрацию несконденсированных в ВЗП носителей, что

указывает на неприменимость модели Балсейро-Фаликова.

- При детальном исследовании эффекта Холла в NbSe_3 было показано, что в слабых электрических полях ($E < E_I$) постоянная Холла меняет знак при определенном значении магнитного поля, величина которого, в свою очередь, зависит от температуры. Сравнение результатов измерения эффекта Холла и магнитосопротивления позволило установить существование качественного различия кинетических характеристик электронов и дырок в NbSe_3 .

- Впервые показано, что в больших магнитных полях коллективное движение ВЗП в NbSe_3 существенно изменяет напряжение Холла, причем ВЗП взаимодействует различным образом с электронами и дырками. Продемонстрирована возможность изучения с помощью эффекта Холла эффектов статической деформации ВЗП в электрических полях, меньших порогового поля для скольжения ВЗП.

- При исследовании магнитотранспортных свойств NbSe_3 обнаружен размерный эффект отрицательного магнитосопротивления в слабых магнитных полях. Предложено объяснение, основанное на качественном изменении вклада рассеяния в магнитопроводимость при переходе через значение магнитного поля инверсии, то есть магнитного поля, при котором холловская постоянная равна нулю.

- Впервые исследована зависимость фазы осцилляций Шубникова-де Гааза от ориентации магнитного поля в монокристаллах NbSe_3 . Показана возможность использования полученных данных для определения формы поверхности Ферми.

Научная и практическая ценность. Результаты исследований, проведенных в работе, имеют фундаментальный характер, поскольку вносят существенный вклад в понимание природы пайерлсовского состояния квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности.

Установленный в работе характер рассеяния нормальных носителей на границе раздела нормальный металл-ВЗП позволил предложить метод спектроскопии пайерлсовского параметра порядка. Были определены значения энергетических щелей и их температурные эволюции в ряде соединений с ВЗП.

Установленный в работе характер локальной деформации ВЗП сильным электрическим полем позволяет определить параметры экранирования ВЗП внешних возмущений, положение химического потенциала и его температурную зависимость. Показана возможность управления положением химическим потенциалом с помощью микроконтакта нормальный металл-ВЗП. Полученные результаты свидетельствуют о том, что микроконтакт может являться хорошим мо-

дельным объектом для изучения взаимодействия ВЗП с точечными дефектами.

Обнаруженный в работе эффект внутреннего межслоевого туннелирования в слоистых соединениях с ВЗП открывает новые возможности исследования пайерлсовских проводников. Появляется возможность спектроскопии как энергетической щели, так и возможных внутрищелевых состояний. Предложенная модель когерентного межслоевого туннелирования предполагает существование коррелированного состояния и несконденсированных в ВЗП носителей в NbSe_3 .

Результаты исследований квазиодномерного проводника с ВЗП NbSe_3 в магнитных полях указывают о проявлении электронной системой данного соединения ряда необычных свойств, что может быть связано с необычным характером взаимодействия несконденсированных нормальных носителей с ВЗП.

Положения, выносимые на защиту

1) Результаты экспериментальных исследований характера взаимодействия нормальных носителей с ВЗП на границе раздела нормальный металл-ВЗП: установление существования не зеркального типа отражения инжектируемой из нормального металла частицы от барьера, обусловленного энергетической щелью ВЗП.

2) Спектроскопии пайерлсовской энергетической щели при измерении характеристик микроконтактов нормальный металл-ВЗП с неполной диэлектризацией электронного спектра. Результаты измерения энергетической щели и ее температурной эволюции в квазиодномерном проводнике с ВЗП NbSe_3 .

3) Установление эффекта подавления сверхпроводящего состояния вблизи границы раздела S-ВЗП в результате экспериментальных исследований характера взаимодействия сверхпроводника (S) и ВЗП в микроконтактах Nb-NbSe₃.

4) Установление характера зонных искажений в результате локальной деформации ВЗП сильным электрическим полем, создаваемым в области образования микроконтакта нормальный металл-ВЗП с полной диэлектризацией электронного спектра.

5) Модель упругой деформации ВЗП в условиях локализации деформирующего электрического поля на масштабе длин, меньших периода ВЗП. Определение положения химического потенциала и параметров экранирования внешних возмущений.

6) Экспериментальное наблюдение критической деформации и локального скольжения ВЗП вблизи микроконтакта нормальный металл-ВЗП. Обнаружение размерного эффекта в проскальзывании фазы ВЗП.

7) Экспериментальное определение значений пайерлсовской энергетической щели в NbSe_3 при экспериментальном исследовании поперечного электрическо-

го транспорта в квазиодномерных проводниках с ВЗП с неполной диэлектрилизацией электронного спектра. Обнаружение и объяснение эффекта внутреннего межслоевого туннелирования в NbSe_3 . Модель когерентного, с сохранением импульса, туннелирования несконденсированных в ВЗП носителей.

8) Экспериментальная проверка модели Балсейро-Фаликова, предсказывающей стимулированную магнитным полем конденсацию носителей в ВЗП, при исследовании характеристик микроконтактов нормальный металл-ВЗП в магнитных полях.

9) Установление характерных особенностей проявления эффекта Холла в NbSe_3 в электрических полях, как ниже, так и выше значения порогового поля коллективного движения ВЗП. Обнаружение и объяснение размерного эффекта отрицательного магнитосопротивления в слабых магнитных полях в NbSe_3 . Обнаружение и объяснение зависимости фазы осцилляций Шубникова-де Гааза от направления магнитного поля в NbSe_3 .

Авторский вклад. Все выносимые на защиту результаты диссертационной работы получены лично автором, или при его непосредственном участии.

Апробация работы

Результаты работы докладывались и обсуждались на следующих конференциях, совещаниях, семинарах:

XXXI совещании по физике низких температур (НТ-31, Москва, 1998 г.) (приглашенный доклад); XXII Международной конференции по физике низких температур (LT-22, Хельсинки, Финляндия 1999 г.); 4-ой Российской конференции по физике полупроводников (Новосибирск, 1999 г.) (приглашенный доклад); Международных конференциях по физике электронных кристаллов ECRYS-99 (Ница, Франция, 1999 г.); ECRYS-02 (Сан-Фло, Франция, 2002 г.); ECRYS-05 (Гарже, Франция, 2005 г.); ECRYS-08 (Гарже, Франция, 2008 г.) (приглашенный доклад); Международном совещании по физике сильно-коррелированным электронным состояниям (Логхборо, Англия, 2002 г.); Международной школе по физике джозефсоновских систем и квантовым точкам (Китен, Болгария, 2005 г.); Международном совещании по последним достижениям в исследовании низкоразмерных проводников с волной зарядовой плотности (Шкрадин, Хорватия, 2006 г.); международном симпозиуме Пьера Монсо (Гренобль, Франция, 2007) (приглашенный доклад); Научных семинарах Института Радиотехники и Электроники РАН (Москва); Научных семинарах Центра Исследований при Низких Температурах Национального Центра Научных Исследований Франции (CRTBT-CNRS)(Гренобль, Франция).

Публикации.

По материалам диссертации опубликовано 33 печатных работ, включая 25 статей в реферируемых журналах и 8 тезисов конференций. Перечень основных публикаций приводится в конце автореферата.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из 9 глав, в том числе Введения и Заключения, изложена на 181 страницах, включая 99 рисунков, 1 таблицу и библиографию из 206 наименований.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Введение содержит краткий обзор современных проблем изучения материалов с ВЗП. В нем обоснована актуальность темы, сформулированы цель и задачи диссертации. Перечислены основные результаты и положения, выносимые на защиту. Кратко изложено содержание глав.

В Главе 2 приведены основные свойства и характеристики известных материалов с ВЗП. Проведен анализ известных литературных данных, посвященных туннельной спектроскопии соединений с ВЗП, изучению контактных явлений и влияния магнитного поля на свойства ВЗП. На основании изложенного в настоящей главе сформулированы основные задачи диссертационной работы.

В третьей главе описываются экспериментальные методы, используемые в диссертации. В первом разделе кратко изложены физические основы метода микроконтактной спектроскопии. Проанализированы особенности применения данного метода при исследовании нормальных металлов, полупроводников и сверхпроводников. Сделан вывод о том, что в микроконтактах с различными соединениями с ВЗП можно ожидать проявление особенностей всех трех основных состояний.

Во втором разделе дается описание экспериментальных стендов для измерения температурных зависимостей сопротивления, для прецизионного образования и измерения характеристик микроконтактов и для измерения магнитотранспортных характеристик.

Третий раздел посвящен описанию методов отбора и приготовления образцов. В качестве образцов в настоящей работе исследовались монокристаллы "голубой" бронзы $K_{0.3}MoO_3$, $NbSe_3$ и TaS_3 . Кристаллы $K_{0.3}MoO_3$ отличались объемностью формы с линейными размерами до нескольких миллиметров вдоль цепочек и с размером поперечного сечения $10^3 - 10^4$ мкм². Монокристаллы $NbSe_3$ и TaS_3 имели форму тонких вискероидов длиной (вдоль цепочек) до нескольких мм, шириной 1-100 мкм и толщиной 0.1-50 мкм. Для измерений отбирались только высококачественные кристаллы, имеющие совершенные ростовые поверхности.

Для приготовления электрических контактов использовались как метод напыления (термического или лазерного) нормального металла, как правило Au, так и метод "холодной" пайки контактов из In.

Для исследования процессов на границе раздела N-BЗП использовалась экспериментальная схема измерений, в основу которой положен одноконтakтный метод исследования эффекта андреевского отражения в сверхпроводниках [8]. Приготавливались гетероструктуры Au-K_{0.3}MoO₃. Золотое покрытие наносилось методом лазерного напыления. Толщина слоев для разных образцов составляла 50 и 100 нм, что меньше или порядка величины длины свободного пробега в золоте при $T = 77$ К.

Для экспериментального изучения характера проводимости слоистых образцов в направлении перпендикулярном слоям приготавливались мезоструктуры специальной формы методом микротравления в фокусированных ионных пучках (FIB).

Для измерения магнитотранспортных характеристик использовалась шестиконтактная холловская конфигурация образцов. Образцы данного типа готовились двумя методами. В первом случае холловские контакты, шириной ~ 20 мкм, попарно наносились методом лазерного напыления на малые участки (< 5 мкм) противоположных граней монокристалла NbSe₃. Во втором случае вся структура, включая контакты, готовилась из одного и того же монокристалла методом электронной литографии в институте Нееля (Гренобль, Франция).

Четвертая глава посвящена описанию результатов микроконтактной спектроскопии (N-BЗП) пайерлсовской энергетической щели в соединениях с ВЗП. Данные результаты были получены в соавторстве с П. Монсо, Ю.И. Латышевым, С.Г. Зыбцевым и И.Г. Горловой. Личный вклад автора состоял в разработке геометрии измерений, непосредственном проведении экспериментов и в интерпретации полученных данных.

Корректное описание экспериментальных результатов таких исследований требовало знания характера взаимодействия инжектируемых из нормального металла носителей с ВЗП. К моменту начала исследований данная проблема не была решена ни экспериментально, ни теоретически. Поэтому первый этап работы был посвящен решению данной задачи. В экспериментальной геометрии для исследования андреевского отражения в сверхпроводниках были измерены дифференциальные ВАХ гетероструктур Au-Au-K_{0.3}MoO₃ при $T = 77$ К. Выше температуры $T_p = 183$ К точечно-контактные спектры являлись симметричными и имели омический характер. Картина качественно изменялась при понижении температуры ниже T_p К, где при малых напряжениях смещения на зависимостях

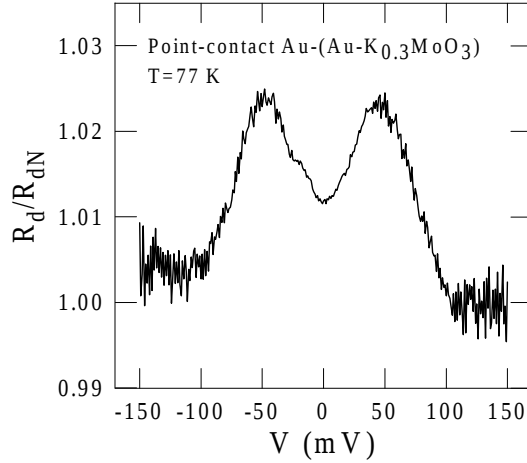


Рис. 1: Зависимость $R_d(V)$ точечного контакта Au-Au-K_{0.3}MoO₃ при $T = 77$ К.

$R_d(V)$ наблюдались минимум при $V = 0$ и максимумы при $|eV_0| \approx 50$ мэВ, хорошо согласующемся с величиной пайерлсовской щели в "голубых" бронзах, известной из литературы [9]. Пример дифференциальной ВАХ точечного контакта показан на рис. 1.

Положение и относительная амплитуда данных особенностей не зависит от абсолютной величины сопротивления контактов при $R_d(0) \gtrsim 50$ Ом. Было показано, что наблюдаемые нелинейности $R_d(V)$ могут быть связаны только с рассеянием носителей на границе N-B3П, имевшем вид отражения на N-B3П границе нормальных носители и возвращении их обратно через точечный контакт, что и приводило к появлению избыточного сопротивления контакта. Наблюдаемые зависимости $R_d(V)/R_{dN}(V)$ оказалось невозможным объяснить в рамках тривиальной модели зеркального отражения. Как видно из рис.2, где схематично показаны возможные процессы отражения на границе раздела N-B3П, при зеркальном отражении избыточное сопротивление должно иметь форму "меандра". Возникновение же максимумов на $R_d(V)$ является однозначным доказательством существования "не зеркальных" траекторий отражения. Показано, что возникновение "не зеркальных" возвратных траекторий возможно в рамках двух теоретических моделей: модели, предполагающей передачу импульса инжектируемой из нормального металла частицы в конденсат ВЗП [10] и модели [11], которая приводит к аналогичному результату, так как предсказывает существование брэгговских "возвратных" траекторий, также отличных от зеркальных. Экспериментальные результаты доказывают нетривиальность взаимодействия инжектируемых из нормального металла носителей с ВЗП при энергии налетающих частиц, $E < \Delta_p$. Характер данного взаимодействия позволяет использовать

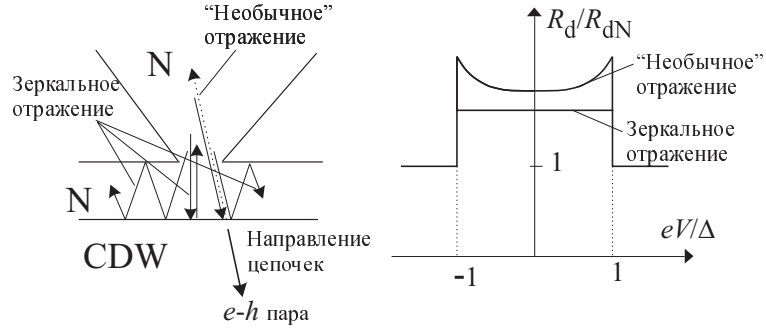


Рис. 2: Слева – схема структуры N-N-VЗП, где сплошными линиями показаны траектории инжектируемых и зеркально отраженных частиц, а пунктирная линия показывает возможное не зеркальное отражение. Справа – качественный вид соответствующей динамической вольт-амперной характеристики.

микроконтакт N-VЗП для спектроскопии пайерлсовской энергетической щели в материалах с неполной диэлектризацией электронного спектра в пайерлсовском состоянии, где в отличие от полупроводников не возникает значительных зонных искажений вблизи контакта с нормальным металлом. Примером такого соединения является NbSe_3 .

К моменту начала исследований не существовало надежных экспериментальных данных измерения значения и поведения пайерлсовской энергетической щели в данном материале. Главным образом, это связано с чрезвычайно малой толщиной и нитевидной формой кристаллов, что затрудняет применение стандартных туннельных схем, в том числе и формирование точечных контактов, при их ориентации вдоль цепочек ВЗП. Поэтому в качестве нормального электрода мы использовали тонкую золотую фольгу, шириной 50 мкм толщиной 4 мкм. Условия баллистического режима контакта, как оказалось, не нарушались в этом случае. Были измерены характеристики микроконтактов N-VЗП для трех основных кристаллографических направлений. Во всех случаях в области напряжений $|V| < 100$ мВ наблюдалось избыточное, по сравнению с $R_{dN}(V)$, сопротивление с максимумом при $V = 0$. Причем данный максимум является двухступенчатым. Мы связываем такую "двухступенчатость" зависимости $R_d(V)$ с проявлением двух пайерлсовских энергетических щелей, соответствующих двум ВЗП, существующим в данном соединении при $T < 59$ К. Начало первой ступени избыточного сопротивления имеет место при $|V_1| \approx 75\text{-}80$ мВ для ориентации контактов вдоль b оси, 85-95 мВ для c оси и 65-80 мВ для a^* -оси. Начало второй ступени приходится на напряжение смещения $|V_2| \approx 28\text{-}34$; 24-30 и 24-30 мВ соответственно для контактов, ориентированных вдоль b ; c и a^* -осей. Относитель-

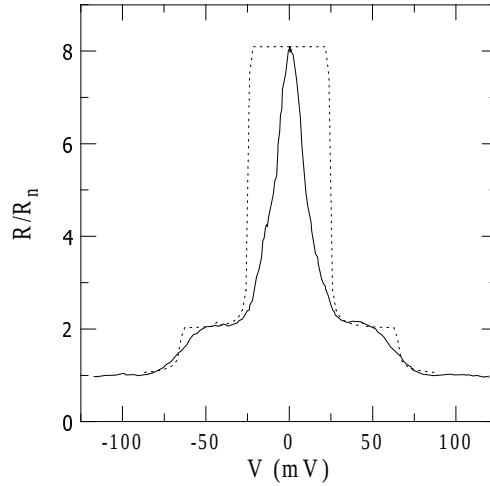


Рис. 3: Зависимости $R_d(V)/R_{dN}(V)$ при $T = 3.8$ К контакта Au - NbSe₃ ориентированного вдоль оси a^* . Пунктирная кривая есть расчетная кривая с подгонными параметрами $\Delta_{p1} = 65.0$ мВ и $\Delta_{p2} = 24.5$ мВ.

ная амплитуда избыточного сопротивления при нулевом напряжении смещения, $R_d(0)/R_{dN}(0)$, изменялась в пределах 3.5-9.5 для контактов, ориентированных вдоль a^* и b -осей и 1.4-2.7 вдоль c -оси. Пример нормированной дифференциальной ВАХ контакта, ориентированного вдоль оси a^* показан на рис.3.

Мы показываем, что наблюдаемые щелевые особенности на характеристиках микроконтактов N-NbSe₃ есть результат отражения инжектируемых из нормального металла носителей на барьере, обусловленном пайерлсовской энергетической щелью, и их невозможно интерпретировать как классическое туннелирование в системе типа N-I-VЗП. На характеристиках всех исследованных контактов наблюдались особенности при напряжениях Δ_{p1}/e и Δ_{p2}/e , что указывает на то, что первый и второй пайерлсовские переходы в NbSe₃ происходят на разных типах цепочек. В этом случае возможно рассмотрение точечного контакта, в рамках квантовомеханической задачи о рассеянии частицы на потенциальном барьере в виде ступеньки, высотой Δ_p . Пунктирная кривая на рис.3 получена путем расчета ВАХ с параметрами $\Delta_{p1} = 65.0$ мэВ and $\Delta_{p2} = 24.5$ мэВ. Видно, что при хорошем совпадении положения ступенек избыточного сопротивления, качественный вид расчетной и экспериментальной кривых различается. Экспериментальные кривые качественно согласуются с результатами расчета плотности состояний, полученными для NbSe₃ в работе [12] в предположении реализации двумерного характера электронного спектра в данном соединении.

Были определены температурные зависимости первой и второй пайерлсовских энергетических щелей (рис.4 и 5). Пунктирные кривые есть известная зави-

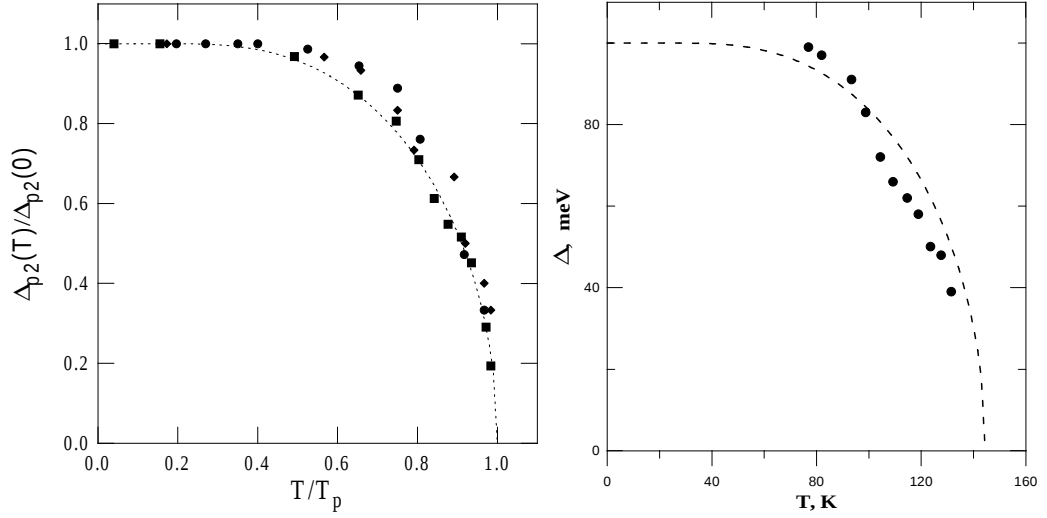


Рис. 4: Температурная зависимость низкотемпературной энергетической щели ВЗП в NbSe_3 полученные при исследовании различных контактов. а) низкотемпературная ВЗП; б) высокотемпературная ВЗП. Пунктирная кривая соответствует зависимости $\Delta(T)$ в теории БКШ. Различные символы на рисунке соответствуют различным точечным контактам.

Рис. 5: То же для высокотемпературной энергетической щели ВЗП в NbSe_3 . Пунктирная кривая соответствует зависимости $\Delta(T)$ в теории БКШ.

симость $\Delta(T)$ в теории БКШ. Видно, что экспериментальные значения хорошо согласуются с теорией. Данное согласие представляется весьма необычным, так как отношение $2\Delta_p/k_B T_p \simeq 6 - 8$ вместо 3.52, как должно было бы следовать из теории среднего поля.

Используя в качестве контрэлектрода в микроконтакте с ВЗП сверхпроводящий металл, удалось изучить характер взаимодействия сверхпроводящего конденсата с конденсатом ВЗП. В качестве сверхпроводящего электрода использовалась тонкая фольга из Nb, толщиной 5 мкм и шириной 200 мкм. В качестве электрода ВЗП был выбран NbSe_3 . Использование NbSe_3 в данном случае имеет очевидные преимущества, связанные с наличием в данном соединении нормальных носителей в пайерлсовском состоянии. Тогда наблюдение при температуре ниже критической температуры сверхпроводящего перехода, T_c , андреевского отражения [13] от несконденсированных в ВЗП носителей будет прямым указанием качества границы СП-ВЗП. Также как и в случае N-ВЗП контактов, ВАХ исследованных контактов СП-ВЗП характеризовались двухступенчатым максимумом избыточного сопротивления, что не является удивительным, поскольку при $V > \Delta_s/e$ (Δ_s – энергетическая щель сверхпроводника) контакт СП-ВЗП ничем не отличается от контакта N-ВЗП.

На всех исследованных контактах, при температуре $T < T_c$, наблюдались особенности при $|V| \sim 1.5 \text{ mV}$ в виде локальных минимумов дифференциального сопротивления, соответствующие сверхпроводящей энергетической щели Nb. Анализ полученных спектров в рамках модели БТК [14] позволил получить следующую физическую картину конверсии сверхпроводящего тока в ток ВЗП на границе Nb-NbSe₃. Если напряжение на контакте $V \leq \Delta_s/e$, преобразование тока проходит путем андреевского отражения не сконденсированных в ВЗП носителей. При $V > \Delta_s/e$, в следствии неравновесного эффекта, сверхпроводимость вблизи границы раздела СП-ВЗП подавляется и преобразование тока идет таким же образом, как на контакте N-ВЗП. Иначе говоря, так как прямая конверсия тока из сверхпроводника в ВЗП невозможна, на границе СП-ВЗП образуется буферный слой нормального металла обеспечивающий преобразование тока как в СП, так и в ВЗП, то есть имеет место своего рода эффект близости.

В пятой главе описываются результаты исследования состояний с ВЗП при больших плотностях тока. Измерения транспортных свойств ВЗП до последнего времени показывали, что в больших электрических полях проводимость ВЗП асимптотически стремится к проводимости материала в нормальном состоянии и, при этом, никогда ее не достигая [3]. Естественно возникающая гипотеза о возможном подавлении ВЗП при больших плотностях тока не находила подтверждения в экспериментах по рентгено-структурному анализу ВЗП в динамическом режиме и по измерению узкополосной генерации при больших плотностях тока j (до $\sim 10^4 \text{ A/cm}^2$). В таких условиях не было обнаружено и уменьшения концентрации конденсированных в ВЗП носителей. С другой стороны очевидно, что скорость ВЗП не может возрастать неограниченно. Представлялось интересным найти это ограничение и установить его физические причины.

Поскольку в микроконтакте электрическое поле локализовано в малой области, размер которой определяется эффективным диаметром контакта, который может варьироваться от 10 до $10^4 \text{ \AA}$, удастся достигать очень больших плотностей тока без существенного разогрева материала.

Первое указание на существование критического тока скольжения ВЗП было получено в экспериментах с гетероструктурами Au-(Au-K_{0.3}MoO₃). В ходе экспериментов наблюдался необычный эффект: при уменьшении сопротивления точечных контактов Au-Au ниже $R_{d0} = 40 \div 50 \text{ Ом}$, положение особенностей при напряжении V_0 , соответствующих пайерлсовской энергетической щели K_{0.3}MoO₃, которую мы определяем как расстояние между максимумами R_d , начинало заметно смещаться в область меньших напряжений смещения. При $R_d > R_{d0}$ значение щели не изменялось и составляло $2\Delta_p \approx 100 \text{ мэВ}$. При-

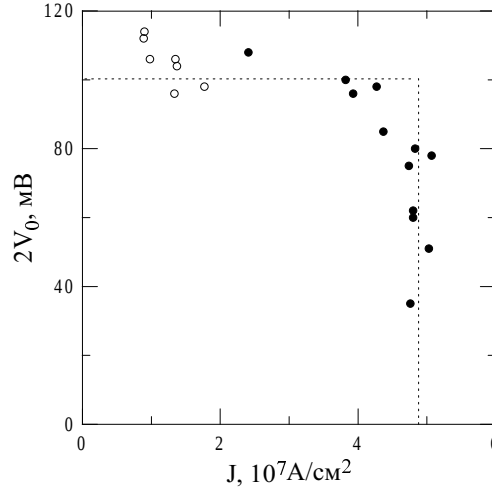


Рис. 6: Зависимость напряжения $2V_0$ от плотности тока J через N-ВЗП-границу при нормальной инжекции квазичастиц (● - $h=50$ нм; ○ - $h=100$ нм) при $T=77$ К. Ориентация точечных контактов вдоль цепочек.

чиной уменьшения Δ_p при изменении сопротивления контакта может быть подавление щели вследствие увеличения плотности тока через N-ВЗП-границу. В нашем случае для всех контактов $d \ll h$, где d - диаметр контакта, а h - толщина золотой пленки. Считая, что инжекция происходит изотропно через точечный источник, для оценки плотности тока через N-ВЗП-границу имеем:

$$J = \frac{I \cdot \cos^2 \phi}{2\pi \cdot h^2} \quad (1)$$

где I - полный ток через контакт. На рис.6 показана зависимость величины напряжения $2V_0$ (оно не равно равновесному значению $2\Delta_p/e$) от параметра I/h^2 , пропорционального плотности тока через границу, для образцов с толщиной нормального слоя $d = 50$ и 100 нм. Видно, что данная зависимость носит ярко выраженный пороговый характер, и V_0 практически не зависит от J до некоторого критического значения плотности тока через N-ВЗП-границу $J_c = 4.8 \times 10^7 \text{ A/cm}^2$, при котором происходит резкое уменьшение значения V_0 , что соответствует подавлению пайерлсовской щели.

Поскольку в точечном контакте электрическое поле локализовано на характерном масштабе, порядка d , то исследование микроконтакта ВЗП-ВЗП эквивалентно исследованию образца ВЗП длиной $2d$. Существование процесса скольжения ВЗП можно будет в этом случае идентифицировать по характерному виду ВАХ такой структуры. Были исследованы характеристики точечных контактов $\text{NbSe}_3\text{-NbSe}_3$ образованных непосредственно при низкой температуре таким об-

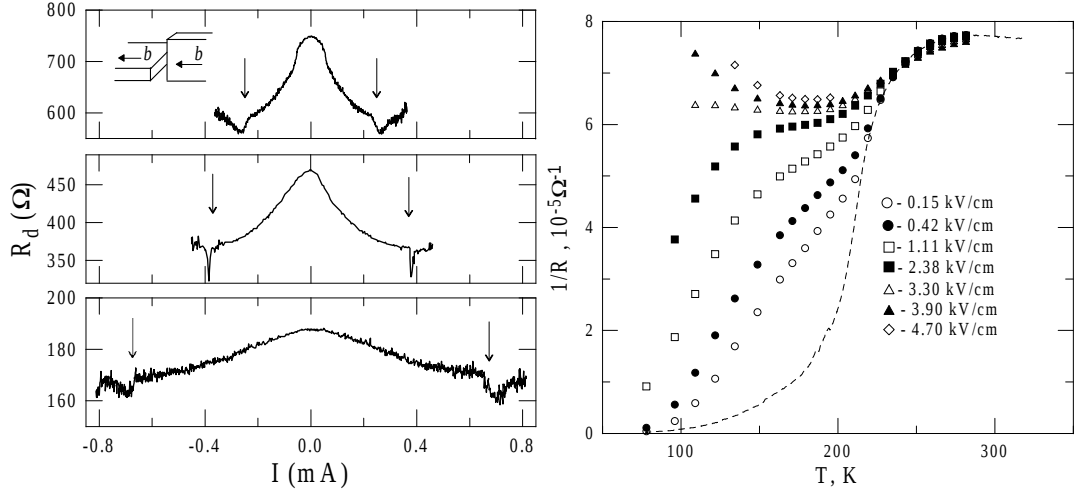


Рис. 7: Зависимости дифференциального сопротивления от тока, $R_d(I)$, точечных контактов $\text{NbSe}_3\text{--NbSe}_3$ при $T = 77$ К. Стрелками показаны значения I_0 . На вставке показана конфигурация точечных контактов.

Рис. 8: Проводимость TaS_3 как функция температуры при различных значениях плотности тока через образец. Пунктирная кривая – проводимость TaS_3 в слабых полях ($E < 0.1$ В/см).

разом, что протекание тока происходило вдоль оси b . На рис.7 показаны зависимости дифференциального сопротивления контактов от транспортного тока, $R_d(I)$, трех различных точечных контактов $\text{NbSe}_3\text{--NbSe}_3$ при $T=77$ К. При увеличении тока R_d вначале резко уменьшается и насыщается при больших токах, демонстрируя поведение, типичное для скольжения ВЗП. При больших токах R_d приближалось к сопротивлению, которое наблюдалось бы в отсутствии пайерлсовского перехода [3]. В этой области практически для всех исследованных контактов мы наблюдали резкое (часто скачкообразное) уменьшение дифференциального сопротивления при значении тока I_0 . При токах выше I_0 наблюдается слабый рост сопротивления с током – поведение, характерное для металла. Мы не смогли измерить зависимости $R_d(I)$ далеко за пределами I_0 , так как в этой области очень резко возрастали шумы, и контакты становились крайне нестабильными.

Значение $I \approx j\pi d^2/4$, где j есть плотность тока, а диаметр точечного контакта может быть оценен из формулы $R = \frac{\rho l_i}{d^2}$ с заменой R_d на R_{ds} – сопротивление насыщения, то есть значение R_d при больших токах. Принимая $\rho = 3 \cdot 10^{-4}$ Ωсм и $l=100$ нм, получаем оценку средней величины критической плотности тока $j_0 = 6 \cdot 10^7$ А/см².

Для наиболее стабильных контактов $\text{NbSe}_3\text{--NbSe}_3$ удалось проследить темпе-

ратурную эволюцию тока I_0 , которая имела небольшую тенденцию к уменьшению с увеличением температуры.

Описанные выше эффекты являются косвенными указаниями на подавление состояния с ВЗП при больших плотностях тока. Прямым доказательством существования данного эффекта будет являться наблюдение перехода ВЗП-металл при больших токах непосредственно на ВАХ монокристаллов. Данная задача решалась путем использования сверхтонких монокристаллов TaS_3 , с площадью сечения меньше 10^{-3} мкм². Однако, избежать нагрева образцов не удалось и в этом случае, поэтому измеренные ВАХи корректировались с учетом реального джоулева нагрева W . Зная значение W при каждом V и dT/dW , определялась реальная температура, соответствующую любой точке экспериментальных кривых. Интерполируя экспериментальные ВАХ, получались характеристики в изотермическом режиме.

Для того чтобы прояснить характер поведения TaS_3 при больших токах, мы построили зависимости проводимости от температуры, при различных значениях тока. На рис.8 показано несколько таких зависимостей. Для сравнения, пунктирной линией показана зависимость проводимости при малых полях ($E \ll E_t = 25$ В/см). Видно, что при $E \lesssim 3$ кВ/см температурные зависимости проводимости демонстрируют диэлектрическое поведение, ($dR/dT < 0$). При больших полях активационная энергия уменьшается, при $E_0 = 3.3$ кВ/см ($j_0 = 10^7$ А/см²) проводимость становится практически независимой от температуры. При дальнейшем увеличении электрического поля мы наблюдаем металлическое поведение, то есть $dR/dT > 0$. Характерное значение j_0 оказалось нечувствительным к вариациям величины dT/dW , использованной для температурной коррекции. Несмотря на то, что экспериментальные ВАХ исследованных образцов TaS_3 не содержат резких особенностей при больших токах, описанный выше кроссовер к металлическому поведению при плотности тока $j_0 \approx 10^7$ А/см² может быть интерпретирован, как достижение критического тока скольжения ВЗП.

Теория перехода ВЗП-нормальный металл под действием тока в настоящее время отсутствует. Прежде всего, обратим внимание, что для всех исследованных материалов значение критической плотности тока совпадает по порядку величины: $j_0 = 5.9 \cdot 10^7$ А/см² для NbSe_3 ; 10^7 А/см² для TaS_3 и $4.8 \cdot 10^7$ А/см² для $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$. Оценим скорость скольжения ВЗП при данных токах. Воспользовавшись простейшей формулой $v = j_0/ne$, где n – плотность сконденсированных в ВЗП носителей, имеем $v = 2.7 \cdot 10^5$ см/с для NbSe_3 ; $0.2 \cdot 10^5$ см/с для TaS_3 и $0.6 \cdot 10^5$ см/с для $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$, значения, очень близкие к скорости звука, v_s , в данных материалах: $v = 5, 5 \cdot 10^5$ см/с для NbSe_3 ; $4 \cdot 10^5$ см/с для TaS_3 и $4.5 \cdot 10^5$

см/с для $K_{0.3}MoO_3$. Если учесть, что образование ВЗП происходит в результате электрон-фононного взаимодействия, то условие $v \sim v_s$ естественным образом будет определять предельную скорость движения ВЗП, то есть ток распаривания. Таким образом, возможным объяснением существования критического тока движения ВЗП может являться достижение скорости звука.

С другой стороны, по аналогии со сверхпроводниками, можно предположить, что электрон-дырочное распаривание в ВЗП будет иметь место, если искажение электронного спектра достигнет Δ_p . В динамическом режиме электронный спектр ВЗП $\varepsilon(k)$ смещен на величину $\delta k = k_F v / v_F$ по оси k . Это приводит к сдвигу энергии Ферми $\delta \varepsilon = \pm v \hbar k_F$ при $k = +k_F$ и $-k_F$. Можно предположить, что пайерлсовская щель будет подавлена, если $\delta \varepsilon$ достигнет значения, сравнимого с Δ_p : $v \hbar k_F \sim \Delta_p$. Таким образом, получаем оценку для критической скорости ВЗП $v \lesssim \Delta_p / \hbar k_F$. Для плотности тока распаривания в этом случае получаем: $j_0 \lesssim (ne\Delta_p) / (\hbar k_F) \sim 10^8$ А/см².

Таким образом, были получены веские экспериментальные указания на существование критической плотности тока, j_0 , скольжения ВЗП.

Шестая глава посвящена микроконтактной спектроскопии соединений с ВЗП при полной диэлектризации электронного спектра в пайерлсовском состоянии на примере $K_{0.3}MoO_3$. На рис.9 показана схема энергетических зон вблизи точечного контакта N- $K_{0.3}MoO_3$. Положительный знак напряжения смещения, V , соответствует сдвигу химического потенциала вниз. В этом случае максимум сопротивления контакта будет соответствовать положению химпотенциала в эффективной середине щели. При дальнейшем увеличении напряжения будет наблюдаться переход от электронной проводимости к дырочной. Деформация ВЗП вблизи контакта происходит так, что электрическое поле, определяемое градиентом электростатического потенциала (пунктирная кривая), вблизи контакта уменьшается: ВЗП деформируется под действием электрического поля – градиента электростатического потенциала – до тех пор, пока поле не обратится в ноль, или его действие не будет скомпенсировано силами пиннинга.

При достаточно большой деформации ВЗП химпотенциал может оказаться ниже середины щели, что соответствует дырочной проводимости. Зависимость сопротивления контакта от напряжения смещения является асимметричной, с максимумом сопротивления, смещенным в область положительных напряжений. Переход через максимум и есть переход к дырочному типу проводимости. Для количественного описания $R(V)$ принималось во внимание, что изменение сопротивления приконтактной области происходит неоднородно. Представим R как сумму $R(\delta \zeta) + R_0$, где R_0 не зависит от V , а $R(\delta \zeta)$ определяется обычной

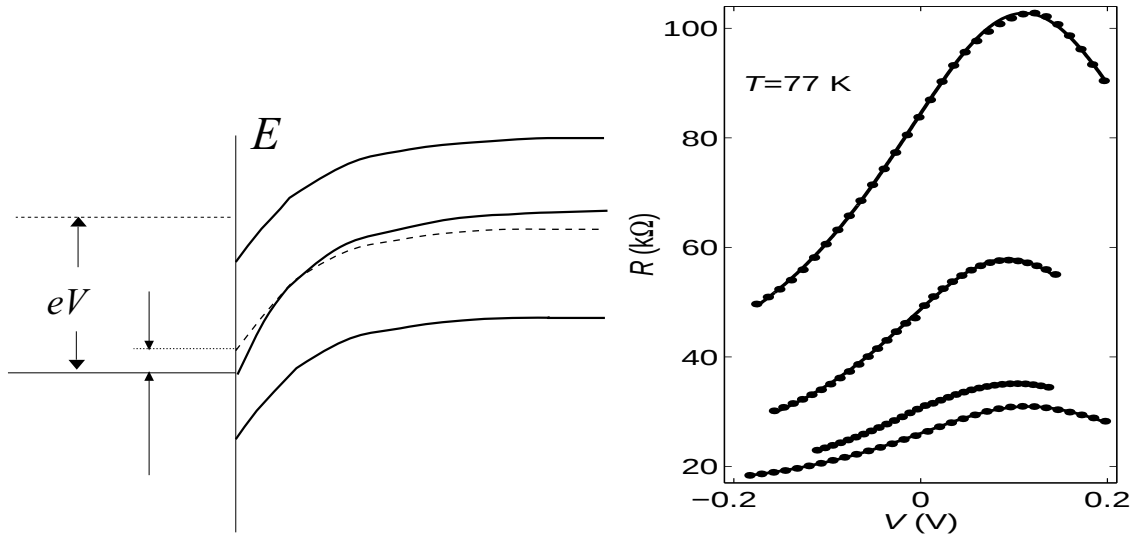


Рис. 9: Схема зонного искажения вблизи точечного контакта металл-ВЗП (полупроводник n -типа) при положительном напряжении смещения. Пунктиром обозначена эффективная середина пайерлсовской щели (электростатический потенциал).

Рис. 10: Зависимости сопротивления нескольких микроконтактов Cu- $K_{0.3}MoO_3$ от напряжения, приложенного к микроконтакту; $T=77$ К. Точки – эксперимент, сплошная кривая – приближение по формуле (2).

полупроводниковой формулой для квазичастичной проводимости $\mu_n n + \mu_p p$. Будем считать, что $\delta\zeta$ пропорционально напряжению V : $\delta\zeta = bV$; случай $b = 1$ соответствует полному экранированию приложенного поля – отсутствию изгиба зон. Тогда:

$$R(V) = R_1 / \cosh\left(\frac{b(V - V_0)}{kT}\right) + R_0. \quad (2)$$

Получаем выражение с четырьмя подгоночными параметрами; V_0 соответствует максимуму сопротивления – химпотенциал в эффективной середине щели, а величина bV_0 дает оценку начального сдвига химпотенциала ζ_0 относительно эффективной середины щели. Величина R_1 , как правило, в несколько раз превышает R_0 , т.е. ВЗП деформируется практически во всей области падения контактного напряжения. Полученное выражение для сопротивления контакта (2) использовалось нами для описания экспериментальных зависимостей $R(V)$ точечных контактов Cu- $K_{0.3}MoO_3$ при температурах выше 77 К.

На рис.10 показаны несколько типичных зависимостей сопротивления $R \equiv V/I$ от напряжения, V , приложенного к различным точечным контактам ($R(0) > 30$ кОм) Cu- $K_{0.3}MoO_3$ при $T = 78$ К. Контакты создавались на торцевой по-

верхности образца так, что ток протекал вдоль проводящих цепочек ВЗП. Как видно из рисунка, изменение сопротивления $R(V)$ происходит плавно, то есть ВЗП остается неподвижной во всем диапазоне приложенных напряжений. На всех кривых при $V = V_0 > 0$ наблюдается максимум сопротивления. Величина V_0 при изменении диаметра контакта и температуры колебалась в пределах 60-110 мВ; систематического изменения $V_0(T)$ в диапазоне 77-84 К не наблюдалось.

На рис.10 сплошными линиями показаны результаты приближения полученных зависимостей $R(V)$ с помощью выражения (2). Как видно из рисунка, предложенная модель хорошо описывает экспериментальные зависимости. Величина R_1 , как правило, в несколько раз превышает R_0 , т.е. ВЗП деформируется практически во всей области падения контактного напряжения. Значение b получается около 1/20, соответственно $\zeta_0 = aV_0 \approx 3 - 5$ мВ. Сравнительно малое значение b означает, что ВЗП лишь частично экранирует поле вблизи точечного контакта, что связано с пиннингом на примесях и на соседних цепочках ВЗП. Начальный сдвиг химпотенциала относительно эффективной середины щели мал по сравнению с самой щелью, но сравним с kT , что может объяснить униполярный (электронный) тип проводимости голубой бронзы. Таким образом, наблюдалась безгистерезисная деформация ВЗП вблизи точечного контакта, а с помощью приложенного напряжения удалось управлять уровнем химического потенциала в широком диапазоне значений, в том числе изменяя знак основных носителей.

С повышением температуры напряжение V_0 , соответствующее максимуму сопротивления, уменьшается и становится близким к нулю при $T \approx 140$ К. Выше данной температуры зависимость $R(V)$ становится практически симметричной. Используя уравнения (2) был рассчитан коэффициент экранирования b при различных температурах. С понижением температуры экранирование поля волной зарядовой плотности уменьшается, что свидетельствует о возрастании поперечной жесткости, а значит и когерентности ВЗП. При температуре выше 140 К экранирование ВЗП становится практически полным, т.е. электростатический потенциал не изменяется у поверхности образца.

Низкоомные точечные контакты, с сопротивлением при азотной температуре $R(0) < 30$ кОм, отличались значительно большей стабильностью, что позволило детально изучить их характеристики в широком интервале температур. Отличительной особенностью характеристик таких контактов является резкий спад сопротивления при некотором напряжении смещения $\pm V_t$, часто имеющий характер срыва. При увеличении диаметра контакта возрастает и длина проникно-

вления электрического поля в полупроводник с ВЗП. При этом облегчается возникновение ПФ. Действительно, единичный акт ПФ соответствует вхождению или уничтожению одного периода ВЗП. Изменение волнового вектора при этом можно оценить как $\delta q \approx 2\pi/a$, где $a \approx d\sqrt{A}$ - размер области проникновения поля вглубь, а соответствующую величину $\delta\zeta_{2\pi}$ легко оценить, зная температурную зависимость сопротивления $R(T)$:

$$\delta\zeta_{2\pi} \approx \delta q(d\zeta/dq) \approx kT(2\pi/(aq))(R(T)/R(300\text{ K})) \quad (3)$$

Соотношение для $d\zeta/dq$ взято из [15] в пренебрежении температурной зависимостью μ . Пока $\delta\zeta$ не достигнет величины $\sim \delta\zeta_{2\pi}$, ПФ, а значит и движение ВЗП, невозможно. Величина $\delta\zeta_{2\pi}$ обратно пропорциональна a , а, следовательно, и диаметру контакта, d . При увеличении последнего становится возможным достижение критической деформации ВЗП при определенном напряжении смещения V_t . В некотором смысле, данное напряжение может рассматриваться как критическое напряжение начала локального (на длине порядка a) скольжения ВЗП. При меньшем напряжении (т.е. меньшем $\delta\zeta$) рождение или исчезновение периода ВЗП на длине a невыгодно, т.к. привело бы к возникновению еще большей деформации ВЗП противоположного знака. Температурное поведение порогового напряжения V_t в микроконтактах отличается от температурной эволюции порогового поля в массивных образцах $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$. В нашем случае V_t монотонно уменьшается во всем диапазоне температур 80–160 К. Данный факт не является удивительным, так как в случае микроконтакта начало скольжения ВЗП определяется ПФ, а не пиннингом ВЗП. Выражение (3) качественно описывает рост V_t с понижением температуры. Физически такое поведение обусловлено ростом модуля упругости ВЗП $d\zeta/dq$. Экспериментальные данные неплохо описываются зависимостью типа $V = V_0 \exp(T_0/T)$, где $T_0 = 200$ К.

Аналогичные эксперименты были проведены с использованием другого полупроводника с ВЗП – TaS_3 . Качественный вид дифференциальных ВАХ оказался таким же, как и для высокоомных контактов $\text{Cu-K}_{0.3}\text{MoO}_3$ с одним принципиальным отличием: максимум $R_d(V)$ в случае TaS_3 смещен в область отрицательных напряжений. В рамках предложенной модели данный факт легко объяснить. Согласно данным измерений термоэдс и эффекта Холла, в равновесии, основными носителями в TaS_3 являются дырки. Это означает, что химический потенциал в равновесии расположен ниже эффективной середины запрещенной зоны, и для смещения ζ вверх требуется деформация сжатия, то есть, в нашем случае приложение отрицательного напряжения смещения.

Характеристики микроконтактов $\text{Cu-K}_{0.3}\text{MoO}_3$ при температурах $T > 77$ К,

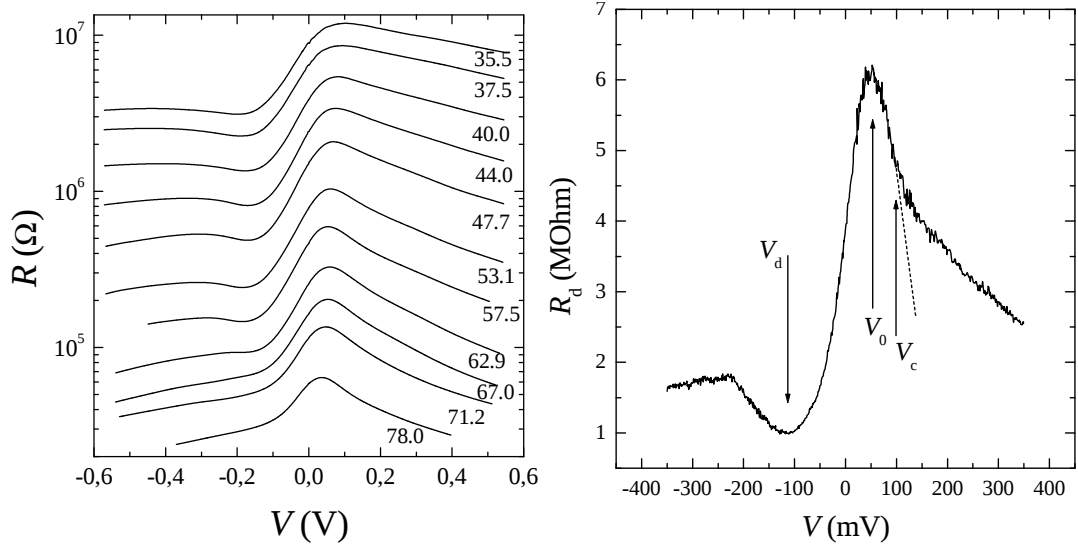


Рис. 11: Зависимости $R(\equiv \frac{V}{I})$ от V для контакта $\text{Cu-K}_{0.3}\text{MoO}_3$ при различной температуре.

Рис. 12: Зависимость дифференциального сопротивления от напряжения $R_d = dV/dI$ точечного контакта, показанного на рис.11 при $T = 40$ К.

будучи асимметричными относительно $V = 0$, являются симметричными относительно напряжения $V = V_0$, соответствующего максимуму сопротивления. Ситуация качественно меняется при низких температурах (ниже 77 К), обнаруживая новые особенности состояния с ВЗП.

Зависимость хордового сопротивления R от напряжения смещения V для одного из таких контактов $\text{Cu-K}_{0.3}\text{MoO}_3$ показана на рис.11. При понижении температуры ниже 77 К появляется асимметрия ВАХ и относительно V_0 . Другой интересный эффект наблюдался при низких температурах в области отрицательных напряжений смещения. При некотором определенном напряжении, V_d , уменьшение сопротивления, как дифференциального, так и хордового, сменяется его резким ростом (см. рис.12). С увеличением температуры положение данного скачка дифференциального сопротивления ведет себя немонотонно, имея минимум при $T \approx 60$ К. Выше данной температуры особенность размывается и становится практически неразличимой выше температуры жидкого азота. Для некоторых точечных контактов рост R при $V = V_d$ при самых низких температурах имел характер скачка. Предположено, что данный эффект может быть связан с единичным актом проскальзывания фазы или образованием единичной дислокации (фазового солитона).

Наблюдаемая симметрия ВАХ относительно V_0 при высоких температурах (> 70 К) означает, что реакция ВЗП на растяжение и сжатие примерно оди-

накова. Данная симметрия, как видно из рис.11, нарушается при низких температурах, что указывает на не эквивалентность реакции ВЗП в $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ на растяжение и сжатие. Причиной такого поведения является включение нового механизма пиннинга. Мы предполагаем, что, наиболее вероятно, это пиннинг на соизмеримости. Как известно, волновой вектор ВЗП q зависит от температуры, причем с понижением T зависимость $q(T)$ в $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ [9] указывает на стремление ВЗП к соизмеримости. Деформации ВЗП приложенным электрическим полем в точечных контактах $\text{Cu-K}_{0.3}\text{MoO}_3$ при низких T , когда ВЗП очень близка к соизмеримости, может быть достаточно для локального (i-c) перехода в области контакта.

В седьмой главе изложены результаты исследования внутреннего межслоевого туннелирования в соединении NbSe_3 . Слоистая структура данного соединения в совокупности с анизотропией проводимости позволяет предположить возможность конденсации ВЗП в элементарных проводящих слоях, пространственно разделенных атомно тонкими изолирующими слоями. В этом случае, подобно слоистым ВТСП, можно ожидать, что параметр порядка ВЗП будет модулирован в направлении оси a^* , и транспорт поперек слоев будет определяться внутренним, межслоевым туннелированием между элементарными слоями с ВЗП. Исследования проводились на слоистых структурах с малой площадью протекания тока поперек слоев $S = 1 \div 4 \text{ мкм}^2$ и содержащих от 30 до 50 элементарных слоев, а также в симметричных микроконтактах $\text{NbSe}_3\text{-NbSe}_3$. В структурах первого типа с понижением температуры ниже $\sim 35 \text{ К}$ на дифференциальных ВАХ структур появляется и становится доминирующим достаточно узкий (по напряжению) пик проводимости при нулевом напряжении смещения. Величина пика насыщается при понижении температуры ниже 6-8 К, и при $T = 4.2 \text{ К}$ почти в 20 раз превышает проводимость при больших смещениях. Кроме этого, при $T < T_{p2}$ четко проявлялась структура симметричных по V пиков проводимости, при низких температурах соответствующих напряжениям $|V| = 50, 100, 150 \text{ мВ}$, то есть при $|V| = nV_0$, где $V_0 = 50 \text{ мВ}$ и $n = 1, 2, 3$. С повышением температуры выше 25 К особенности смещаются в область меньших энергий и значения V_n обращаются в ноль при $T \simeq 59 \text{ К}$, соответствующей температуре второго пайерлсовского перехода для NbSe_3 . Отметим, что значение напряжения $V_0 = 50 \text{ мВ}$ оказывается близким удвоенному значению низкотемпературной энергетической щели, $2\Delta_{p2}/e$ для NbSe_3 , причем зависимость $V_n(T)/V_n(0)$ хорошо согласуется с температурной зависимостью энергетической щели в теории БКШ, что является указанием щелевой природы данных особенностей.

Для объяснения была предложена модель когерентного межслоевого тунне-

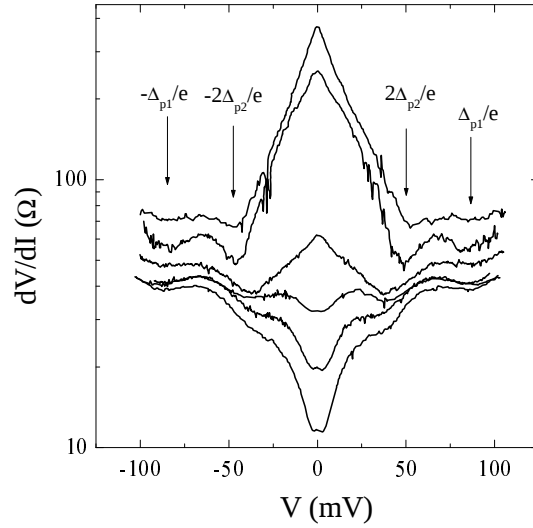


Рис. 13: Примеры зависимостей $R_d(V)$ различного типа контактов $\text{NbSe}_3\text{-NbSe}_3$, ориентированных вдоль кристаллографической оси a^* при $T = 4.2$ К.

лирования. Существо данной модели заключается в следующем. При туннелировании электрона между слоями энергия должна сохраняться, то есть $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon(\mathbf{q}) - eV$ с точностью до 2γ . Для когерентного туннелирования $\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon(\mathbf{q})$ и если $eV \ll \gamma$ туннелирование возможно и мы получаем обычный закон Ома. Для $eV > 2\gamma$ туннелирование невозможно вплоть до напряжения V , достигающего $2\Delta/e$. В этом случае конденсированные в ВЗП электроны начинают давать вклад в межслоевой ток путем обычного туннелирования квазичастиц ВЗП через удвоенную пайерлсовскую щель 2Δ . Таким образом, межслоевой ток может быть реализован только одним из двух вышеописанных механизмов.

На рисунке 13 показаны характеристики нескольких точечных контактов $\text{NbSe}_3\text{-NbSe}_3$, ориентированных вдоль кристаллографической оси a^* . Как видно, кривые контактов с малыми значениями R_{d0} характеризуются глубоким минимумом дифференциального сопротивления при нулевом смещении. Причем, с увеличением R_{d0} амплитуда минимума уменьшается и сам минимум плавно трансформируется в максимум дифференциального сопротивления при нулевом смещении. Точечные контакты с сопротивлением $R_{d0} > 100$ Ом обнаруживают особенности, характерные для типичных туннельных структур: максимум $R_d(V)$ в диапазоне $|V| \leq 50$ мВ свидетельствует о пониженной плотности состояний при $V < \Delta_{p2}/e$, а наблюдаемые локальные минимумы дифференциального сопротивления при $|V| = 50$ мВ и $|V| = 70 - 90$ мВ хорошо согласуются соответственно с удвоенной первой $2\Delta_{p2}/e$ и второй Δ_{p1} пайерлсовскими энергетическими щелями в NbSe_3 . Независимо от контактного сопротивления, харак-

теристики всех исследованных контактов демонстрировали отмеченные выше особенности энергетических щелей ВЗП, и, несмотря на значительную разницу контактных сопротивлений (три порядка), при больших напряжениях смещения (> 50 мВ) поведение динамического сопротивления было качественно одинаковым, и по величине варьировалось незначительно. Сравнение характеристик точечных контактов NbSe_3 - NbSe_3 с характеристиками, полученными на мезоструктурах, позволяют сделать вывод, что низкоомные контакты обнаруживают все особенности, характерные для когерентного межслоевого туннелирования. Действительно, и в том, и в другом случаях дифференциальные ВАХ характеризуются сильным пиком динамической проводимости при нулевом смещении и локальными пиками проводимости при напряжениях, соответствующих пайерлсовским энергетическим щелям NbSe_3 . Наблюдаемые же изменения качественного вида дифференциальных ВАХ при малых напряжениях (см. рис.13) объясняются различными значениями параметра γ реализуемые в разных контактах. Для лучших контактов ширина пика проводимости при нулевом смещении, $\delta V \approx 5$ мВ, все-равно меньше, чем Δ_{p2}/e , и условия для когерентного туннелирования выполняются. Если рассеяние при туннелировании для определенного контакта становится больше, доминирующим становится вклад одночастичного туннелирования. Как результат, максимум динамической проводимости превращается в максимум дифференциального сопротивления. Таким образом, кривые, показанные на рис.13 можно рассматривать как демонстрацию кроссовера от когерентного туннелирования к одночастичному.

Восьмая глава посвящена описанию результатов исследования квазиодномерного проводника с ВЗП NbSe_3 в магнитных полях. Интерес к исследованию влияния магнитного поля на свойства NbSe_3 обусловлен прежде всего присутствием в данном материале нормальных носителей в пайерлсовском состоянии, демонстрирующих необычное поведение в магнитных полях, в частности, аномально большое магнитосопротивление. Для объяснения данного явления Бальсейро и Фаликофф [16] разработали теоретическую модель, описывающую влияние магнитного поля на электронную структуру сильно анизотропных систем с ВЗП. В рамках данной теории было показано, что в материалах с ВЗП с неполной диэлектризацией электронного спектра (NbSe_3 одно из таких соединений) наложение магнитного поля определенной ориентации приводило к переходу металл-диэлектрик. Попытки экспериментальной проверки данной модели не позволили сделать определенный вывод о справедливости данной теории, так как эксперименты сводились в основном к определению изменения концентрации сконденсированных в ВЗП носителей в магнитном поле. Однако, точности

измерений в указанных работах оказалось недостаточно для того, чтобы сделать определенное заключение. Туннельные измерения в магнитном поле могут позволить решить данную проблему, поскольку в них возможны прямые измерения изменения в плотности состояний именно несконденсированных в ВЗП носителей. В настоящей работе исследовались характеристики точечных контактов N-NbSe₃ при различной ориентации контактов и магнитного поля. В баллистическом режиме дифференциальное сопротивление контакта при нулевом смещении дается следующей формулой:

$$R_d(0) = \frac{1}{2N(0)e^2v_F(\pi/4)d^2} \quad (4)$$

где $N(0)$ есть плотность состояний на уровне Ферми, а d – диаметр контакта. Очевидно, $R_d(0)$ зависит только от плотности состояний и не зависит от времени релаксации. В предыдущих главах было показано, что исследованные точечные контакты удовлетворяют условию баллистического режима. В пайерлсовском состоянии в NbSe₃ нет других носителей на уровне Ферми, кроме несконденсированных в ВЗП носителей, локализованных в малых карманах. Поэтому $N(0)$ в формуле 4 описывает как раз плотность состояний именно несконденсированных в ВЗП носителей. В наших экспериментах мы не наблюдали изменений в значении дифференциального сопротивления точечных контактов при нулевом смещении с точностью 10%. Это означает, что с такой же точностью не изменяется концентрация несконденсированных в ВЗП носителей, то есть модель Балсейро-Фаликоффа не находит подтверждения в наших экспериментах.

Для ответа на вопрос: почему межслоевое туннелирование оказывается возможным только с сохранением импульса, были проведены детальные исследования магнитосопротивления NbSe₃. Для исследований отбирались только высококачественные монокристаллы NbSe₃, с толщиной < 5 мкм и имеющие отношение $R(300\text{K})/R(4.2\text{K}) > 100$. Образцы ориентировались так, что магнитное поле было направлено параллельно проводящим слоям кристаллов (плоскости $b - c$). При этом было возможным осуществлять вращение образца вокруг кристаллографической оси a^* с помощью механической системы передачи вращения с точностью установки угла $\simeq 1^\circ$. Данные измерения проводились при температуре жидкого гелия.

На рис.14 показана зависимость магнитосопротивления, $R_n = (R(B) - R(0))/R(0)$, одного из исследованных образцов в магнитном поле с $B = 8.5$ Т в зависимости от угла θ между направлением поля и осью c кристалла. Обращает на себя внимание наличие минимума магнитосопротивления при $\theta \approx 30^\circ$. Что-

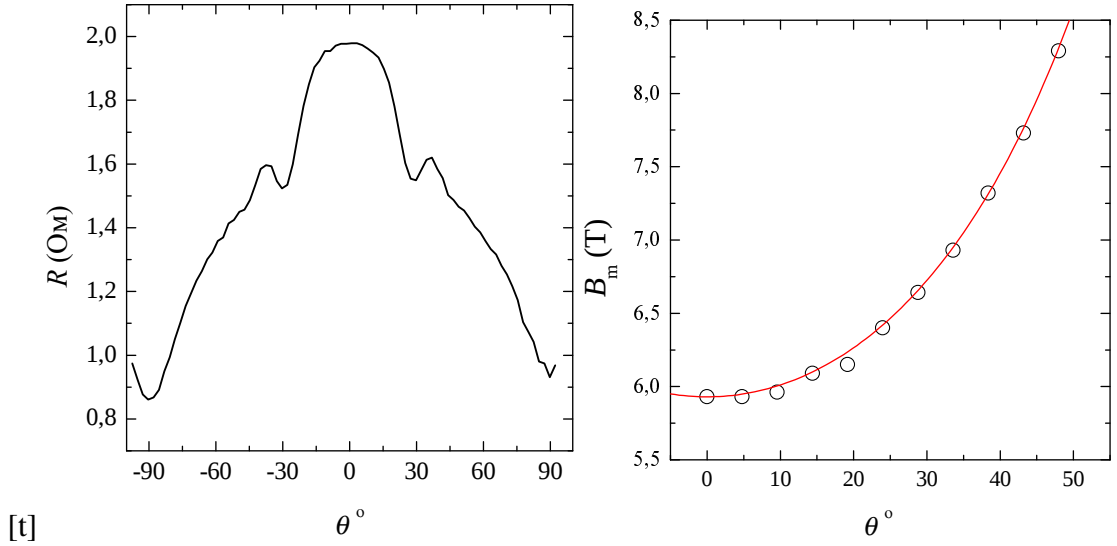


Рис. 14: Зависимость магнитосопротивления, R_n , одного из исследованных образцов в магнитном поле с $B = 8.5$ Т от угла θ между направлением поля и осью c кристалла.

Рис. 15: Зависимость индукции магнитного поля, соответствующей определенному квантовому числу, от угла между направлением поля и осью c кристалла. Сплошная кривая есть функция $B(\theta = 0)/(\cos^2 \theta + (m_x/m_z) \sin^2 \theta)^{1/2}$ при $(m_x/m_z) = 0.10$.

бы выяснить природу данной аномалии мы провели измерения зависимостей магнитосопротивления от индукции магнитного поля при различной ориентации последнего. В диапазоне магнитных полей с $B > 3.5$ Т становятся четко видны осцилляции Шубникова-де-Гааза (ШГ). Пространственно-полевая структура осцилляций имела вид волн. Каждая волна соответствует одному и тому же квантовому числу, n . Причем, магнитная индукция, соответствующая определенному n , увеличивается с увеличением θ . Соответствующим образом меняется и фаза осцилляций. При $\theta \approx 30^\circ$ и при $B = 8.5$ Т фаза осцилляций меняется на π и становится противоположной фазе при $\theta = 0^\circ$, что и объясняет наличие минимума на зависимости $R_n(\theta)$, показанной на рис.14. Столь значительное изменение фазы не может быть связано с изменением частоты осцилляций ШГ, так как известно [17], что при вращении магнитного поля вокруг оси a^* в исследованном диапазоне углов частота осцилляций ШГ меняется незначительно (от 0.28 до 0.30 МГц). На рис.15 показана зависимость индукции магнитного поля, B_m , соответствующего максимуму осцилляций ШГ для одного и того же квантового числа, от угла θ поворота магнитного поля от оси c . Сплошная кривая есть зависимость:

$$B_m(\theta) = B_m(\theta = 0)/(\cos^2 \theta + (m_x/m_z) \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad (5)$$

где отношение циклотронных масс m_x/m_z использовано как подгоночный параметр. Наилучшее согласие экспериментальных значений с расчетной кривой достигается при $(m_x/m_z) = 0, 10$. В таком же соотношении должны находиться оси эллипсоида поверхности Ферми. Очевидно, согласие экспериментальной зависимости $B_m(\theta)$ с аналитической зависимостью (5) означает, что импульсы нормальных носителей, несконденсированных в ВЗП, в основном ориентированы вдоль оси b , а квантование орбитального движения определяется только компонентой магнитного поля, перпендикулярной данной оси. Полученный результат позволяет предложить достаточно простое объяснение существования когерентного туннелирования в NbSe₃ в направлении, перпендикулярном проводящим слоям, если под когерентным туннелированием понимать туннелирование с сохранением импульса. Действительно, результаты настоящей работы указывают на то, что импульсы большинства носителей, неконденсированных в ВЗП, ориентированы вдоль определенного направления (параллельно оси b). Тогда межслоевое туннелирование будет возможно при условии, если при туннелировании не будет происходить изменения импульса как по направлению, так и по величине.

Магнитосопротивление в NbSe₃ квадратично зависит от магнитного поля в слабых магнитных полях и линейно в больших. Для выяснения причины такого необычного поведения были проведены измерения эффекта Холла в данном соединении. Было показано, что сопротивление Холла, R_{xy} сильно зависит от магнитного поля, демонстрируя смену знака при $T < 35$ К в исследуемом диапазоне полей ($B \leq 8.5$ Т). Магнитное поле, B_{zc} , соответствующее равенству нулю постоянной Холла, монотонно увеличивается с повышением температуры. Температурная эволюция B_{zc} показана на рис.16. Экспериментальная зависимость хорошо описывается функцией $B_{zc}(T) = B(0)\exp(T/T_0)$ (сплошная кривая на рис.16), где $B(0) = 0.17$ Т а температура $T_0 = 8.9$ К.

Полученные результаты исследования эффекта Холла сравнивались с данными измерения магнитосопротивления, R_{xx} при той же ориентации магнитного поля. dR_{xx}/dB достигает максимума при определенном значении магнитного поля, B_0 . Таким образом, в магнитном поле $B < B_0$ магнитосопротивление пропорционально B^2 , тогда как в больших полях ($B > B_0$) $R_{xx} \sim B$. Температурная зависимость характерного поля B_0 показана на рис.16 открытыми кружками. Как видно, зависимости $B_{zc}(T)$ и $B_0(T)$ практически совпадают, несмотря на то, что данные зависимости получены на различных образцах. Это позволяет прийти к заключению, что $B_{zc}(T) \approx B_0(T)$. В свою очередь, это формально означает, что поведение магнитосопротивления при проводимости n -типа (область слабых магнитных полей) качественно отличается от поведения магнитосопротивления

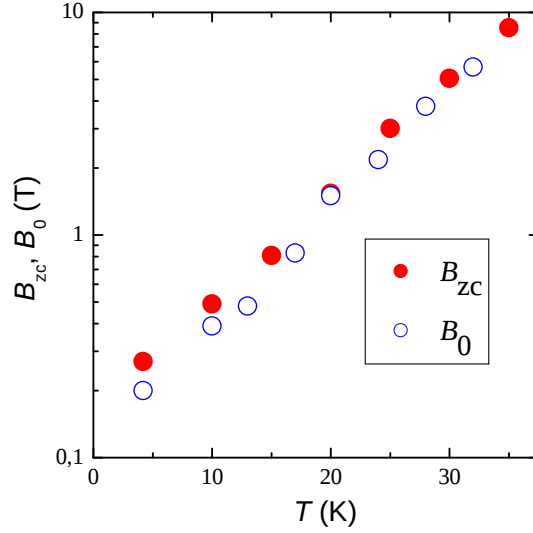


Рис. 16: (color online) Температурные зависимости магнитного поля B_{zc} , при котором постоянная Холла обращается в ноль (открытые кружки), и магнитного поля B_0 , соответствующего максимуму dR_{xx}/dB (темные кружки).

для проводимости p -типа (область больших магнитных поле). В магнитном поле $B < B_0$, магнитосопротивление $R_{xx} \sim B^2$, демонстрируя классическое поведение [18]. Так как $B_0 \approx B_{zc}$, разумно предположить, что такое поведение магнитосопротивления есть свойство именно электронов. В больших магнитных полях ($B > B_0$) мы наблюдаем зависимость $R_{xx} \sim B$. И из тех же соображений, что и выше, данное экзотическое поведение магнитосопротивления может быть ассоциировано со свойствами дарочных носителей. Линейное магнитосопротивление действительно является экзотическим явлением, для объяснения которого мы нашли только две теории. Возможность такого поведения магнитосопротивления предсказана для поликристаллических металлов с открытой поверхностью Ферми [19], но, очевидно, это не есть случай настоящего эксперимента. Второй случай относится к теории [20], согласно которой в экстремальном квантовом пределе, когда расстояние между уровнями Ландау становится настолько большим, что все носители находятся на низшем уровне, магнитосопротивление демонстрирует линейную зависимость от магнитного поля. До настоящего времени считалось, что присутствие нормальных носителей в NbSe_3 есть результат образования "карманов" на поверхности Ферми, в следствии неполного нестинга. Результаты настоящей работы позволяют представить иную физическую картину. ВЗП-переход при T_{p1} с совершенным нестингом происходит на первом типе цепочек. А вот переход при T_{p2} , предполагается, только на втором типе цепочек при неполном нестинге, результатом которого является образование дырочных

"карманов" с "легкими" носителями, ответственными за линейное магнитосопротивление в больших полях. Третий тип цепочек не претерпевает пайерлсовского перехода и ответственен за присутствие относительно тяжелых электронов, определяющих осцилляции ШГ.

Зависимость постоянной Холла от магнитного поля позволила объяснить обнаруженный нами эффект отрицательного магнитосопротивления в слабых магнитных полях. Данный эффект наблюдается только для тонких монокристаллов NbSe_3 (< 5 мкм при $T = 4.2$ К) в слабом магнитном поле, ориентированном вдоль оси c (рис.17). Сопротивление первоначально увеличивается с ростом поля до определенного значения, B_{max} , после достижения которого резко уменьшается. Падение сопротивления продолжается до момента достижения магнитным полем значения B_{min} , соответствующего минимальному сопротивлению, и при дальнейшем увеличении поля уменьшение сопротивления сменяется его ростом. Было показано, что данный эффект является размерным и связан с тем, что в случае компенсированного металла ($R_{xy} = 0$) рассеяние приводит к возрастанию проводимости. А в случае тонких монокристаллов NbSe_3 в определенном интервале магнитных полей определяющий вклад в рассеяние дает поверхностное рассеяние. В заданной геометрии магнитного поля последнее определяется соотношением между значением ларморовского диаметра и толщиной кристалла. В случае, когда ларморовский диаметр в интервале магнитных полей близки B_{zc} оказывается больше толщины образца, переход через B_{zc} сопровождается качественным изменением вклада рассеяния в магнитосопротивление: при $B < B_{zc}$ и при $B > B_{zc}$ рассеяние приводит к увеличению сопротивления, тогда как при $B \simeq B_{zc}$ к увеличению проводимости. Экспериментальным доказательством предложенного механизма служит тот факт, что максимальное падение магнитосопротивления происходит в точности при $B = B_{zc}$.

Для толстых образцов, для которых ларморовский диаметр в области магнитных полей, близких к $B = B_{zc}$, оказывается меньше толщины кристалла, и внутреннее, и поверхностное рассеяние являются незначительными и не зависят от магнитного поля. Поэтому эффект отрицательного магнитосопротивления в этом случае отсутствует.

Исследования эффекта Холла в динамическом режиме ВЗП показали, что в таких соединениях, как TaS_3 и $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ напряжение Холла уменьшается при достижении продольного электрического поля порогового значения, E_T , для инициирования движения ВЗП. Результаты обоих экспериментов были интерпретированы в рамках теоретической модели [21]. В данной модели предполагалось, что ВЗП не дает вклада в напряжение Холла. Однако, рассеяние на приме-

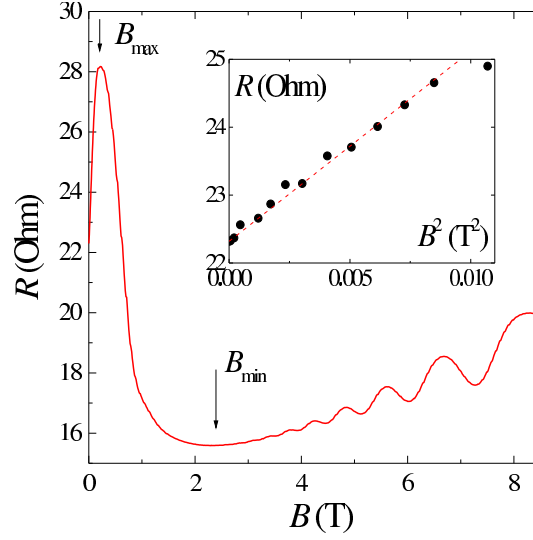


Рис. 17: Зависимость $R(B)$ для монокристалла NbSe_3 , толщиной $d = 0.3$ мкм при $T = 4.2$ К и $B \parallel c$. Стрелками указаны положения характерных полей $B_{\max}$ и $B_{\min}$. На вставке показана данная зависимость в области слабых магнитных полей.

сях нормальных носителей в условиях движущейся ВЗП, приводит к появлению нормального электронного тока в направлении, противоположном направлению движения ВЗП: так называемому “обратному течению”, с чем и связывалось уменьшение холловского напряжения. К моменту начала работы над диссертацией считалось, что данный эффект отсутствует в соединении NbSe_3 . Мы провели детальное исследование эффекта Холла в режиме скользящей ВЗП в NbSe_3 в широком интервале температур и в магнитных полях до $B = 9$ Т. На рис. 18 показаны зависимости холловского напряжения, V_H , от продольного падения напряжения, V_L , при 30 К в различных магнитных полях.

Как видно, в больших магнитных полях, даже при $T \gtrsim 30$ К, отклонение зависимости $V_H(V_L)$ от линейной в электрическом поле, большем E_t , становится очевидным. Это отклонение значительно возрастает при понижении температуры. Однако, мы наблюдаем уменьшение $|V_H|$ только для p -типа проводимости, и это может быть в согласии с моделью “обратного течения” [21]. Однако, для n -типа проводимости мы наблюдаем обратную картину: $|V_H|$ увеличивается при достижении порогового поля скольжения ВЗП. Если модель “обратного течения” справедлива, то наблюдаемое в эксперименте поведение холловского напряжения может формально означать, что на самом деле эффект “обратного течения” имеет место только для дырок и полностью отсутствует для электронов. Выше было показано, что свойства электронов и дырок сильно отличаются в NbSe_3 . В этом случае подвижность дырочных носителей может оказаться значи-

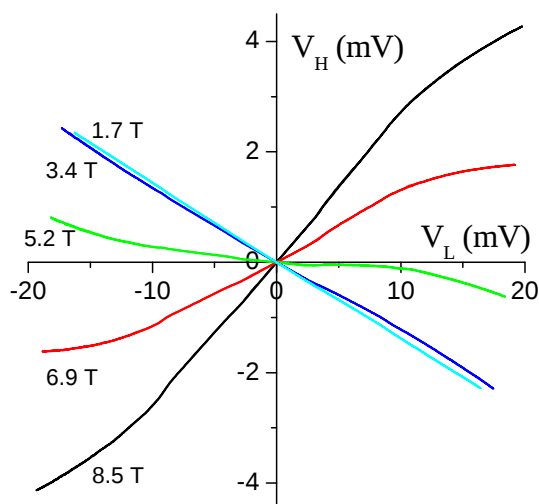


Рис. 18: Напряжение Холла, V_H , в зависимости от продольного падения напряжения, V_L при $T = 30$ К при различных значениях магнитной индукции

тельно больше, чем электронная подвижность. Представляется логичным предположить, что ВЗП в режиме скольжения будет взаимодействовать эффективно только с легкими носителями, в нашем случае – с дырками. Тогда основной вклад в эффект “обратного течения” будут давать именно дырочные носители, приводя к уменьшению напряжения Холла для p -типа проводимости и, наоборот, к увеличению $|V_H|$ для проводимости n -типа, в согласии с наблюдаемыми экспериментальными результатами.

В заключении сформулированы наиболее значимые результаты диссертационной работы.

1. Детальные исследования характера взаимодействия нормальных носителей с волной зарядовой плотности на границе раздела нормальный металл (N)-ВЗП доказывают существование "не зеркальных" траекторий отражения инжектируемых из нормального металла носителей заряда. Была экспериментально показана возможность спектроскопии пайерлсовской энергетической щели, основанная на отражении нормальных носителей на барьере энергетической щели ВЗП на границе раздела N-ВЗП.
2. Определены значения энергетических щелей ВЗП в монокристаллах NbSe_3 с помощью микроконтактов N-ВЗП, ориентированных в различных кристаллографических направлениях. Получено указание на возможное существование анизотропии энергетической щели. Показано, что плотность состояний при $E < \Delta_p$ не равна нулю, а ее зависимость от энергии, $N(E)$, указывает на двумерный характер электронного спектра в данном соеди-

нении. Для первой и второй пайерлсовских щелей определены их температурные зависимости, которые оказались в хорошем согласии с теорией БКШ.

3. Детально исследовано взаимодействие сверхпроводящего конденсата с конденсатом волны зарядовой плотности на границе раздела сверхпроводник S (Nb)-ВЗП (NbSe_3). Обнаружено, что в данной геометрии эксперимента наблюдается эффект андреевского отражения, однако, прямая конверсия сверхпроводящего тока в ток ВЗП в структуре S-ВЗП не происходит. Показано, что в данных структурах происходит подавление сверхпроводимости в приконтактной области за счет неравновесного эффекта, возникающего в следствии сильной инжекции квазичастиц в сверхпроводник из ВЗП. В результате, в сверхпроводнике образуется "буферный слой" нормального металла, и конверсия носителей из сверхпроводящего конденсата в конденсат волны зарядовой плотности реализуется по схеме S-N-ВЗП.
4. Экспериментально продемонстрировано, что электрический транспорт в направлении, перпендикулярном слоям, в NbSe_3 имеет туннельную природу, обусловленную структурной особенностью данного соединения, когда проводящие слои разделены атомно тонкими изолирующими прослойками. Впервые метод внутреннего межслоевого туннелирования был применен для спектроскопии энергетической щели и возможных внутрищелевых состояний ВЗП. Полученные с помощью данного метода результаты были подтверждены исследованиями симметричных туннельных структур NbSe_3 -I- NbSe_3 , ориентированных перпендикулярно проводящим слоям. Основным результатом данных исследований является обнаружение на ВАХ структур сильного пика динамической проводимости, который может быть объяснен когерентным туннелированием несконденсированных в ВЗП носителей.
5. Получены веские экспериментальные указания на существование критической плотности тока, j_0 , скольжения ВЗП. Качественно рассмотрены возможные механизмы подавления состояния с ВЗП при больших токах. Получены оценки j_0 для $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$, NbSe_3 и TaS_3 .
6. Впервые описаны результаты исследований и проанализирована эволюция свойств микроконтактов металл-полупроводник с ВЗП при изменении диаметра контакта и температуры. В диапазоне температур 80-150 К экспериментальные данные удается адекватно описать в рамках полупроводнико-

вой модели ВЗП [22]. Показано, что сопротивление контактов определяется микроскопической областью, размеры которой определяются диаметром контакта и анизотропией проводимости пайерлсовского образца. Именно в этой области под действием электрического поля происходит существенное изменение проводимости: экранирование внешнего электрического поля приводит к деформации ВЗП, сдвигу химического потенциала квазичастиц и изменению сопротивления микроконтакта. Определена температурная зависимость положения химического потенциала для $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$. Показано, что в данном соединении состоянии равновесия химический потенциал находится выше середины пайерлсовской щели и приближается к ее середине с повышением температуры. Обнаружено, что локальное движение ВЗП в приконтактной области может наблюдаться лишь при достаточно больших значениях диаметра контакта, $d \gtrsim 100 \text{ \AA}$. Для данного типа контактов определены зависимости напряжения срыва ВЗП от d и T , предложена модель, объясняющая эти зависимости размерным эффектом в проскальзывании фазы ВЗП. При температурах, близких к T_P , на дифференциальных ВАХ контактов начинают проявляться особенности спектра одностичных возбуждений. Наблюдающаяся нелинейность ВАХ выше T_P объясняется существованием флуктуаций волны зарядовой плотности.

7. При исследовании микроконтактов металл-полупроводник с ВЗП в области низких температур ($T < 77 \text{ К}$) обнаружена неэквивалентность деформаций растяжения и сжатия. Предложено объяснение наблюдаемого эффекта включением нового механизма пиннинга – на соизмеримости. Впервые удалось наблюдать единичный акт проскальзывания фазы ВЗП. Показано, что микроконтакт можно использовать для управления энергетической структуры ВЗП.
8. Исследования микроконтактных спектров структур нормальный металл- NbSe_3 , ориентированных вдоль основных кристаллографических направлений в магнитном поле до 9 Т, позволили убедительно доказать, что, наложение магнитного поля не изменяет концентрации несконденсированных в ВЗП нормальных носителей в NbSe_3 , как это предсказывалось теорией Балсейро-Фаликова [16], и сильное магнитосопротивление, наблюдаемое в данном материале при низких температурах, скорее всего, обусловлено значительным изменением подвижности нормальных носителей.
9. Исследование угловых зависимостей осцилляций Шубникова-де Гааза позволили установить, что квазиимпульсы несконденсированных в ВЗП носи-

телей в NbSe_3 преимущественно ориентированы вдоль кристаллографической оси c , что, в принципе, может быть одним из объяснений эффекта коррелированного, с сохранением импульса, межслоевого туннелирования, наблюдаемого в данном соединении.

10. При детальном исследовании эффекта Холла в NbSe_3 было показано, что в слабых электрических полях ($E < E_t$) постоянная Холла меняет знак при определенном значении магнитного поля, величина которого, в свою очередь, зависит от температуры. Сравнение результатов измерения эффекта Холла и магнитосопротивления указывает на то, что $R_{xx}(B)$ для n -типа проводимости качественно отличается от соответствующей зависимости для проводимости p -типа, что позволяет сделать вывод о качественном различии кинетических характеристик электронов и дырок в NbSe_3 .
11. В слабых магнитных полях обнаружен размерный эффект отрицательного магнитосопротивления. Физическая природа эффекта обусловлена качественным изменением вклада поверхностного рассеяния в магнитопроводимость вблизи магнитного поля инверсии типа основных носителей.
12. Показано, что в больших магнитных полях коллективное движение ВЗП существенно изменяет напряжение Холла, причем ВЗП взаимодействует различным образом с электронами и дырками. Продемонстрирована возможность изучения с помощью эффекта Холла эффектов статической деформации ВЗП в электрических полях, меньших порогового поля для скольжения ВЗП.

Цитируемая литература

-
- [1] Р. Пайерлс, *Квантовая теория твердых тел*, (Москва, ИЛ, 1956).
 - [2] H. Frohlich, "On the Theory of Superconductivity: The One-Dimensional Case", *Proc. R. Soc. A* **223**, 296 (1954).
 - [3] G. Grüner, *Density Waves in Solids* (Addison – Wesley, Reading, Massachusetts, 1994).
 - [4] L. Gor'kov and G. Grüner *Charge Density Waves in Solids* (Amsterdam: Elsevier Science, 1989).
 - [5] *Electronic Crystals 99* edited by S. Brazovskii and P. Monceau, (*J. Physique France*, vol 10, 1999).

- [6] *Electronic Crystals 02* edited by S. Brazovskii, P. Monceau and N. Kirova, (J. Physique France, vol 12, 2002).
- [7] С. В. Зайцев-Зотов, “Размерные эффекты в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности”, УФН **174**, 585 (2004).
- [8] P. C. van Son, H. van Kempen, P. Wyder, “New method to study the proximity effect at the normal-metal/superconductor interface”, Phys.Rev.Lett. **59**, 2226-2228, (1987).
- [9] C. Schlenker, in *Low-dimensional electronic properties of molybdenum bronzes and oxides*(Kluwer Academic Publishers, 1989).
- [10] M. I. Visscher and G. E. W. Bauer, “Mesoscopic charge-density-wave junctions”, Phys. Rev. B **54**, 2798-2805, (1996).
- [11] С. Н. Артеменко и С. В. Ремизов, “Характер отражения электронов на границе нормальный металл - пайерлсовский полупроводник”, Письма в ЖЭТФ **65**, 50-55, (1997).
- [12] X.-Z. Huang and K. Maki, “Density of states of quasi-one-dimensional charge-density and spin-density waves”, Phys. Rev. B **40**, 2575-2577, (1989).
- [13] А. Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964).
- [14] G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, “Transition from metallic to tunneling regimes in superconducting microconstrictions: Excess current, charge imbalance, and supercurrent conversion”, Phys. Rev. B **25**, 4515-4532, (1982).
- [15] V.Ya. Pokrovskii and S.V. Zaitsev-Zotov, “Critical-state model for pinned charge-density waves: conditions and consequences of phase slip”, Synthetic Metals **32**, 321-328, (1989).
- [16] C.A. Balseiro and L.M. Falicov, “Effect of high magnetic fields on the electronic structure of density-wave systems”, Phys. Rev. B **34**, 863-871, (1986).
- [17] P. Monceau and A. Briggs, “Quantum oscillations in NbSe₃”, J. Phys. C: Solid State Phys., **11**, L465-L468, (1978).
- [18] Ч. Киттель *Квантовая теория твердых тел* (Москва: Наука, 1967).
- [19] А. А. Абрикосов *Основы теории металлов* (Москва: МИР, 1989).
- [20] A. A. Abrikosov, “Quantum linear magnetoresistance; solution of an old mystery ”, J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 9119-9132, (2003).
- [21] С.Н. Артеменко и Ф.Н. Круглов, Физика Твердого Тела **26**, (1984) 1448.
- [22] С.А. Артеменко, С.В. Зайцев-Зотов, В.Я. Покровский, “Электронно-дырочный баланс и полупроводниковые свойства квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности”, ЖЭТФ, **110**, 1069 (1996).

Список основных публикаций по теме диссертации

-
- [1] А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, С. Г. Зыбцев, И. Г. Горлова, и П. Монсо, “Особенности рассеяния носителей на границе нормальный металл-квазиодномерный проводник с волновой зарядовой плотности”, Письма в ЖЭТФ **64**, 259-264, (1996).

- [2] А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, С. Г. Зыбцев, И. Г. Горлова, “Локальная спектроскопия отражения носителей на границе нормальный металл-пайерлсовский проводник $K_{0.3}MoO_3$ ”, ЖЭТФ **113**, 1830-1839, (1998).
- [3] А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, С. Г. Зыбцев, И. Г. Горлова, “Локальная спектроскопия пайерлсовской энергетической щели в $K_{0.3}MoO_3$ ”, Тезисы докладов XXXI совещания по физике низких температур 2-3 декабря 1998 г. (приглашенный доклад) -, (1998).
- [4] Ю. И. Латышев, А. А. Синченко, “Квантовые эффекты в квазиодномерных проводниках с волной зарядовой плотности (ВЗП)”, Тезисы докладов 4-ой Российской конференции по физике полупроводников. Новосибирск, 25-29 октября 1999 г. (приглашенный доклад). -, (1999).
- [5] A. A. Sinchenko, Yu. I. Latyshev, S. G. Zybtev and I. G. Gorlova, “Point-contact spectroscopy of quasi-1D conductors with CDW”, J. Phys. IV France **9**, Pr10-179-Pr10-181, (1999).
- [6] А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, “Мезоскопические свойства квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности”, Письма в ЖЭТФ **75**, 714-725, (2002).
- [7] A. A. Sinchenko, Yu. I. Latyshev, V. Ya. Pokrovskii, S. G. Zybtev and P. Monceau, “Micro-contact spectroscopy features of quasi-one-dimensional materials with a charge-density wave”, J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 9311-9322, (2003).
- [8] A. A. Sinchenko and P. Monceau, “Charge-density-wave gaps of NbSe₃ measured by point-contact spectroscopy in different crystallographic orientations”, Phys. Rev. B **67**, 125117 (2003).
- [9] A. A. Sinchenko, Yu. I. Latyshev, S. G. Zybtev, I. G. Gorlova, and P. Monceau, “Point-contact spectroscopy of the charge-density-wave gap along the chains in NbSe₃”, Phys. Rev. B **60**, 4624-4628, (1999).
- [10] A. A. Sinchenko and P. Monceau, “Point-contact spectroscopy probing the NbSe₃ CDW gap in different crystallographic orientations”, J. Phys. IV France **12**, Pr9-119 (2002).
- [11] A. A. Sinchenko and P. Monceau, “Superconductor (Nb) - charge density wave (NbSe₃) point-contact spectroscopy”, J. Phys: Condens. Matter. **15**, 4153-4160, (2003).
- [12] A. A. Sinchenko, S. G. Zybtev and I. G. Gorlova, Yu. I. Latyshev, V. Ya. Pokrovskii and P. Monceau, “On the critical current for the charge density wave transport”, J. Phys. IV France **12**, Pr9-127-Pr9-128, (2002).
- [13] А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, С. Г. Зыбцев, И. Г. Горлова, “Особенности микроконтактных спектров металл -квазиодномерный проводник с волной зарядовой плотности”, Письма в ЖЭТФ **67**, 146-151, (1998).
- [14] А. А. Синченко, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, “Управление электронным спектром квазиодномерного проводника $K_{0.3}MoO_3$ с помощью микроконтакта”, Письма в ЖЭТФ **74**, 191-194, (2001).
- [15] А. А. Синченко, В. Я. Покровский, “Деформация волны зарядовой плотности вблизи микроконтакта с нормальным металлом”, ЖЭТФ **128**, 1288-1297, (2005).
- [16] A. A. Sinchenko, V. Ya. Pokrovskii, “Effect of commensurability on the CDW deformation

- near a point contact”, J. Phys. IV France **131**, 227-229, (2005).
- [17] A. A. Sinchenko, V. Ya. Pokrovskii, “Effect of strong deformation on a charge density wave in the vicinity of a point contact with a normal metal”, Proceeding of workshop "Recent Developments in Low Dimensional Charge Density Wave Conductors Skradin, Croatia, June, 29-July,3, 2006.
 - [18] Ю. И. Латышев, А. А. Синченко, Л. Н. Булаевский, В. Н. Павленко и П. Монсо, “Когерентное туннелирование между элементарными проводящими слоями в проводнике с волной зарядовой плотности NbSe_3 ”, Письма в ЖЭТФ **75**, 103-108, (2002).
 - [19] Yu. I. Latyshev, P. Monceau, A. A. Sinchenko, L.N. Bulaevski, S. A. Brazovskii, T. Kawae and T. Yamashita, “Interlayer tunnelling spectroscopy of the charge density wave state in NbSe_3 ”, J. Phys. A: Math. Gen. **36**, 9323-9336, (2003).
 - [20] Yu. I. Latyshev, P. Monceau, S. A. Brazovskii, A. P. Orlov, A. A. Sinchenko, Th. Fournier, E. Mossang, “Interlayer tunneling spectroscopy of layered CDW materials”, J. Phys. IV France **131**, 197-202, (2005).
 - [21] Yu.I.Latyshev, P.Monceau, A.P.Orlov, A.A.Sinchenko, S.A.Brazovskii, L.N.Bulaevskii, Th.Fournier, T.Yamashita, T.Hatano, J.Markus, J.Duma, C.Schlenker, “Interlayer tunneling spectroscopy of layered high temperature superconductors and charge density wave materials”, Proceeding of workshop "Recent Developments in Low Dimensional Charge Density Wave Conductors Skradin, Croatia, June, 29-July,3, 2006 (invited report).
 - [22] A. A. Sinchenko and P. Monceau, “Coherent-noncoherent tunneling crossover in NbSe_3 - NbSe_3 point contacts”, Phys. Rev. B **76**, 115129, (2007).
 - [23] A. A. Sinchenko and P. Monceau, “Tunneling spectroscopy of NbSe_3 in high magnetic field”, Phys. Rev. B **67**, 233103 (2003).
 - [24] А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, и П. Монсо, “Особенности магнитосопротивления квазиодномерного проводника с волной зарядовой плотности NbSe_3 при различной ориентации магнитного поля”, Письма в ЖЭТФ **81**, 162-165, (2005).
 - [25] A. A. Sinchenko, Yu. I. Latyshev, A. P. Orlov, P. Monceau, “Unusual magnetotransport properties of NbSe_3 single crystals at low temperature”, J. Phys. IV France **131**, 273-276, (2005).
 - [26] A.A. Sinchenko, Yu.I. Latyshev, A.P. Orlov, A.A. Ivanov and P. Monceau, “Hall effect and negative magnetoresistance in thin crystals of NbSe_3 ”, Europhys. Journal. **63**, (2008) 199-204.
 - [27] A.A. Sinchenko, R.V. Chernikov, A.A. Ivanov, P. Monceau and T. Crozes, “Hall effect in the pinned and sliding charge density wave state of NbSe_3 ”, J. Phys: Condens. Matter. **B21**, (2009) 435601.
 - [28] A.A. Sinchenko, P. Monceau, T. Crozes, R.V. Chernikov, A.A. Ivanov, “Hall effect in the pinned and sliding charge density wave state of NbSe_3 ”, Physica **B404**, (2009) 426-429.
 - [29] А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, А.П. Орлов и П. Монсо, “Аномальная асимметрия магнетосопротивления монокристаллов NbSe_3 ”, Письма в ЖЭТФ **84**, 329-333, (2006).