

## Электросопротивление интерфейса ВТСП–нормальный металл

В.И. Соколенко, В.А. Фролов

ИИЦ ХФТИ, ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина

E-mail: v.sokol@kipt.kharkov.ua; jfrolova07@mail.ru

Статья поступила в редакцию 19 июня 2012 г. после переработки 5 сентября 2012 г.

Аналитически показано, что удельное электросопротивление  $\rho$  приконтактного слоя дырочного ВТСП, граничащего с металлом Me с электронной проводимостью, является немонотонной функцией расстояния от интерфейса. Максимальное значение  $\rho$  соответствует  $\rho_{AF}$  ВТСП в антиферромагнитном диэлектрическом состоянии на расстоянии  $x$ , где разность концентраций фермиевских «гостевых» электронов и «аборигенных» дырок  $n_f^e(x) - n_f^h = 0$ . При условии  $n_f^e = \text{const}$  величина контактного сопротивления  $r_c$  интерфейса ВТСП/Me может быть индикатором изменений  $n_f^h$ , в частности, температурных. Для оптимально и слабодопированных двухфазных висмутовых керамик BiSrPbCaCuO измерены температурные зависимости  $r_c(T)$  интерфейсов ВТСП/Pb и ВТСП/In. Их особенности соответствуют концепции локальных пар, существующих в псевдощелевой фазе до температуры распаривания, представлению о флуктуационной сверхпроводимости, а также переходу в сверхпроводящее состояние.

Аналитично показано, що питомий електроопір  $\rho$  приконтактного шару діркового ВТНП, що граничить з металом Me з електронною провідністю, є немонотонною функцією відстані від інтерфейсу. Максимальне значення  $\rho$  відповідає  $\rho_{AF}$  ВТНП в антиферомагнітному діелектричному стані на відстані  $x$ , де різниця концентрацій ферміївських «гостевих» електронів і «аборигенних» дірок  $n_f^e(x) - n_f^h = 0$ . За умови  $n_f^e = \text{const}$  величина контактного опору  $r_c$  інтерфейсу ВТНП/Me може бути індикатором змін  $n_f^h$ , зокрема, температурних. Для оптимально і слабодопованих двофазних вісмутів керамік BiSrPbCaCuO виміряно температурні залежності  $r_c(T)$  інтерфейсів ВТНП/Pb та ВТНП/In. Їх особливості відповідають концепції локальних пар, які існують в псевдощільній фазі до температури розпарування, уявленню про флуктуаційну надпровідність, а також переходу в надпровідний стан.

PACS: 74.72.-h Купратные сверхпроводники;

74.25.F- Транспортные свойства;

73.40.Cg Контактное сопротивление, контактный потенциал.

Ключевые слова: высокотемпературная сверхпроводимость, электронное допирование, концентрация носителей тока, висмутовые ВТСП, локальные пары.

Для исследования температурной зависимости электрон-фононных свойств дырочного высокотемпературного сверхпроводника (ВТСП) в [1–3] применено электронное передопирование некоторого объема образца, возникающее в приповерхностном слое ВТСП при контакте с нормальным металлом (Me), проводимость которого, что существенно, является электронной. Поэтому, как предполагалось, в результате аннигиляции «аборигенных» дырок с «гостевыми» электронами изменялись электронные свойства приконтактного слоя ВТСП, проводимость которого становилась термически активируемой. После этого контактное сопротивление  $r_c$  интерфейса ВТСП/Me служило инструментом регистрации температурных

аномалий электронных свойств массива (*bulk*) ВТСП, будучи гораздо чувствительнее к ним, чем сопротивление  $R_{\text{bulk}}$  массива. Этой простой методикой вдали от критической температуры  $T_c$  зафиксированы в [1] температуры перехода в псевдощелевое (ПЩ) состояние  $T_c^*$ , совпавшие с данными по методике ARPES [4], а вблизи  $T_c$  — еще две особенности, укладывающиеся в концепцию локальных пар [5]. Ниже  $T_c$  этой методикой обнаружено совпадение электронных аномалий приконтактного слоя с аномалиями механических свойств массива [3], что позволило сделать вывод об их скейлинговом соответствии. В настоящей работе предложена феноменологическая модель, позволившая, на наш взгляд, качественно описать поведение интерфейса

ВТСП–нормальный металл и выявить фундаментальные причины указанных температурных аномалий. В рамках проведенного анализа дана также физическая трактовка температурных особенностей измеренных зависимостей  $r_c(T)$  интерфейсов двух различно допированных висмутовых керамик одного состава, контактировавших с классическими нормальными металлами Pb и In.

На рис. 1(а) изображена концентрационная диаграмма приконтактной области оптимально допированного однофазного квазиизотропного поликристаллического ВТСП, контактирующего с Me. Измерительный ток  $I$  перпендикулярен интерфейсу. Разность потенциалов  $U$ , измеряемая по трехточечной схеме (рис. 1(а), вставка), содержит три составляющие:

$$U = U_{Me} + U_c + U_{bulk}, \quad (1)$$

где  $U_{Me}$ ,  $U_c$  и  $U_{bulk}$  — разности потенциалов на Me, приконтактном слое ВТСП и некоторой части массива ВТСП соответственно.

Известно, см., например, [5], что одним из фундаментальных отличий ВТСП от обычных металлов является пониженная концентрация  $n_f^h$  носителей заряда (дырок) с энергией Ферми, по сравнению с концентрацией  $n_f^e$  свободных носителей (электронов) в обычных металлах, при этом  $n_f^h$  даже при оптимальном допировании ( $n_f^{hopt}$ ), по крайней мере, на порядок меньше, чем у классических металлов:

$$n_f^e \gg n_f^{hopt}. \quad (2)$$

Вследствие этого  $U_c + U_{bulk} \gg U_{Me}$ . Кроме того, при оптимальном допировании, как будет показано ниже,  $r_c \gg R_{bulk}$ , поэтому слагаемые  $U_{Me}$  и  $U_{bulk}$  не будем учитывать.

До приведения в контакт Me и ВТСП характеризуются определенными значениями концентрации свободных носителей заряда:  $n_f^e$  и  $n_f^{hopt}$ . После приведения пары в контакт электроны Me проникнут в ВТСП и их концентрация будет спадать по закону  $n_f^e(x)$ , обращаясь в 0 при  $x_0$ :  $n_f^e(x_0) = 0$  (рис. 1(а), кривая 1). Аналогичный слой имеется в металле (изображен на рис. 1(а)), но он не существует при анализе в силу условия (2). Вследствие аннигиляции «гостевых» электронов с «аборигенными» дырками концентрация и знак носителей на расстоянии  $x$  от интерфейса будет определяться соотношением  $n_f^e(x) - n_f^{hopt}$  (рис. 1(а), кривая 2). Значение  $x = x_{AF}$ , удовлетворяющее условию

$$n_f^e(x_{AF}) = n_f^{hopt}, \quad (3)$$

делит приконтактный слой ВТСП на область инверсной проводимости  $x < x_{AF}$  и обедненную область  $x_0 > x > x_{AF}$  (аналогия с интерфейсом «полупроводник–металл» [6]).

Еще одним следствием (2) является большая протяженность приконтактной области ВТСП ( $\sim 10^2 - 10^4$  межатомных расстояний), аналогично случаю приконтактной области интерфейса «полупроводник–металл» [7]. По этой же причине координата  $x_{AF}$  реально находится вблизи  $x_0$ , что позволяет не учитывать искривление концентрационных кривых вблизи интерфейса. Для наглядности соотношение между  $n_f^e$  и  $n_f^{hopt}$  на рис. 1(а) дано не в масштабе.

Согласно фазовой диаграмме ВТСП [5,8] (рис. 1(б)), которую мы сдвинули по оси абсцисс относительно рис. 1(а) так, чтобы концентрация дырок  $C = 0$  при  $x = x_{AF}$ , между инверсной и обедненной областями имеется антиферромагнитная (АФ) диэлектрическая прослойка, толщина которой определяется значением  $C$  на кривой перехода «диэлектрик–металл» при

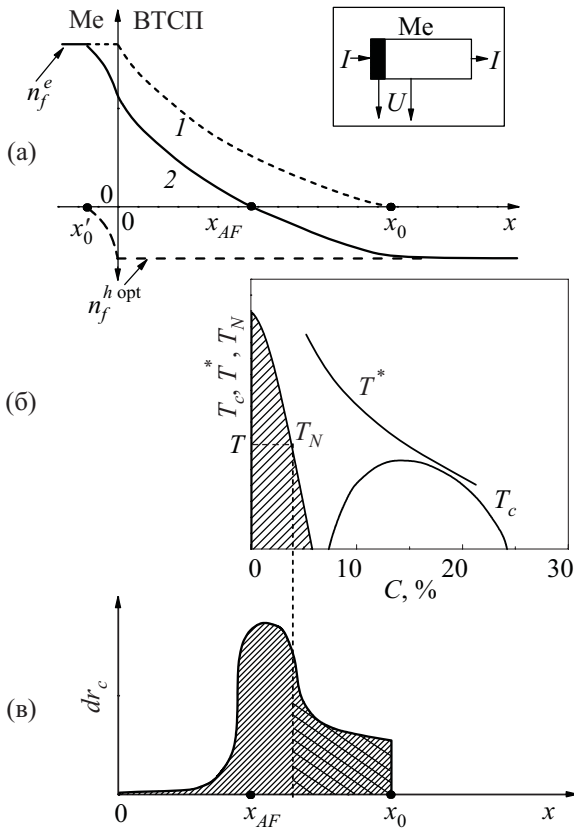


Рис. 1. Распределение свободных носителей заряда в приконтактном слое интерфейса ВТСП/Me ( $x$  — расстояние от интерфейса вглубь ВТСП): 1 — зависимость концентрации  $n_f^e(x)$  электронов, проникших в ВТСП из Me, 2 — зависимость  $n_f^e(x) - n_f^{hopt}$  ( $n_f^{hopt}$  — концентрация дырок, соответствующая оптимальному допированию) (а); фазовая диаграмма ВТСП [5]:  $T_N$  — температура Нееля;  $T^*$  — температура перехода в ПЩ состояние (заштрихована антиферромагнитная диэлектрическая область) (б); схематическое изображение зависимости  $dr_c(x)$  слоя толщиной  $dx \rightarrow 0$  при  $T > T_c$ : слева от  $x_{AF}$  — область с электронной проводимостью и переходный участок к АФ диэлектрической прослойке; область справа от  $x_{AF}$  включает АФ прослойку и слабодопированные металлические слои в ПЩ состоянии (в).

$T = T_N(T)$  ( $T_N$  — температура Нееля). Эта прослойка вносит наибольший вклад в  $r_c = \int_0^{x_0} dr_c(x)$ . Существен-

ный вклад в  $r_c$  вносят слабодопированные металлические слои, удельное сопротивление  $\rho$  которых монотонно убывает с ростом допирования [5,8]. Электронная проводимость в инверсной области удовлетворяет (2), поэтому вклад этой области в  $r_c$  мал. На рис. 1(в) схематически изображена зависимость  $dr_c(x) = f(x)$ , качественно характеризующая пространственное изменение локального удельного электросопротивления  $\rho_{loc}$  приконтактного слоя ВТСП в интервале  $0 < x \leq x_0$ . Максимум  $dr_c$  при  $x = x_{AF}$  аналогичен пространственному максимуму локального удельного сопротивления в случае интерфейса «полупроводник  $p$ -типа–металл  $n$ -типа», приходящийся на так называемый «запорный слой» [6]. При построении графика зависимости  $dr_c(x) = f(x)$  учитывалось, что ширина максимума  $dr_c$  в основном определяется концентрационной шириной АФ области фазовой диаграммы при данной  $T$ , а площадь справа от  $x_{AF}$  — сопротивлением слабодопированных металлических слоев. Их более высокое значение  $\rho = \rho(x_0)$  по сравнению с  $\rho(0)$  следует из (2), что подтверждается экспериментом [8].

Известно [5,8], что концентрация  $n_f^h$  свободных носителей заряда в ВТСП существенно уменьшается с понижением температуры. В проведенном анализе уменьшение  $n_f^h$  равносильно приближению снизу линии  $n_f^h = \text{const}$  к оси абсцисс на рис. 1(а). У классических металлов зависимость  $n_f^e$  от  $T$  в области низких и умеренно низких температур практически отсутствует. В таком приближении это означает отсутствие изменения формы кривой  $n_f^e(x)$ .

Предположим, что при понижении температуры при некоторой  $T = \text{const}$  скачком увеличится абсолютное значение  $n_f^h$ . Это приведет к сдвигу влево координаты  $x_{AF}$  на рис. 1(а), что повлечет соответствующий сдвиг влево фазовой диаграммы ВТСП и увеличение значений толщины АФ прослойки и слабодопированных ПЩ слоев. Результатом будет рост их вклада в  $r_c$ . В случае скачкообразного уменьшения  $n_f^h$  картина будет противоположной. Таким образом, при  $n_f^e = \text{const}$  величина  $r_c$  является в некотором масштабе мерой концентрации дырочных носителей заряда  $n_f^h = \text{const}$  и ее можно представить, например, в виде  $r_c = f(n_f^e/n_f^h)$ . Из этого вытекает, что измерение температурной зависимости  $r_c = f(T)$  может быть инструментом регистрации температурных изменений концентрации  $n_f^h$  свободных носителей массива ВТСП.

Рассмотрим, как изменится  $r_c$  при сверхпроводящем (СП) переходе и последующем монотонном понижении  $T$ . Согласно рис. 1(а) и (б), в обедненной области уровень дырочного допирования увеличивается в направлении от  $x_{AF}$  к  $x_0$ , при этом  $T_c$  слоев, следуя кри-

вой  $T_c(C)$  (рис. 1(б)) в обратном направлении, уменьшается. Поэтому при монотонном уменьшении  $T$  ниже  $T_c$  будут последовательно переходить в СП состояние слои, начиная с прилегающих к массиву. Координата  $x_0$  на рис. 1(а) будет смещаться влево вследствие эффекта Мейсснера, так как «гостевые» электроны не смогут проникать в образующиеся сверхпроводящие слои. Это приведет к уменьшению  $r_c$ . Однако, несмотря на тенденцию уменьшения  $r_c$  за счет этих слабодопированных слоев, температурное поведение  $r_c$  в целом трудно предсказать умозрительно, поскольку остающиеся в нормальном состоянии слои имеют  $\rho$ , изменяющееся от значений, характерных для металлических слоев в ПЩ состоянии, до значений в диэлектрической АФ прослойке. Тем не менее ясно, что после перехода в СП состояние всего приконтактного слоя, кроме диэлектрической АФ прослойки,  $r_c$  начнет возрастать. Подобное поведение  $r_c$  с минимумом ниже  $T_c$  наблюдалось на иттриевых и висмутовых ВТСП [3,9,10].

Рисунок 2 отражает результаты измерений зависимости  $r_c = f(T)$  интерфейсов ВТСП/Ме, образовавшихся

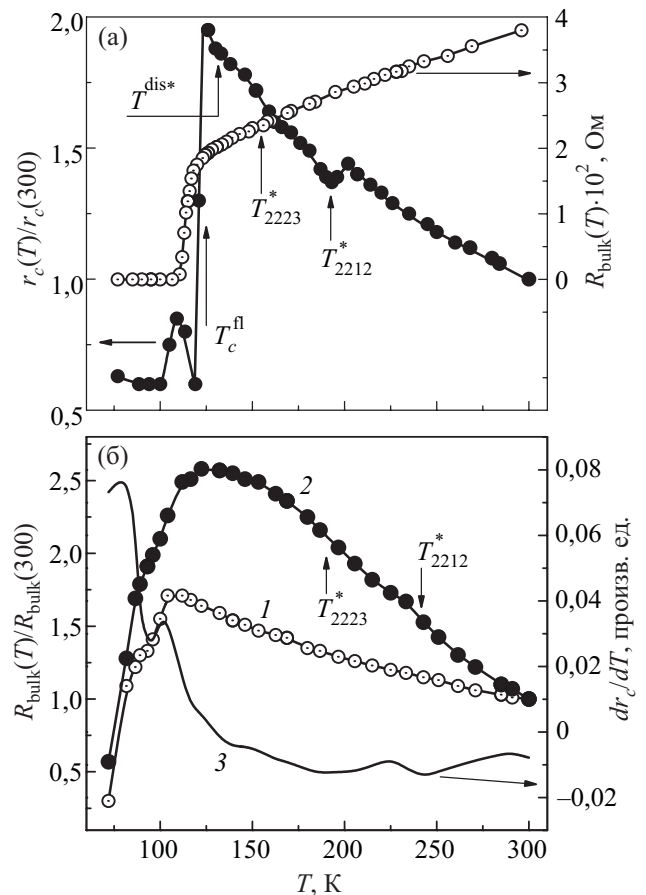


Рис. 2. Зависимости  $R_{bulk}(T)$  и  $r_c(T)/r_c(300\text{ K})$  для интерфейса  $\text{Bi1/Pb}$  (а). Зависимости  $R_{bulk}(T)/R_{bulk}(300\text{ K})$  (кривая 1) и  $r_c(T)/r_c(300\text{ K})$  (кривая 2) для интерфейса  $\text{Bi2/In}$ . Кривая 3 — температурная зависимость  $dr_c/dT$ , построенная на основании кривой 2 (б).

при контакте различно допированных образцов Вi1 и Вi2 двухфазной керамики  $\text{BiSrPbCaCuO}$  (СП фазы 2223 и 2212), синтезированной по методике [11], и металлов Pb и In. Интерфейс образовывался в результате механического нанесения тонкого ( $\sim 0,1$  мм) слоя Me на «свежую» поверхность ВТСП, площадь контакта составляла  $\sim 3$  мм<sup>2</sup>, измерительный ток  $I \sim 10^{-4}$ – $10^{-3}$  А. Измерения проводили в интервале 300–77 К в режиме охлаждения в квазистационарных условиях (подробнее см. в [3]).

Металлический ход  $R_{\text{bulk}}(T)$  образца Вi1, измеренный по четырехточечной схеме, и близкая к максимальной для фазы 2223 температура СП перехода  $T_c \approx 110,4$  К (рис. 2(а) позволяют считать уровень допирования образца Вi1 оптимальным ( $C_{\text{opt}} \approx 15\%$  [5]). Аналогичным образом измеренная зависимость  $R_{\text{bulk}}(T)$  образца Вi2 имеет диэлектрический характер и сравнительно низкую  $T_{c2223} \approx 100$  К (рис. 2(б)). Это позволяет считать Вi2 слабодопированным ( $C < C_{\text{opt}}$ ).

При  $T \approx 300$  К для Вi1 выполнялось неравенство  $r_c \gg R_{\text{bulk}}$  ( $r_c = 4,9 \cdot 10^{-1}$  Ом,  $R_{\text{bulk}} = 3,8 \cdot 10^{-2}$  Ом), усиливавшееся с понижением  $T$  за счет разнонаправленности изменения сравниваемых величин, что позволяло пренебрегать малым  $R_{\text{bulk}}$ . В случае Вi2 величины  $r_c$  и  $R_{\text{bulk}}$  были одного порядка ( $r_c = 2,28 \cdot 10^{-1}$  Ом,  $R_{\text{bulk}} = 1,72 \cdot 10^{-1}$  Ом), поэтому для определения  $r_c$  при всех температурах проводилось по два измерения:  $R_{\text{bulk}} + r_c$  по трехточечной схеме и  $R_{\text{bulk}}$  по четырехточечной схеме.

Представленные на рис. 2(а) и (б) графики  $r_c = f(T)$  имеют ряд температурных особенностей, выраженных более отчетливо в случае Вi1. Вдали  $T_c$  — это локальные минимумы  $r_c$  при температурах 193 и 155 К в случае Вi1 и локальные минимумы производной  $dr_c/dT$  при температурах, приблизительно равных 187 и 240 К в случае Вi2. Характер отмеченных особенностей в рамках проведенного анализа однозначно указывает на уменьшение концентрации  $n_f^h$ . Это позволяет трактовать две высокотемпературные особенности на каждой кривой как переход фаз 2223 и 2212 в ПЩ состояние, характеризующееся, как известно [5,8], уменьшением рассеяния носителей заряда. В ряде теорий [12–16] это приписывается объединению части фермионов в локальные пары (бозоны) в реальном пространстве. Таким образом, принимая модель локальных пар, имеем: для Вi1 —  $T_{2212}^* \approx 193$  К и  $T_{2223}^* \approx 155$  К; для Вi2 —  $T_{2212}^* \approx 240$  К и  $T_{2223}^* \approx 187$  К.

В случае Вi1 (рис. 2(а) увеличение  $dr_c/dT$  при  $T \approx 131$  К указывает на рост  $n_f^h$ , что не противоречит предсказанному в [15] распаду локальных пар. Эту температуру логично обозначить, как  $T^{\text{dis}*}$ . При дальнейшем понижении  $T$  в ходе зависимости  $r_c = f(T)$  имеется интересная особенность: при  $T \approx 119$  К, что намного выше  $T_c$ ,  $r_c$  скачком уменьшается примерно в 3 раза при изменении температуры на несколько градусов, в то время как  $R_{\text{bulk}}$  уменьшается на несколько

процентов. Другими словами, столь сильное уменьшение  $r_c$  не связано с полным СП переходом. Можно предположить, в согласии с [15], что уменьшение  $r_c$  и, следовательно, уменьшение  $n_f^h$  связано с некогерентным спариванием фермионов, возможно, за счет обмена фононами [17]. Если это верно, то  $T \approx 119$  К следует считать верхней границей интервала флуктуационной сверхпроводимости ( $T_c - T_c^{\text{fl}}$ ) [18]. Доказательствами наличия такого интервала ранее считались ненулевое магнитосопротивление [19,20] и токи когерентных бозонов с зарядом  $2e$  [21], которые наблюдались вблизи  $T \approx 120$  К. Небольшой максимум  $r_c$  при  $\approx 110$  К в левой части кривой  $r_c = f(T)$  для образца Вi1, скорее всего, связан с фазой 2212, демонстрирующей с температурным запаздыванием аналогичный сценарий эволюции  $n_f^h(T)$ : распад локальных пар выше  $T_{c2212}$  и переход к некогерентному спариванию фермионов.

График  $r_c = f(T)$ , характеризующий Вi2, кроме признаков присутствия двух фаз с разными  $T_c$ , примечателен тем, что его первая производная меняет знак при той же  $T = T_c^{\text{fl}} \approx 119$  К, которая характеризует Вi1. Этот факт отражает общность фундаментальных изменений в электронных подсистемах различно допированных ВТСП. На наш взгляд, эти изменения являются следствием структурного перехода, предшествующего сверхпроводящему [22–24].

В заключение перечислим основные результаты. Распределение носителей тока в приконтактном слое дырочного ВТСП, граничащего с нормальным металлом Me с электронной проводимостью, определяется аннигиляцией «гостевых» электронов и «аборигенных» дырок. Наибольший вклад в величину контактного сопротивления  $r_c$  вносит антиферромагнитная диэлектрическая прослойка между инверсной и обедненной областями. В случае  $n_f^e = \text{const}$ , что справедливо для классических металлов, изменение  $n_f^h$  вызывает изменение  $r_c$ . В этом случае  $r_c$  можно представить в виде функции отношения концентраций электронов Me и дырок ВТСП:  $r_c = f(n_f^e/n_f^h)$ . Установлено, что в интервале 300 К– $T_c$  температурный ход  $n_f^h(T)$  Вi-керамики имеет особенности, которые могут быть следствием: образования локальных пар вдали  $T_c$ , распаривания локальных пар несколько выше  $T_c$ , начала некогерентного спаривания фермионов в сверхпроводящие бозоны на верхней границе флуктуационной сверхпроводимости; перехода в основное сверхпроводящее квантовое состояние.

1. Е.В. Карасева, П.А. Куценко, О.П. Леденев, В.А. Фролов, *Материалы 51-й Международной конференции «Актуальные проблемы прочности»*, ННЦ ХФТИ, Харьков (2011).
2. П.А. Куценко, Е.В. Карасева, В.И. Соколенко, В.А. Фролов, *Матеріали Х Міжнародної конференції «Фізичні явища в твердих тілах»*, Харків (2011).

3. Е.В. Карасева, В.И. Соколенко, В.А. Фролов, *ВАНТ, Сер. «Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение»*, вып. 99, №2, 144 (2012).
4. T. Kondo, Y. Namaya, A.D. Palczewski, T. Takeushi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, J. Schmaliau, and A. Kaminski, *Nature Phys.* **7**, 21 (2011).
5. В.М. Локтев, *УФЖ* **1**, 10 (2004).
6. А.И. Иоффе, *Полупроводники в современной физике*, изд.-во Академии наук СССР, Москва–Ленинград (1954).
7. C.G.B. Garrett and W.H. Brattain, *Phys. Rev.* **99**, 376 (1955).
8. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФНТ* **35**, 227 (2009) [*Low Temp. Phys.* **35**, 169 (2009)].
9. О.П. Леденев, В.А. Фролов, *ВАНТ, Сер. «Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)»* **7**, 15 (1989).
10. V.A. Frolov and A.A. Chupicov, *Cryogenics, ICMC Suppl.* **32**, 405 (1992).
11. А.М. Бовда, Л.Ф. Верхоробин, С.Д. Лавриненко, Г.Ф. Тихинский, В.А. Фролов, *ВАНТ, Сер. «Ядерно-физические исследования (Теория и эксперимент)»* **7**, 6 (1989).
12. И.О. Кулик, А.Г. Педан, *ФНТ* **14**, 700 (1988) [*Low Temp. Phys.* **14**, 384 (1988)].
13. Н.И. Амелин, *ФНТ* **22**, 539 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 415 (1996)].
14. В.М. Локтев, *ФНТ* **22**, 490 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 376 (1996)].
15. В.П. Гусынин, В.М. Локтев, С.Г. Шарапов, *Письма в ЖЭТФ* **65**, 170 (1997).
16. А.М. Бугрий, В.М. Локтев, *ФНТ* **33**, 51 (2007) [*Low Temp. Phys.* **33**, 37 (2007)].
17. J. Bardin, L.N. Cooper, and J.R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
18. S.S. Hikami and A.L. Larkin, *Mod. Phys. Lett. B* **2**, 693 (1988).
19. Y. Matsuda, T. Hirai, and S. Komiyama, *Solid State Commun.* **68**, 103 (1988).
20. Y. Matsuda, T. Hirai, S. Komiyama, T. Terashima, Y. Bando, K. Iijima, K. Yamamoto, and K. Hirata, *Phys. Rev. B* **40**, 5176 (1989).
21. B. Bucher, P. Steiner, J. Karpinski, E. Kaldis, and P. Wachter, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2012 (1993).
22. В.П. Соболев, А.Б. Круглов, А.В. Кузнецов, Н.В. Фонин, *ФНТ* **17**, 1578 (1991) [*Low Temp. Phys.* **17**, 868 (1991)].
23. А.В. Андреев, А.М. Бурханов, С.В. Верховский, В.В. Гудков, И.В. Жевстовских, А.Ю. Зуев, В.Л. Кожевников, В.Е. Найш, А.Н. Петров, С.М. Подгорных, В.Е. Старцев, А.В. Ткач, В.В. Устинов, В.А. Фотиев, С.Н. Чешницкий, С.В. Ярцев, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 192 (1987).
24. Б.Я. Сухаревский, Е.О. Цибильский, В.Г. Ксенофонтов, Г.Е. Шаталова, В.Л. Коварский, С.И. Хохлова, Н.Б. Письменова, И.В. Жихарев, И.В. Рубан, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 188 (1987).

## Electrical resistivity for HTSC–normal metal interface

V.I. Sokolenko and V.A. Frolov

It is analytically shown that the specific resistivity  $\rho$  of a hole-type HTSC a contact layer abutting upon an electron-type conductivity metal Me is a nonmonotonic function of distance from interface. A maximum value of  $\rho$  corresponds to  $\rho_{AF}$  of HTSC in the antiferromagnetic dielectric state at a distance  $x$ , where the difference in densities of Fermi guest electrons and native holes is  $n_f^e(x) - n_f^h = 0$ . For  $n_f^e(0) = \text{const}$  the value of  $r_c$  can be an indicator of changes of  $n_f^h$ , in particular, temperature. The temperature dependences  $r_c(T)$  of HTSC/Pb and HTSC/In interfaces in optimally and slightly doped diphasic Bi ceramics BiSrPbCaCuO are measured. Their features correspond: concept of local pairs, existing in a pseudogap phase till the temperature of depairing, the idea of fluctuation superconductivity and the transition to a superconducting state.

PACS: **74.72.-h** Cuprate superconductors;  
**74.25. F-** Transport properties;  
**73.40. Cg** Contact resistance, contact potential.

Keywords: high temperature superconductivity, electronic doping, free carrier concentration, bismuthic HTSC, local pairs.