

УДК 538.945

Н. Л. БОБРОВ, Л. Ф. РЫБАЛЬЧЕНКО, В. В. ФИСУН, И. К. ЯНСОН,  
О. А. МИРОНОВ, С. В. ЧИСТЯКОВ, В. В. ЗОРЧЕНКО, А. Ю. СИПАТОВ,  
А. И. ФЕДОРЕНКО

## МИКРОКОНТАКТНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СВЕРХРЕШЕТОК $\text{PbTe-PbS}$ КАК МОДЕЛИ ВТСП

Проведены исследования эпитаксиальных полупроводниковых сверхпроводящих (СП) сверхрешеток (СР)  $\text{PbTe-PbS} / (001)$  КС с двумерными упорядоченными сетками дислокаций несоответствия (ДН) на гетерограницах (ГГ). Результаты сопоставлены с аналогичными данными для  $\text{YBaCuO}$ . Анализ флуктуационной области показал, что спаривание электронов в СР происходит в узлах дислокационных сеток. В области СП флуктуаций на производных ВАХ микроконтактов (МК) на основе СР и ВТСП обнаружен переход металл — диэлектрик, связанный с делокализацией носителей из окрестности структурных элементов, ответственных за появление СП. Определена критическая плотность тока в сверхрешетке. Предложен механизм формирования избыточного тока на ВАХ МК на основе СР и ВТСП. Значения энергетических щелей при низких температурах  $\Delta_0$  в единицах  $kT_c$  для СР и ВТСП аномально велики. Для анизотропных трехмерных СР с сильной связью между двумерными СП плоскостями из ДН появляются две щели. Для квазидвумерных СР со слабой связью между двумерными СП плоскостями зависимость  $\Delta(T)$  немонотонна, во флуктуационной области для этих СР и для ВТСП обнаружена щель, практически не зависящая от температуры. На производных ВАХ МК  $\text{Cu-SR}$  обнаружена осцилляционная структура, ограниченная энергией 90 мэВ и связанная, по-видимому, с электрон-фононным взаимодействием. Предполагается подобие механизмов СП в СР и ВТСП.

### Введение

В последние годы в связи с открытием оксидных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), имеющих типично слоистую структуру, возрос интерес к свойствам сверхпроводящих сверхрешеток (СР), изучение которых может оказаться полезным для понимания физики ВТСП [1-5]. Данная работа посвящена исследованию свойств полупроводниковых сверхпроводящих СР  $\text{PbTe-PbS}/(001)$  КС с помощью микроконтактов. Как будет показано ниже, у этих СР и ВТСП есть определенное сходство элементов кристаллической структуры, а также особенностей микроконтактных (МК) спектров [6] и температурных зависимостей критических токов для пленок [4], что позволяет рассматривать СР из халькогенидов свинца как физический аналог ВТСП.

Халькогениды свинца имеют кубическую решетку типа NaCl, их эпитаксиальные пленки весьма технологичны. Атомы свинца расположены в центре октаэдров из атомов халькогена. Аналогично в ВТСП атомы меди окружены тетраэдрами из атомов кислорода. Халькогенидам свинца присуща сильная нестехиометрия (избыток или недостаток халькогена), определяющая концентрацию и подвижность носителей тока, что в некотором смысле эквивалентно роли дефицита кислорода в ВТСП.

Слоистый характер структуры ВТСП легко смоделировать с помощью СР из тонких слоев двух различных халькогенидов свинца. Подбором пар халькогенидов свинца и варьированием толщины их слоев в СР можно создать как однородные упругие псевдоморфные деформации пленок по всей их толщине, так и неоднородные деформации, связанные с дислокациями несоответствия (ДН) на границах раздела слоев. Ранее было показано [2], что сверхпроводимость (СП) таких композиций определяется регулярными квадратными сетками ДН.

Практически можно считать установленным, что в системах типа 1:2:3, а также Bi и Tl семействах ответственными за высокие критические

температуры  $T_c$  являются сдвоенные плоскости  $\text{CuO}_2$  [6,7], разделенные слоем атомов металла (например, Y в системе  $\text{YBaCuO}$  и Sr, Ca в системе  $\text{Bi}(\text{Sr}, \text{Ca})\text{CuO}$ ). С аналогичностью этих элементов перовскитной структуры связывают близость критических температур СП перехода различных оксидов [6]. В системе  $\text{TlCaBaCuO}$  введение дополнительных плоскостей  $\text{CuO}_2$  приводит, согласно сообщению [7], к повышению  $T_c$  до 162 К (нуль сопротивления). Слои  $\text{CuO}_2$  образуют с соседними слоями кислорода тетраэдры, в основании которых находятся атомы меди, причем тетраэдры рас-

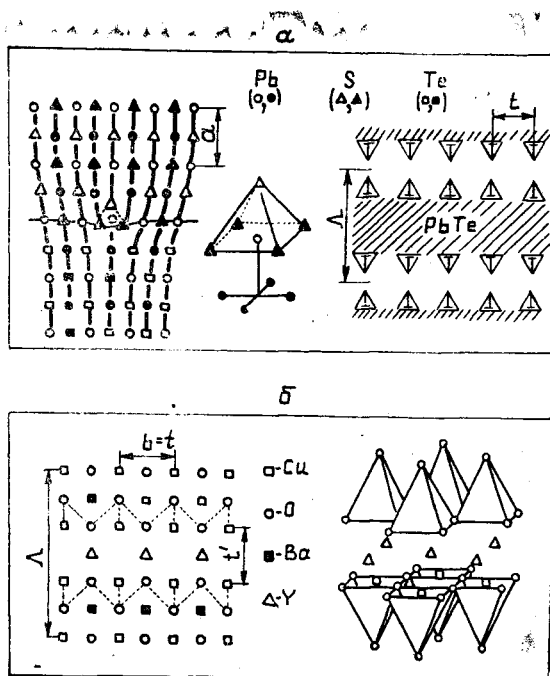


Рис. 1. Схематическое изображение ядра дислокаций несоответствия, упаковки слоев в CP PbTe-PbS (а) и элементы структуры VTSP типа YBaCuO (б). Кружки, треугольники и квадраты в левой части рисунка указывают проекции соответствующих атомных цепочек. На рис. 1, а показана также локальная конфигурация атомов в дислокационном узле, обозначенная треугольниками в правой части рисунка. Медно-кислородные тетраэдры отмечены пунктиром в левой части рис. 1, б. На верхнем рисунке размер  $a$  — параметр решетки PbS.

положены в шахматном порядке в плоскости, параллельной базисной плоскости  $a-b$  (см. рис. 1, б). В определенном смысле структура CP PbTe — PbS сходна со структурой VTSP. На рис. 1, а схематически показано предполагаемое расположение атомов в окрестности линии ДН. Здесь роль тетраэдров, очевидно, играют дислокационные узлы, в которых атом свинца обрамлен октаэдром из атомов халькогена. В семействе  $\text{LaSrCuO}$  сверхпроводимость также связана с плоскостями  $\text{CuO}_2$ , но упаковка атомов заметно отличается от таковой в других VTSP, а картина зарождения СП менее ясна, чем в материалах типа 1:2:3. Кроме того, нет явной аналогии структуры  $\text{LaSrCuO}$  и CP, поэтому в дальнейшем мы будем проводить сравнение CP с материалами типа 1:2:3.

Поскольку работа выхода из PbS значительно (на 0,6 эВ [8]) меньше, чем для PbTe, электроны из слоев PbS должны переходить в слой PbTe, что приведет к появлению чередующихся электронных

(PbTe) и дырочных (PbS) слоев. Следует, конечно, учитывать, что в тонкопленочном состоянии работы выхода могут сильно отличаться от своих значений для объемных материалов, однако, принимая во внимание близость свойств PbTe и PbS, вряд ли можно ожидать существенного уменьшения или инверсии знака разности работ выхода для PbTe и PbS в многослойной композиции. С учетом электронного характера проводимости всей CP PbS, очевидно, можно рассматривать как «диэлектрическую» прослойку (с точки зрения СП). Введение сетки ДН должно привести к существенному изменению энергетического спектра носителей в слоистой композиции, возможно также возникновение контрвариантной структуры зон исходных полупроводников [9]. Неоднородные поля деформаций от ДН приведут к модуляции краев валентной зоны и зоны проводимости. Оценка глубины потенциальной ямы для электронов вблизи сетки дислокаций по порядку величины сравнима с энергией Ферми в CP, поэтому можно ожидать появления локализованных на сетке ДН электронных состояний

(дислокационная зона), которые способствуют появлению СП в системе PbTe—PbS.

Как показано в [9], в окрестности ДН в СР формируется сеть проводящих электронных состояний пониженной размерности. Данные состояния являются специфическими пограничными состояниями, существующими в пределах зон проводимости исходных слоев лишь в ограниченном интервале энергий и величин поперечного волнового вектора. Плотность состояний на дислокационной сетке может достигать больших величин, что является существенным для СП в модели резонансного рассеяния, наблюдаемого в  $p$ -PbTe (Т1) [10].

Механизм СП пока не ясен. Не исключено, что он обусловлен взаимодействием узкой дислокационной зоны с объемными состояниями. Соображения подобного рода выдвигались для ВТСП материалов [11,12]. Принципиальное значение имеет тот факт, что двухслойный сэндвич PbS—PbTe не обладает СП, по крайней мере при  $T > 1,5$  К. Нанесение третьего слоя, PbS, приводит к появлению СП с  $T_c > (3,5 \div 5,5)$  К [4]. Это свидетельствует о том, что взаимодействие хотя бы двух гетерограниц стабилизирует зарождающуюся на них СП. Такое допущение подтвердили предварительные исследования температурных и угловых зависимостей верхних критических полей  $H_{c2}$  [4,5], которые показали, что при толщинах слоев, больших периода дислокационной структуры, СП определяется взаимодействием соседних дислокационных сеток через слои PbTe. При малых толщинах слой PbTe с двумя сетками ДН можно считать единым СП квазидвумерным слоем, и  $T_c$  зависит от взаимодействия таких слоев через прослойки PbS. Максимальные  $T_c$  достигаются (при заданной стехиометрии слоев и приблизительно равенстве толщин PbTe и PbS) на образцах с  $t_{\text{PbTe}} = 170$  Å,  $t_{\text{PbS}} = 180$  Å. Именно такие образцы (с периодом сверхструктуры  $\Lambda = t_{\text{PbTe}} + t_{\text{PbS}} = 350$  Å) использовались в проведенном ниже исследовании.

В высокотемпературных сверхпроводниках спаривание дырок происходит в окрестности медно-кислородных тетраэдров. В СР на основе халькогенидов свинца, судя по совокупности имеющихся данных, электроны спариваются на дислокационных узлах. Поэтому наибольшими  $T_c$  обладают структуры PbTe—PbS, у которых расстояние  $t$  между узлами сетки ДН наименьшее ( $t = 52$  Å). Для дислокационных СР PbSe—PbS и PbTe—PbSe при  $T > 1,5$  К проявляются лишь начальные участки СП переходов  $R(T)$  [2]. Отмеченная аналогия структурных элементов и физических свойств ВТСП и СР PbTe—PbS (см. ниже) позволяет предположить, что дислокационная СР принадлежит по механизму СП к классу ВТСП, несмотря на низкие  $T_c$  из-за больших  $t$  и различие типа основных носителей (дырки в ВТСП и электроны в СР). Однако последнее обстоятельство, по-видимому, не столь важно, учитывая недавнее открытие нового класса ВТСП с электронным характером проводимости [13].

### 1. Методика приготовления и структура пленок

Образцы изготавливались в вакуумной установке с безмасляной системой откачки ( $P \sim 10^{-4} \div 10^{-5}$  Па) путем термического испарения халькогенидов свинца из вольфрамовых «лодочек» и их последовательной конденсации на поверхность (001) KCl при температуре 520—570 К. Толщина слоев и скорость конденсации контролировались кварцевым резонатором. Были изготовлены одно- и двухслойные пленки из PbS и PbTe, а также СР с числом периодов  $N = 1,5$  (трехслойный сэндвич PbS—PbTe—PbS) и  $N = 10$  и толщинами слоев 170—180 Å. Предварительные исследования показали, что СП свойства СР определяются не только толщинами слоев, но и в значительной мере их стехиометрией. Поэтому были изготовлены две серии СР, идентичных по субструктуре, но из разной шихты PbS:

1) из обычной шихты, дающей для однослойных пленок толщиной 5 000 Å холловскую концентрацию носителей заряда  $n_H \sim 10^{19}$  см $^{-3}$  и подвижность  $\mu_H \sim 10^2$  см $^2$ /В·с (при 78 К),—обозначаемые в дальнейшем СР1, СР2;

2) из шихты, приведенной к оптимальному составу путем многократной пересублимации [14], обеспечивающей наилучшую стехиометрию для данной температуры роста и дающую для однослойных пленок той же толщины  $n_x \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ,  $\mu_x \sim 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  (78 К), — СР3, СР4.

Шихта РbТе в обеих сериях СР была приведена к оптимальному составу.

Для структурных исследований пленки отделялись от подложек растворением КСl в дистиллированной воде и вылавливались на предметные стекла или объектные электронно-микроскопические сеточки. Рентгеновская съемка на отражение проводилась по стандартной схеме  $\theta - 2\theta$  сканирования на дифрактометре ДРОН-2 в излучении  $\text{Cu-K}\alpha$  с применением кристалла графита (200) в качестве вторичного монохроматора. Электронно-микроскопические исследования структуры пленок были выполнены на электронном микроскопе ЭВМ-100АК с разрешением 10 Å.

Исследования показали, что пленки халькогенидов свинца нарастают друг на друге послойно по механизму Франка — ван дер Мерве, в результате чего формируются монокристаллические слои с мозаичными блоками, повторяющимися блоки подложки КСl (10—100 мкм). На (001) межфазных границах РbТе — РbS формируется регулярная квадратная сетка чисто краевых ДН, лежащих вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$  с вектором Бюргерса  $a/2 \langle 110 \rangle$  и периодом 52 Å (см. рис. 1, а).

Исследования рентгеновской дифракции показали, что СР являются периодическими с резкими границами раздела, о чем свидетельствуют четкие рефлексы-сателлиты вокруг брэгговских отражений и возле первичного пучка. Период СР и толщина слоев с высокой точностью (не хуже 1 Å) определялись по расстоянию между рефлексами — сателлитами [15].

## 2. Гальваномагнитные и сверхпроводящие свойства сверхрешеток

Важную информацию о гальваномагнитных и сверхпроводящих свойствах СР дали исследования флуктуационной проводимости, критических токов и верхних критических полей, проведенные на постоянном токе четырехзондовым методом в диапазоне температур  $T = 1,5 \div 300 \text{ К}$  и в магнитных полях до 16 кЭ [2-5]. Величина  $H_{c2}$  и критическая температура  $T_c$  определялись по уровню  $0,5R_N$  ( $R_N$  — сопротивление образца в нормальном состоянии). Средняя по объему холловская концентрация носителей в таких СР  $n_x \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , а их подвижность не превышала  $\mu_x = (300 \div 600) \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ . Следует учитывать, что максимальная концентрация носителей, по-видимому, имеет место вблизи гетерограниц, что связано с наличием сеток ДН (см. рис. 1, а), а подвижность носителей вблизи гетерограниц минимальна — вследствие искажений решетки система близка к андерсоновской локализации. Критические температуры исследованных СР для первой серии образцов 3,5—3,9 К, для второй — 5,3—5,5 К.

Согласно знаку коэффициента Холла, основными носителями в СР являются электроны. Если пренебречь вкладом дырок в слоях РbS, оценка длины свободного пробега электронов  $l_i$  по используемой для халькогенидов свинца формуле  $l_i = (h/e)\mu_x (3/4\pi^2 n_x)^{1/3}$  [16] ( $\mu_x$  — подвижность носителей,  $e$  — заряд электрона) дает значения, приведенные в табл. 1. По

Таблица 1

| Номер СР | Число периодов $N$ | Концентрация носителей $n \cdot 10^{-19}$ , $\text{см}^{-3}$ | $l_i$ , Å | $\rho \cdot 10^3$ , Ом·см | $T_c$ , К |
|----------|--------------------|--|-----------|---------------------------|-----------|
| 1        | 1,5                | 2,6  | 93        | 1,563                     | 3,5       |
| 2        | 10                 | 1,3  | 285       | 0,806                     | 3,5       |
| 3        | 1,5                | 1,17   | 185       | 1,333                     | 5,3       |
| 4        | 10                 | 1,55   | 368       | 0,556                     | 5,5       |

масштабу величины  $l_i$  совпадают с длиной свободного пробега в пленках РbТе толщиной 2000 Å при низких температурах [17]. Несмотря на приближенность данной оценки, вероятно, можно утверждать, что при низких температурах  $l_i$  становится значительно больше длины когерентности перпендикулярно к слоям  $\xi_{\perp}$  и по порядку величины со-

поставима с продольной длиной когерентности  $\xi_{\parallel}$ . Это не позволяет отнести данные СР к классическому пределу грязных СП, хотя СР можно считать довольно «грязным» металлом, учитывая не очень большую величину отношения  $l_c/\lambda$ , где  $\lambda$  — де-бройлевская длина волны электронов (в нашем случае  $\lambda \approx 100 \text{ \AA}$ ).

На температурных и угловых зависимостях  $H_{c2}$  (а также критических токов) СР были обнаружены особенности, связанные с постепенной (по мере снижения температуры) локализацией параметра порядка вначале в слоях РЬТе (кроссовер  $3D - 2D$ ), а затем на сетке ДН (переход  $2D - 2D'$ ) [4,5]. Большая анизотропия магнитосопротивления при низких температурах в образцах в первой серии —  $H_{c2}^{\parallel}/H_{c2}^{\perp} \approx 5 \div 7$  ( $T/T_c \sim 0,6$ ) по сравнению с образцами второй серии, у которых при тех же ( $T/T_c$ )  $H_{c2}^{\parallel}/H_{c2}^{\perp} \sim 2,5 \div 3$ , более отчетливое наблюдение кроссоверов  $3D - 2D - 2D'$  на температурных и угловых зависимостях  $H_{c2}$  позволяют сделать вывод о квазидвумерной природе СП в образцах первой серии (слабая связь между слоями) и об анизотропной трехмерной СП в образцах второй серии (сильная связь).

На рис. 2 приведены температурные зависимости продольной (вдоль слоев)  $\xi_{\parallel}(T) = [\Phi_0/2\pi H_{c2}^{\perp}(T)]^{1/2}$  и поперечной  $\xi_{\perp}(T) = \Phi_0/2\pi \xi_{\parallel}(T) H_{c2}^{\parallel}(T)$  длин когерентности Гинзбурга — Ландау для образцов двух серий.

Обращает на себя внимание немонотонное поведение и малость величин  $\xi_{\perp}(T)$  в области низких температур.

Минимумы  $\xi_{\perp}(T)$  для обеих серий образцов соответствуют температурам, при которых происходит локализация параметра порядка в слоях РЬТе [4]. Смещение минимума  $\xi_{\perp}$  СР2 ( $N = 10$ ) по сравнению с СР1 ( $N = 1,5$ ) в сторону более низких температур нетрудно понять, учитывая, что в трехслойном сэндвиче происходит подавление СП вблизи границ образца, что способствует локализации СП в слое РЬТе начиная с более высоких температур.

При изучении флуктуационной проводимости  $\sigma$  обычно рассматриваются два типа поправок  $\sigma' = \sigma(T) - \sigma_0(\sigma(T) - \sigma_0)$  — измеряемая проводимость,  $\sigma_0$  — проводимость в нормальном состоянии): поправка Асламазова — Ларкина (АЛ) [18], учитывающая процесс флуктуационного образования куперовских пар, и поправка Маки — Томпсона (МТ) [19–21], соответствующая процессам рассеяния квазичастиц сверхпроводящими парами. Исследования флуктуационной проводимости и магнитосопротивления слоистых систем, к которым относятся и перовскитные ВТСП, позволяют судить о размерности этих эффектов в разных диапазонах температур выше  $T_c$ , а следовательно, и о степени анизотропии изучавшихся образцов. При этом мы исходили из предположения, что для наших слоистых систем в условиях, когда их можно

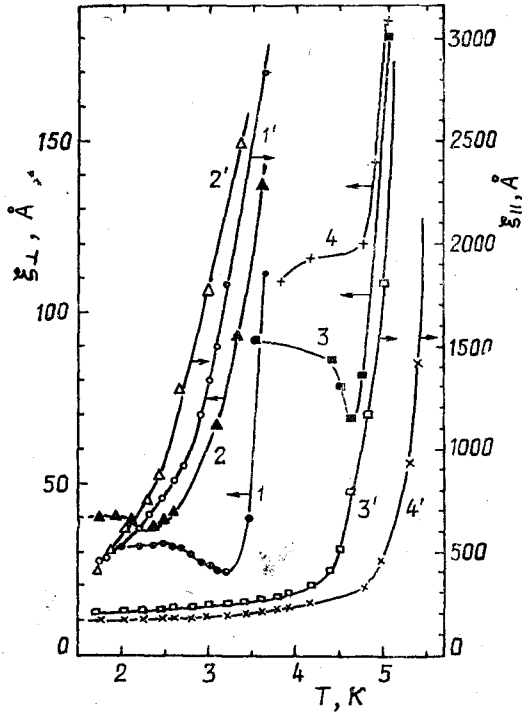


Рис. 2. Температурные зависимости продольной  $\xi_{\parallel}(T)$  и поперечной  $\xi_{\perp}(T)$  длин когерентности сверхрешеток СР1 (1, 1'), СР2 (2, 2'), СР3 (3, 3'), СР4 (4, 4').

считать квазидвумерными, качественно применимы оценки флуктуационных величин, полученные для двумерных систем [18].

Зависимости нормированной избыточной проводимости  $\sigma'/\sigma_0$  при  $T > T_c$  от приведенной температуры  $\tau = (T - T_c)/T_c$ , построенные в логарифмических координатах, позволяют, согласно теории АЛ, по наклону линейных участков определить размерность флуктуаций, поскольку в этой теории  $\sigma'/\sigma_0 \sim \tau^{-k}$ , где показатель степени  $k = 0,5; 1; 2$  для трех-, двух- или нульмерных флуктуаций соответственно.

Исследования флуктуационной области СР двух серий с  $T_c \sim 3,5$  и  $5,3$  К показали (рис. 3), что избыточная проводимость как в магнитном поле, так и без него качественно описывается квантовой поправкой АЛ. Очень

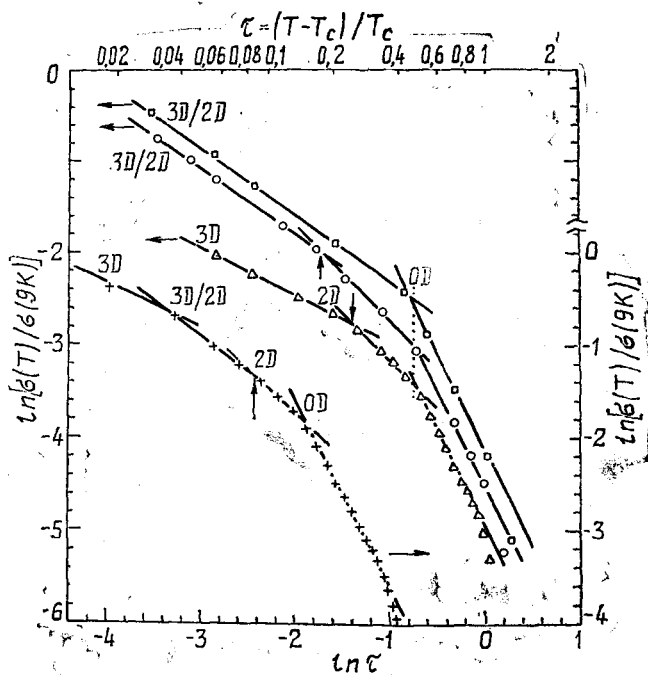


Рис. 3. Зависимость нормированной избыточной проводимости от приведенной температуры  $\tau$  в логарифмических координатах:  $\square$  — СР1 (см. вставку на рис. 5);  $\circ$  — то же, что и  $\square$ , в магнитном поле  $H_{\parallel} = 500$  Э;  $+$  — построено для микроконтакта Си — СР3 (рис. 9, 10) с использованием температурной зависимости  $R_D^0(T)$ ;  $\triangle$  — построено для микроконтакта Си — СР1 (рис. 5, 8) с использованием температурной зависимости  $R_D^V(T)$ .

малый вклад поправки МТ, очевидно, как и для ВТСП [22], свидетельствует о весьма малых значениях  $\tau_0$  — времени сбоя фазы волновых функций квазичастиц.

Основные особенности температурного поведения флуктуационной проводимости мы рассмотрим на примере трехслойного сэндвича СР1 (рис. 3). Видно, что при понижении температуры в отсутствие магнитного поля начиная с  $\tau \sim 1$  появляется линейный участок с наклоном  $k = 2$ , отвечающим нульмерной флуктуационной проводимости, а затем идет участок (3D/2D) с наклоном  $k = 3/4$ , промежуточным между  $k = 1/2$  и  $k = 1$ , который условно можно назвать квазидвумерным. Включение магнитного поля  $H_{\parallel} = 500$  Э практически не изменяет границу нульмерного участка, однако вслед за ним идет участок чисто двумерных флуктуаций ( $k = 1$ ), который сменяется областью квазидвумерных флуктуаций. Анализ температур кроссовера от одного типа зависимости  $\sigma(T)$  к другому показывает, что 0D флуктуации появляются при  $\tau = 1$  и заканчиваются при  $\tau \approx (2t/t_{\text{Рыте}})^2$ . В поле  $H_{\parallel}$  область квазидвумерных флуктуаций начинается с  $\tau \approx (\sqrt{2}t/t_{\text{Рыте}})^2$  (соответствующие значения  $\tau$  отмечены стрелками на рис. 3). Такое поведение  $\sigma'(T)$  можно понять, если предположить, что существует некоторая длина когерентности  $\xi(T) = \xi_0/\sqrt{\tau}$ , такая, что при ее приблизительно равенстве с размерами характерных элементов структуры происходит смена размерности флуктуаций. Если считать, что  $\xi_0 = t$  — расстоянию между узлами сетки ДН, то началу нульмерных флуктуаций соответствует

температура, при которой  $\xi(T) = t$ , т. е.  $\tau = 1$  ( $T = 2T_c$ ). Тогда переход к квазидвумерным флуктуациям происходит ( $H = 0$ ) при  $\xi(T) \simeq (t_{\text{PbTe}}/2)$ , когда начинается стабилизация двумерной СП сеток ДН из-за их взаимодействия через слой PbTe. Включение магнитного поля эффективно снижает размерность флуктуаций, поэтому за нульмерным участком следует участок чисто двумерных флуктуаций, который при  $\xi(T) \simeq (t_{\text{PbTe}}/\sqrt{2})$  переходит в квазидвумерный участок (это аналогично кроссоверу  $2D-3D$  в слоистых соединениях, где роль «диэлектрической» прослойки играет PbTe). Отсутствие чисто трехмерного участка можно объяснить тем, что для сэндвича параметр порядка сосредоточен в основном в слое PbTe и достигает наибольших значений в непосредственной окрестности ( $\sim t$ ) сеток ДН, т. е. в исследованной области температур СП состояние сильно неоднородно по толщине образца. Небольшое отклонение экспериментального значения  $\ln \tau$  для точки кроссовера  $0D - (3D/2D)$  от  $\ln [(2t/t_{\text{PbTe}})^2]$  в сторону больших по модулю значений вызвано, вероятно, влиянием близко расположенных границ образца, «поджимающих» параметр порядка к середине образца. Мы не будем детально обсуждать особенности поведения «объемных» образцов СР с  $N = 10$ , поскольку это потребовало бы значительного расширения объема статьи. Отметим только, что и для «объемных» СР точки смены размерности флуктуаций удовлетворяют столь же простым соотношениям, однако переходы между участками не столь резкие и более размазаны по температуре.

Введенная нами формально длина когерентности  $\xi_0$  хотя и позволяет неплохо описывать положение точек смены размерности флуктуаций, однако требует прояснения ее физического смысла. Анализ набора сверхрешеток с различными толщинами слоев PbTe и PbS, разным уровнем подвижности и концентрации электронов показал, что максимальные значения  $T_c$  достигаются в структурах, у которых на элементарную ячейку трехмерной СР (размером  $\Lambda \times t \times t$ ) приходится приблизительно 18 электронов. Это обстоятельство можно объяснить тем, что все эти электроны локализованы в основном в окрестности дислокационных узлов, и на каждый атом свинца в узле, отмеченный зачерненным кружком на рис. 1, а (см. средний рисунок), приходится по два электрона, а на атом свинца в основании тетраэдра из атомов серы (светлый кружок) — один «неспаренный» электрон. Учитывая, что на элементарную ячейку СР приходится два дислокационных узла, получаем 18 электронов на ячейку. Если допустить, что спаривание происходит в окрестности дислокационного узла вследствие взаимодействия «неспаренных» электронов на соседних узлах одной и той же дислокационной сетки, то естественной минимальной длиной когерентности, при которой возможен этот процесс, является расстояние между узлами  $t$ . Восемнадцать электронов на ячейку соответствует среднее число пар на один узел, равное  $1/2$ , что является оптимальным для достижения наивысших  $T_c$  в теории локальных пар Кулика [23] в приближении среднего поля. Заметим, что для систем YBaCuO и Bi(Sr, Ca)CuO максимум  $T_c$  наблюдается также при одном и том же числе подвижных дырок на атом меди в плоскости  $\text{CuO}_2$  (приблизительно 0,45 на элементарную ячейку YBaCuO) [24]. Отличие от целого числа может быть связано с корреляционными эффектами [25].

Если принять эту модель, то началу процесса флуктуационного спаривания действительно должна отвечать длина когерентности  $\xi(T) = t$ . Когда пары на соседних сетках начинают взаимодействовать через слой PbTe ( $\xi = t_{\text{PbTe}}/2$ ), СП флуктуации получают возможность распространяться вдоль сеток и носят квазидвумерный характер. Включение магнитного поля приводит, вероятно, к «вытеснению» параметра порядка из внутренних областей PbTe к дислокационным сеткам, поэтому появляется  $2D$ -участок, который при дальнейшем росте  $\xi(T)$  сменяется квазидвумерным участком при  $\xi > t_{\text{PbTe}}/\sqrt{2}$  (в теории слоистых СП размерный кроссовер  $3D-2D$  для  $H_{c2}$  происходит при том же условии, где вместо  $t_{\text{PbTe}}$  фигурирует расстояние между СП плоскостями). Отмечавшееся уже отсутствие СП перехода в двух-

слоином сэндвиче PbTe — PbS свидетельствует в пользу гипотезы спаривания на дислокационной сетке, поскольку хорошо известно, что в двумерной системе флуктуации фазы параметра порядка разрушают дальний порядок, который может быть восстановлен при даже слабом взаимодействии хотя бы еще с одной аналогичной системой.

Обратим внимание также на то, что мы сравниваем  $\xi$  с характерными толщинами слоев, т. е.  $\xi$  имеет смысл длины когерентности  $\xi_{\perp}$ . Для YBaCuO известно, что длины когерентности Гинзбурга — Ландау  $\xi_{\perp}(0)$ , вычисленные из флуктуационной проводимости и по температурным зависимостям  $H_{c2}$ , обычно отличаются в два раза. Значение введенной нами  $\xi_0$  также заметно не совпадает со значениями  $\xi_{\perp}$  при низких температурах, определенными из данных для  $H_{c2}$  (см. рис. 2). Причина такого расхождения неизвестна.

Похуже на случай  $H_{\parallel} \neq 0$  поведение наблюдалось и для дифференциального сопротивления микроконтакта CP — Cu при больших смещениях на контакте ( $eV \gg \Delta_0$ )  $R_D^V(T)$  (подробнее см. ниже), но переход на двумерный участок ( $3D \rightarrow 2D$ ) начинается с температуры чуть выше  $\tau = (\sqrt{2}t/t_{\text{PbTe}})^2$ . Это может быть связано с особенностями растекания тока вблизи контакта и с влиянием магнитного поля тока на СП флуктуации. Вместо  $3D/2D$  участка (в случае  $H_{\parallel} \neq 0$ ) теперь появляется трехмерный участок.

Поведение образцов с высокими  $T_c$  сильно отличается от поведения квазидвумерных образцов. Начало нульмерного участка (см. график на рис. 3 (+)), построенный с использованием температурной зависимости  $R_D^0(T)$  — дифференциального сопротивления микроконтакта Cu — CP3 при  $V = 0$  сдвигается в сторону меньших  $\tau = (2t/t_{\text{PbTe}})^2$ , т. е. нульмерные флуктуации проявляют себя при  $\xi < (t_{\text{PbTe}}/2)$ . Последующие переходы ( $0D \rightarrow 2D \rightarrow 3D/2D \rightarrow 3D$ ) происходят при  $\xi(T) \simeq (t_{\text{PbTe}}/\sqrt{2})$ ,  $(\Lambda/2)$ ,  $(\Lambda/\sqrt{2})$ . Смещение начала области нульмерных флуктуаций в сторону меньших  $\tau$  свидетельствует о том, что для CP с большими  $T_c$  (и  $l_i$ ) возможно первоначальное спаривание электронов не в плоскости дислокационных сеток (как в квазидвумерных образцах), а между сетками. Такая возможность (приводящая к повышению  $T_c$ ) предсказывалась, например, в работе [26] для случая слоистых соединений и объяснялась особенностями экранирования кулоновского взаимодействия электронов, находящихся на смежных проводящих слоях.

Анализ имеющихся литературных данных для YBaCuO семейства (см., например, [22, 27, 28]) показал\*, что и для этих материалов можно выделить области  $0D$ -,  $2D$ - и  $3D$ -флуктуационной проводимости, причем нульмерные флуктуации\*\* начинаются при  $\tau \simeq 1$ , двумерные — при  $\tau \simeq (t/2t')^2$ , трехмерные — при  $\tau \simeq (t/\Lambda)^2$ , где  $t'$  — расстояние между плоскостями  $\text{CuO}_2$  (см. рис. 1, б),  $\Lambda$  — параметр решетки вдоль оси  $c$ . В данном случае  $\xi_0$  равно  $t/2$  — расстоянию между атомами меди и кислорода в плоскостях  $\text{CuO}_2$  ( $t$  — больший из параметров решетки в базисной плоскости  $ab$ ,  $t = b$ ). Тогда двумерный участок начинается при  $\xi(T) \simeq t'$ , а трехмерный — при  $\xi \simeq \Lambda/2$ . Поэтому естественно предположить, что пары зарождаются в окрестности кислородно-медных пирамид в плоскости  $\text{CuO}_2$ , и при размере пары, приблизительно равном  $t'$ , наступает двумерная флуктуационная проводимость на двояных плоскостях  $\text{CuO}_2$ . Магнитные поля смешают переход  $2D \rightarrow 3D$  в область низких температур ( $\xi(T) = \Lambda$ ), что отчетливо видно, например, на рис. 3 из работы [28] для Eг керамики, поведение которой отличалось от YBaCuO (четкие двумерные участки наблюдались лишь в магнитных полях; при  $H = 0$  отклонение от  $3D$ -зависимости начиналось при  $\xi < \Lambda/2$ ). Значение  $\xi_0 = t/2$  хорошо коррелирует со значениями  $\xi_{\perp}(0)$  —

\* Данные для  $V_i$  и  $T_i$  семейств ВТСП пока слишком ненадежны и отрывочны, чтобы сделать определенные заключения о поведении флуктуационной проводимости.

\*\* В работах по ВТСП приводятся, как правило, данные из области дву-трехмерных флуктуаций. Единственно известное нам исследование, в котором четко прослежен нульмерный участок на пленке YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>x</sub> с  $T_c = 90$  К, представлено в работе [27].



корреляционной длины Гинзбурга — Ландау для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , вычисленными из флуктуационной проводимости во многих работах (в [22]  $\xi_\perp = 2,0 \pm 0,5 \text{ \AA}$ ). Для удобства ориентировки полученные в данной работе результаты и данные МК исследований  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [39] суммированы в табл. 2, в которой указаны также значения  $\tau$ , при которых происходит переход в область критических флуктуаций.

Таблица 2

| Размерность флуктуаций | Параметры        | СР1                        |                                 | СР1                                | СР3                     | YBaCuO [39]*              | YBaCuO [22, 27] Резистивные измерения |
|------------------------|------------------|----------------------------|---------------------------------|------------------------------------|-------------------------|---------------------------|---------------------------------------|
|                        |                  | Резистивные измерения      |                                 | МК измерения, использование        |                         |                           |                                       |
|                        |                  | $H=0$                      | $H \parallel = 500 \text{ \AA}$ | $R_D^V(T)$                         | $R_D^O(T)$              | $R_D^O(T)$                |                                       |
| 3D                     | $T, K$           | —                          | —                               | $3,8 < T < 4,4$                    | $5,4 < T < 5,5$         | $101 < T < 120$           | $94 < T < 100$                        |
|                        | $\tau, K$        | —                          | —                               | $0,086 < \tau < 0,257$             | $0,02 < \tau < 0,038$   | $0,123 < \tau < 0,333$    | $0,044 < \tau < 0,111$                |
|                        | $T', K$          | —                          | —                               | $3,81 < T' < 4,16$                 | $5,42 < T' < 5,53$      | $99,96 < T' < 119,9$      | $92,49 < T' < 99,96$                  |
|                        | $\tau'$          | —                          | —                               | $0,088 < \tau' < 0,187$            | $0,022 < \tau' < 0,044$ | $0,111 < \tau' < 0,332$   | $0,028 < \tau' < 0,111$               |
| $\xi$                  | —                | —                          | $\Delta/2 > \xi > t'/\sqrt{2}$  | $\Delta > \xi > \Delta/\sqrt{2}$   | $\Delta/2 > \xi > t'$   | $\Delta > \xi > \Delta/2$ |                                       |
| 3D/2D                  | $T, K$           | $T < 5$                    | $T < 4,11$                      | —                                  | $5,5 < T < 5,8$         | —                         | —                                     |
|                        | $\tau, K$        | $\tau < 0,429$             | $\tau < 0,1752$                 | —                                  | $0,035 < \tau < 0,094$  | —                         | —                                     |
|                        | $T', K$          | $T' < 4,81$                | $T' < 4,16$                     | —                                  | $5,53 < T' < 5,77$      | —                         | —                                     |
|                        | $\tau'$          | $\tau' < 0,374$            | $\tau' < 0,1871$                | —                                  | $0,044 < \tau' < 0,088$ | —                         | —                                     |
| $\xi$                  | $\xi > t'/2$     | $\xi > t'/\sqrt{2}$        | —                               | $\Delta/\sqrt{2} > \xi > \Delta/2$ | —                       | —                         |                                       |
| 2D                     | $T, K$           | —                          | $4,11 < T < 5$                  | $4,4 < T < 5$                      | $5,8 < T < 6,1$         | $120 < T < 180$           | $100 < T < 125$                       |
|                        | $\tau, K$        | —                          | $0,175 < \tau < 0,429$          | $0,257 < \tau < 0,429$             | $0,094 < \tau < 0,15$   | $0,333 < \tau < 1$        | $0,111 < \tau < 0,389$                |
|                        | $T', K$          | —                          | $4,16 < T' < 4,81$              | $4,16 < T' < 4,81$                 | $5,77 < T' < 6,29$      | $119,9 < T' < 180$        | $99,96 < T' < 119,87$                 |
|                        | $\tau'$          | —                          | $0,187 < \tau' < 0,374$         | $0,187 < \tau' < 0,374$            | $0,088 < \tau' < 0,19$  | $0,332 < \tau' < 1$       | $0,111 < \tau' < 0,332$               |
| $\xi$                  | —                | $t'/\sqrt{2} > \xi > t'/2$ | $t'/\sqrt{2} > \xi > t'/2$      | $\Delta/2 > \xi > t'/\sqrt{2}$     | $t' > \xi > t/2$        | $\Delta/2 > \xi > t'$     |                                       |
| 0D                     | $T, K$           | $5 < T < 7$                | $5 < T < 7$                     | $5 < T < 7$                        | $6,1 < T < 7,1$         | $180 < T < 220$           | $125 < T < 180$                       |
|                        | $\tau, K$        | $0,429 < \tau < 1$         | $0,429 < \tau < 1$              | $0,429 < \tau < 1$                 | $0,151 < \tau < 0,34$   | $1 < \tau < 1,44$         | $0,389 < \tau < 1$                    |
|                        | $T', K$          | $4,81 < T' < 7$            | $4,81 < T' < 7$                 | $4,81 < T' < 7$                    | $6,29 < T' < 7,28$      | $180 < T' < 210$          | $119,87 < T' < 180$                   |
|                        | $\tau'$          | $0,374 < \tau' < 1$        | $0,374 < \tau' < 1$             | $0,374 < \tau' < 1$                | $0,187 < \tau' < 0,37$  | $1 < \tau' < 1,328$       | $0,332 < \tau' < 1$                   |
| $\xi$                  | $t'/2 > \xi > t$ | $t'/2 > \xi > t$           | $t'/2 > \xi > t$                | $t'/\sqrt{2} > \xi > t'/2$         | $t/2 > \xi > t'/2$      | $t' > \xi > t/2$          |                                       |

Примечание. Здесь  $T', \tau'$  — расчетные значения:  $\xi(T') = \xi_0/\sqrt{\tau'}$ ;  $\xi = L \rightarrow \tau' = (\xi_0/L)^2$  ( $L$  — характерный размер системы). При расчетах принималось: для СР (см. рис. 1, а)  $t' = t_{\text{PbTe}} = 170 \text{ \AA}$ ;  $\Delta = 350 \text{ \AA}$ ;  $\xi_0 = t = 52 \text{ \AA}$ ,  $T_c$  (СР1) = 3,5 К,  $T_c$  (СР3) = 5,3 К; для  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6,91}$  из [54] (см. рис. 1, б)  $t' = 3,3676 \text{ \AA}$ ,  $\Delta = C = 11,666 \text{ \AA}$ ,  $t = b = 3,88 \text{ \AA}$ ,  $\xi_0 = t/2 = 1,94 \text{ \AA}$ ,  $T_c = 90 \text{ К}$ . При анализе ВТСП образцов следует учитывать зависимость размеров элементарной ячейки от содержания кислорода.

\* Верхняя граница температурного интервала 0D-флуктуаций определена по температуре начала перехода металл — диэлектрик из анализа формы кривых  $dV/dI$  микроконтакта.

Приведенные результаты показывают, что поведение флуктуационной проводимости СР  $\text{PbTe} - \text{PbS}$  и ВТСП материалов в значительной степени подобно. Однако геометрические параметры СР1 — СР4 сильно отличаются от параметров  $\text{YBaCuO}$  семейства, так как в них толщины слоев значительно превосходят расстояние между узлами дислокационной сетки, а в  $\text{YBaCuO}$ , наоборот, расстояние между атомами Си больше межплоскостного расстояния  $d'$ . Данную ситуацию можно было бы промоделировать на СР с достаточно тонкими слоями, но, к сожалению, при  $t_{\text{PbTe}} < t$  геометрия дислокационных сеток в корне изменяется — соседние сетки смещаются относительно друг друга на расстояние  $t/2$ , и возникает уже другая ситуация, когда узлы сеток не находятся один под другим. Более подробно ситуация в ВТСП и СР с различными толщинами слоев будет проанализирована в отдельном сообщении.

Наряду с традиционными методами исследования СП свойств важную информацию о характере локализации параметра порядка и о СП энергетических щелях СР можно получить из микроконтактных исследований.

### 3. Методика эксперимента

Измерялись вольт-амперные характеристики (ВАХ) и их первые и вторые производные прижимных микроконтактов  $\text{Cu}-\text{CP}$  перпендикулярно к слоям. Медный электрод представлял собой трехгранную пирамиду, вырезанную из монокристалла на электроэрозионном станке. Подробные режимы электрохимической обработки и контроля качества поверхности медного электрода приведены в [29]. Радиус закругления вершины призмы составлял 3—5 мкм.

При создании микроконтакта пирамида вершиной прижималась с определенным усилием к плоской поверхности  $\text{CP}$ , а затем сдвигалась параллельно поверхности. Температурные измерения проводились в промежуточном криостате с капилляром [30].

### 4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

#### 4.1. Определение местонахождения закоротки в глубине гетероструктуры

Изменяя усилие прижима медного электрода к поверхности  $\text{CP}$ , можно образовать закоротку как в верхнем слое, так и в глубине гетероструктуры.

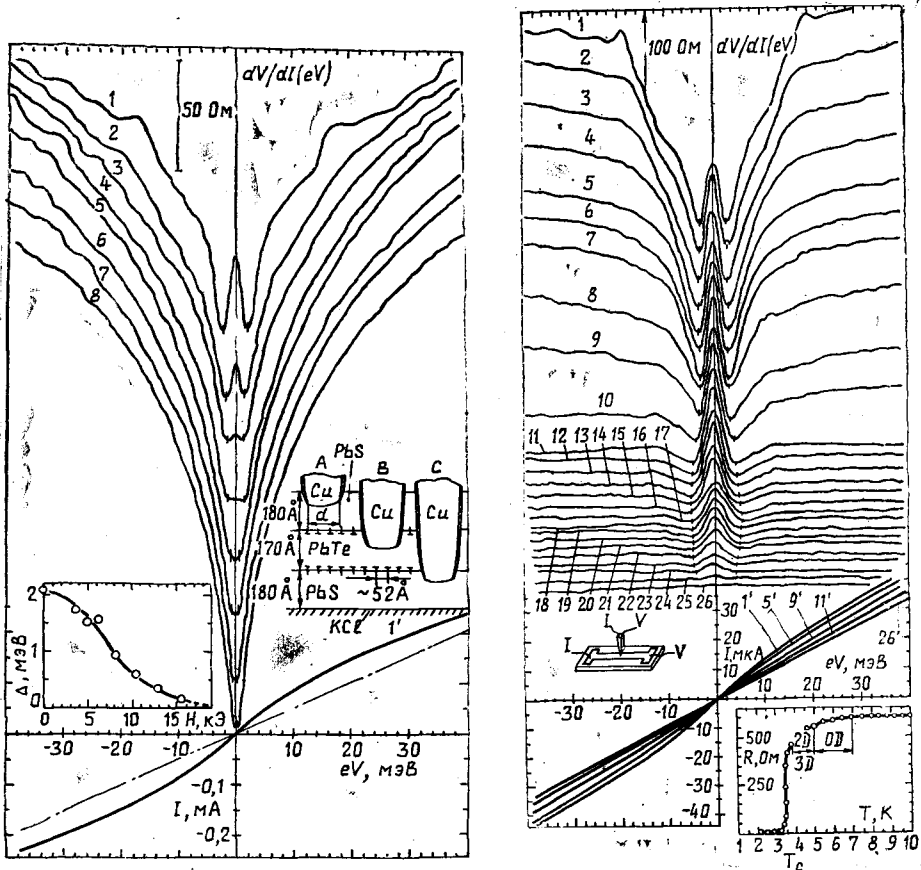


Рис. 4. ВАХ и их первые производные микроконтакта  $\text{Cu}-\text{CP}$  при  $T = 1,85$  К в магнитных полях  $H = 0$  (1, 1'); 3,8 (2); 5,1 (3); 6,25 (4); 7,9 (5); 10,5 (6); 13 (7); 15,6 (8) кЭ; — — — — прямая, параллельная ВАХ при  $eV \gg \Delta$ . На вставке слева — зависимость энергетической щели от магнитного поля; справа — структура  $\text{CP}$  и различные модели контакта.

Рис. 5. ВАХ и их первые производные микроконтакта  $\text{Cu}-\text{CP}$  при  $H = 0$  и  $T = 1,85$  (1, 1'); 2,01 (2); 2,2 (3); 2,36 (4); 2,6 (5, 5'); 2,8 (6); 3 (7); 3,28 (8); 3,6 (9, 9'); 3,8 (10); 4 (11, 11'); 4,2 (12); 4,4 (13); 4,6 (14); 4,8 (15); 5 (16); 5,2 (17); 5,4 (18); 5,6 (19); 5,8 (20); 6 (21); 6,2 (22); 6,4 (23); 6,6 (24); 6,8 (25); 7 (26, 26') К. На вставке слева — геометрия опыта; справа — температурная зависимость сопротивления  $\text{CP}$ .

Отметим, что при данной геометрии опыта использование туннельного микроскопа в режиме микроконтактного спектрометра не имело бы особых преимуществ по сравнению с традиционной микроконтактной спектроскопией. При погружении иглы в глубь гетероструктуры индикатором ее перемещения служит управляющее напряжение на пьезоэлементе. Очевидно, это перемещение при заданном напряжении отличается от перемещения в вакууме и зависит от геометрических размеров кончика иглы и от микротвердости гетероструктуры. Даже если каким-то образом удастся учесть эти факторы и при этом игла будет иметь микротвердость, существенно большую, чем исследуемый материал, и будет погружаться на заданную глубину без заметной пластической деформации, не гарантировано образование закоротки на заданной глубине. Игла всегда покрыта слоем окисла, и «слабое» мес-

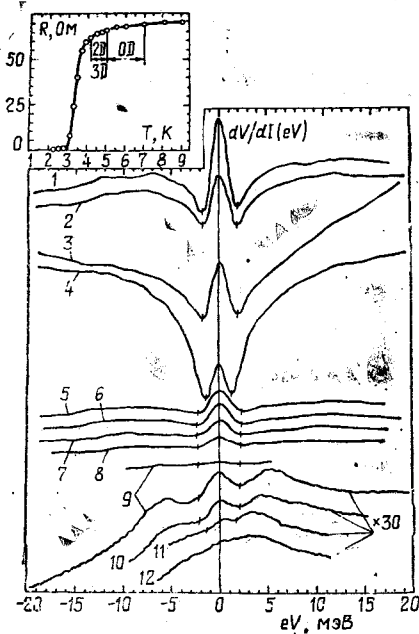


Рис. 6. ВАХ и их первые производные микроконтакта  $\text{Cu} - \text{CP2}$  при  $H = 0$ ,  $R_D^0(1,75 \text{ K}) = 190 \text{ Ом}$  и  $T = 1,75$  (1); 1,98 (2); 2,54 (3); 3,2 (4); 4,2 (5); 4,9 (6); 5,4 (7); 6 (8); 6,7 (9); 6,8 (10); 6,9 (11); 7 (12) К. На вставке — температурная зависимость сопротивления  $\text{CP2}$ .

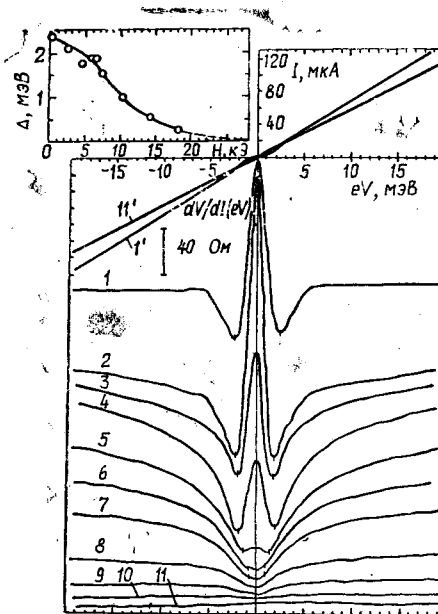


Рис. 7. ВАХ и их первые производные микроконтакта  $\text{Cu} - \text{CP2}$  при  $T = 1,84 \text{ K}$  и  $H = 0$  (1, 1'); 2,5 (2); 4,6 (3); 5,8 (4); 7,4 (5); 9,4 (6); 10,4 (7); 14,3 (8); 18,2 (9); 23,4 (10); 29,9 (11, 11') кЭ. На вставке — зависимость энергетической щели от магнитного поля.

то на поверхности, где разрушается окисел и образуется закоротка, может оказаться на любой глубине, вплоть до максимальной, равной глубине погружения кончика иглы.

Тем не менее вследствие того, что  $\text{CP1}$  и  $\text{CP2}$  обладают квазидвумерной сверхпроводимостью, имеется возможность с использованием традиционной для МК спектроскопии техники по температурной зависимости избыточного тока судить о вероятном месте образования закоротки в гетероструктуре. Сверхпроводимость наводится во всем объеме  $\text{CP}$  только при температурах, близких к  $T_c$ , а при понижении температуры исчезает вначале в слое  $\text{PbS}$ , а затем стягивается к гетерограницам.

На рис. 4,5 приведены характеристики микроконтактов, образованных, вероятно, в непосредственной близости от сверхпроводящей гетерограницы в слое  $\text{PbTe}$  (модель  $B$  на вставке к рис. 4), о чем свидетельствует наличие избыточного тока вплоть до самых низких температур. Для микроконтактов, приведенных на рис. 6, 7, избыточный ток при низкой температуре

отсутствует. Как видно из первой производной ВАХ, избыточный ток для контакта на рис. 6 появляется лишь при  $T > 2,54$  К. Этот контакт образован, по-видимому, в слое PbS (модель А на вставке к рис. 4) на расстоянии, большем, чем  $\xi_{\perp}(0)$  от гетерограницы.

**4.2. Зависимость дифференциального сопротивления микроконтакта от температуры при  $eV \gg \Delta$ . Использование микроконтактов для определения размерности сверхпроводящих флуктуаций. Сверхпроводимость и локализация**

Для ряда исследованных нами контактов проводились измерения температурных и магнитополевых зависимостей дифференциального сопротивления  $R_D^V$  при  $eV \gg \Delta$ . Зависимости  $R_D^V(T)$  или  $R_D^V(H)$  наблюдались не только

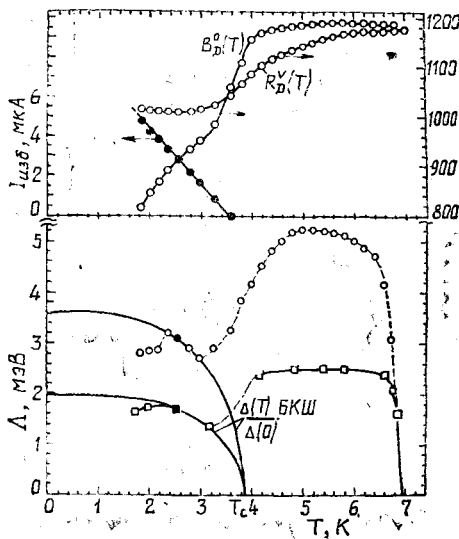


Рис. 8. Температурные зависимости энергетических щелей (зачерненные круг и квадрат — точки совмещения с БКШ зависимостями), избыточного тока  $I_{изб}$  и дифференциальных сопротивлений при нулевом  $R_D^0(T)$  и больших  $R_D^V(T)$  смещениях на контакте (○, ● — контакт на рис. 5, □ — контакт на рис. 6). Величина  $T_c \sim 3,9$  К (отмечена стрелкой) относится к началу СП перехода.

никновения электрического поля в сверхпроводник  $l_E \sim l_{\varepsilon}$  ( $l_{\varepsilon}$  — среднее время неупругой релаксации квазичастиц с энергиями  $0 < \varepsilon < eV$ ). Для такого слоистого сверхпроводника, как NbSe<sub>2</sub>, имеющего близкие к сверхрешеткам из халькогенидов свинца по порядку величины значения  $T_c$ ,  $\xi_{\parallel}$  и  $\xi_{\perp}$ , имеем  $l_E \sim 150 \text{ \AA}$  [34]. Можно предположить, что и для сверхрешеток будут близкие значения  $l_E$ . Но даже в том случае, если  $l_E$  значительно меньше  $d$  ( $d$  — диаметр контакта), при достаточно большом смещении на контакте, отвечающем плотности тока больше критической, электрическое поле проникает в глубь сверхпроводника на расстоянии порядка  $d$  за счет образования системы центров, линий или поверхностей проскальзывания фазы (ППФ), и дифференциальное сопротивление микроконтакта становится таким же, как в  $N$ -состоянии (см. рис. 1, 2 из [34]). При этом образование ППФ не всегда отражается на ВАХ в виде квазилинейных участков, на которых дифференциальное сопротивление изменяется скачками. Так, например, в работе [35] на  $dV/dI$ -зависимости микроконтакта YBaCuO—Ag под воздействием СВЧ поля наблюдались осцилляции на участке плавного нарастания избыточного тока, обусловленные, по-видимому, колебаниями параметра порядка с джозефсоновской частотой на слабой связи типа

только для контактов с непосредственной проводимостью (рис. 5, 9), но и для чисто туннельных микроконтактов (рис. 7). На рис. 8 приведена зависимость  $R_D^V(T)$  для смещений, лежащих в интервале, где дифференциальное сопротивление изменяется слабо (см. рис. 5). Эту зависимость нельзя объяснить просто влиянием сверхпроводящих флуктуаций или даже более сильным условием — возникновением сверхпроводящих кластеров вблизи закоротки. Исследование влияния сверхпроводящих кластеров на вид ВАХ микроконтактов [31–33] показало, что при больших смещениях на контакте, когда энергия налетающих на сверхпроводящий кластер квазичастиц больше  $\Delta$ , электрическое поле проникает внутрь кластера. При этом, если размеры кластера порядка или меньше глубины проникновения электрического поля в сверхпроводник, то дифференциальное сопротивление совпадает с дифференциальным сопротивлением микроконтакта в нормальном состоянии. Глубина проникновения электрического поля в сверхпроводник

ППФ в приконтактной области, образованной под воздействием значительной токовой инжекции. Такие же осцилляции наблюдались и для LaSrCuO керамики в [36]. ВАХ и зависимости  $dV/dI$  в обоих случаях были подобны

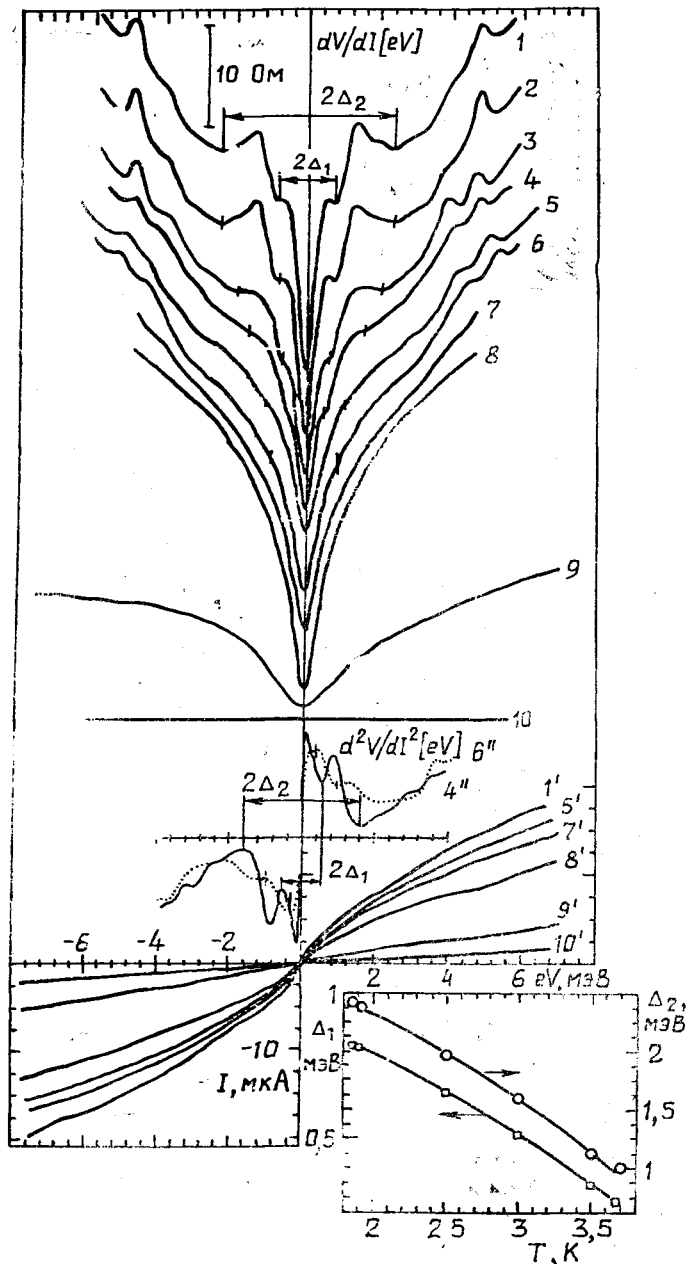


Рис. 9. ВАХ и их первые и вторые производные микроконтакта Cu — СРЗ при  $H = 0$  и  $T = 1,86$  (1, 1'); 2 (2); 2,5 (3); 3 (4, 4''); 3,5 (5, 5'); 3,7 (6, 6''); 4 (7, 7'); 4,5 (8, 8'); 5 (9, 9'); 8 (10, 10') К. Показаны способы определения щелей  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ . На вставке — температурные зависимости щелей  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ .

ВАХ и  $dV/dI$  на рис. 4, 5 (кривые 1, 1'). Отметим, что микроконтакты, в которых образуются ППФ, не являются спектроскопическими. В самом деле, для спектроскопии квазичастичных возбуждений вблизи отверстия должны встречаться две группы электронов, энергия которых отличается на  $eV$ . Для спектроскопии в  $S$ -состоянии химический потенциал куперовских пар должен сохраняться неизменным вплоть до плоскости отверстия (см. рис. 3 в [37]). При наличии же ППФ ход химического потенциала пар оказывается прерванным. Из этого рассмотрения не следует, что для всех микроконтактов с  $d \gg l_e$  неизбежно образование ППФ. Например, наличие нор-

мальных включений в области растекания тока вблизи контакта и имеющих более высокую квазичастичную проводимость будет шунтировать  $S$ -канал и препятствовать достижению в нем критической плотности тока и, следовательно, образованию ППФ. По-видимому, именно это обстоятельство позволило регистрировать спектры ЭФВ в  $\text{LaSrCuO}$  и  $\text{YBaCuO}$  [36,38]. Поскольку в настоящей работе с помощью микроконтактов удается регистрировать спектры ЭФВ в  $\text{Sr}$  (см. ниже), можно утверждать, что по крайней мере в этих микроконтактах ППФ не образуются.

В случае сверхрешеток (рис. 8) дифференциальное сопротивление микроконтактов при больших смещениях (запись велась до 100 мВ) начинает заметно уменьшаться уже в области сверхпроводящих флуктуаций, достигая минимума после перехода сверхрешетки в сверхпроводящее состояние (при  $T \sim 0,7T_c$ , когда СП локализована в слоях  $\text{PbTe}$ ). В ряде случаев это уменьшение весьма значительно и составляет разб $\bar{y}$  (см. ВАХ на рис.9). Причиной уменьшения  $R_D^V(T)$  может быть повышение обычной (квазичастичной) проводимости материала вблизи закоротки. Температурная зависимость изменения этой проводимости оказалась такой же, как и для флуктуационной сверхпроводимости в обычных сверхпроводниках, и, очевидно, также отражает геометрическую размерность областей, в которых происходит увеличение проводимости. Построение в логарифмических координатах (см. рис. 2, треугольники) избыточной нормированной проводимости

$$\frac{\sigma'(T)}{\sigma(9\text{K})} = \frac{R_D^V(9\text{K}) - R_D^V(T)}{R_D^V(T)}$$

в зависимости от приведенной температуры  $\tau = (T - T_c)/T_c$ , аналогичное построению для сверхпроводящих флуктуаций, показывает, что в довольно широких интервалах температур (см. табл. 2) ход  $\sigma'(T)$  соответствует трех-, дву- и нульмерным областям. За критическую температуру, как и при аналогичном построении для сверхпроводящих флуктуаций, принималась середина сверхпроводящего перехода ( $T_c = 3,5\text{ K}$ ). То обстоятельство, что это построение, в котором фигурирует температура сверхпроводящего перехода  $T_c$ , дает температурную зависимость в духе теории Асламазова — Ларкина, указывает на связь этого явления со сверхпроводимостью. Как уже отмечалось во введении, вблизи гетерограницы локализованы электронные состояния с энергией связи носителей с гетерограницей порядка  $e\phi$ . Проводимость вдоль гетерограницы в  $N$ -состоянии вследствие большой разупорядоченности, вызванной наличием сетки дислокаций, мала (система близка к андерсоновской локализации). Поскольку сверхпроводимость обусловлена именно наличием сетки дислокаций, по-видимому, при сверхпроводящем переходе происходит радикальная перестройка электронного спектра, сопровождающаяся переходом «диэлектрик — металл». Этот переход можно наблюдать на рис. 5—7, 9, 12. Если в  $S$ -состоянии первая производная ВАХ имеет металлический характер, т. е. с увеличением смещения на контакте сопротивление возрастает, то для  $N$ -состояния характерна полупроводниковая зависимость (или же  $R_N \sim \text{const}$  во всем диапазоне смещений на контакте). Такое же поведение, обнаруженное ранее при исследовании  $\text{LaSrCuO}$  [36] и  $\text{YBaCuO}$  [39], по-видимому, характерно и для ВТСП материалов.

В модели флуктуационной проводимости Асламазова — Ларкина [18] рост проводимости связан с увеличением количества куперовских пар. Аналогично обычной квазичастичной проводимости пропорциональна концентрации носителей. Поэтому можно предположить, что процесс образования куперовских пар сопровождается делокализацией пропорционального количества электронных состояний на гетерогранице. По-видимому, именно этим обусловлено то обстоятельство, что температурная зависимость проводимости при больших смещениях отслеживает температурную зависимость флуктуационной сверхпроводимости.

Таким образом, вначале вблизи узлов сетки дислокаций зарождаются высокопроводящие области, сливающиеся затем в высокопроводящую гетерограницу. Температура, при которой происходит переход от 2D- к 3D-областям в этой модели, в общем случае будет зависеть от диаметра и расстояния микроконтакта от гетерограницы. От этих же параметров будет зависеть и относительное уменьшение  $R_D^V(T)$ . В отличие от измерений  $\sigma(T)$ , проведенных для сверхрешетки в целом (рис. 3, квадраты) и демонстрирующих в довольно широкой области температур показатель степени  $k = 3/4$ , что соответствует случаю, промежуточному между дву- и трехмерными областями, для избыточной проводимости микроконтакта четко разделены 0D—2D—3D участки (рис. 3, треугольники). Это, по-видимому,

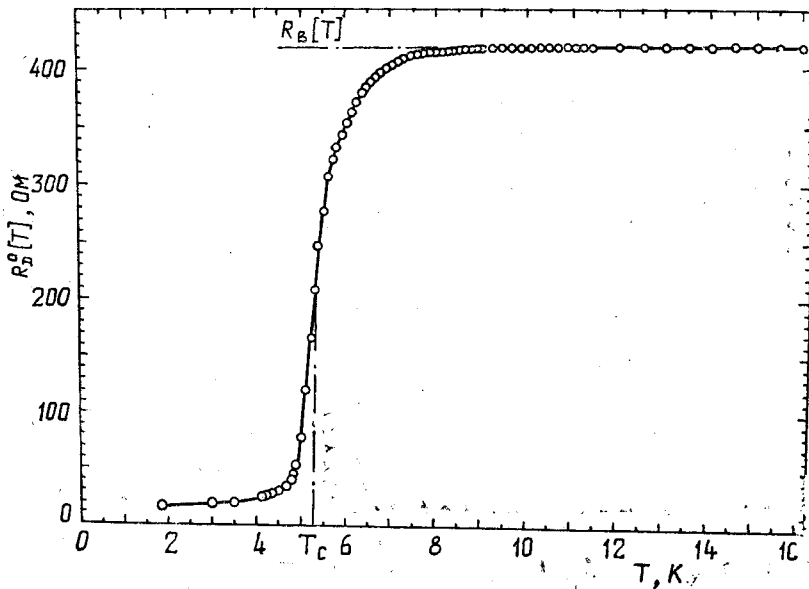


Рис. 10. Температурная зависимость дифференциального сопротивления микроконтакта  $\text{Cu} - \text{CP3}$  (рис. 9) при нулевом смещении  $R_D^0(T)$ . Прямая  $R_B(T)$  — фоновое линейное изменение сопротивления микроконтакта.

связано с тем, что в первом случае возрастание проводимости связано как с образованием высокопроводящих областей, так и со сверхпроводящими флуктуациями, тогда как для микроконтакта зависящая от температуры часть проводимости в основном определяется электронами, делокализованными из области сетки ДН.

Измеряя для одного и того же микроконтакта температурные зависимости  $R_D^V(T)$  и  $R_D^0(T)$ , можно было бы надеяться выделить в чистом виде избыточную проводимость, обусловленную только сверхпроводящими флуктуациями. К сожалению, вследствие заметной туннельности, зависящей от температуры, а также ненулевого параметра порядка («энергетической щели») во флуктуационной области (см. кривые 10—26 на рис. 5 и рис. 8) график  $\sigma'(T)$  при использовании  $R_D^0(T)$  для данного контакта не укладывается ни на какую теоретическую зависимость. Как уже отмечалось выше, наибольшее различие между  $R_D^V(T)$  в  $N$ - и  $S$ -состояниях должно наблюдаться для микроконтакта, образованного непосредственно на гетерогранице. Характеристикам такого контакта, по-видимому, отвечает рис. 9. В  $S$ -состоянии при  $T = 4,2$  К в интервале смещений 10—20 мэВ там, где дифференциальное сопротивление изменяется относительно мало,  $R_D^V(4,2 \text{ К}) \simeq 96$  Ом, тогда как в  $N$ -состоянии при  $T = 10$  К во всем интервале смещений  $R_N \simeq 419$  Ом ( $R_N/R_D^V(4,2 \text{ К}) \simeq 4,4$ ). Вследствие весьма малой

туннельности контакта, о чем свидетельствует отсутствие максимума дифференциального сопротивления микроконтакта при нулевом смещении, и, как следствие того, что контакт образован непосредственно на гетерогранице, независимости степени туннельности от температуры, удалось использовать температурную зависимость избыточной проводимости при нулевом смещении для определения размерности областей, в которых происходит увеличение проводимости при  $T > T_c$ . На рис. 10 приведена температурная зависимость  $R_D^0(T)$  для данного микроконтакта, используемая для определения размерности сверхпроводящих флуктуаций (рис. 3 (+)). Для этой СРЗ, как и для предыдущей СР1, диапазон флуктуаций простирается до 7 К, несмотря на то, что критическая температура здесь намного выше и составляет  $T_c = 5,3$  К. В узкой области температур вблизи  $T_c$  ( $5,4 < T < 5,5$  К) флуктуации трехмерны. Затем, как и при измерениях обычной электропроводности СР1, идет участок с  $k = 3/4$ , сменяющийся узким переходным участком с  $k = 1$ , обеспечивающим переход в область нульмерных флуктуаций (см. табл. 2). Для данного микроконтакта ВАХ при больших смещениях обладает большой нелинейностью вследствие процессов неупругого рассеяния электронов. Это приводит к тому, что проводимости микроконтактов, обусловленные нормальными квазичастицами, при  $V = 0$  и  $V \gg \Delta_0$  не совпадают. Поэтому, имея температурные зависимости  $R_D^0(T)$  и  $R_D^V(T)$  нельзя выделить вклад в проводимость только флуктуационных пар.

Подводя итог, можно сказать, что, по-видимому, процесс образования флуктуационных куперовских пар сопровождается делокализацией электронных состояний в области гетерограницы. Таким образом, изменение дифференциального сопротивления при больших смещениях связано с изменением геометрии растекания тока вблизи микроконтакта. В  $N$ -состоянии растекание более трехмерно, в  $S$ -состоянии двумерно, ток растекается преимущественно вдоль высокопроводящей гетерограницы. Делокализацией электронов из областей в окрестности структурных элементов, ответственных за появление СП, очевидно, объясняется и явление изменения характера зависимости  $R_D^V(T)$  при СП переходе, которое в работе [36] было условно названо переходом диэлектрик — металл.

Заметим, что при температурных измерениях  $R_D^0(T)$  микроконтакта  $\text{Ag} - \text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  [39] также обнаружены области  $3D$ -,  $2D$ -флуктуаций. Область нульмерных флуктуаций весьма короткая и выражена нечетко. Началу  $2D$ -,  $3D$ -областей (по мере снижения температуры) соответствуют приблизительно  $\tau = 1$ ,  $(t/2t')^2$ . Заметное отклонение от  $3D$  поведения наблюдается при  $\tau < (t/\Lambda)^2$ . Узость диапазона  $0D$ -флуктуаций в этой работе связана как с недостаточной точностью измерений, так и с тем обстоятельством, что очень трудно сохранить неизменным микроконтакт в столь широком диапазоне температур. Изучение формы кривых  $dV/dI$  показывает, что признаки перехода металл — диэлектрик в микроконтактах  $\text{YBaCuO}$  появляются уже при  $T < 220$  К, что проявляется в виде уплощения, а при дальнейшем понижении температуры — в виде минимума в окрестности  $V = 0$  на колоколообразной кривой  $dV/dI$  полупроводникового типа. Это позволяет предположить, что область  $0D$ -флуктуаций простирается в  $\text{YBaCuO}$  до 220 К (значению  $\xi = t'/2$  соответствует  $T = 210$  К для  $T_c = 90$  К). Особо подчеркнем то обстоятельство, что  $dV/dI$  при  $T \gg 220$  К имеет полупроводниковый характер, т. е. дифференциальное сопротивление уменьшается с увеличением смещения на контакте, тем не менее  $R_D^0(T)$  возрастает с повышением температуры, т. е. имеет металлический характер. В целом зависимость  $R_D^0(T)$  микроконтакта подобна зависимости  $R(T)$  массива, измеренной обычным резистивным методом. Таким образом, диапазон флуктуаций и границы изменения их размерностей, определяемые при использовании  $R_D^0(T)$  микроконтакта и из обычных резистивных измерений массива, не совпадают. Это, по-видимому, связано с наличием фазы с большей  $T_c$  в окрестности контакта.



4.3. Оценка характерных размеров контактов.  
Критическая плотность и избыточный ток в микроконтактах

Оценим диаметры всех приведенных нами контактов. При оценках будем пользоваться формулой Максвелла, пренебрегая вкладом в сопротивление медного берега:  $d \approx \rho/2R$ . Значения  $\rho$  для сверхрешеток приведены в табл. 1 (следует помнить, что это усредненные по толщинам СР значения  $\rho$ . Истинное значение  $\rho$  материала вблизи сужения в каждом конкретном случае определяется как слоем, в котором образован микроконтакт, так и расстоянием закоротки от гетерограницы). В качестве  $R$  использовано сопротивление в нормальном состоянии  $R_N$ , характеризующее максимальную трехмерность растекания тока. Для контактов, у которых не измерено значение  $R_N$ , при оценках диаметра использованы имеющиеся данные:  $R_D^V(T)$  или  $R_D^0(T)$  (вычисления  $d$  при этом проводились по той же формуле). Полученные значения сведены в табл. 3. Адекватность этих оценок различна для разных контактов. Например, для контакта на рис. 7 эта оценка является сильно заниженной, принимая во внимание сильную туннельность этого контакта, не учитываемую при расчете. Достаточно адекватна эта оценка для контакта на рис. 11 (контакт получен методом импульсной электрической закоротки). Для этого контакта при низкой температуре выполняется неравенство  $d \gg \xi_{\perp}$ . Одним из критериев качества таких контактов являются близкие значения диаметров контакта, определяемых из сопротивления при нулевом смещении в сверхпроводящем состоянии по формуле Шаввина, а в нормальном состоянии — по формуле Максвелла [36].

Таблица 3

| Рисунок        | $R_N$ , Ом | $d_N$ , Å | $\Delta(1,8 \text{ K})$ , мэВ | $2\Delta/kT_c$ | Номер СР |
|----------------|------------|-----------|-------------------------------|----------------|----------|
| 4, 13, а, 14 а | 255*       | 306       | 12,1                          | 12,5           | 1        |
|                | 1180       | 70        | 2,7                           | 16             | 1        |
|                | 190**      | 212       | 1,7                           | 10             | 2        |
|                | 170        | 233       | 2,35                          | 14             | 2        |
|                | 420        | 160       | 0,8   2,4                     | 3,5   10,5     | 3        |
| 11             | 90*        | 310       | 0,75   2                      | 3,2   8,4      | 4        |
| 12             | 1050*      | 75        | 2                             | 7,7            | 1        |
| 13, б, 14, б   | 460*       | 60        | —                             | —              | 4        |

\* —  $R_D^V(1,8 \text{ K})$ , Ом.

\*\* —  $R_D^0(1,75 \text{ K})$ , Ом.

Указанное выше условие предполагает, что сверхпроводящая фаза непосредственно примыкает к границе раздела и заполняет всю приконтактную область. Поскольку при  $eV < \Delta$  преобразование квазичастиц в пары происходит на расстояниях  $\xi \ll d$ , сверхпроводящий берег не вносит вклада в сопротивление микроконтакта. При этом в случае баллистического режима пролета электронов в медном берегу, совпадении фермиевских параметров полупроводника и меди и отсутствии дополнительных рассеивателей на границе сопротивление микроконтакта, учитывая андреевское отражение, составило бы половину того значения, которое имел бы медный гомоконтакт того же диаметра. Таким образом, в пренебрежении вкладом в сопротивление медного берега в  $N$ -состоянии из этой модели следует

$$d_S = \left[ \frac{8(\rho_1)_{Cu}}{3\pi R_D^0(T)} \right]^{1/2} = \frac{212}{\sqrt{R_D^0(T) \text{ (Ом)}}} (\text{Å});$$

$$d_N = \frac{\rho_{CP}}{2R_D^V(T)} = \frac{278 \cdot 10^2}{R_D^V(T) \text{ (Ом)}} (\text{Å}).$$

При этом принималось  $(\rho l)_{Cu} = 0,53 \cdot 10^{-11} \text{ Ом} \cdot \text{см}^2$  [40],  $\rho_{CP}$  — из табл. 3 для CP4. Такая идеализированная картина для контакта, представленного на рис. 11, выполняется лишь по порядку величины:  $d_S \approx \approx 150 \text{ \AA}$ ,  $d_N \approx 310 \text{ \AA}$ . Это обусловлено барьерным отражением носителей на границе медь — полупроводник из-за различия фермиевских параметров и  $l_i$  в берегах ( $l_i$  — импульсная длина свободного пробега электронов), т. е. имеет место небольшая туннельность, не учитываемая при оценке.

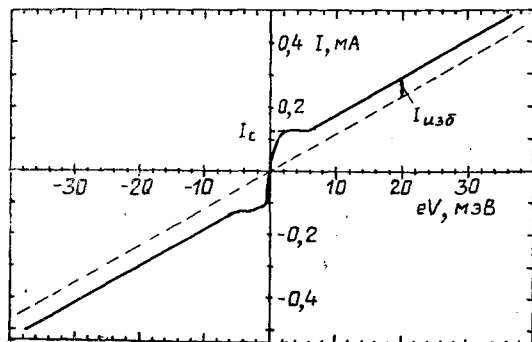
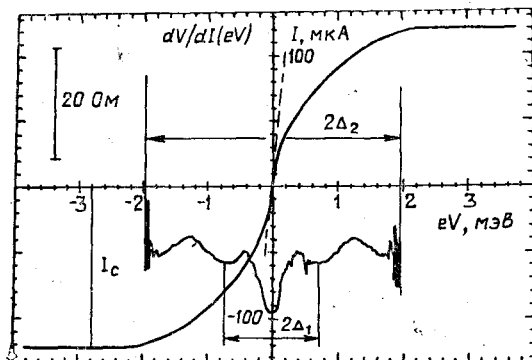


Рис. 11. ВАХ и ее первая производная микроконтакта  $\text{Cu} - \text{CP4}$ . В нижней части рисунка — ВАХ в большом диапазоне смещений на контакте. Штриховые линии помогают определить сопротивление при нулевом  $R_D^0(1,8 \text{ K}) \approx 2 \text{ Ом}$  и при больших  $R_D^0(1,8 \text{ K}) \approx 89 \text{ Ом}$  смещениях на контакте, избыточный  $I_{\text{изб}} \approx 62 \text{ мкА}$  и «критический»  $I_c \approx 123 \text{ мкА}$  токи. Показаны способы определения щелей  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ .

малого диаметра ( $d \ll \xi$ ) [42], особенно если учесть заметную туннельность для ряда контактов, которая должна приводить, согласно теории [42], к пренебрежимо малому значению избыточного тока. Механизм формирования ВАХ с избыточным током для микроконтактов на основе CP, по-видимому, подобен механизму, предложенному Иванишиным и Смитом в [43], однако не является тепловым. Как отмечалось в предыдущем разделе, процесс образования куперовских пар в CP сопровождается делокализацией пропорционального количества квазичастичных возбуждений из области гетерограниц. Эта делокализация носителей заметно повышает уровень квазичастичной проводимости по сравнению с проводимостью CP в нормальном состоянии. При  $eV > 2\Delta$  за счет электрон-электронных соударений куперовские пары в приконтактной области разрушаются, что приводит, согласно предложенной модели, к уменьшению квазичастичной проводимости, т. е. от плоскости отверстия расширяется область с низкой квазичастичной проводимостью. (В модели Иванишина — Смита рассматривается перемещение

Поэтому сопротивление микроконтакта при  $eV < \Delta$  оказывается больше, чем сопротивление медного гомоконтакта того же диаметра. Кроме того, со стороны меди может быть не баллистический, а промежуточный или даже диффузионный режим протекания тока, т. е. при оценке  $d_S$  мы получаем нижний предел диаметра контакта.

Зная величину критического тока, соответствующего точке срыва на ВАХ ( $I_c \approx \approx 123 \text{ мкА}$ ), и диаметр микроконтакта, можно аналогично [41] оценить критическую плотность тока в сверхрешетке  $J_c \approx (1,6 \div 7) \cdot 10^7 \text{ А/см}^2$ . Это значение является оценкой снизу, учитывая пространственную неоднородность сверхпроводящих свойств сверхрешетки — максимальные параметры достигаются на гетерогранице. Обычные резистивные измерения дают  $j_c$  на четыре порядка меньше [5], что связано со слабыми связями между мозаичными блоками.

Отметим, что избыточный ток для наших контактов значительно превышает по величине ток, следующий из теории для  $S - c - N$  контактов

$N-S$  границы от плоскости отверстия, связанное с джоулевым разогревом приконтактной области.) Это приводит к большому избыточному току (до  $10\Delta/R_D^V$  (1,7 K), если отсчитывать  $I_{изб}$  как разность между ВАХ и прямой, параллельной ей при  $eV \gg \Delta$  и проходящей через начало координат). Аналогичный механизм формирования избыточного тока, по-видимому, имеет место и в микроконтактах на основе  $YBaCuO$ .

#### 4.4. Энергетическая щель — температурная и магнитополевая зависимости

Для  $S-c-N$  микроконтактов малого диаметра ( $d \ll \xi$ ), содержащих туннельную компоненту тока, сверхпроводящая энергетическая щель на  $dV/dI$  проявляется в виде минимумов, расположенных симметрично относительно оси ординат при энергиях  $eV \approx \pm \Delta$  [42]. Избыточный ток в контактах с предельно малой туннельностью имеет порядок  $\Delta/eR$  и быстро уменьшается с ростом последней. Отметим, что и для обычных плоских туннельных  $S-I-N$  контактов с различной степенью туннельности теория предсказывает аналогичное проявление энергетической щели [44]. Эта теория, однако, не учитывает таких факторов, как растекание тока в окрестности контакта, влияние неравновесных эффектов, связанных с релаксацией разбаланса электронных и дырочных ветвей квазичастиц в сверхпроводнике, а также возможность образования в приконтактной области поверхностей проскальзывания фазы.

Для контактов, исследованных нами, нельзя пренебречь концентрацией тока, причем для большинства из них выполняется промежуточное соотношение между  $d$  и  $\xi$ : вблизи  $T_c$  имеем  $d < \xi_{\perp}$ , а при понижении температуры  $d > \xi_{\perp}$ . Теория, объясняющая механизм формирования щелевых особенностей на ВАХ таких микроконтактов, отсутствует. Дело осложняется пространственной неоднородностью сверхрешеток с  $\xi_{\perp}$ , меньшей периода решетки при низкой температуре. Тем не менее аналогичные минимумы, проявляющиеся на  $dV/dI(V)$ , мы будем связывать со сверхпроводящей энергетической щелью  $\Delta(T, H)$ .

В CP1 и CP2 при  $T \ll T_c$  сверхпроводимость (и щель) наведена в PbS непосредственно вблизи гетерограницы. Для контактов со значительной туннельностью без избыточного тока закоротка образована в глубине слоя PbS, обедненного носителями и играющего роль туннельного барьера. Поскольку параметр порядка максимален на гетерогранице и быстро убывает до нуля в глубь PbS, представляет интерес выяснить, какую же щель регистрирует микроконтакт. Ответ на этот вопрос содержится в [45]. В этой работе микроконтакт создавался между серебряной иглой и серебряной пленкой, напыленной поверх свинца без барьера. При малой толщине серебряной пленки контакт регистрирует щель, наведенную в окрестности, свинца за счет эффекта близости. По мере увеличения толщины серебряной пленки наведенная щель уменьшается. При большой толщине серебряной пленки, когда наведенная щель вблизи контакта в серебре отсутствовала, микроконтакт регистрировал невозмущенную щель свинца. Сингулярностью, обеспечивающей эту возможность, является скачок  $\Delta$  на границе между свинцом и серебром. Аналогично, по-видимому, и в нашем случае контакт регистрирует невозмущенную щель в PbTe вблизи гетерограницы (рис. 6, 7).

Как уже отмечалось, в отличие от CP1 и CP2, сверхпроводимость в которых при низкой температуре квазидвумерна, CP3 и CP4 представляют собой трехмерные анизотропные системы. Для микроконтактов на рис. 9 и 11, созданных на этих сверхрешетках, наблюдались две щели. Это, возможно, связано с тем, что микроконтакты расположены на гетерогранице и представляют собой как бы два параллельно включенных микроконтакта:  $Cu-PbS$  и  $Cu-PbTe$ . При этом меньшая щель наведена в PbS, большая — в PbTe. Значения щелей  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  и их отношения  $2\Delta/kT_c$  приведены в табл. 3. Для контакта на рис. 9 в интервале температур 1,86 — 3,7 K удалось просле-

дить за температурной зависимостью  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$ . При низкой температуре  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  сопоставлялись с минимумами на  $dV/dI$ . При повышении температуры эти особенности быстро размывались, и для того, чтобы проследить за щелями, записывались вторые производные, на которых значениям  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  приписывались положения минимумов на  $d^2V/dI^2$  исходя из сшивки зависимостей щелей в области низких и высоких температур. На рис. 9 для примера приведены две кривые  $d^2V/dI^2$  при  $T = 3$  и  $3,7$  К. При  $T > 3,7$  К кривые полностью размываются, и на  $d^2V/dI^2$  остается один бесструктурный максимум. Отметим сходство кривых 7, 8 на рис. 9 и кривых 7, 8 на рис. 4 — в обоих случаях наблюдается бесщелевая сверхпроводимость. Построенные для этого контакта зависимости  $\Delta_1(T)$  и  $\Delta_2(T)$  показаны на рис. 9 (вставка внизу). Обе они отличаются от хода БКШ зависимости более быстрым убыванием щелей в области низких температур.

Примечательно то, что для СР3 и СР4 (рис. 9, 11) отношение щелей  $\Delta_2/\Delta_1 \approx 3$  при  $1,8$  К. Для СР3 большая щель появляется при  $T = 0,75T_c$ , т. е. при локализации параметра порядка в слое PbTe, а меньшая щель — ориентировочно при  $T \sim 0,7 T_c$ . Значение  $2\Delta_1(1,8 \text{ К})/kT_c$  для обоих СР находится вблизи значения  $3,54$  в теории БКШ, тогда как большая щель имеет значение  $2\Delta_2(1,8 \text{ К})/kT_c \sim 10$ , свойственное ВТСП материалам. Две щели с весьма похожим температурным поведением (и бесщелевой сверхпроводимостью в широкой области температур) были обнаружены в  $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$  [36], однако в этом случае меньшая щель обращалась в нуль при  $T = (T_c/2)$ , а большая — при  $T \sim 0,73 T_c$ , и щели при  $T \ll T_c$  отличались приблизительно в два раза. Для тонких эпитаксиальных пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$  [46] также были выявлены две щелевые туннельные особенности на  $dI/dV$  ( $\pm 16$  и  $\pm 30$  мВ при  $T = 4,2$  К). Расстояние между максимумами на  $dI/dV$  оставалось приблизительно постоянным до  $T \rightarrow T_c$ . Щелеподобная структура исчезла при  $T \rightarrow T_c$  путем непрерывного «смягчения», а не путем сдвига максимумов в сторону низких энергий.

Вопрос о причинах появления мультищелевой структуры весьма нетривиален, и существует несколько подходов к объяснению этого явления (см., например, [23, 47]). В любом случае для наблюдения нескольких щелей необходимо выполнить условие  $l > \xi_0$  [47]. С этой точки зрения в СР с высокими  $T_c$  легче выполнить этот критерий, поэтому, вероятно, только для них и наблюдались две щели.

В контактах с непосредственной проводимостью большая плотность тока приводит к возникновению области бесщелевой сверхпроводимости вблизи  $T_c$  и соответственно — к значительно более быстрому уменьшению щели с температурой, чем это предсказывается теорией БКШ. В туннельных контактах эффекты плотности тока незначительны и, согласно работе [46], а также нашим данным для контактов с туннельным барьером, щель почти не зависит от температуры вплоть до  $T_c$  (рис. 6, 8).

На рис. 4 и 7 показаны  $dV/dI$ -характеристики микроконтактов на СР1 и СР2, снятые в различных магнитных полях, ориентированных параллельно пленкам, и зависимости  $\Delta(H)$  для этих кривых. Значения  $\Delta(0)$  и отношения  $2\Delta/kT_c$  приведены в табл. 3. Для первого контакта в полях свыше  $15$  кЭ, а для второго — свыше  $18$  кЭ щель обращается в нуль, т. е. наблюдается бесщелевая сверхпроводимость. Отметим, что подобная зависимость  $\Delta(H)$  характерна для тонких пленок.

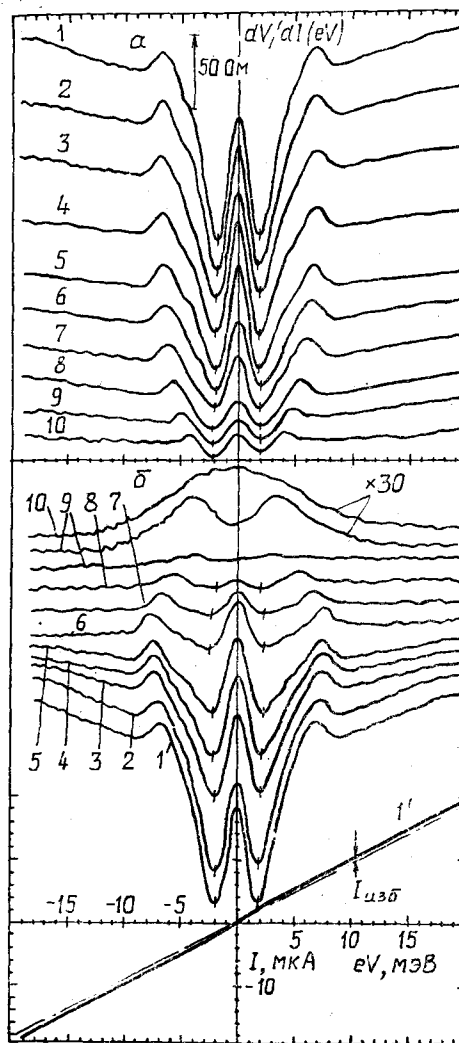
На рис. 5 и 6 показаны семейства кривых  $dV/dI$  (eV), снятые при различной температуре, а на рис. 8 — температурные зависимости щелей для контактов на СР1 и СР2. Температурные зависимости щелей  $\Delta(T)$ , как и длин когерентности  $\xi_L(T)$  (рис. 2), немонотонны. Обе зависимости  $\Delta(T)$  лишь в узком температурном интервале ( $2,5 < T < 3,2$  К) совпадают с БКШ зависимостью  $\Delta(T)/\Delta(0)$ . При более низких температурах среднее по приконтактной области значение щели уменьшается, так как сверхпроводимость стягивается к гетерограницам. Щель и нульмерная флуктуационная проводимость появляются одновременно. Переходу к квазидвумерной

флуктуационной проводимости соответствует начало падающего участка  $\Delta(T)$ .

Во флуктуационной области на  $dV/dI$ -зависимостях имеются минимумы, идентичные щелевым, положение которых на энергетической оси почти не зависит от температуры. Можно предположить, что эти минимумы обусловлены сверхпроводимостью, локализованной на гетерогранице, причем отсутствие зависимости положения щелевых минимумов на оси энергии от температуры или магнитного поля может быть связано со специфической природой этой фазы, например, так, как в теории Кулика, где щель пар может не зависеть от температуры [23]. Наблюдать такую сверхпроводимость «в чистом» виде удалось для микроконтакта на рис. 12, образованного, по-видимому, на второй гетерогранице CP1. С ростом магнитного поля ( $\alpha$ ) или температуры ( $\beta$ ) глубина щелевых минимумов уменьшается, однако их энергетическое положение остается неизменным.

Аналогичное поведение щели наблюдалось и на ВТСП материалах. Например, в работе [39] (см. также [38]) для монокристалла  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  на  $dV/dI$ -зависимости микроконтакта при  $T > T_c$  в области СП флуктуаций имелись широкие минимумы вблизи  $\pm eV \approx \approx 100$  мэВ, положение которых не зависело от температуры. Для поликристалла  $Bi_2(Sr_{0.6}Ca_{0.4})_3Cu_2O_x$

Рис. 12. ВАХ и ее первые производные микроконтакта Cu — CP1:  $\alpha$  — зависимость от магнитного поля при  $T = 1,85$  К:  $H = 0$  (1); 1,5 (2); 2,6 (3); 6,5 (4); 10,8 (5); 13,4 (6); 18,2 (7); 22,1 (8); 26,3 (9); 30,2 (10) кЭ;  $\beta$  — зависимость от температуры при  $H = 0$ :  $T = 1,85$  (1, 1'); 2,01 (2); 2,56 (3); 3,08 (4); 3,5 (5); 4 (6); 4,55 (7); 4,9 (8); 5,5 (9); 6 (10) К.  $R_D^V(1,85$  К) = = 1050 Ом; — — — линия, параллельная ВАХ при  $eV \gg \Delta$ .



[48] при туннелировании через прослойку аморфного  $\alpha$ -Si расстояние между пиками  $dI/dV$  слабо изменялось с температурой, и пики плавно исчезали при повышении температуры.

#### 4.5. Электрон-фононное взаимодействие в сверхрешетках

Для понимания природы сверхпроводимости в сверхрешетках представляет интерес спектр электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ). Можно предположить, что этот спектр не будет представлять собой суперпозицию спектров ЭФВ в RbTe и PbS. Большую роль в формировании спектра должны играть межфазные границы, на которых расположена квадратная сетка дислокаций несоответствия с периодом 52 Å. Деформационный потенциал дислокаций простирается в глубь каждого слоя на расстояние порядка периода дислокационной структуры, а сами дислокации выстроены одна

над другой, образуя простую тетрагональную решетку. Такую решетку можно представить как идеальный кристалл со своими частотами колебаний.

Для исследований использована СР1, в которой сверхпроводимость квазидвумерна со слабой джозефсоновской связью между слоями (рис. 13, а, 14 а) и СР4 с трехмерной анизотропной сверхпроводимостью (рис. 13, б, 14, б). Возможный механизм проявления особенностей ЭФВ на спектрах

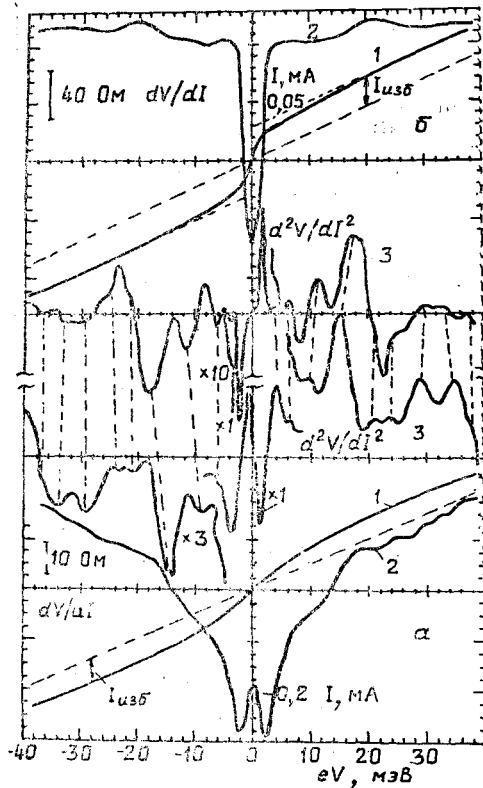


Рис. 13. ВАХ (1) и их первые (2) и вторые (3) производные микроконтактов  $\text{Cu}-\text{CR}$ ,  $H=0$ : а — контакт тот же, что на рис. 4,  $T=1,85 \text{ K}$ ,  $R_D^V(1,85 \text{ K})=225 \text{ Ом}$ ; б —  $\text{CR4}-\text{Cu}$ ,  $T=1,8 \text{ K}$ ,  $R_D^0(1,8 \text{ K})=60 \text{ Ом}$ ,  $R_D^V(1,8 \text{ K})=460 \text{ Ом}$ .

в сверхпроводящих микроконтактах предложен в [37] и обусловлен реабсорбцией куперовскими парами фононов с малыми групповыми скоростями ( $d\omega/dq=0$ ), которые медленно покидают приконтактную область и приводят к локальному уменьшению энергетической щели. Избыточный ток в таких микроконтактах обусловлен неупругими процессами андреевского отражения вблизи  $N-S$  границы и пропорционален  $\Delta$ . При смещениях, отвечающих характерным фононным энергиям, вместе с  $\Delta$  уменьшается и избыточный ток, что проявляется в виде максимумов на производных ВАХ. В СР проявление фононных особенностей на производных ВАХ, по-видимому, обусловлено спецификой формирования избыточного тока в этих микроконтактах. Поскольку количество делокализованных из областей в окрестности гетерограниц квазичастичных носителей пропорционально концентрации куперовских пар, реабсорбция куперовскими парами фононов с  $d\omega/dq=0$  приводит к локализации носителей и соответственно — к уменьшению квазичастичной проводимости. Аналогичный механизм проявления фононных особенностей имеет место, по-видимому, и в ВТСП [36,38].

Таким образом, наблюдаемые на вторых производных ВАХ максимумы

соответствуют особенностям ван-Хова функций плотностей фононных состояний  $F(\omega)$   $\text{PbTe}$  и  $\text{PbS}$ , а также локальным и квазилокальным колебательным модам, обусловленным наличием сеток ДН в СР. Энергии, при которых расположены эти особенности, для обоих СР оказались близкими и ограничены энергией 90 мэВ. Их значения приведены в табл. 4 для  $T=1,8 \text{ K}$ . Постоянство избыточного тока во всем диапазоне смещений, наличие четкой

Таблица 4

| Номер СР | Положение особенностей, мэВ |   |      |    |    |    |    |      |    |    |    |    |    |    |    |    |  |    |    |    |
|----------|-----------------------------|---|------|----|----|----|----|------|----|----|----|----|----|----|----|----|--|----|----|----|
|          | 1                           | 4 | 6    | 9  | 15 | 21 | 24 | 29   | 35 |    | 41 | 45 | 52 | 60 | 66 | 72 |  | 80 | 87 |    |
| 4        | 4                           | 6 | 11,6 | 18 | 22 | 25 | 29 | 32,5 |    | 37 | 42 | 45 | 54 | 62 | 65 | 71 |  | 75 | 82 | 87 |

граничной частоты спектра и практически неизменное энергетическое положение указанных особенностей на спектрах при изменении температуры в широких пределах (для СР4) подтверждает их спектральную природу и делает маловероятным появление в спектрах паразитных пиков, обусловленных разрушением сверхпроводимости.

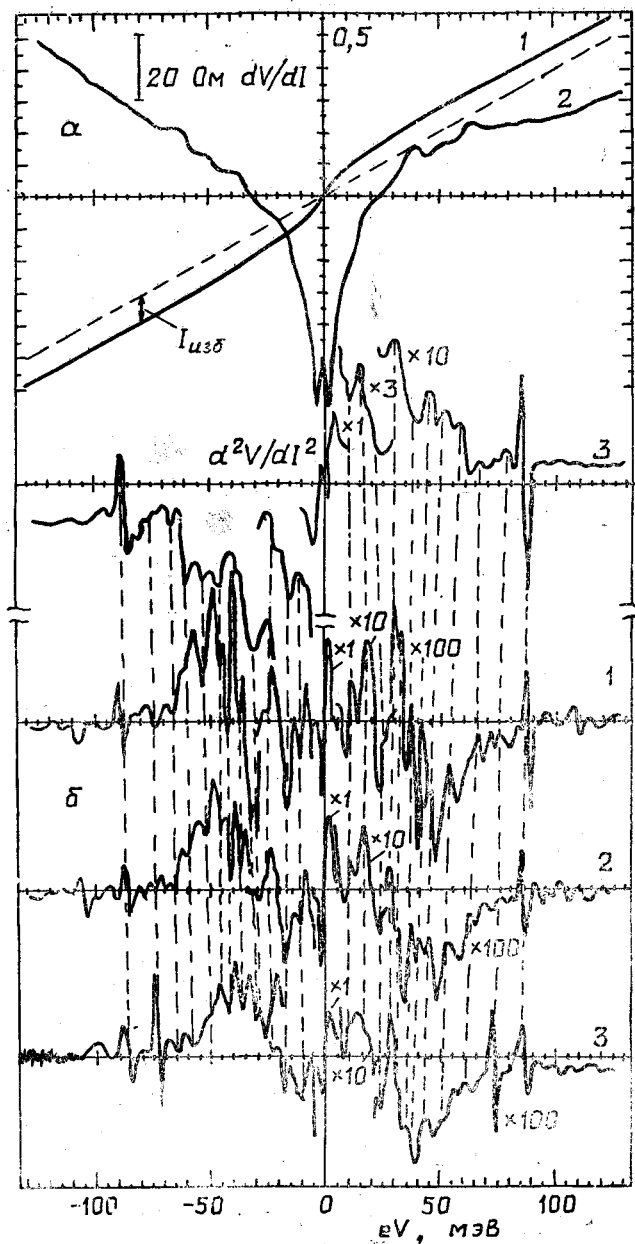


Рис. 14. То же, что на рис. 13, в большем диапазоне смещений: а —  $T = 1,86$  К (1, 2, 3); б —  $T = 1,85$  (1); 2,38 (2); 3,25 (3); 6,35 (4) К. Штриховые линии помогают следить за положением фоновых особенностей в спектре при изменении температуры.

В работах [49,50] по туннелированию в  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  было показано, что особенности на производных  $dV/dI$  возникают при энергиях, представляющих собой сумму энергии щели и одной или двух частот, взятых из экспериментов по комбинационному рассеянию света. В нашем случае отсутствуют данные о частотах колебаний решетки (или других элементарных возбуждениях) в СР, поэтому не ясно, взаимодействию с какими квазичастицами следует приписать каждый отдельный пик микроконтактного спектра. Для выяснения природы пиков требуются дополнительные исследования СР с различными наборами толщин слоев  $\text{PbTe} - \text{PbS}$ .

### Заключение

Совокупность проведенных исследований позволяет сделать вывод о том, что СР являются моделью ВТСП, в которых все характерные размеры структуры более чем на порядок увеличены, а критические параметры соответственно уменьшены, что существенно облегчает их изучение. Отметим ряд свойств, общих для СР и ВТСП.

1. Исследования области флуктуационной проводимости СР, проведенные как стандартным резистивным методом, так и при использовании  $R_D^0(T)$  и  $R_D^V(T)$  микроконтактов, позволяют сделать вывод о том, что в зависимости от длины свободного пробега электронов и силы связи дислокационных сектор первоначальное спаривание электронов происходит либо в окрестности дислокационных узлов в плоскости сетки ДН, либо в результате взаимодействия электронов, находящихся на соседних узлах смежных дислокационных сеток. Аналогичная ситуация, очевидно, свойственна и ВТСП материалам, в которых основным элементом, ответственным за СП, являются плоскости  $\text{CuO}_2$ .

2. Использование микроконтактов позволило обнаружить для СР и ВТСП переход металл — диэлектрик, начинающийся в области СП флуктуаций и заканчивающийся после перехода в СП состояние. Исследование температурной зависимости  $R_D^V(T)$  для микроконтактов  $\text{Cu} - \text{СР}$  показало, что переход металл — диэлектрик, по-видимому, сопровождается делокализацией носителей из области «потенциальных ям», сосредоточенных в окрестности структурных элементов, ответственных за появление СП.

3. Для СР и ВТСП характерны большие значения  $2\Delta_0/kT_c \approx 10$ . В анизотропных трехмерных СР проявляются две щели, которым сопутствует широкий температурный интервал бесщелевой сверхпроводимости. Температурные зависимости щелей не описываются зависимостью БКШ теории. При наличии двух щелей в СР меньшая щель при низкой температуре близка к БКШ значению:  $2\Delta_1(0)/kT_c \sim 3,5$ . Для квазидвумерных СР и для ВТСП во флуктуационной области температур наблюдается щель, величина которой слабо или практически не зависит от температуры. Щель появляется одновременно с нульмерными флуктуациями при  $T \simeq 2T_c$  (для  $\text{YBaCuO}$  сверхпроводящие флуктуации, вероятно, возникают уже при  $T \simeq 2,4 T_c \simeq 220 \text{ K}$ ). При  $T < T_c$  для квазидвумерных СР температурная зависимость энергетической щели немонотонна и обусловлена локализацией сверхпроводимости на сетках ДН при низкой температуре.

4. На  $d^2V/dI^2$  микроконтактов  $\text{Cu} - \text{СР}$  обнаружены максимумы, энергетическое положение которых не зависит от температуры. Эти максимумы, по-видимому, отражают фононную структуру СР, и их спектр, как и для LSCO, ограничен энергией  $\sim 90 \text{ мэВ}$ .

5. Аналогия свойств СР в ВТСП позволяет предположить, что механизм сверхпроводимости в СР подобен механизму СП в ВТСП.

Работа поддерживается Научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках проектов № 35 «Микроконтакт», № 364 «Астра», № 308 «Стабильность-77» Государственной программы «Высокотемпературная сверхпроводимость».

N. L. BOBROV, L. F. RYBALCHENKO, V. V. FISUN, I. K. YANSON,  
O. A. MIRONOV, S. V. CHISTYAKOV, V. V. ZORCHENKO,  
A. Yu. SIPATOV, and A. I. FEDORENKO

### POINT-CONTACT STUDIES OF SEMICONDUCTOR $\text{PbTe} - \text{PbS}$ SUPERCONDUCTING SUPERLATTICES AS A HTSC MODEL

Epitaxial semiconductive superconducting (SC) superlattices (SL) of  $\text{PbTe} - \text{PbS}$  / (001) KCl with two-dimensional ordered misfit dislocation (MD) networks across hetero-boundaries (HB) are studied. The results are compared with those for  $\text{YBaCuO}$ . Analysis of the fluctuation region suggests that the electron pairing in the SL occurs at the



dislocation network nodes. A metal-insulator transition is found to exist in the region of superconducting fluctuations in the  $I-V$  curve derivatives for point contacts (PC) based on SL and HTSC. The transition can be attributed to a delocalization of carriers from the vicinity of structural elements responsible for the appearance of SC. The critical current density in the superlattice is estimated. A mechanism of generation of an excess current in the  $I-V$  curves of the SL and HTSC-based PCs is proposed. The values of energy gaps at low temperatures  $\Delta_0$  in  $kT_c$  units for the SL and HTSC are abnormally high. For anisotropic three-dimensional SLs with a strong coupling between two-dimensional SC planes of MDs, one can observe two gaps. For quasi-two-dimensional SLs with a weak coupling between two-dimensional SC planes, the dependence  $\Delta(T)$  is nonmonotonic. A gap essentially independent on temperature is found to exist in the fluctuation region for these SLs and the HTSC. The  $I-V$  curve derivatives of a Cu-SL point contact display an oscillation structure which is bounded by an energy of 90 meV and seems to be related to the electron-phonon interaction. The mechanisms of superconducting transition in the SL and HTSC are assumed to be similar.

LIST OF SYMBOLS.  $n_x$ , Hall electron concentration;  $\mu_x$ , electron mobility;  $\sigma$ , conductivity;  $\xi(T)$ , Ginzburg-Landau coherence length;  $\tau$ , reduced temperature;  $l$ , electron free path;  $\Lambda$ , superlattice or YBaCuO period along axis  $c$ ;  $\Delta$ , superconducting energy gap;  $j_c$ , critical current density;  $d$ , point contact diameter;  $\rho$ , resistivity;  $R$ , resistance.

FIGURE CAPTIONS. Fig. 1. Schematic of the nucleus of mismatch dislocations, the layer packing in the PbTe-PbS superlattice (a) and the structural elements of a YBaCuO-type HTSC (b).  $\circ$ ,  $\Delta$ ,  $\square$  is: a left-hand part of the figure show the projections of the corresponding atomic chains. Fig. 1, a shows also a local atomic configuration of node ( $\Delta$  in a right-hand part of the figure). Cu-O tetrahedrons are denoted by a dashed line in the left-hand part of Fig. 1, b. In the upper part a is size of the PbS lattice parameter.

Fig. 2. Temperature dependences of longitudinal and transverse coherence lengths ( $\xi_{\parallel}(T)$  and  $\xi_{\perp}(T)$ ) of superlattices SL 1 (1, 1'), SL2 (2, 2'), SL3 (3, 3'), SL4 (4, 4').

Fig. 3. Log plot of normalized excess conductivity vs. reduced temperature  $\tau$ :  $\square$  — SL1 (see the inset in Fig. 5);  $\circ$  the same as for  $\square$ ,  $H_{\parallel} = 500$  Oe;  $+$  — plotted for a Cu-SL3 point contact (Fig. 9, 10) by using the temperature dependence  $R_D^0(T)$ ;  $\Delta$  — plotted for a Cu-SL1 point contact (Fig. 5, 8) by using the temperature dependence  $R_D^V(T)$ .

Fig. 4.  $I-V$  curves and their first derivatives for the Cu-SL1 point contact at  $T = 1.85$  K for  $H = 0$  (1, 1'); 3.8 (2); 5.1 (3); 6.25 (4); 7.9 (5); 10.5 (6); 13 (7); 15.6 (8) kOe. — — — is the straight line parallel to the  $I-V$  curve for  $eV \gg \Delta$ . Left- and right-hand parts of the inset show the plot of energy gap vs. magnetic field, and the SL1 structure and different models of the contact, respectively.

Fig. 5.  $I-V$  curves and their first derivatives for the Cu-SL1 point contact at  $H = 0$  and  $T = 1.85$  (1, 1'); 2.01 (2); 2.2 (3); 2.36 (4); 2.6 (5, 5'); 2.8 (6); 3 (7); 3.28 (8); 3.6 (9, 9'); 3.8 (10); 4.1 (11, 11'); 4.2 (12); 4.4 (13); 4.6 (14); 4.8 (15); 5 (16); 5.2 (17); 5.4 (18); 5.6 (19); 5.8 (20); 6 (21); 6.2 (22); 6.4 (23); 6.6 (24); 6.8 (25); 7 (26, 26') K. Left- and right-hand parts of the inset show the geometry of experiment and temperature dependence of resistance for SL1.

Fig. 6.  $I-V$  curves and their first derivatives for the Cu-SL2 point contact with  $H = 0$ ,  $R_D^0(1.75 \text{ K}) = 190$  Ohm,  $T = 1.75$  (1); 1.98 (2); 2.54 (3); 3.2 (4); 4.2 (5); 4.9 (6); 5.4 (7); 6.0 (8); 6.7 (9); 6.8 (10); 6.9 (11); 7.0 (12) K. The inset: temperature dependence of resistance for SL2.

Fig. 7.  $I-V$  curves and their first derivatives for the Cu-SL2 point contact at  $T = 1.84$  K with  $H = 0$  (1, 1'); 2.5 (2); 4.6 (3); 5.8 (4); 7.4 (5); 9.4 (6); 10.4 (7); 14.3 (8); 18.2 (9); 23.4 (10); 29.9 (11, 11') kOe. The inset: magnetic field dependence of energy gap.

Fig. 8. Temperature dependences of energy gaps ( $\bullet$  and  $\blacksquare$  are the points of coincidence with the BCS dependences), excess current  $I_{\text{н36}}$  and differential resistances for zero and high contact biases,  $R_D^0(T)$  and  $R_D^V(T)$  ( $\circ$ ,  $\bullet$  — the contact in Fig. 5,  $\square$  — that in Fig. 6);  $T_c = 3.9$  K (arrowed) refers to the onset of SC transition.

Fig. 9.  $I-V$  curves and their first and second derivatives for point contact Cu-SL3 at  $H = 0$  and  $T = 1.86$  (1, 1'); 2.0 (2); 2.5 (3); 3.0 (4, 4'); 3.5 (5, 5'); 3.7 (6, 6'); 4.0 (7, 7'); 4.5 (8, 8'); 5.0 (9, 9'); 8.0 (10, 10') K. Methods of determination of  $\Delta_1$  and  $\Delta_2$  are known. The inset: temperature dependences of gaps  $\Delta_1$  and  $\Delta_2$ .

Fig. 10. Temperature dependence of differential resistance for point contact Cu-SL3 (Fig. 9) with zero bias,  $R_D^0(T)$ . The straight line  $R_B(T)$  is a background linear variation of the PC resistance.

Fig. 11.  $I-V$  curve and its first derivative for point contact Cu-SL4. Bottom part of the figure shows the  $I-V$  curve for a wide range of contact biases. Dashed lines help in estimation of resistance at zero and large contact biases,  $R_D^0(1.8 \text{ K}) \approx 2$  Ohm and  $R_D^V(1.8 \text{ K}) \approx 89$  Ohm, respectively, and excess and «critical» currents,  $I_{\text{н36}} \approx 62 \mu\text{A}$  and  $I_c \approx 123 \mu\text{A}$ , respectively. Also are shown the methods of determination of gaps  $\Delta_1$  and  $\Delta_2$ .

Fig. 12.  $I-V$  curve and its first derivatives for point contact Cu—SL1: *a*) magnetic field dependence at  $T = 1.85$  K:  $H = 0$  (1); 1.5 (2); 2.6 (3); 6.5 (4); 10.8 (5); 13.4 (6); 18.2 (7); 22.1 (8); 26.3 (9); 30.2 (10) kOe.

*b*) temperature dependence at  $H = 0$ :  $T = 1.85$  (1, 1'); 2.01 (2); 2.56 (3); 3.08 (4); 3.5 (5); 4.0 (6); 4.55 (7); 4.9 (8); 5.5 (9); 6.0 (10) K.  $R_D^V(1.85 \text{ K}) = 1050 \text{ Ohm}$ . — — — is the line parallel to the  $I-V$  curve for  $eV \gg \Delta$ .

Fig. 13.  $I-V$  curves (1) and their first (2) and second (3) derivatives for Cu—SL point contacts at  $H = 0$ : *a* — the same contact as in Fig. 4,  $T = 1.85$  K,  $R_D^V(1.85 \text{ K}) = 225 \text{ Ohm}$ ; *b* — SL4—Cu,  $T = 1.8$  K,  $R_D^0(1.8 \text{ K}) = 60 \text{ Ohm}$ ,  $R_D^V(1.8 \text{ K}) = 460 \text{ Ohm}$ .

Fig. 14. The same as in Fig. 13 but for a larger range of biases: *a* —  $T = 1.86$  K (1, 2, 3); *b* —  $T = 1.85$  K (1); 2.38 (2); 3.25 (3); 6.35 (4) K. Dashed lines show the position of phonon singularities in the spectrum with changing temperature.

1. Matijasevich V., Beasley M. R. Superconductivity in superlattices // Metal. Superlattices. Artif. Struct. Mater.— Amsterdam, 1987.— Ch. 6.— P. 187—211.
2. Сверхпроводимость полупроводниковых сверхрешеток на основе халькогенидов свинца / О. А. Миронов, Б. А. Савицкий, А. Ю. Сипатов и др. // Письма в ЖЭТФ.— 1988.— 48, вып. 2.— С. 100—102.
3. Микроконтактные измерения энергетической щели сверхпроводящих сверхрешеток на основе халькогенидов свинца / И. К. Янсон, Н. Л. Бобров, Л. Ф. Рыбальченко и др. // Письма в ЖЭТФ.— 1989.— 49, вып. 5.— С. 293—296.
4. Локализация параметра порядка на сетке дислокаций несоответствия сверхпроводящих сверхрешеток PbTe—PbS / О. А. Миронов, С. В. Чистяков, И. Ю. Скрылев и др. // Письма в ЖЭТФ.— 1989.— 50, вып. 6.— С. 300—303.
5. The structure and galvanomagnetic properties of the planar epitaxial superlattices of lead chalcogenides / A. I. Fedorenko, B. A. Savitskij, A. Yu. Sipatov et al. // Acta Phys. Polon. A.— 1990.— 77, N 2—3.— P. 251—255.
6. Ishida T. Resistivity zero of quenched  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$  at above 90 K // Jap. J. Appl. Phys.— 1989.— 28, N 4.— P. L573—L575.
7. Zero resistance up to 162 K in multiphase Tl—Ca—Ba—Cu—O system / R. S. Liu, P. T. Wu, J. M. Liang, L. J. Chen / Phys. Rev. B.— 1989.— 39, N 4.— P. 2792—2795.
8. Фоменко В. С. Эмиссионные свойства материалов.— Киев: Наук. думка, 1981.— 338 с.
9. Канцер В. Г., Малкова Н. М. О природе сверхпроводимости полупроводниковых сверхрешеток на основе халькогенидов свинца // XXVI Всесоюз. совещ. по физике низ. температур: Тез. докл. Секция Сверхпроводимость.— Донецк, 1990.— С. 218—219.
10. Кайданов В. И., Равич Ю. И. Глубокие и резонансные состояния в полупроводниках типа  $A^{IV}B^{VI}$  // УФН.— 1985.— 145, вып. 1.— С. 51—86.
11. Головашкин А. И., Иваненко О. М., Мицен К. В. ВТСП — невырожденный примесный полупроводник? // Сверхпроводимость. Физика, химия, техника.— 1989.— 2, № 8.— С. 82—86.
12. Галайко В. П. О свойствах модели двухзонного сверхпроводника с обменом синглетными парами электронов между узкой и широкой зоной // ФНТ.— 1988.— 14, № 10.— С. 1102—1105.
13. Khurana Anil. Electron superconductors challenge theories, start a new race // Phys. Today.— 1989.— 42, N 4.— P. 17—19.
14. Влияние структурного совершенства слоев сульфида и селенида свинца на квантовый выход излучательной рекомбинации при комнатной температуре / С. И. Золотоз, А. Н. Ковалев, В. И. Парамонов, А. Э. Юнович // ФТП.— 1985.— 19, вып. 4.— С. 616—620.
15. Борисова С. С., Михайлов И. Ф., Шпаковская Л. П. Когерентное и гетерофазное рассеяние одномерной «сверхрешетки» PbS—PbTe // Кристаллография.— 1986.— 31, вып. 4.— С. 651—655.
16. Пленочные термоэлементы: физика и применение / Б. М. Гольцман, З. М. Дашевский, В. И. Кайданов, Н. В. Колomoec.— М.: Наука, 1985.— 232 с.
17. Parker E. H., Williams D. The kinetics and electrical effects of oxygen sorption on uncontaminated PbTe thin films // Thin Solid Films.— 1976.— 35, N 3.— P. 373—375.
18. Асламазов Л. Г., Ларкин А. И. Влияние флуктуаций на свойства сверхпроводника при температурах выше критической // ФТТ.— 1968.— 10, вып. 4.— С. 1104—1111.
19. Maki K. Critical fluctuation of the order parameter in a superconductor. I // Progr. Theor. Phys.— 1968.— 40, N 2.— P. 193—200.
20. Thompson R. S. Microwave flux flow and fluctuation resistance of dirty type-II superconductors // Phys. Rev. B.— 1970.— 1, N 1.— P. 327—333.
21. Maki K., Thompson R. S. Fluctuation conductivity of high- $T_c$  superconductors // Phys. Rev. B.— 1989.— 39, N 4.— P. 2767—2770.

22. Matsuda Y., Hirai T., Komiyama S. Magnetoresistance in  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  above  $T_c$ : Superconducting fluctuations and strong pair-breaking // *Solid State Commun.*— 1988.— 68, N 1.— P. 103—110.
23. Кулик И. О. Энергетическая щель в сверхпроводниках с локальными парами // ФНТ.— 1988.— 14, № 2.— С. 209—214.
24. Hole concentrations, Hall number, and  $T_c$  relationships in substituted  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_y$  / M. W. Shafer, T. Penney, B. L. Olson et al. // *Phys. Rev. B.*— 1989.— 39, N 4.— P. 2914—2917.
25. Kulik I. O. On superconducting glasses // *Physica B.*— 1984.— 126.— P. 280—287.
26. Burmistrov S. N., Dubovskii L. B. Depression of the Coulomb repulsion and strong anisotropy of the superconducting gap in layered metals // *Phys. Lett.*— 1989.— 136, N 6.— P. 332—334.
27. Флуктуационная проводимость пленок  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$  и сверхрешеток  $\text{PbTe} - \text{PbS}/(001)$  KCl как модельных объектов ВТСП / О. А. Миронов, С. В. Чистяков, И. Ю. Скрылев и др. // 3-й Всесоюз. симпозиум «Неоднородные электронные состояния»: Тез. докл.— Новосибирск, 1989.— С. 98—99.
28. Флуктуационная сверхпроводимость и примесные фазы в перовскитоподобных системах. Перспективы повышения  $T_c$  / Н. Е. Алексеевский, А. В. Митин, В. И. Никанковский и др. // *Сверхпроводимость. Физика, химия, техника.*— 1989.— 2, № 10.— С. 40—55.
29. Микроконтактные спектры  $2\text{H-NbSe}_2$  в сверхпроводящем состоянии / Н. Л. Бобров, Л. Ф. Рыбальченко, М. А. Оболенский, В. В. Фисун // ФНТ.— 1985.— 11, № 9.— С. 925—936.
30. Криостат для быстрого получения температур от 300 К до 1 К, погружаемый в гелиевый дьюар / Эйген, Айэс, Адамс, Форбарлет // Приборы для научных исследований.— 1984.— № 12.— С. 132—138.
31. Шкляревский О. И., Грибов Н. Н., Найдюк Ю. Г. Электрон-фононное взаимодействие в микроконтактах из галлия / ФНТ.— 1983.— 9, № 10.— С. 1068—1077.
32. Superconductivity in Bi observed with point-contact / O. I. Shklyarevskii, A. M. Duif, A. G. M. Jansen, P. Wyder // *Phys. Rev. B.*— 1986.— 34, N 3.— P. 1956—1959.
33. Шкляревский О. И., Янсон И. К., Грибов Н. Н. Наблюдение сверхпроводящей фазы в сурьме с помощью микроконтактов // ФНТ.— 1988.— 14, № 5.— С. 479—485.
34. Пространственно-неоднородные дискретные состояния сверхпроводника при инжекции неравновесных квазичастиц из точечного микроконтакта с нормальным металлом / И. К. Янсон, Л. Ф. Рыбальченко, В. В. Фисун и др. // ФНТ.— 1988.— 14, № 11.— С. 1157—1165.
35. Обнаружение «внутренних» когерентных эффектов в микроконтактах ВТСП — нормальный металл / Л. Ф. Рыбальченко, И. К. Янсон, В. В. Фисун и др. // ФНТ.— 1990.— 16, № 8.— С. 1033—1038.
36. Исследование энергетической щели и наблюдение электрон-фононного взаимодействия в микроконтактах высокотемпературного сверхпроводника  $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$  с нормальным металлом / И. К. Янсон, Л. Ф. Рыбальченко, В. В. Фисун и др. // ФНТ.— 1989.— 15, № 8.— С. 803—823.
37. Реабсорбция неравновесных фононов в сверхпроводящих микроконтактах / И. К. Янсон, В. В. Фисун, Н. Л. Бобров, Л. Ф. Рыбальченко // Письма в ЖЭТФ.— 1987.— 45, вып. 9.— С. 425—429.
38. Микроконтактная спектроскопия сверхпроводящих монокристаллов  $\text{YBaCuO}$  тетрагональной модификации / И. К. Янсон, Л. Ф. Рыбальченко, В. В. Фисун и др. // ФНТ.— 1988.— 14, № 8.— С. 886—890.
39. Избыточная проводимость микроконтактов из  $\text{YBaCuO}$  в интервале 100—200 К / Л. Ф. Рыбальченко, И. К. Янсон, Н. Л. Бобров и др. // ФНТ.— 1990.— 16, № 1.— С. 58—64.
40. Gnivek J. J., Moulder J. C., Kropscot R. H. Electrical conductivity of high purity copper // *Proc. X Intern. Conf. Low Temp. Phys.*— Moscow: VINITI, 1967.— Vol. 3.— P. 336—370.
41. Критическая плотность тока в сверхпроводящей керамике  $\text{La}_{1,8}\text{Sr}_{0,2}\text{CuO}_4$  в  $S-c-N$  микроконтактах / И. К. Янсон, Л. Ф. Рыбальченко, Н. Л. Бобров, В. В. Фисун // ФНТ.— 1987.— 13, № 8.— С. 873—876.
42. Зайцев А. В. Квазиклассические уравнения теории сверхпроводимости и свойства микроконтактов с сужением // ЖЭТФ.— 1984.— 86, вып. 5.— С. 1742—1758.
43. Iwanushyn O., Smith J. T. Thermal effects at superconducting point contacts // *Phys. Rev. B.*— 1972.— 6, N 1.— P. 120—130.
44. Gerald B. Arnold. Superconducting tunneling without the tunneling hamiltonian // *J. Low Temp. Phys.*— 1985.— 59, N 1/2.— P. 143—182.
45. van Son P. S., van Kempen M., Wyder P. New method of study the proximity effect at the normal-metal-superconductor interface // *Phys. Rev. Lett.*— 1987.— 59, N 19.— P. 2226—2228.
46. Geerk J., Xi X. X., Linker G. Electron tunneling into thin films of  $\text{Y}_1\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}$  // *Z. Phys. B.*— 1988.— 73, N 3.— P. 329—336.

47. Kresin V. Z. On the relation between the energy gap and the critical temperature // Solid State Commun.— 1987.— 63, N 8.— P. 725—727.
48. Tunneling spectroscopy of the 80 K superconducting phase of the Bi—Sr—Ca—Cu—O system / H. Ikuta, A. Maeda, K. Uchinokura, S. Takaoka // Jap. J. Appl. Phys.— 1989.— 27, N 6.— P. L1038—L1040.
49. Multiphonon exchange and the high- $T_c$  superconductivity of the multilayer oxide-superconductor / D. Shimada, N. Miyakawa, T. Kido, N. Tsuda // J. Phys. Soc. Japan.— 1989.— 58, N 2.— P. 387—389.
50. Tunneling conductance of a  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$  — GaAs junction along the  $c$ -axis / N. Miyakawa, D. Shimada, T. Kido, N. Tsuda // J. Phys. Soc. Japan.— 1989.— 54, N 4.— P. 1141—1144.
51. Взаимосвязь структуры и свойств различных соединений типа  $\text{RBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  / С. С. Торарди, Е. М. Мак-Кэррон, М. А. Субраманиян и др. // Высокотемпературные сверхпроводники : Пер. с англ. / Под ред. Д. Нелсона, М. Уиттингема, Т. Джорджа.— М. : Мир, 1988.— С. 182—193.

Физико-технический ин-т  
низких температур АН УССР,  
г. Харьков

Получено. 20.06.90

Ин-т радиофизики и электроники АН УССР,  
г. Харьков

Харьковский политехнический ин-т  
им. В. И. Ленина

*Исправления при корректуре.* 1. На рис. 1, б квадраты во втором ряду сверху должны быть зачернены. 2. На рис. 3 на оси ординат следует читать:  $\ln[\sigma'(T)/\sigma(9\text{ K})]$ . 3. На рис. 8 на оси ординат следует читать:  $\Delta$ , мэВ; вместо  $B_D^0(T)$  должно быть  $R_D^0(T)$ .