

**ЛОКАЛЬНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ ОТРАЖЕНИЯ НОСИТЕЛЕЙ НА ГРАНИЦЕ  
НОРМАЛЬНЫЙ МЕТАЛЛ–ПАЙЕРЛСОВСКИЙ ПРОВОДНИК  $K_{0,3}MoO_3$** *А. А. Синченко**Московский государственный инженерно-физический институт  
115409, Москва, Россия**Ю. И. Латышев, С. Г. Зыбцев, И. Г. Горлова\***Институт радиотехники и электроники Российской академии наук  
103907, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 30 сентября 1997 г.

Для выяснения характера отражения носителей от границы нормальный металл–пайерлсовский проводник исследованы характеристики точечных контактов, образованных с промежуточным металлическим слоем, напыленным на грань кристалла  $K_{0,3}MoO_3$  (010) (инжекция вдоль цепочек) или  $(\bar{2}01)$  (инжекция поперек цепочек). В пайерлсовском состоянии при напряжениях смещения  $eV$ , меньших значения пайерлсовской щели  $\Delta_P$ , наблюдается избыточное дифференциальное сопротивление с локальным минимумом при  $V = 0$ . Величина избыточного сопротивления пропорциональна  $a^2/d^2$ , где  $a$  — диаметр контакта,  $d$  — толщина металлической пленки. Избыточное сопротивление при инжекции вдоль цепочек оказывается значительно больше, чем при инжекции поперек. Сравнительный анализ результатов, полученных при различных направлениях инжекции, указывает на то, что определяющий вклад в избыточное сопротивление при инжекции вдоль цепочек дает нормальное отражение носителей без изменения знака их заряда с передачей импульса  $2p_F$  в конденсат электрон-дырочных пар, уносимых от границы.

**1. ВВЕДЕНИЕ**

Хорошо известно, что при понижении температуры в квазиодномерных проводниках происходит пайерлсовский переход, в результате чего возникает сверхрешетка — волна зарядовой плотности (ВЗП) или волна спиновой плотности (ВСП) с периодом, равным удвоенной фермиевской длине волны электронов исходного металла. Данный переход сопровождается частичной или полной диэлектризацией электронного спектра в окрестности совмещающихся при сдвиге на волновой вектор ВЗП (ВСП) плоских участков поверхности Ферми. С движением ВЗП (ВСП) под действием электрического поля связан коллективный механизм проводимости. Многие свойства материалов с ВЗП и ВСП хорошо изучены, и их обзор можно найти в книге [1]. Однако остается ряд неизученных вопросов, и в частности, вопрос о физических механизмах превращения тока нормальных носителей в ток ВЗП (ВСП) на границе раздела нормальный металл–пайерлсовский проводник.

До последнего времени рассматривались процессы, происходящие внутри ВЗП при ее скольжении между токовыми контактами, расположенными на боковой поверхно-

\*E-mail: GORL@MAIL.CPLIRE.RU

сти ленточного образца пайерлсовского проводника. В настоящее время можно считать надежно установленным, что процесс преобразования токов вблизи таких контактов сопровождается термоактивированным проскальзыванием фазы ВЗП, распространяющимся на значительные расстояния от контакта (см. например, работу [2] и ссылки в ней). В то же время механизм проникновения электронов из металла в ВЗП до последнего времени детально не изучался. В [3] предполагалось, что проникновение в ВЗП электронов с энергией, большей пайерлсовской щели  $\Delta_P$ , приводит к образованию солитонов, взаимодействие между которыми является причиной образования и роста дислокаций, обеспечивающих проскальзывание фазы между скользящей и неподвижной ВЗП. При этом предполагалось, что электроны с энергией меньшей  $\Delta_P$  отражаются от границы металл–пайерлсовский проводник и не принимают участия в преобразовании тока.

С другой стороны, имеется формальная аналогия между пайерлсовскими проводниками и сверхпроводниками, так как в обоих случаях конденсированное состояние описывается параметром порядка  $\Delta = |\Delta| \exp(i\varphi)$ , амплитуда которого определяет энергетическую щель в спектре одночастичных возбуждений, а производная фазы (по времени в пайерлсовских проводниках и по координате в сверхпроводниках) пропорциональна вкладу сконденсированных электронов в плотность электрического тока. Если в сверхпроводниках конденсат образован парами электронов с противоположными импульсами, то ВЗП можно наглядно представить себе как конденсат связанных пар электронов и дырок, импульсы которых различаются на величину волнового вектора ВЗП. Данное сходство позволяет ожидать на границе раздела металл–пайерлсовский проводник эффекта, аналогичного эффекту андреевского отражения в сверхпроводниках [4], т. е. отражения, сопровождающего трансформацию тока нормальных носителей в ВЗП и при энергиях налетающих электронов, меньших пайерлсовской щели.

В теоретических работах [5, 6] был сделан вывод, что электрон с энергией меньшей  $\Delta_P$ , падающий на пайерлсовский проводник из нормального металла, при отражении движется по траектории налетающей частицы, т. е. при отражении происходит изменение знака всех трех компонент скорости  $\mathbf{v} = d\epsilon/d\mathbf{p}$ . Отличие от андреевского отражения заключается в том, что знак заряда отраженной частицы не изменяется, что должно приводить к появлению избыточного сопротивления границы металл–пайерлсовский проводник.

Первые целенаправленные эксперименты по поиску эффектов подщелевого отражения на границе металл–пайерлсовский проводник были проведены по методу ван Кемпена [7] при исследовании характеристик точечных контактов, образованных с промежуточным металлическим слоем, напыленным на грань кристалла  $K_{0.3}MoO_3$  перпендикулярно направлению цепочек [8]. Результаты работы [8] качественно согласовывались с моделью [5, 6] с привлечением предположения о наличии барьера на границе металл–пайерлсовский проводник, аналогичного барьеру, возникающему на контакте нормальный металл–сверхпроводник [9]. Однако величина сигнала отражения была более чем на порядок меньше, чем предсказывалось в [5, 6].

В опубликованной недавно теоретической работе [10] рассматривались транспортные свойства гетероструктуры металл–пайерлсовский проводник–металл. В отличие от [5, 6], где рассматривалась статическая задача отражения электрона на барьере, обусловленном пайерлсовской щелью  $\Delta_P$ , в [10] учитывалось движение конденсата от границы при отражении налетающего электрона. Если учесть, что отражение носителя от границы металл–сверхпроводник не сопровождается изменением знака заряда отражен-

ной частицы, то и не происходит трансформации заряда в конденсат, которая имеет место при андреевском отражении в сверхпроводниках. Однако электрон-дырочные пары, двигаясь от границы, уносят удвоенный импульс падающего нормально к границе электрона ( $\sim 2\hbar k_F$ ), соответствующий импульсу пары в ВЗП, т.е. при отражении такого типа перенос импульса осуществляется аналогично переносу заряда при андреевском отражении в сверхпроводниках. Иначе говоря, симметрия заряд-импульс проявляется при отражении от границы металл-пайерлсовский проводник в отсутствие переноса заряда, тогда как при андреевском отражении не происходит переноса импульса. Очевидно, что механизм такого отражения (назовем его аналогом андреевского отражения) может проявляться только при направлении движения падающего электрона вдоль цепочек, так как при падении под углом компонента импульса вдоль цепочек будет меньше  $p_F$ . Применительно к эксперименту [8] следствием этого должна быть зависимость сигнала отражения от площади точечного контакта.

Другой, недавно предложенный механизм отражения [11] учитывает возможность как зеркального отражения носителей, падающих на границу металл-пайерлсовский проводник, так и отражения под некоторым углом, определяющимся проекцией волнового вектора ВЗП,  $\mathbf{Q}$ , на плоскость, перпендикулярную направлению цепочек (в общем случае вектор  $\mathbf{Q}$  не параллелен цепочкам [1]). По аналогии с когерентным рассеянием электрона на кристаллической решетке этот тип отражения был назван в [11] брэгговским отражением от электронного кристалла. В случае  $\mathbf{Q} = (2k_F, Q_y, 0)$  и волнового вектора электрона, вылетающего из эмиттера с компонентами  $(k_x, k_y)$ , возвратные траектории носителей в эмиттер могут возникать при соотношении  $k_y + Q_y = -k_y$ , т.е. при угле к нормали  $\phi = \arcsin(-Q_y/2k_F)$ . В случае зеркального отражения условие возвратных траекторий,  $k_y = -k_y$ , выполняется только при нормальном падении,  $k_y = 0$ . Сигнал отражения в обоих случаях также должен быть пропорционален площади эмиттера. Как было показано в [11], коэффициент отражения, как и в предыдущем механизме [10], должен резко уменьшаться, когда энергия налетающих частиц превышает значение  $\Delta_p$ .

Цель настоящей работы — выяснить, меняя экспериментальную конфигурацию (площадь контакта, толщину слоя металла, ориентацию эмиттера относительно исследуемого кристалла), какие механизмы отражения и при каких условиях реализуются в эксперименте.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

В качестве образцов в настоящей работе исследовались монокристаллы «голубой» бронзы  $K_{0,3}MoO_3$  с поперечным сечением  $10^3$ – $10^4$  мкм<sup>2</sup>. Температура пайерлсовского перехода определялась по температурной зависимости сопротивления и составляла  $T_p = 181$ – $183$  К. Значение порогового электрического поля начала скольжения ВЗП определялось из вольт-амперных характеристик (ВАХ) и составляло 150–500 мВ/см при  $T = 77$  К. Монокристаллы были предоставлены Центром исследований при низких температурах (CRTBT-CNRS, Гренобль).

Для изучения процессов на границе раздела металл-пайерлсовский проводник использовалась экспериментальная схема измерений, в основу которой положен одноконтактный метод исследования эффекта андреевского отражения в сверхпроводниках [7]. Физическая основа данного метода проиллюстрирована на рис. 1б на примере сверхпро-

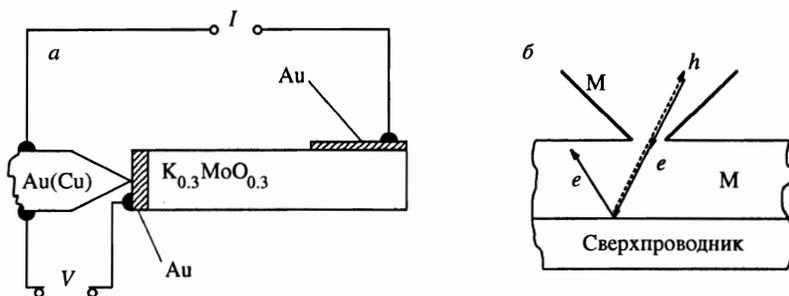


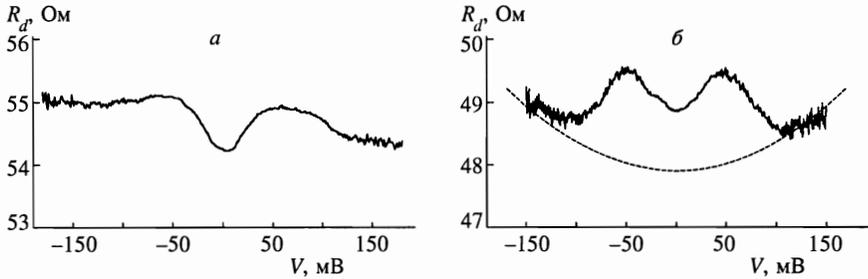
Рис. 1. а) — Геометрия эксперимента и б) — схема возможных процессов отражения в одноконтактной схеме измерения андреевского отражения: сплошные линии — обычное зеркальное отражение; штриховая линия — отражение андреевского типа (М — металл, СП — сверхпроводник)

водника. На сверхпроводник напыляется тонкая пленка нормального металла толщиной  $d$ , и исследуются характеристики точечного контакта нормального металла с этой пленкой (гетероструктура металл–(металл–пайерлсовский проводник)). Электроны инжектируются через точечный контакт в телесный угол  $2\pi$  и претерпевают отражение на границе металл–сверхпроводник. В случае выполнения условия баллистического режима,  $d \ll l$ , и при  $a \ll d$  ( $l$  — длина свободного пробега,  $a$  — диаметр точечного контакта) только отраженные андреевским образом квазичастицы будут проходить обратно через точечный контакт, приводя к появлению избыточного тока, что на дифференциальной ВАХ контакта отразится в виде уменьшения дифференциального сопротивления. Данный метод успешно применялся для исследования андреевского отражения как в традиционных [12, 13], так и в высокотемпературных оксидных сверхпроводниках [14, 15].

Геометрия эксперимента настоящей работы показана на рис. 1а. Измерялись ВАХ и их первые производные точечных контактов нормального металла с гетероструктурой Au– $K_{0.3}MoO_{0.3}$ . Точечный контакт образовывался с плоскостями кристалла, как перпендикулярными, так параллельными ориентации цепочек. 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, составляющей обычно для пленок золота 150–200 нм. В качестве нормальных контрэлектродов использовались электрохимически заточенные тонкие (диаметром 30–70 мкм) проволоки из меди и золота. Радиус закругления острия игл не превышал 1 мкм. Точечный контакт формировался непосредственно при низкой температуре с помощью прецизионной механической системы передачи движения [16]. Для каждого образца измерялись характеристики нескольких точечных контактов. Эксперименты проводились при  $T = 77$  К и при температуре выше  $T_P$  для двух ориентаций точечного контакта: параллельно и перпендикулярно цепочкам.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Нелинейные особенности, связанные с проявлением пайерлсовской щели, наблюдались на характеристиках точечных контактов Au–Au– $K_{0.3}MoO_{0.3}$  только при температуре ниже пайерлсовского перехода. Выше температуры  $T_P = 183$  К ВАХ точечных



**Рис. 2.** Зависимости дифференциального сопротивления  $R_d = dV/dI$  от напряжения  $V$  точечных контактов Au–Au– $K_{0.3}MoO_3$  при  $T = 77$  К: а) образец № 1,  $d = 100$  нм,  $R_d(0) = 54.26$  Ом; б) образец № 4,  $d = 50$  нм,  $R_d(0) = 48.87$  Ом. Штрихами показана зависимость от напряжения сопротивления собственно контакта металл–металл,  $R_{dN}(V)$

контактов симметричны и имеют омический характер с малым приростом сопротивления, пропорциональным квадрату напряжения. Никаких иных особенностей при данных температурах не наблюдалось при всех ориентациях точечных контактов. Ниже приводятся результаты измерения при температурах  $T < T_P$ .

### 3.1. Ориентация точечного контакта вдоль цепочек

Определенную ясность физической картины отражения на границе металл–пайерлсовский проводник могут внести экспериментальные данные об эволюции характеристик точечных контактов Au–Au– $K_{0.3}MoO_3$  при изменении диаметра точечного контакта и толщины слоя металла. Действительно, поскольку отражение андреевского типа, реализация которого предсказывается в [5, 6], должно иметь место при всех направлениях инжекции через точечный контакт (мы предполагаем, что имеет место изотропная инжекция носителей в телесный угол  $2\pi$ ), в условиях баллистического режима экспериментальной схемы амплитуда сигнала отражения не должна зависеть от диаметра  $a$  точечного контакта. При условии же существования значительного вклада нормального отражения, как это предполагается в [10, 11], амплитуда сигнала должна увеличиваться с увеличением диаметра (уменьшением сопротивления) точечного контакта, так как при этом доля нормально отраженных частиц возрастает как  $(a/d)^2$ . Для четкого проявления эффекта необходимо минимизировать эффекты рассеяния, что возможно достигнуть уменьшением толщины нормального слоя.

На рис. 2 показаны типичные зависимости дифференциального сопротивления  $R_d = dV/dI$  от напряжения  $V$  точечных контактов Au–Au– $K_{0.3}MoO_3$  при  $T = 77$  К для двух образцов. Нелинейность кривых  $R_d(V)$  обусловлена совокупностью двух эффектов: джоулева разогрева и отражения инжектируемых носителей от границы металл–пайерлсовский проводник. Для последнего эффекта, как показано в [8], характерно наличие минимума  $R_d$  при  $V = 0$  и максимумов при  $eV_0 = \pm\Delta_P$ . Из рисунка видно, что полученные кривые аналогичны кривым, приведенным в работе [8], однако амплитуда сигнала больше, а максимумы избыточного сопротивления при напряжениях  $V = \pm V_0$ , соответствующие значению пайерлсовской энергетической щели, выражены значительно более ярко для образца с меньшей толщиной слоя металла, что может быть связано как с уменьшением рассеяния, так и с изменением отношения  $a/d$ .

Заметная асимметрия кривых, вероятнее всего, связана с искажением химическо-

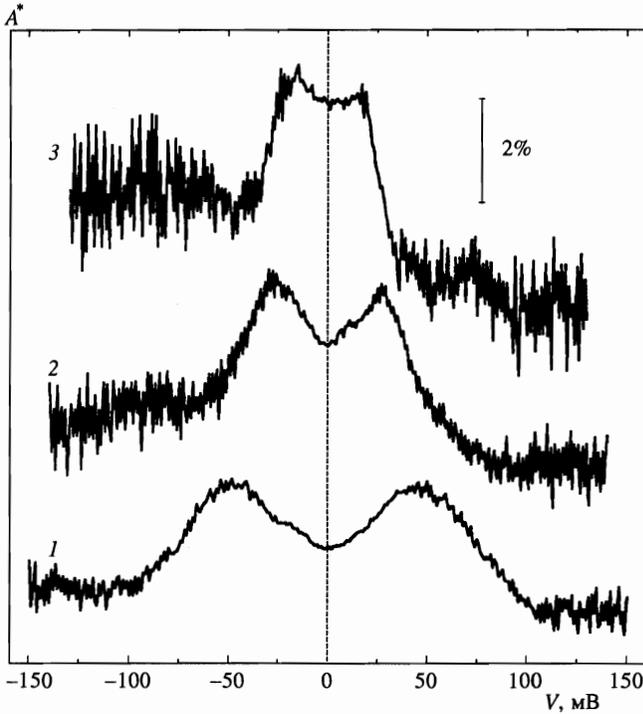
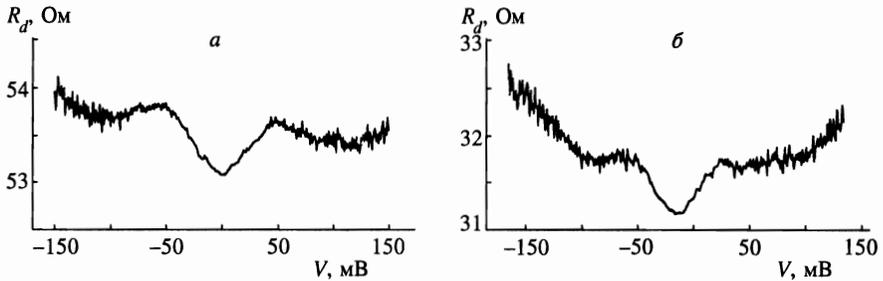


Рис. 3. Зависимости амплитуды нормированного дифференциального сопротивления  $A^* = R_d/R_{dN} - 1$  от напряжения  $V$  для образца № 4 точечных контактов с  $R_{dN}(0) = 48.3$  Ом (1); 26.7 Ом (2); 15.8 Ом (3) при  $T = 77$  К. Ориентация точечных контактов вдоль цепочек

го потенциала вблизи границы металл–пайерлсовский проводник, как и на контакте металл–полупроводник (см. рис. 5 в [8]). Однако для окончательного вывода по данному вопросу необходимы дополнительные данные, а именно, результаты исследования характеристик точечных контактов металл–пайерлсовский проводник.

Для большинства кривых  $R_d(V)$  при больших напряжениях смещения  $V$  имеет место выход на квадратичный закон изменения прироста сопротивления, соответствующий нагреву контакта. Типичная величина нагрева составляет 1–3 К для наиболее низкоомных контактов, и с учетом того, что линейные размеры области тепловыделения велики по сравнению с областью падения напряжения [17], нагрев существенно не влияет на результаты измерений. В этой области дифференциальное сопротивление определяется сопротивлением собственно контакта металл–металл,  $R_{dN}(V)$ . Предполагая, что прирост сопротивления  $\Delta R_{dN}(V) \propto V^2$  (штриховая кривая на рис. 2), можно выделить избыточное сопротивление  $R_d - R_{dN}$ , связанное с наличием пайерлсовской щели в пайерлсовском проводнике, и проследить изменение амплитуды сигнала отражения при изменении площади контакта. На рис. 3 показаны зависимости амплитуды нормированного дифференциального сопротивления  $A^* = A - 1$ , где  $A = R_d/R_{dN}$ , от напряжения  $V$  для образца № 4 для контактов с различными значениями  $R_{dN}(0)$ . Как видно из рисунка,  $A^*(0)$  растет при увеличении сопротивления контактов. При  $R_d(0) > 50$  Ом значение пайерлсовской щели, если ее определять как расстояние между максимумами дифференциального сопротивления,  $2eV_0$ , не изменялось и составляло



**Рис. 4.** Зависимости дифференциального сопротивления  $R_d = dV/dI$  от напряжения  $V$  точечных контактов Au-Au- $K_{0.3}MoO_3$  при  $T = 77$  К образца № 5 с  $R_{dN}(0) = 53.08$  Ом (а) и  $31.16$  Ом (б) при  $T = 77$  К. Ориентация точечных контактов перпендикулярно цепочкам

$2\Delta_P \simeq 100$  мэВ (кривая 1). Однако следует отметить необычный эффект — значительное уменьшение щели с уменьшением сопротивления контактов при сопротивлениях контакта  $R_d(0) < 50$  Ом.

### 3.2. Ориентация точечного контакта перпендикулярно цепочкам

Измерения, аналогичные описанным выше, были проведены при  $T = 77$  К и при ориентации точечного контакта перпендикулярно цепочкам в направлении  $[\bar{2}01]$ . На рис. 4 показаны зависимости дифференциального сопротивления  $R_d$  от напряжения  $V$  для образца № 5 ( $d = 50$  нм) для двух различных сопротивлений  $R_{dN}(0)$ . Как видно из рисунка, данные кривые очень похожи на описанные выше. Однако существуют два принципиальных различия. Первое — для различных толщин слоя металла и при всех сопротивлениях точечного контакта положение максимумов при  $\pm V_0$  на зависимостях  $R_d(V)$  было неизменно и соответствовало значению щели  $2V_0 = 2\Delta_P \simeq 100$  мэВ. Второе — амплитуда сигнала отражения значительно меньше ( $< 1\%$ ), чем при ориентации точечного контакта вдоль цепочек при одной и той же толщине слоя металла, что не позволило корректно определить влияние на сигнал отражения изменения диаметра точечного контакта.

## 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Начнем обсуждение с экспериментов по инъекции носителей вдоль цепочек, т. е. вдоль оси  $b$ . Как видно из рис. 3, для зависимости  $A(V) = A^* + 1$  характерно наличие минимума при  $V = 0$  и максимумов при  $|eV_0| = \Delta_P$ . Такое поведение можно объяснить наличием отражения носителей, в принципе, по любому из механизмов, рассмотренных в [5, 6, 10, 11], с учетом барьера, связанного с неидеальностью границы по аналогии с моделью Тинкхама–Блондера–Клапвика [9], разработанной для границы металл–сверхпроводник. Принципиальным моментом оказывается то, что зависимость  $A(V)$  оказывается зеркальным отображением соответствующей зависимости для границы металл–сверхпроводник относительно прямой  $A = 1$ , т. е. наблюдается избыточное сопротивление при  $|eV| < \Delta_P$ . Это указывает на то, что отраженные частицы не меняют зарядового состояния, например, электроны отражаются как электроны. Роль барьера,

как и в случае границы металл–сверхпроводник [9], сводится к уменьшению вероятности проникновения частиц в конденсат и, следовательно, к подавлению процессов взаимодействия падающих электронов с конденсатом при малых напряжениях. При отсутствии барьера и  $T = 0$  зависимость  $A(V)$  должна была бы иметь вид ступенчатой функции:

$$A(V) = \begin{cases} \text{const} > 1 & |V| < \Delta_P/e, \\ 1, & |V| > \Delta_P/e. \end{cases}$$

Убывание функции  $A(V)$  при  $|V| > \Delta_P/e$  следует из всех рассмотренных во Введении моделей [5, 6, 10, 11]. Разница заключается в масштабе эффекта. Согласно [5, 6], в баллистическом режиме все траектории с длиной меньше длины свободного пробега являются возвратными, поэтому масштаб амплитуды избыточного сопротивления  $A^*$  составляет  $A^* \sim 1$ . Для механизмов типа аналога андреевского отражения, зеркального отражения или брэгговского отражения возвратными являются только нормальные траектории (аналог андреевского отражения, зеркальное отражение) или траектории под брэгговским углом (брэгговское отражение), поэтому амплитуда  $A^*$  должна быть мала в меру  $a^2/d^2$ , т. е. величина  $A^*$  должна быть много меньше единицы, так как в условиях эксперимента  $a$  составляло 10–20 Å, а  $d \sim 500$  Å. Оценка для  $d$  здесь получена из формулы Шарвина [18]:  $R \sim \rho l/a^2$ , где  $\rho$  — удельное сопротивление,  $l$  — длина свободного пробега. Как следует из рис. 3, величина эффекта действительно мала ( $\sim 1$ –3%, что, по-видимому, позволяет исключить из рассмотрения механизм типа, предложенного в [5, 6].

Следует отметить, что амплитуда  $A^*$  растет с уменьшением толщины пленки  $d$  (рис. 2). Это может быть связано с уменьшением влияния рассеяния при уменьшении  $d$ , а также может являться результатом зависимости типа  $a^2/d^2$ . Для проверки этой зависимости были поставлены опыты с контактами разных диаметров (разных сопротивлений). Некоторые результаты приведены на рис. 3. Отметим следующее.

1) По мере увеличения степени прижатия (уменьшения сопротивления контакта) в пределах  $R_d(0) > 50$  Ом картина качественно не меняется. Положение максимумов  $\pm V_0$  остается неизменным и соответствует пайерлсовской щели  $2V_0 = 2\Delta_P = 100$  мэВ, что согласуется с оптическими измерениями и измерениями термоактивационной проводимости вдоль оси  $b$  [19].

2) При  $R_d(0) < 50$  Ом значение  $2\Delta_P$  начинает уменьшаться. Мы связываем это искажение с неравновесными эффектами, вызванными сильной токовой инжекцией в пайерлсовский проводник (подробнее см. ниже).

3) Отраженный сигнал при  $V = 0$  (в условиях минимальной инжекции) оказывается пропорциональным  $a^2/d^2$  (рис. 5). Такое поведение следует из обеих моделей: аналога андреевского отражения [10] и брэгговского и зеркального отражений [11], и находится в противоречии с моделью, предложенной в [5, 6].

При анализе возможного вклада брэгговского отражения необходимо иметь в виду, что волновой вектор ВЗП в  $K_{0,3}\text{MoO}_3$  имеет вид [20]

$$\mathbf{q} = 0\mathbf{a}^* + q_b\mathbf{b}^* + 0.5\mathbf{c}^*$$

(соответствующие параметры решетки:  $a = 16.23$  Å,  $b = 7.55$  Å,  $c = 9.86$  Å;  $\beta = 94.89^\circ$ ), где  $q_b$  — проекция  $\mathbf{q}$  на ось  $b$ ,  $q_b \sim 2k_F$ . Условие возвратной траектории при брэгговском отражении дает  $q_c = -2k_c$  (см. Введение), где  $k_c$  — проекция волнового вектора

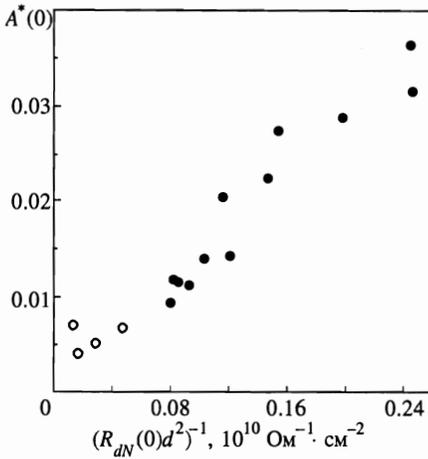


Рис. 5

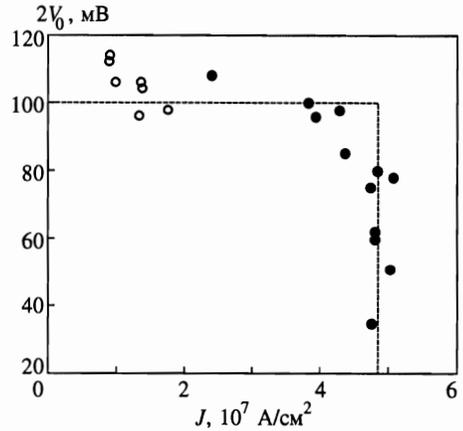


Рис. 6

Рис. 5. Зависимость амплитуды  $A^*(0)$  при  $T = 77$  К от параметра  $(R_{dN}(0)d^2)^{-1}$ , ( $\bullet$  —  $d = 50$  нм;  $\circ$  —  $d = 100$  нм). Ориентация точечных контактов вдоль цепочек

Рис. 6. Зависимость напряжения  $2V_0$  от плотности тока  $J$  через границу металл-пайерлсовский проводник при нормальной инжекции квазичастиц ( $\bullet$  —  $d = 50$  нм;  $\circ$  —  $d = 100$  нм) при  $T = 77$  К. Ориентация точечных контактов вдоль цепочек

падающего электрона на ось  $c$ . Так как  $k_c < k_F$ , значит,  $q_c$  должно быть меньше  $2k_F$  и, следовательно, меньше  $q_b$ , т. е. должно выполняться условие  $q_c < q_b$ . Приближенная оценка дает  $q_c \simeq 0.5/c \simeq 5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ ,  $q_b \simeq 0.25/b \simeq 3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ , и мы видим, что в  $K_{0.3}\text{MoO}_3$  брэгговское отражение не дает возвратных траекторий из-за очень большой величины проекции  $q_c$ .

Таким образом, проведенный анализ оставляет возможность проявления двух механизмов отражения нормальных носителей типа аналога андреевского отражения или зеркального отражения при инжекции вдоль цепочек, однако разделить вклады этих механизмов из одних только продольных измерений не представляется возможным. Картину можно прояснить при сравнении результатов, полученных в двух направлениях инжекции: вдоль цепочек (параллельно оси  $b$ ) и перпендикулярно цепочкам (перпендикулярно оси  $b$  в направлении  $[\bar{2}01]$ ). При анализе результатов поперечной инжекции отметим прежде всего два важных обстоятельства.

Во-первых, зависимости  $R_{d\perp}(V)$  имеют качественно тот же вид, что и зависимости  $R_{d\parallel}(V)$  при больших значениях  $R_d$ . При этом положение максимумов зависимости  $R_d(V)$  имеет ту же величину ( $\pm 50$  мВ), что и при продольной инжекции. Это свидетельствует об изотропии пайерлсовской щели вдоль и поперек цепочек в плоскости  $(b, 2a^* - c^*)$ . До последнего времени подобный результат получали только из косвенных усредненных измерений по термоактивационному поведению проводимости вдоль этих направлений [19].

Во-вторых, при инжекции поперек цепочек не может быть вклада механизма типа аналога андреевского отражения [10], так как при этом продольная компонента им-

пульса (вдоль цепочек) практически равна нулю или, во всяком случае, много меньше  $p_F$ , т. е. импульс при отражении не может быть передан движущемуся конденсату. Следовательно, наблюдаемый отклик при такой инжекции может быть связан только с механизмом типа брэгговского или зеркального отражения. При этом, как отмечалось в [11], доминировать должен вклад зеркального отражения из-за большой разницы эффективных масс носителей в металле и в пайерлсовском проводнике (в направлении поперек цепочек).

С другой стороны, вклад зеркального отражения при инжекции перпендикулярно цепочкам должен быть не меньше, чем при инжекции вдоль цепочек (из-за меньшей эффективной массы вдоль цепочек). Однако в эксперименте наблюдается, что амплитуда сигнала при инжекции вдоль цепочек систематически примерно в три раза больше при прочих равных условиях: толщина пленки, сопротивление контакта и т. д. (ср., например, рис. 3 и 4). Это указывает на наличие дополнительного вклада по отношению к зеркальному отражению при продольной инжекции, который мы связываем с механизмом типа аналога андреевского отражения. В пользу этого предположения помимо приведенных оценок свидетельствуют, во-первых, правильная ориентация для проявления этого механизма, во-вторых, линейная зависимость этого вклада (как и всего сигнала) от параметра  $a^2/d^2$ , в-третьих, зависимость  $\Delta_P(I)$  при больших токах, указывающая на движение ВЗП в области инжекции носителей (см. ниже).

#### Анализ результатов при сильной токовой инжекции

Вернемся к рассмотрению результатов при инжекции вдоль цепочек на низкоомных контактах (рис. 4). Как следует из рисунка, с уменьшением сопротивления контакта наблюдается заметное уменьшение пайерлсовской щели, которую мы определяем как расстояние между максимумами  $R_d(\pm V_0)$ , причем уменьшение щели начинало проявляться лишь при сопротивлениях контакта  $R_{d0}(0) < 50$  Ом. При  $R_d > 50$  Ом значение щели не изменялось и составляло  $2\Delta_P \simeq 100$  мэВ, что, как отмечалось выше, хорошо согласуется с результатами оптических и термоактивационных измерений проводимости.

Уменьшение сопротивления приводит к увеличению тока через контакт, необходимого для достижения напряжений, соответствующих щелевым особенностям. Поэтому логично предположить, что возможной причиной уменьшения  $\Delta_P$  при изменении сопротивления контакта может быть подавление щели вследствие увеличения плотности тока через границу металл-пайерлсовский проводник. В нашем случае для всех контактов  $a \ll d$ , где  $a$  — диаметр контакта, а  $d$  — толщина золотой пленки. Считая, что инжекция происходит изотропно через точечный источник, для оценки плотности тока через границу металл-пайерлсовский проводник имеем

$$J = \frac{I \cos^2 \phi}{2\pi d^2},$$

где  $I$  — полный ток через контакт,  $\phi$  — угол инжекции. На рис. 6 показана зависимость величины напряжения  $2V_0$  (ниже будет показано, что оно не равно равновесному значению  $2\Delta_P/e$ ) от параметра  $I/d^2$ , 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, т. е.  $V_0$  практически не зависит от  $J$  до некоторого критического значения плотности тока через границу металл-пайерлсовский проводник  $J_c = 4.8 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>, при котором происходит резкое уменьшение значения  $V_0$ ,

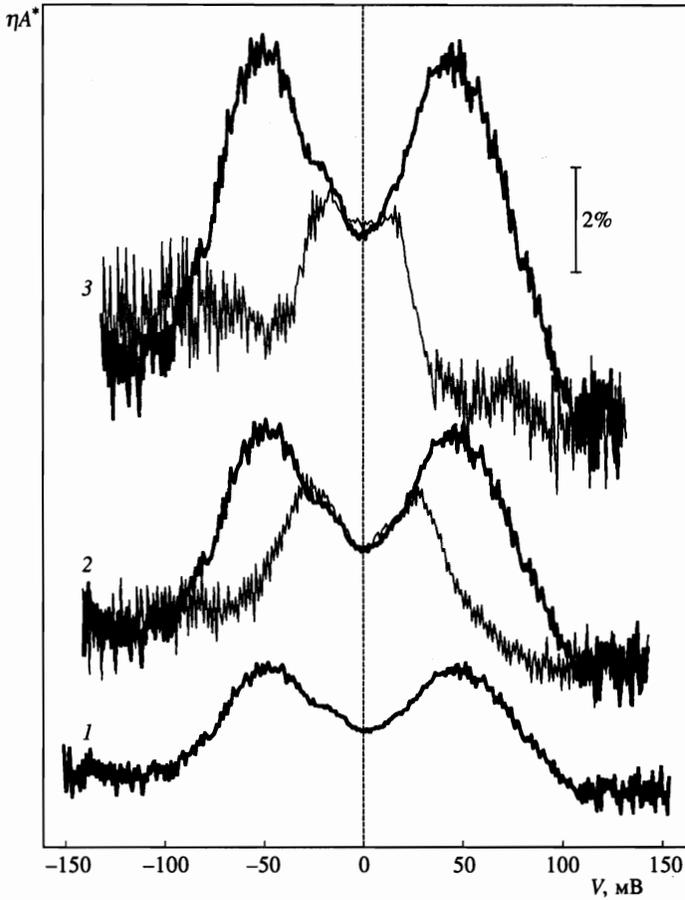


Рис. 7. Зависимости амплитуды  $\eta A^*(V)$  образца № 4 в отсутствие токового подавления пайерлсовской щели для контактов с  $R_{dN}(0) = 48.3 \text{ Ом}$  (1);  $26.7 \text{ Ом}$  (2);  $15.8 \text{ Ом}$  (3) при  $T = 77 \text{ К}$ . Ориентация точечных контактов вдоль цепочек

что соответствует подавлению пайерлсовской щели. Можно сказать, что  $\Delta_P$  практически не зависит от  $J$  до значения  $J_c$ , а затем щель скачком обращается в нуль. Очевидно, что в такой интерпретации при малых сопротивлениях контактов напряжение  $V_0$  соответствует неравновесному значению щели (меньшему, чем равновесное значение  $\Delta_P$ ), так как измеряется при плотностях тока, близких к критической, соответствующей предельной скорости движения ВЗП. Следует особо отметить, что данная интерпретация возможна только в случае взаимодействия инжектируемых носителей с ВЗП с передачей импульса электронно-дырочным парам конденсата. Действительно, оценка скорости движения  $v$  ВЗП, соответствующей плотности тока  $J_c$  при нормальной инжекции, по простейшей формуле  $v = J_c/ne$ , где  $n$  — концентрация сконденсированных носителей, дает значение  $v = 0.6 \cdot 10^5 \text{ см/с}$ , что близко к скорости звука в данном материале. А скорость движения ВЗП, по всей видимости, не может превысить скорости звука.

В принципе, можно восстановить вид спектров отражения в отсутствие токового подавления щели. Как видно из рис. 3, глубина минимума при  $V = 0$ , которая определя-

ется потенциальным барьером границы металл–пайерлсовский проводник, значительно меняется при уменьшении сопротивления контакта. В то же время причин для существенного пространственного изменения барьера на поверхности образцов (а следовательно, и от контакта к контакту) нет. Тогда спектр отражения для кривой 3 на рис. 3,  $A_3^*(V)$ , в отсутствие токового подавления получается умножением амплитуды избыточного сопротивления  $A_1^*(V)$  для кривой 1 на нормировочный множитель  $\eta = A_3^*(0)/A_1^*(0)$ . Прделав аналогичную процедуру с кривой 2, получим спектры, показанные на рис. 7, из которых видно, что в отсутствие токового подавления амплитуда отражения и при  $V = V_0$  заметно возростала бы.

## 5. ВЫВОДЫ

1) Вклад отраженных квазичастиц в контактное сопротивление резко уменьшается, когда энергия налетающих частиц превышает значение пайерлсовской щели ВЗП, что означает взаимодействие инжектируемых носителей с конденсатом ВЗП.

2) При отражении нормальных носителей от границы металл–пайерлсовский проводник их зарядовое состояние не меняется в отличие от андреевского отражения на границе металл–сверхпроводник.

3) Показано, что влияние барьера, обусловленного неидеальностью границы металл–пайерлсовский проводник, проявляется как подавление щелевой особенности вблизи нулевого напряжения смещения, подобно тому как это наблюдается на границе металл–сверхпроводник.

4) Результаты локальных измерений свидетельствуют, что в  $K_{0,3}MoO_3$  щель изотропна в направлении [010] вдоль цепочек и в направлении [201] перпендикулярно цепочкам.

5) Наличие избыточного сопротивления при инжекции перпендикулярно цепочкам в направлении [201] указывает на существование механизма зеркального отражения от барьера величиной  $\Delta_F$ .

6) Сравнение результатов измерений при инжекции вдоль и поперек цепочек позволяет сделать вывод о наличии при продольной инжекции механизма отражения, связанного с передачей импульса налетающей квазичастицы в конденсат движущихся пар ВЗП (аналог андреевского отражения).

7) Результаты эксперимента указывают на подавление пайерлсовской щели током при высоких уровнях инжекции вдоль цепочек, соответствующих плотности тока  $\simeq 5 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>.

Авторы благодарны С. Н. Артеменко, С. Н. Зайцеву-Зотову, В. Я. Покровскому, П. Монсо и Р. Эскудейро за полезное обсуждение результатов экспериментов. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках проектов 95-02-04456 и 97-02-17108.

## Литература

1. G. Grüner, *Density Waves in Solids*, ed. by G. Grüner, Addison-Wesley, Reading, Massachusetts (1994).
2. T. L. Adelman, M. C. de Lind van Wijngaarden, S. V. Zaitsev-Zotov et al., *Phys. Rev. B* **53**, 1833 (1996).

3. S. Brazovskii, in *Charge Density Waves in Solids*, ed. by L. P. Gor'kov and G. Grüner (Modern Problems in Condensed Matter Sciences, Vol. 25), North Holland, Amsterdam (1989), p. 425.
4. А. Ф. Андреев, ЖЭТФ **46**, 1823 (1964).
5. А. Л. Касаткин, Э. А. Пашицкий, ФНТ **10**, 1222 (1984).
6. А. Л. Касаткин, Э. А. Пашицкий, ФТТ **27**, 2417 (1985).
7. P. A. M. Benistant, A. P. van Gelder, and H. van Kempen, Phys. Rev. B **32**, 3351 (1985).
8. А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, С. Г. Зыбцев и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 259 (1996).
9. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
10. B. Rejaei and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **54**, 8487 (1996).
11. С. Н. Артеменко, С. В. Ремизов, Письма в ЖЭТФ **65**, 50 (1997).
12. P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, Phys. Rev. Lett. **59**, 2226 (1987).
13. H. F. C. Hoevers, M. G. D. van der Grinten, P. L. H. Jennen et al., J. Phys.: Condens. Matter **6**, 65 (1994).
14. T. W. Jing, Z. Z. Wang, and N. P. Ong, Physica C **162–164**, 1061 (1989).
15. V. F. Elesin, A. A. Sinchenko, A. A. Ivanov, and S. G. Galkin, Physica C **213**, 490 (1993).
16. А. А. Синченко, ФНТ **15**, 438 (1989).
17. И. О. Кулик, А. Н. Омелянчук, Р. И. Шехтер, ФНТ **3**, 1543 (1977).
18. Ю. В. Шарвин, ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
19. C. Schlenker, J. Dumas, C. Escribe-Filippini et al., Philosoph. Mag. B **52**, 643 (1985).
20. M. Chedira, J. Chenavas, M. Marezio, and J. Marcus, J. Sol. St. Chem. **57**, 300 (1985).