

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проект РФФИ # 99-02-17364

Мезоскопические свойства квазиодномерных проводников с волной зарядовой плотности

Ю. И. Латышев, А. А. Синченко⁺

Институт радиотехники и электроники РАН, 101999 Москва, Россия

⁺*Московский инженерно-физический институт, 115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 апреля 2002 г.

Рассмотрен ряд недавних экспериментов, направленных на поиск квантовой когерентности в квазиодномерных материалах с волной зарядовой плотности на малых масштабах длин.

PACS: 72.15.Nj, 73.21.–b, 73.23.–b

1. Введение. Квазиодномерные проводники с волной зарядовой плотности (ВЗП) (наиболее изученными представителями которых являются NbSe_3 , TaS_3 , $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$) уже более 20 лет постоянно находятся в фокусе теоретических и экспериментальных исследований. Конденсированное электронное состояние с ВЗП, предсказанное Пайерлсом [1], проявляется как формирование на поверхности Ферми связанного электронного состояния (конденсата) пространственно модулированной электронной плотности с энергетической щелью в спектре возбуждений. Одно из наиболее интересных свойств этих материалов – возможность коллективного вклада ВЗП в проводимость (так называемая “фрелиховская” проводимость) – первоначально изучалась в русле идеи Фрелиха [2] о возможности бездиссипативного движения ВЗП. Этот подход был наиболее последовательно развит в теории Бардина квантового транспорта ВЗП [3]. Теоретически рассматривались также модели о возможности квантования потока в мезоскопическом кольце из ВЗП [4], возможности андреевского отражения на границе: нормальный металл – ВЗП [5], возможности аналогов эффекта Джозефсона в гетероструктурах с ВЗП [6]. Все эти теоретически предсказанные проявления квантово-когерентных свойств проводников с ВЗП не нашли экспериментального подтверждения на макроскопических образцах с размерами, намного превышающими длину когерентности параметра порядка ВЗП. Напротив, практически

все транспортные свойства макроскопических образцов удовлетворительно описывались классическими моделями транспорта ВЗП [7]. Развитие современных технологий привело к возможности получения мезоструктур с ВЗП субмикронных и нанометровых масштабов длин. Это определило задачу исследования когерентных свойств ВЗП на малом масштабе длин, сравнимом и меньшем фазовой и амплитудной корреляционных длин параметра порядка ВЗП [8]. В настоящем обзоре будут кратко рассмотрены методы получения мезоструктур с ВЗП с использованием облучения тяжелыми ионами, электронной литографии, фокусированных ионных пучков, а также получение различных гетероструктур с ВЗП с использованием микроконтактов. Будут также рассмотрены эксперименты по обнаружению и исследованию эффекта Ааронова–Бома движущейся ВЗП на колоннообразных дефектах в NbSe_3 , аналога андреевского отражения носителей на границе: нормальный металл – ВЗП, наблюдение токов распаривания в микроканалах, образованных точечными контактами ВЗП–ВЗП в направлении вдоль цепочек. Будут кратко представлены эксперименты по исследованию конверсии тока ВЗП на субмикронных масштабах длин, а также эксперименты по обнаружению когерентного межслоевого туннелирования носителей, локализованных в карманах на поверхности Ферми, не закрытых пайерлсовской щелью в квазиодномерных проводниках с неполной диэлектризацией электронного спектра.

2. Квантовая интерференция движущейся ВЗП на колоннообразных дефектах, содержащих магнитный поток. В классическом описании движение ВЗП рассматривалось как движение классического объекта, жесткого [9] или деформируемого [10], в периодическом потенциале. В квантовом описании ВЗП рассматривалась как квантовый объект, а движение его как результат когерентного туннелирования [3]. Большинство наблюдаемых свойств ВЗП, включая узкополосную генерацию, достаточно хорошо описывалось соответствующими классическими моделями [9, 10]. Возможность квантового туннелирования ВЗП обсуждалась только при очень низких температурах [11, 12].

Вместе с тем, имелись теоретические предсказания возможности наблюдения квантовых интерференционных эффектов ВЗП в кольце из квазиодномерного проводника малого диаметра, сравнимого с длиной когерентности ВЗП, и содержащем магнитный поток [4]. В режиме движения ВЗП вдоль кольца, состоящего из одной проводящей цепочки, были предсказаны осцилляции магнетосопротивления с периодом, соответствующим изменению потока в кольце, равном “сверхпроводящему” кванту потока $\Phi_0 = hc/2e$. Эта работа послужила мотивацией экспериментального поиска квантовых интерференционных эффектов в материалах с ВЗП [13, 14], результаты которого приведены ниже.

Идея эксперимента заключалась в выборе тонкого, толщиной менее 1 мк, кристалла с ВЗП (NbSe_3), содержащего колоннообразные дефекты (КД), создаваемые облучением материала тяжелыми ионами с энергией порядка 1 ГэВ. Как известно [15], КД представляет собой однородный аморфный цилиндр в кристаллической матрице вещества диаметром около 10 нм и длиной около 10 мк, образующийся вдоль трека пролетающей частицы в результате плавления и быстрой последующей закалки материала. Поскольку каждый КД создается одной идентичной частицей, все они имеют одинаковые размеры. Предполагалось, что так как размер дефекта сравним с амплитудной длиной когерентности ВЗП поперек цепочек, ВЗП, двигаясь через дефект, может “обтекать” его, сохраняя когерентность движения. В магнитном поле, направленном вдоль оси дефекта, КД будет вести себя как соленоид, дающий вклад Ааронова–Бома [16] в фазу волновой функции ВЗП, прошедшей дефект. В пределе когерентного движения ВЗП во всем кристалле вклады от всех дефектов могут быть синхронизованы, что значительно увеличивает вероятность наблюдения эффекта.

Рис.1. Осциллирующая часть магнетосопротивления (за вычетом квадратичного фона) в режиме скольжения ВЗП как функция магнитного поля $H \parallel a^* \parallel$ оси КД образца NbSe_3 (B1-1) с концентрацией КД $C = 4 \cdot 10^9$ деф/см², $I_t = 100$ мкА, $I_s = 100$ мкА, $T = 52$ К. На вставке: изображение КД с помощью просвечивающей микроскопии высокого разрешения HREM

Отобранные совершенные образцы монокристаллов NbSe_3 облучались на двух больших ускорителях VIKSI (Берлин) и GANIL (Каен, Франция). Обычно часть образца защищалась от облучения для сравнительных измерений. Было проведено несколько серий облучения ионами Хе, Рб, У с энергией 0.3–6 ГэВ. Плотность дефектов варьировалась от $2 \cdot 10^9$ до $2 \cdot 10^{10}$ деф/см². Направление движения тяжелых ионов в пучке соответствовало оси a^* облучаемого кристалла. Расходимость пучка составляла менее 0.5° . Диаметр дефектов определялся с помощью ТЕМ и HREM-методик и составлял ≈ 16 нм (вставка к рис.1).

Исследования дифференциальных вольт-амперных характеристик облученных образцов и спектров ступеней Шапиро [17] на частоте ~ 10 МГц показали, что при введении КД до концентраций, соответствующих 10^{10} деф/см², транспортные характеристики ВЗП меняются незначительно и что когерентность движения ВЗП сохраняется на всей длине образца ~ 0.5 мм [14]. Подобные образцы отбирались для измерений магнетосопротивления. Магнетоспро-

тивление измерялось на биттеровском магните в полях до 23 Тл в лаборатории сильных магнитных полей (Гренобль). Образец обычно имел 6 зондов с целью одновременного измерения магнетосопротивления с участка образца, содержащего КД, и участка, свободного от дефектов. При заданной температуре и токе через образец магнитное поле медленно разворачивалось до максимального значения и обратно. Результаты измерений при этом накапливались и усреднялись за оба скана.

В режиме скольжения ВЗП нами была обнаружена осциллирующая компонента магнетосопротивления участка, содержащего КД, с периодом около 10 Тл, тогда как на участке, свободном от дефектов, при тех же условиях осцилляции отсутствовали [13] (рис.1). В состоянии пининга ВЗП магнетоосцилляции не наблюдались на обоих участках. В дальнейшем нами были проведены детальные исследования условий существования осцилляций и сопоставление их периода с величиной потока, захваченного в дефекте [14]. Было установлено следующее:

а) осцилляции были воспроизведены на четырех образцах. Их период с экспериментальной точностью $\approx 15\%$ соответствует изменению потока в дефекте на один квант потока, $hc/2e$, и не зависит от температуры (36–52 К) и концентрации дефектов ($3 \cdot 10^9 - 10^{10}$ деф/см²), см. таблицу;

Анализ периода магнетоосцилляций проводимости ВЗП

№	C (деф/см ²)	T (К)	D (нм)	$\Delta H(\pi D^2/4)/\Phi_0$
B1-1	$4 \cdot 10^9$	52	15	0.86
G1-1	$5 \cdot 10^9$	50	16	0.85
		36	16	0.84
G1-3	$10 \cdot 10^9$	36	16	0.89
G2-2	$3 \cdot 10^9$	40	16	0.97

Примечание: C – концентрация дефектов, T – температура измерений, D – диаметр колоннообразного дефекта, ΔH – период осцилляций. Погрешность определения величины $\Delta H(\pi D^2/4)/\Phi_0$ составляла 15%.

б) амплитуда осцилляций максимальна при токах в 2–3 раза превышающих I_t , где I_t – пороговый ток, соответствующий депиннингу ВЗП, и быстро спадает как с увеличением тока, так и при приближении к порогу;

в) осцилляции наблюдаются в поле, параллельном оси дефектов, и исчезают при ориентации поля перпендикулярно оси дефектов [14];

г) осцилляции наблюдаются на совершенных и тонких образцах, содержащих КД, и пропадают на образцах толще 1 мк. Осцилляции пропадают также при деградации КД в результате выдержки образца

при комнатной температуре в течение нескольких месяцев [14].

Полученные результаты указывают на то, что осцилляции магнетосопротивления имеют квантовую природу. Они наблюдаются только в условиях когерентного движения ВЗП, а также в условиях идентичности всех дефектов (свежеоблученные образцы). Как было показано в [14], когерентность движущейся ВЗП теряется при увеличении тока в 2–3 раза, а также в образцах с толщиной, превышающей длину фазовой когерентности вдоль оси a^* , составляющую ~ 1 мк. Осцилляции наблюдаются при высоких температурах масштаба 50 К, при которых одночастичные интерференционные эффекты [18] пренебрежимо малы. Мы можем, следовательно, сделать вывод, что осцилляции являются результатом квантовой интерференции когерентно движущейся ВЗП на колоннообразных дефектах, содержащих магнитный поток.

Микроскопика явления еще не вполне ясна, однако из эксперимента следует, что элементарный заряд, определяющий микроскопику явления, есть $2e$, такой же, как проявляется в квантовых интерференционных явлениях в сверхпроводниках. Насколько далеко идет эта аналогия, пока не ясно. Открытым остается также вопрос о существовании и возможности наблюдения персистентных токов в подобных наноструктурах с ВЗП и эффектов, аналогичных эффекту Джозефсона, в гетероструктурах с ВЗП [6].

Обнаруженное явление квантовой интерференции движущейся ВЗП поднимает новые вопросы в понимании мезоскопике конденсированного состояния с ВЗП и указывает на необходимость дальнейших экспериментальных исследований и создания новой микроскопической теории, описывающей квантовые свойства ВЗП. В самое последнее время появились две теоретические модели [19, 20], которые с разных позиций объясняют некоторые стороны наблюдаемого явления. Однако, по нашему мнению, обе работы слишком привязаны к модельным представлениям и далеки от полного описания явления. Некоторый прогресс намечился в последнее время также в развитии квантовой теории транспорта ВЗП [21].

Структуры с колоннообразными дефектами с экспериментальной точки зрения все еще остаются достаточно сложными и трудно воспроизводимыми объектами, поэтому большой интерес представляет изучение квантовой интерференции ВЗП на одиночном нанодоотверстии. В настоящее время нами ведутся работы по получению подобных структур с единичным нанодоотверстием с помощью микротравления в фокусированных ионных пучках, так называемый FIB (focused ion beam)-метод (подробнее см. ниже).

Разрешение метода позволяет получить отверстие с диаметром менее 100 нм. С помощью метода FIB можно также продекорировать колоннообразные дефекты достаточно низкой концентрации, поскольку аморфизированное вещество внутри КД должно травиться с большей скоростью, а затем вырезать ионным пучком мостик, содержащий единичный КД.

3. Отражение носителей на границе нормальный металл (N) – ВЗП. Спектроскопия щели ВЗП. Как известно, на границе нормальный металл – сверхпроводник может иметь место андреевское отражение (АО) [22], при котором инжектируемая из нормальной области частица, отражаясь от границы со сверхпроводником, меняет заряд и все компоненты импульса на противоположные. При этом через границу трансформируется заряд $2e$, который уносится куперовскими парами, а отраженная частица движется назад по налетающей траектории. Подобная квантовая трансформация заряда возможна лишь при энергиях налетающей частицы меньше энергетической щели сверхпроводника, где нет разрешенных состояний для квазичастиц. Это обстоятельство было использовано для демонстрации АО следующим образом (метод ван Кемпена) [23]: на поверхность сверхпроводника наносилась тонкая пленка нормального металла толщиной d меньше длины свободного пробега l . Затем с помощью точечного контакта диаметром $a \ll l$ в нормальную пленку инжектировались электроны, которые в баллистическом режиме достигали N–S границы. При условии АО большинство их возвращалось бы назад по налетающим траекториям в точечный контакт в виде дырок (рис.2а), уменьшая контактное сопротивление приблизительно в 2 раза. Таким образом, зависимость дифференциального сопротивления контакта R_d от напряжения смещения на нем V имела бы вид ступенчатой функции:

$$R_d(V) \approx \begin{cases} A & \text{при } |V| < \Delta \\ 2A & \text{при } |V| > \Delta \end{cases}, \quad (1)$$

где $2A$ – величина контактного сопротивления при отсутствии АО. Наличие барьера на N–S границе, как было показано в [24], понижает вероятность АО при малых смещениях, приводя к локальному максимуму $R_d(V)$ при $V = 0$. Именно такой вид зависимости $R_d(V)$ был обнаружен в [23] (см. рис.2б).

Вопрос о возможности наблюдения подщелевого отражения носителей на границе N–ВЗП впервые был поднят в теоретических работах Касаткина и Пашицкого [5], где утверждалось, что отраженная частица не должна менять знака заряда, но должна, как

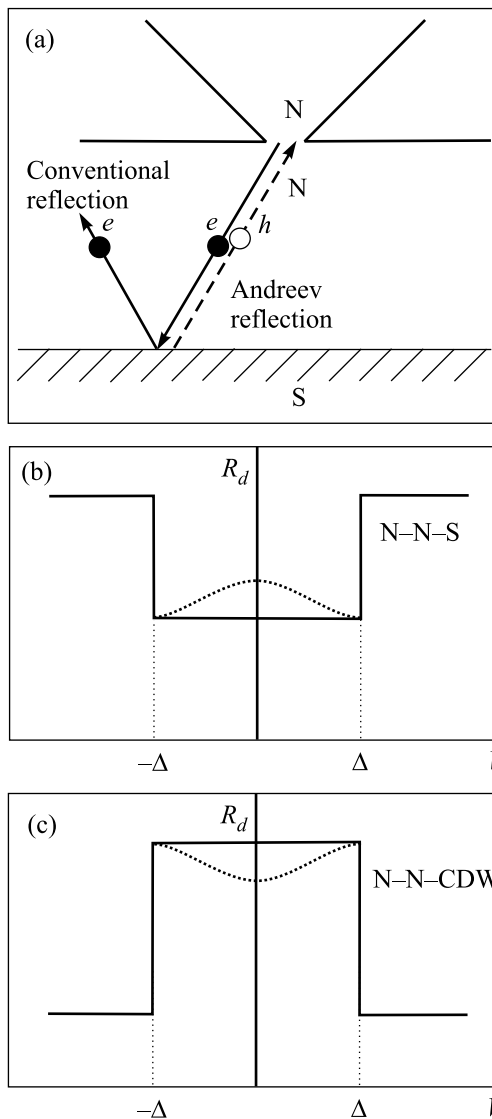


Рис.2. Схема нормального и андреевского отражений квазичастиц при локальной инжекции носителей в тонкую пленку нормального металла N, нанесенную на сверхпроводник (а); схематическая зависимость дифференциального сопротивления R_d от напряжения смещения V на структуре N-N-S при андреевском отражении от N-S границы (б); зависимость $R_d(V)$ на структуре N-N-ВЗП, которую следовало ожидать из результатов работ Касаткина и Пашицкого [5] при аналоге андреевского отражения на границе N-ВЗП (с)

и в случае АО, менять все компоненты скорости. Ожидаемая зависимость $R_d(V)$ (рис.2с) должна была иметь зеркально-симметричный вид относительно оси V по сравнению с зависимостью $R_d(V)$ на N–S границе (рис.2б), причем $R_d(|V| < \Delta)$ должно было быть $\gg R_d(|V| > \Delta)$, так как большая часть отраженных по налетающей траектории частиц вернулась

бы в контакт, не меняя зарядового знака. Нами были предприняты поиски этого эффекта на структурах Au-K_{0.3}MoO₃ с точечными контрэлектродными из Au или Cu [25]. В первых экспериментах золотая пленка толщиной 50–100 нм наносилась лазерным осаждением на торцевую грань, перпендикулярную оси проводящих цепочек. Действительно, нами были обнаружены зависимости, качественно очень похожие на ожидаемые [25, 26] (рис.3а). Резкий спад $R_d(V)$ при

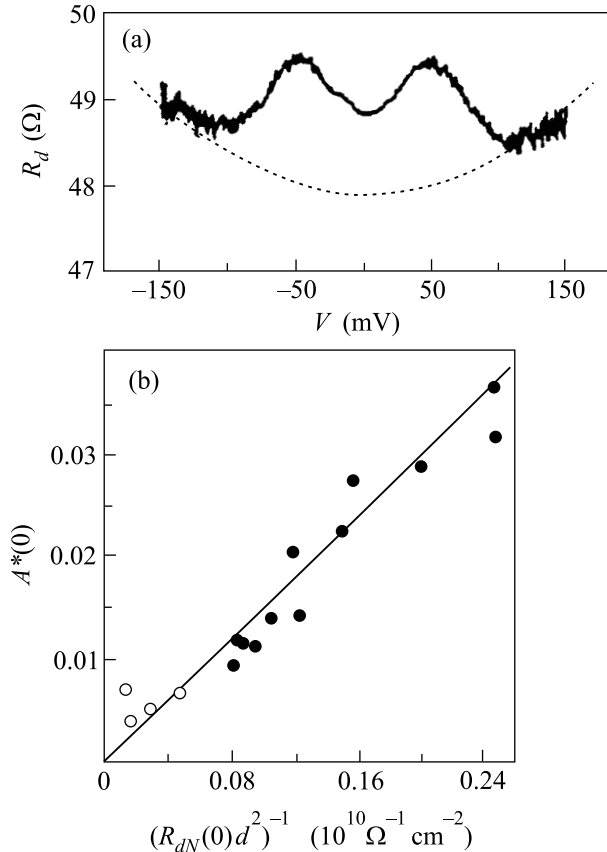


Рис.3. (а) Спектр отражения локально инжектированных носителей на границе N(Au) – ВЗП(K_{0.3}MoO₃), $T = 77$ К ; (б) зависимость амплитуды вклада отраженных частиц при $V = 0$ от параметра $(R_{dN}(0)d^2)^{-1} \propto a^2/d^2$, где a – диаметр контакта, d – толщина пленки нормального металла: ● – $d = 50$ нм, ○ – $d = 100$ нм, $T = 77$ К

$T = 77$ К соответствовал величине $2\Delta \approx 100$ мВ, согласующейся с предшествующими измерениями пайерсовской щели в K_{0.3}MoO₃ другими методами [27]. Принципиальным моментом является также наличие локального минимума при нулевом смещении. Подобный минимум указывает на то, что отраженная частица эмиттируется конденсатом (как и в случае андреевского отражения) и проходит сквозь поверхностный барьер, прозрачность которого мала при ма-

лых энергиях. Вместе с тем, величина вклада отраженных частиц составляла всего 3%, на два порядка меньше ожидаемого. Более детальные исследования [26] показали, что амплитуда вклада отраженных частиц, A^* ($A^* = R_d/R_{dN} - 1$), пропорциональна величине $(a/d)^2$ (рис.3б), где a – диаметр точечного контакта, который вычислялся через контактное сопротивление по формуле Шарвина [28], а d – толщина пленки золота. Из этих измерений был сделан вывод, что вклад в отражение типа андреевского дают только частицы, инжектируемые вдоль цепочек. Это согласуется с представлениями [29] о том, что импульс падающей частицы передается в движущийся от границы конденсат ВЗП. В отличие от сверхпроводника, где куперовские пары могут двигаться в любом направлении и поэтому налетающие на границу частицы могут отражаться андреевским образом под любым углом, ВЗП может двигаться только в направлении вдоль цепочек, поэтому в отражение типа андреевского могут давать вклад только частицы, инжектированные вдоль цепочек, вклад которых мал, $\sim 2\pi a^2/d^2$. Отличие от андреевского отражения состоит также в том, что через границу N-ВЗП происходит трансформация импульса (а не заряда, как при андреевском отражении). Падающая частица имеет волновой вектор k_F , а отраженная: $-(k_F - \delta k)$. Импульс $\hbar(2k_F + \delta k)$ передается в ВЗП.

Подробный анализ возможных альтернативных объяснений, а также измерение спектров отражения поперек цепочек [26] показали, что наблюдаемые спектры отраженных частиц на границе Au-K_{0.3}MoO₃ не могут быть объяснены ни зеркальным отражением на барьере высотой Δ , ни брэгговским отражением [30] с участием поперечной компоненты волнового вектора ВЗП, и рассмотренный выше механизм остается пока единственным возможным объяснением. Следует отметить, что этот механизм представляет возможность прямой подщелевой конверсии тока квазичастиц в ток ВЗП без образования центра проскальзывания фазы (ЦПФ) [31] (подробнее см.ниже).

Зависимости $R_d(V)$, подобные найденным в системе Au-K_{0.3}MoO₃, были недавно обнаружены также в системе Au-NbSe₃ [32]. Из этих измерений были определены величины энергетической щели высокотемпературной и низкотемпературной ВЗП в NbSe₃ $2\Delta_1 \approx 200$ мВ, $2\Delta_2 \approx 60$ мВ и их температурные зависимости, что хорошо согласуется с данными сканирующей туннельной микроскопии [33]. Таким образом, метод локальной инжекции в N-ВЗП структурах может быть использован для спектроскопии пайерсовской щели в материалах с ВЗП. Отметим, что

в экспериментах [32] использовался прямой контакт Au-NbSe₃ без промежуточного металлического подслоя, что позволило более явно наблюдать спектры отраженных квазичастиц с максимальной амплитудой отражения ~ 20%.

4. Критический ток подавления щели ВЗП.

Как известно, сверхпроводимость разрушается электрическим током при условии, когда кинетическая энергия куперовской пары достигает такой скорости, при которой ее кинетическая энергия сравнивается с энергией связи в пару, 2Δ . Это так называемый ток распаривания. Продолжая аналогию состояния скользящей ВЗП со сверхпроводимостью, поставим вопрос о возможности подавления током щели ВЗП. Простая оценка критической скорости v_c из условия достижения кинетической энергией ВЗП величины энергии щели ВЗП дает $v_c \sim (\Delta/M)^{1/2}$, $\Delta \sim 100$ мэВ, $M = 100m_e$ [7], величину $v_c \sim 10^5$ см/с. Эта оценка выглядит разумной, поскольку не превышает скорости звука в материалах с ВЗП, а предельная скорость ВЗП из-за сильного электрон-фононного взаимодействия, обеспечивающего само существование ВЗП, по всей видимости не может превышать скорости звука. При концентрации сконденсированных в ВЗП электронов $10^{21} - 10^{22}$ см⁻³ для критической плотности тока получаем оценку $10^7 - 10^8$ А/см². Таких плотностей токов трудно достичь на объемных образцах, избежав джоулева нагрева, однако, как оказалось, они сравнительно легко могут быть достигнуты на микроконтактах. В точечных контактах область формирования сопротивления составляет $\sim a$, в то время как рассеяние энергии происходит на длине свободного пробега l [34]. В случае баллистического режима $a \ll l$, что соответствует условиям эксперимента, становится возможным достижение больших скоростей электронов без разогрева материала.

Первые указания подавления током щели ВЗП были получены в наших экспериментах на контактах Au-Au/K_{0.3}MoO₃ [26]. На контактах с разной толщиной подслоя Au (50–100 нм) и разных значениях сопротивления (от нескольких сотен до десяти Ом) исследовалась величина пайерлсовской щели в K_{0.3}MoO₃ в зависимости от плотности тока, протекающего через контакт. Диаметр контакта при этом вычислялся по формуле Шарвина [28]. Экспериментально наблюдалось резкое уменьшение щели (рис.4а) при плотностях тока $\approx 5 \cdot 10^7$ А/см². Оценки показали, что нагрев контакта при этом не превышал 3 К. Соответствующая такой плотности тока критическая скорость ВЗП $v_c = J_c/ne$, где n – концентрация сконденсированных носителей, составляла

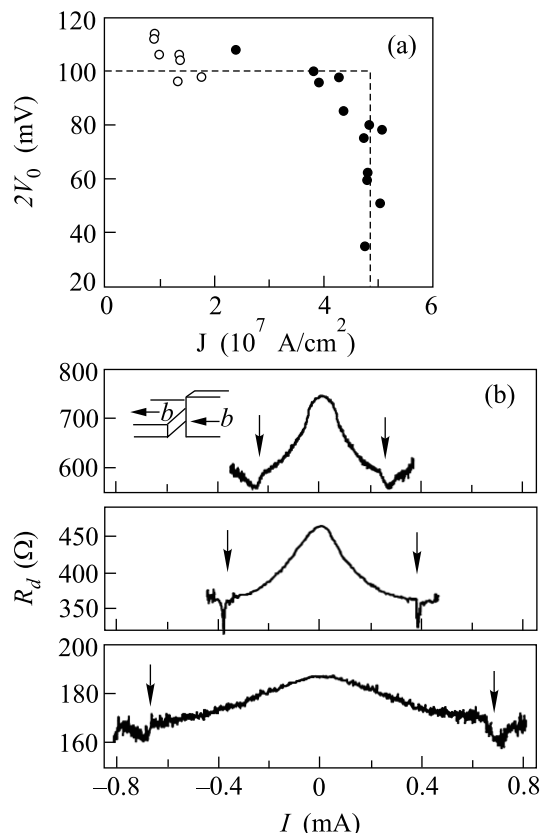


Рис.4. Зависимость характерного напряжения $2V_0$, определяющего щель ВЗП $2\Delta_0$ в спектрах отражения на границе Au – K_{0.3}MoO₃ от плотности тока через границу (\bullet – $d = 50$ нм, \circ – $d = 100$ нм) при $T = 77$ К (а). Спектры $R_d(I)$ точечного контакта NbSe₃ – NbSe₃, сформированного вдоль проводящих цепочек, при разных сопротивлениях (площади) контакта (б). Геометрия контакта схематически показана на вставке. Стрелками отмечен характерный скачок дифференциального сопротивления в металлическое состояние с $dR_d/dI > 0$ при токе, превышающем I_0 . Отметим, что произведение $I_0 R_d$, определяющее плотность тока в области скачка, не зависит от параметров контакта

$0.6 \cdot 10^5$ см/с, что в несколько раз меньше скорости звука в K_{0.3}MoO₃ $c = 4.5 \cdot 10^5$ см/с [35].

В другой группе экспериментов нами были изучены точечные контакты NbSe₃ – NbSe₃, ориентированные вдоль цепочек, при больших плотностях тока [36]. Было установлено, что при определенной плотности тока нелинейное дифференциальное сопротивление контакта R_d , обусловленное вкладом движущейся ВЗП, резко падает с ростом тока и переходит в состояние с металлическим характером зависимости $R_d(I)$ (рис.4б). Плотность тока, соответствующая скачку, не зависела от контактного сопротивле-

ния и была такого же масштаба ($6 \cdot 10^7$ А/см²), как и в экспериментах первой группы. Соответствующая критическая скорость ВЗП для NbSe₃ составляет $2.7 \cdot 10^5$ см/с, что также не превышает скорости звука в NbSe₃, $5.5 \cdot 10^5$ см/с [37]. Полученные результаты в независимых экспериментах и на разных материалах являются весомым аргументом в пользу существования универсального механизма подавления щели ВЗП током. Для более детального понимания этого механизма потребуются дальнейшие исследования как теоретические, так и экспериментальные.

5. Мезоструктуры на NbSe₃. 5.1. Структуры, полученные с помощью электронной литографии. Использование современных технологий и, в частности, электронной литографии значительно расширило экспериментальные возможности для исследования свойств ВЗП на малых масштабах длин. Ниже описаны два типа мезоструктур, полученных на монокристаллах NbSe₃ с помощью электронной литографии, на которых исследовался нелинейный транспорт ВЗП на очень коротких сегментах с длиной вплоть до 0.5 мк, что позволило исследовать вопрос о конверсии тока ВЗП на субмикронных длинах.

В первых экспериментах такого рода нами были получены структуры, содержащие периодические 2D ряды отверстий (антидотов) в тонких кристаллах NbSe₃ [38] (рис.5а). Отверстия образовывали треугольную решетку таким образом, что ВЗП могла двигаться только в ограниченном участке между отверстиями с длиной, равной периоду решетки в направлении вдоль цепочек (оси *b*). В поперечном направлении эти участки оказывались электрически соединенными линейной проводимостью поперек цепочек (вставка к рис.5а). Образованная таким образом сеть содержала 2–7 тыс. ячеек, по которым усреднялись свойства одной ячейки.

Процесс изготовления структур включал в себя фиксацию тонкого (толщиной < 0.5 мк) образца на подложке, нанесение поверх слоя резиста, получение на резисте необходимой профилированной структуры с помощью электронной литографии, формирование Al маски поверх резиста (косое напыление), травление образца через Al маску с помощью плазмохимического травления (SF₆) [38]. Таким образом были получены структуры с периодом вдоль оси *b* от 3 до 0.5 мк. Минимальные размеры проводящего фрагмента вдоль оси *b* составляли 0.5 мк с сечением 0.2×0.3 мк.

На субмикронных структурах был обнаружен размерный эффект уменьшения линейной проводимости структуры ниже 40 К, когда длина свободного пробега носителей сравнивается и становится боль-

ше минимального размера структуры [38]. Это дало возможность оценить длину свободного пробега $l \sim 0.3$ мк при $T \approx 40$ К. Было также установлено, что пороговое поле депиннинга ВЗП возрастает в ≈ 4 раза при уменьшении длины ячейки от 1.5 до 0.5 мк [38] (см. также [39]).

Процесс депиннинга ВЗП на участке конечной длины обычно сопровождается образованием ЦПФ на границе (границах) с неподвижной ВЗП. Это связано с тем, что на участке с неподвижной ВЗП фаза ВЗП не зависит от времени, тогда как на участке с движущейся ВЗП она линейно нарастает со време-

Рис.5. Мезоструктуры, полученные на тонких кристаллах NbSe₃ с помощью электронной литографии: периодическая 2D структура антидотов (а) и микролиния (б). Вставка схематически показывает, что нелинейный транспорт в структуре антидотов обусловлен вкладом только коротких субмикронных участков вдоль проводящих цепочек

Рис.6. Мезоструктуры, полученные методом FIB на тонких монокристаллах NbSe₃: мостик, содержащий нанодоверстие диаметром 80 нм (а), overlap структура, сформированная на мостике двумя латеральными резами с глубиной перекрытия ~ 50 нм (б). Мостики в обоих случаях сформированы в плоскости *bc*. Overlap структура сфотографирована под углом 45° к оси *c*

нем. В результате, когда градиент фазы на границе достигает критической величины, параметр порядка обращается в нуль и происходит “проскальзывание” фазы на 2π , затем процесс периодически повторяется. Этот механизм конверсии тока ВЗП в ток квазичастиц с образованием ЦПФ был предложен Горьковым [31]. Более детальная картина конверсии тока была рассмотрена позднее Бразовским и Матвеевко [40].

В общем случае для формирования ЦПФ требуется дополнительная энергия, связанная с деформацией ВЗП в приконтактной области до критических значений, возникновением локальных областей проскальзывания фазы и распространением соответствующих дислокационных петель до поверхности образца. Соответствующее пороговое напряжение для депиннинга ВЗП, измеренное между токовыми контактами на длине L , можно выразить как [41] $V_t = E_t L + V_{ps}$, где V_{ps} – избыточное напряжение, необходимое для формирования ЦПФ. Ранее считалось, что V_{ps} не зависит от расстояния между токовыми контактами, $V_{ps}(L) = V_{ps0} \approx 1$ мВ, как это следовало из экспериментов при уменьшении L до 20 мк [42]. Проведенные нами измерения на рядах субмикронных антидотов позволили оценить энергию образования ЦПФ на длинах $L \approx 0.5$ мк. Для субмикронных участков было обнаружено, что пороговое напряжение существенно, в 2–3 раза меньше, чем V_{ps0} [38]. Это указывало на значительное, в несколько раз, уменьшение энергии образования центра проскальзывания фазы на субмикронных длинах. Полученные результаты были подтверждены прямыми измерениями V_{ps} на индивидуальных микроучастках структуры типа

микролинии на NbSe₃ [43], изображенной на рис.5б, с размерами между зондами от 7 до 0.5 мк. Этот эффект не удается объяснить в рамках существующих моделей конверсии тока ВЗП [44], что указывает на необходимость создания новых моделей ЦПФ в мезоскопических образцах. Качественно, падение V_{ps} на субмикронных размерах можно объяснить следующим образом. На больших расстояниях между токовыми контактами проскальзывание фазы на них происходит некоррелировано. Можно представить, что с уменьшением расстояния они становятся коррелированными во времени, то есть добавление периода ВЗП на одном контакте происходит синхронно с удалением периода ВЗП на другом контакте. Подобное когерентное проскальзывание фазы требует меньшей деформации ВЗП и, как следствие, меньшего напряжения V_{ps} , чем при большом удалении контактов [43].

Измерения на периодической структуре антидотов позволили провести сравнения проводимости ВЗП субмикронного участка $\sigma_{\text{micro}}^{CDW}$ и макроскопического образца подобной геометрии $\sigma_{\text{macro}}^{CDW}$, из которых была получена оценка длины конверсии тока ВЗП в ток нормальных частиц, l_{conv} . Полагая, что в субмикронном образце ВЗП дает вклад в проводимость на длине $L - 2l_{\text{conv}}$ получаем [38] $l_{\text{conv}} = \frac{1}{2}L(1 - \sigma_{\text{micro}}^{CDW} / \sigma_{\text{macro}}^{CDW})$. Эта оценка дает для l_{conv} величину 20–30 нм, что согласуется с теоретической оценкой [31, 45]: $l_{\text{conv}} \sim \hbar v_F / 2\pi \Delta$.

5.2. Структуры, полученные с помощью фокусированных ионных пучков. Другим мощным современным методом получения микро- и наноструктур является метод микротравления в фокусированных

ионных пучках (FIB). Метод получил особенное развитие в последние 10 лет с развитием стабильных жидких (галлиевых) катодов и компьютерных систем контроля ионного пучка и самого процесса микроплавки. Появились коммерческие установки с разрешением до 10 нм при токах ~ 10 пА, что превосходит разрешение методов электронной литографии. Привлекательностью метода FIB является также отсутствие использования резиста и возможность получения 3D структур. Недостатком является сравнительно высокая энергия пучка, 15–30 кВ, что способствует внесению дефектов в структуру на глубину ~ 30 нм в направлении вдоль пучка и ~ 20 нм в латеральном направлении. Это снижает эффективность использования метода для получения структур с размерами менее 50 нм.

Сравнительно недавно с помощью FIB нами были получены мезоструктуры субмикронных размеров на слоистых монокристаллах высокотемпературного сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ [46, 47] для исследования межслоевого туннелирования куперовских пар и квазичастиц [48]. Разработанные методики были затем перенесены на материалы с ВЗП с целью получения на них различных мезоструктур. Ниже, в качестве иллюстрации метода FIB, показаны микрофотографии 2-х типов структур, полученных на монокристаллах NbSe_3 этим методом: 1 структура типа планарного микромостика, содержащего отверстие с диаметром 0.1 мк (рис.6а). Структура предназначена для исследования эффекта Ааронова–Бома на единичном микротоверстии, содержащем магнитный поток. Эти структуры находятся в настоящее время в стадии исследования. 2 структура типа overlap для изучения поперечного транспорта (поперек легко проводящих *bc*-слоев) на малой площади (рис.6б). Длина перекрытия вертикальных резцов составляет здесь менее 0.05 мк. Исследования структур последнего типа будет рассмотрено ниже.

6. Межслоевое туннелирование в NbSe_3 .

NbSe_3 обладает ярко выраженной слоистой структурой, что в совокупности с анизотропией проводимости указывает на возможность конденсации ВЗП в элементарных проводящих слоях, пространственно разделенных атомно тонкими изолирующими слоями. В этом случае, подобно слоистым ВТСП [49], можно ожидать, что параметр порядка ВЗП будет модулирован в направлении оси a^* , перпендикулярной слоям, и транспорт поперек слоев будет определяться внутренним, межслоевым туннелированием между элементарными слоями с ВЗП. С целью экспериментальной проверки этих представлений мы провели прямые эксперименты [50] по изучению транспор-

та поперек слоев в NbSe_3 в конденсированном состоянии с ВЗП на слоистых мезоструктурах с малой площадью протекания тока поперек слоев, $S = 2 \times 2$ мк, и содержащих ~ 30 элементарных слоев (структуры типа overlap), и на прижимных контактах NbSe_3 – NbSe_3 , ориентированных в направлении кристаллографической оси a^* .

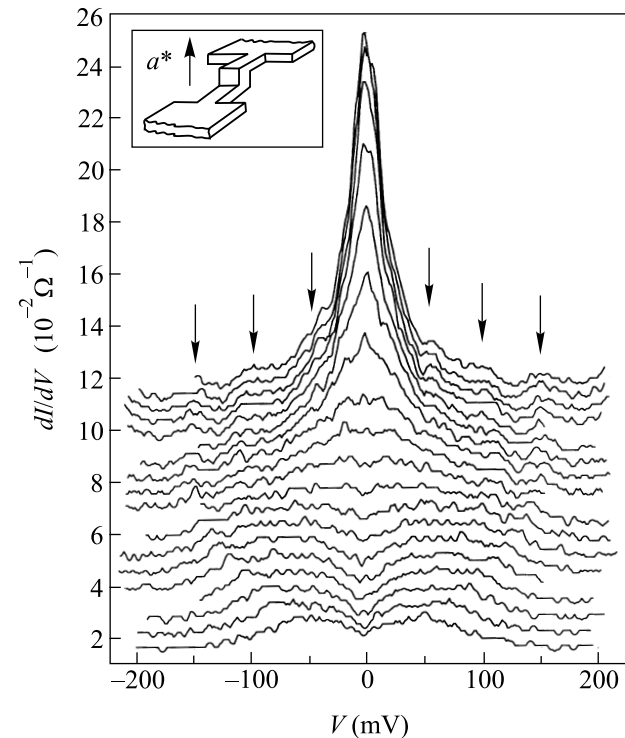


Рис.7. Зависимости dI/dV от напряжения V перехода overlap высокого качества при различных температурах: 59.5; 55.6; 52.1; 48.0; 43.7; 40.1; 37.0; 34.3; 31.0; 28.0; 25.1; 22.6; 19.1; 15.7; 12.8; 8.0; 4.2 К. Шкала динамической проводимости соответствует кривой при $T = 59.5$ К. Остальные кривые смещены для наглядности вверх. На вставке схематически показана конфигурация структуры

Наиболее яркой отличительной особенностью полученных характеристик данных структур явился сильный пик проводимости при нулевом напряжении смещения, наблюдавшийся как на структурах overlap (рис.7,8), так и на точечных контактах (рис.8). Кроме того, на наиболее совершенных структурах overlap наблюдалась периодическая структура пиков при $V = nV_0$, $V_0 = 50$ мВ (рис.7), подобная серии квазичастичных ветвей на ВАХ слоистых структур Bi-2212 при измерениях поперек слоев [51]. Действительно, значение $V_0 = 50$ мВ близко к значению удвоенной щели низкотемпературной ВЗП в NbSe_3 , а температурная зависимость $V_0(T)$ следовала предска-

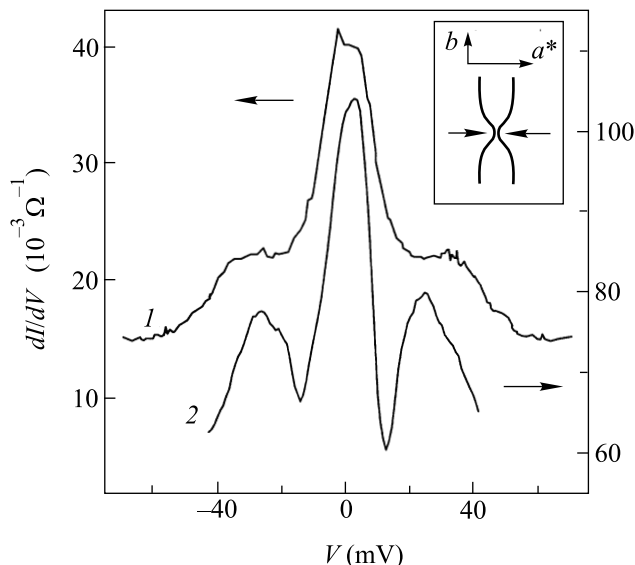


Рис.8. Зависимости $dI/dV(V)$ для прижимного точечного контакта $\text{NbSe}_3 - \text{NbSe}_3$, ориентированного вдоль оси a^* (кривая 1), и структуры overlap, содержащей плоский дефект (кривая 2). На вставке показана конфигурация точечного контакта

нию теории БКШ. Однако, в отличие от сверхпроводников, проводимость при нулевом напряжении смещения для NbSe_3 является конечной. Это указывало на то, что межслоевая проводимость при нулевом смещении не обусловлена коллективным вкладом ВЗП типа джозефсоновского туннелирования.

Следует отметить, что из всех, известных в настоящее время квазиодномерных соединений с ВЗП, NbSe_3 является уникальным материалом. В то время как для большинства соединений основное состояние при температуре ниже пайерлсовского перехода является полупроводниковым, NbSe_3 сохраняет металлические свойства вплоть до самых низких температур. Это связано с тем, что в низкотемпературном пайерлсовском состоянии на поверхности Ферми остаются участки, на которых не выполняется условие нестинга ("карманы"), и, как следствие, не возникает пайерлсовской щели [7]. Полученные данные удалось объяснить, предположив существование когерентного туннелирования (туннелирования с сохранением импульса электрона) несконденсированных в ВЗП носителей. Теоретический расчет межслоевой туннельной ВАХ в таком случае приводит к следующему выражению при $eV < 2\Delta$ [50]:

$$I(V) = \frac{N(0)|t|^2\gamma eV}{2\pi^3(e^2V^2 + 4\gamma^2)}, \quad (2)$$

где $N(0)$ – плотность состояний в "карманах", t – матричный элемент межслоевого туннелирования с

сохранением импульса $\gamma = \hbar\nu$, ν – частота столкновений. Величина γ определяется как рассеянием при движении вдоль слоев γ_{sc} , так и при туннелировании γ_{in} , и может быть представлена как $\gamma = \gamma_{in} + \gamma_{sc}$. Выражение для динамической проводимости имеет вид

$$\frac{\sigma(V)}{\sigma(0)} = 4\gamma^2 \frac{4\gamma^2 - e^2V^2}{(e^2V^2 + 4\gamma^2)^2}. \quad (3)$$

Видно, что динамическая проводимость имеет пик при $V = 0$ шириной $\sim \gamma$ и становится отрицательной при $eV > 2\gamma$, демонстрируя нестабильность при данных напряжениях. Исходя из известных данных для подвижности $\mu = e/\nu_{sc}m^* \approx 4 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ [52] и эффективной массы $m^* = 0.24m_e$, [53], получаем оценку для рассеяния вдоль слоев $\gamma_{sc} = 0.13 \text{ мэВ}$. Экспериментально же наблюдаемой ширине пика $\sim 10 \text{ мВ}$ в структуре из 30 слоев соответствует величина $\gamma = 0.3 \text{ мэВ}$. Это означает, что $\gamma_{in} \approx \gamma_{sc}$, и туннелирование, действительно, оказывается когерентным. При туннелировании электрона между слоями энергия должна сохраняться, то есть $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon(\mathbf{q}) - eV$, где \mathbf{p} и \mathbf{q} – импульсы электронов в соседних слоях, с точностью до 2γ . Для когерентного туннелирования $\mathbf{p} = \mathbf{q}$ и $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon(\mathbf{q})$ и, если $eV \ll \gamma$, туннелирование возможно и имеет место обычный закон Ома. Для $eV > \gamma$ туннелирование невозможно вплоть до напряжения V , достигающего $2\Delta_p/e$. В этом случае сконденсированные в ВЗП электроны начинают давать вклад в межслоевой ток путем обычного туннелирования квазичастиц ВЗП через удвоенную пайерлсовскую щель $2\Delta_p$. Таким образом, межслоевой ток может быть реализован только одним из двух вышеописанных механизмов. В реальной многослойной структуре, в силу геометрической неоднородности отдельных слоев (площади слоев несколько отличаются), значение напряжения $V > 2\gamma/e$ будет достигаться не одновременно для различных индивидуальных туннельных переходов. При $V > 2\gamma/e$ часть переходов может находиться в режиме когерентного туннелирования, а часть – в режиме одночастичного туннелирования через щель. Как результат, на ВАХ соединения должна появляться структура пиков проводимости при $V = 2\Delta_p/e$, где $n = 1, 2, \dots$. В случае прижимных контактов некогерентность туннелирования усиливается, хотя оно остается почти когерентным в лучших структурах. Как результат, на ВАХ таких структур, наряду с пиком проводимости при нулевом смещении, присутствует дополнительная особенность при $V = \Delta_p/e$, связанная с одночастичным туннелированием типа N-I-ВЗП.

Как видно, зависимость от температуры содержится в формуле (2) только в $\gamma(T)$. В этом случае

температурная зависимость проводимости при нулевом смещении, как следует из (2), есть $\sigma(0, T) \propto \propto [e\hbar/\mu(T)m^* + \gamma_{in}]^{-1}$. Эта зависимость достаточно хорошо согласуется с экспериментом (рис.9) для известной зависимости $\mu(T)$, измеренной в плоскости

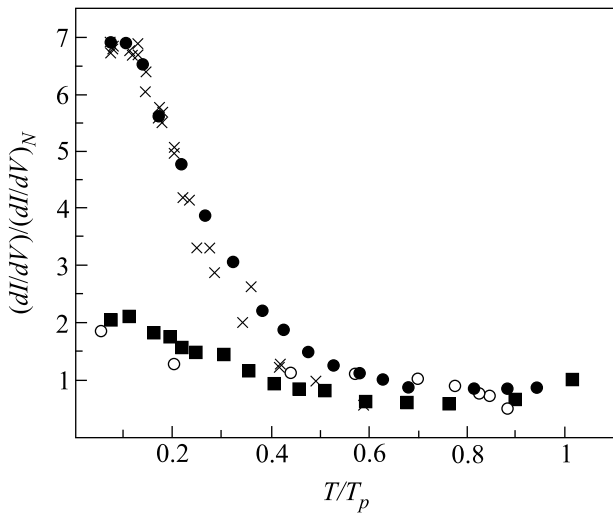


Рис.9. Температурные зависимости динамической проводимости при нулевом напряжении смещения: черные кружки соответствуют данным, полученным на совершенной структуре overlap, представленной на рис.7; черные квадраты – дефектной структуре overlap; светлые кружки – точечному контакту NbSe₃ - NbSe₃. Значения проводимости нормированы на величину dI/dV при $T = 62$ К. Кресты соответствуют теоретической зависимости, полученной из уравнения (2), в которой использована известная температурная зависимость подвижности в NbSe₃ [52]. Подгоночным параметром являлась величина γ_{inc} , которая считалась температурно независимой. Наилучшее согласие получено при $\gamma_{inc}/\gamma_{sc} = 2$ при 4.2 К

слоев [52], и в предположении независимости от температуры γ_{in} . Таким образом, насыщение $\sigma(0, T)$ при низких температурах удастся объяснить насыщением $\mu(T)$ при $T \rightarrow 0$.

Интересным для будущих исследований представляется изучение пика проводимости при нулевом смещении в магнитных полях разной ориентации. Можно ожидать, что достаточно сильное поле, перпендикулярное слоям, может заметно изменять импульс на длине пробега, что должно уменьшать вклад когерентного туннелирования и подавлять пик. Интересно также измерить угловую зависимость магнетосопротивления при повороте поля в плоскости слоев. По ней можно определить ориентацию карманов на поверхности Ферми, подобно тому, как это предла-

галось для определения ориентации направлений нулевой параметра порядка в Bi-2212 [54].

7. Заключение. Мы рассмотрели ряд экспериментов, которые были направлены на поиски квантовой когерентности в материалах с ВЗП на малых масштабах длин. Квантовая когерентность была обнаружена при интерференции движущейся ВЗП на колоннообразных дефектах, содержащих магнитный поток, при локальном отражении носителей на границе N-ВЗП, при межслоевом туннелировании носителей, локализованных в карманах поверхности Ферми, не закрытых щелью ВЗП. Дальнейшее развитие этих исследований позволит существенно продвинуться в понимании квантовой природы волн зарядовой плотности.

1. R. E. Peierls, Ann. Phys. 4, 121 (1930); *Quantum Theory of Solids*, Oxford, University Press, 1955, p. 108.
2. H. Frohlich, Proc. R. Soc. A **223**, 296 (1954).
3. John Bardeen, Phys. Rev. Lett. **42**, 1498 (1979); **45**, 1978 (1980); **55**, 1002 (1985).
4. E. N. Bogachek, I. V. Krive, I. O. Kulik, and S. A. Rozhavsky, Phys. Rev. **B42**, 7614 (1990).
5. А. Л. Касаткин, Э. А. Пашицкий, ФНТ **10**, 1222 (1984); А. Л. Касаткин, Э. А. Пашицкий, ФТТ **27**, 2417 (1985).
6. M. I. Visscher and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. **B54**, 2798 (1996).
7. See as a review: G. Gruener, Ed., *Density Waves in Solids*, Addison-Wesley, Reading, MA, 1994.
8. Yu. I. Latyshev, P. Monceau, O. Laborde, and B. Pannetier, Synthetic Metals **103**, 2582 (1999).
9. G. Grüner, A. Zavadovski, and P. M. Chaikin, Phys. Rev. Lett. **46**, 511 (1981). H. Fukuyama and P. A. Lee, Phys. Rev. **B17**, 535 (1978); P. A. Lee and T. M. Rice, Phys. Rev. **B19**, 3970 (1979).
10. L. Sneddon, M. C. Cross, and D. S. Fisher, Phys. Rev. Lett. **49**, 292 (1982).
11. S. V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. Lett. **71**, 605 (1993).
12. Ф. Я. Надь, Письма в ЖЭТФ **58**, 107 (1993).
13. Yu. I. Latyshev, O. Laborde, P. Monceau, and S. Klaumuenzer, Phys. Rev. Lett. **78**, 919 (1997).
14. Yu. I. Latyshev, O. Laborde, Th. Fournier, and P. Monceau, Phys. Rev. **B60**, 14019 (1999).
15. Yimei Zhu, Z. X. Cai, R. C. Budhani et al., Phys. Rev. **B48**, 6436 (1993).
16. Y. Aharonov and D. Bohm, Phys. Rev. **115**, 485 (1959).
17. M. S. Shervin and A. Zettl, Phys. Rev. **B32**, 5536 (1985).
18. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Б. З. Спивак и др., Письма в ЖЭТФ **35**, 476 (1982).
19. M. I. Visscher and B. Rejaei, Europhys. Lett. **43**, 617 (1998).
20. А. С. Рожавский, ФНТ **24**, 880 (1998).

21. J. H. Miller, Jr., C. Ordoñez, and E. Prodan, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1555 (2000).
22. А. Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964).
23. P. C. van Son, H. van Kempen, and P. Wyder, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 226 (1987).
24. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, *Phys. Rev.* **B25**, 4515 (1982).
25. А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, С. Г. Зыбцев и др., *Письма в ЖЭТФ* **64**, 285 (1996).
26. А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, С. Г. Зыбцев, И. Г. Горлова, *ЖЭТФ* **86**, 1001 (1998).
27. C. Schlenker, J. Duma et al. *Philos. Mag.* **B52**, 643 (1985).
28. Ю. В. Шарвин, *ЖЭТФ* **48**, 984 (1965).
29. B. Rejaei and G. E. W. Bauer, *Phys. Rev.* **B54**, 8487 (1996).
30. S. N. Artemenko and S. V. Remizov, *JETP Lett.* **65**, 53 (1997).
31. Л. П. Горьков, *ЖЭТФ* **86**, 1818 (1984).
32. А. А. Синченко, Yu. I. Latyshev, S. G. Zybtssev et al., *Phys. Rev.* **B60**, 4624 (1999).
33. T. Ekino and J. Akimitsu, *J. Appl. Phys.* **26**, 625 (1987); *Physica* **B194-196**, 1221 (1994); Zhenxi Dai, C. G. Slough, and R. V. Coleman, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 1318 (1991); *Phys. Rev.* **B45**, 9469 (1992); A. Fournel, J. P. Sorbier, M. Konczykowski, and P. Monceau, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2199 (1986); J. P. Sorbier, H. Tortel, P. Monceau, and F. Levy, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 676 (1996).
34. И. О. Кулик, А. Н. Омелянчук, Р. И. Шехтер, *ФНТ* **3**, 1543 (1977).
35. M. Saint-Paul and G. X. Tassema, *Phys. Rev.* **B39**, 8736 (1989).
36. А. А. Синченко, V. Ya. Pokrovski, S. G. Zybtssev et al., *cond-mat/0101124*.
37. P. Monceau, L. Bernard, R. Currat et al., *Synthetic Metals* **19**, 819 (1987).
38. Yu. I. Latyshev, B. Pannetier, and P. Monceau, *Eur. Phys. J.* **B3**, 421 (1998).
39. S. V. Zaitsev-Zotov, V. Ya. Pokrovskii, and J. C. Gill, *J. Phys. I (France)* **2**, 111 (1992).
40. С. А. Бразовский, С. И. Матвеев, *ЖЭТФ* **101**, 1620 (1992).
41. J. C. Gill, *Physica* **B143**, 49 (1986).
42. M. P. Maher, T. L. Adelman, D. A. DiCarlo et al., *Phys. Rev.* **B52**, 13850 (1995).
43. O. C. Mantel, F. Chalin, C. Dekker et al., *Phys. Rev. Lett.* **84**, 538 (2000).
44. S. Ramakrishna, M. P. Maher, V. Ambegaokar, and V. Ekkern, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2066 (1992); S. Ramakrishna, *Phys. Rev.* **B48**, 5025 (1993).
45. С. А. Бразовский, *ЖЭТФ* **78**, 677 (1980).
46. Yu. I. Latyshev, S.-J. Kim, and T. Yamashita, *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* **9**, 4312 (1999).
47. S.-J. Kim, Yu. I. Latyshev, and T. Yamashita, *Supercond. Sci. Technol.* **12**, 729 (1999).
48. Yu. I. Latyshev, T. Yamashita, L. N. Bulaevskii et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5345 (1999).
49. R. Kleiner and P. Müller, *Phys. Rev.* **B49**, 1327 (1994).
50. Ю. И. Латышев, А. А. Синченко, Л. Н. Булаевский и др., *Письма в ЖЭТФ* **75**, 103 (2002).
51. R. Kleiner, P. Müller, H. Kohlstedt et al., *Phys. Rev.* **B50**, 3942 (1994).
52. N. P. Ong and J. W. Brill, *Phys. Rev.* **B18**, 5265 (1978).
53. R. V. Coleman, M. P. Everson, Hao-An Lu et al., *Phys. Rev.* **B41**, 460 (1990).
54. L. N. Bulaevskii, M. J. Graf, and M. P. Maley, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 388 (1999).