

Избыточный ток в контактах Bi2223–Ag при температуре выше критической

А.И. Дьяченко, В.Ю. Таренков, С.Л. Сидоров, В.Н. Варюхин

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: sidorovsl@bk.ru

А.Л. Соловьев

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures,
95 Gajowicka Str., Wroclaw 53-421, Poland

Статья поступила в редакцию 16 августа 2012 г., после переработки 15 октября 2012 г.

Методом андреевской спектроскопии в контактах нормальный металл–сверхпроводник $\text{Bi}_{1,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Sr}_{1,8}\text{Ca}_{2,2}\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Bi2223) измерены энергетическая щель $\Delta(T)$ сверхпроводника и избыточный ток $I_{\text{exc}}(T)$. Показано, что параметр $\Delta(T)$ обращается в нуль при температуре сверхпроводящего перехода купрата $T_c \approx 110$ К, причем зависимость $\Delta(T)$ следует теории БКШ, в то же время избыточный ток $I_{\text{exc}}(T)$ сохраняется до температуры $T_{\text{pair}} \approx 180$ К, значительно превышающей T_c . Полученный результат указывает на возможность существования в Bi2223 обширной области температур $T_c < T < T_{\text{pair}}$, где начинает формироваться конденсат куперовских пар.

Методом андріївської спектроскопії в контактах нормальний метал–надпровідник $\text{Bi}_{1,6}\text{Pb}_{0,4}\text{Sr}_{1,8}\text{Ca}_{2,2}\text{Cu}_3\text{O}_{10}$ (Bi2223) виміряно енергетичну щілину $\Delta(T)$ надпровідника, а також надлишковий струм $I_{\text{exc}}(T)$. Показано, що параметр $\Delta(T)$ перетворюється в нуль при температурі надпровідного переходу купрату $T_c \approx 110$ К, причому залежність $\Delta(T)$ впливає з теорії БКШ, у той же час надлишковий струм $I_{\text{exc}}(T)$ зберігається до температури $T_{\text{pair}} \approx 180$ К, що значно перевищує T_c . Отриманий результат указує на можливість існування в Bi2223 великої області температур $T_c < T < T_{\text{pair}}$, де починає формуватися конденсат куперівських пар.

PACS: 74.40.+n Флуктуационные явления;

74.45.+c Эффекты близости; андреевское отражение; SN и SNS контакты;

72.10.–d Теория электронного транспорта; механизмы рассеивания.

Ключевые слова: андреевская спектроскопия, энергетическая щель, избыточный ток.

Введение

Наиболее проблемный вопрос физики высокотемпературной сверхпроводимости — природа псевдощели Δ_{PG} в электронном спектре купратов [1–4]. Псевдощель проявляется как подавление в окрестности уровня Ферми плотности электронных состояний с энергией $|\varepsilon| \leq \Delta_{PG}$ при температуре $T < T^*$, где T^* заметно превышает T_c и может быть как «предшественником» сверхпроводящей энергетической щели [5–7], так и следствием сильных электронных корреляций [8–10]. Также дискутируется возможность воз-

никновения «нормальной» псевдощели в электронном спектре квазичастиц при образовании в плоскостях CuO_2 страйпов (полосок) [11–14], волн спиновой или зарядовой плотности [15–19] и других недавно обнаруженных пространственно неоднородных структур типа нематика и смектика [15,20–25]. В зоне Бриллюэна купрата псевдощель $\Delta_{PG}(\mathbf{k})$ локализуется в окрестности точек $\mathbf{k} = (0, \pm\pi/a_0)$, $(\pm\pi/a_0, 0)$, где a_0 — постоянная решетки в плоскости CuO_2 . В этой же области достигает максимума и энергетическая щель $\Delta(\mathbf{k})$ куперовских пар [1–3,15,20,24,26–29]. В результате между двумя параметрами порядка может возникнуть внутрен-

няя связь, которая не сводится просто к конкуренции за одни участки поверхности Ферми [15,30]. Очевидно, что для того, чтобы прояснить физическую природу псевдощели, необходимы эксперименты, чувствительные к фазе параметра порядка сверхпроводника. Такой чувствительностью обладает эффект Нернста, возникающий в результате диффузии вихрей в градиенте температуры, которая приводит к появлению на образце электрического поля [31–33]. В обычных (не аморфных) сверхпроводниках, например MgB₂, эффект Нернста при $T > T_c$ практически отсутствует. Иная ситуация реализуется в купратах, где сигнал Нернста наблюдается в широком температурном интервале $T_c < T < T_b$, где $T_b \sim 1,5 T_c < T^*$ [31,32]. В поддержку «вихревой» природы эффекта Нернста в купратах [31] говорит наблюдение диамагнитного отклика при температурах $T > T_c$ [6,32–34], хотя избыточный диамагнетизм при $T > T_c$ может частично возникать и при пространственно неоднородном параметре порядка [35]. Наблюдение диамагнитного отклика при $T > T_c$ [32], безусловно, свидетельствует в пользу существования сверхпроводящих флуктуаций при $T_c < T < T_b$. Однако эффект Нернста может вызываться также безвихревыми (гауссовыми) флуктуациями параметра порядка (эффект Асламазова–Ларкина [36–38]). Более того, оказалось, что значительный эффект Нернста при $T \gg T_c$ наблюдается и в обычных аморфных сверхпроводниках [39,40], а также он чувствителен к любому типу порядка, который приводит к реконструкции поверхности Ферми, в том числе и к образованию страйп-структур или структур типа нематика [41,42].

Возможность альтернативного объяснения эффекта Нернста [33–41] показывает, что для выяснения связи между псевдощелью и сверхпроводящей щелью необходимо использовать другие экспериментальные методы, которые непосредственно реагируют на существование в сверхпроводнике конденсата куперовских пар. Таким эффектом является андреевское отражение в контактах нормальный металл–сверхпроводник [29,43–46]. При андреевском отражении электрон, инжектируемый из N металла в сверхпроводник S, образует в сверхпроводнике, в окрестности NS-границы, куперовскую пару, которая уходит в конденсат, при этом в нормальный металл отражается дырка. Противоток дырок приводит к увеличению проводимости dI/dV NS-контакта при напряжении смещения $|V| \leq \Delta(T)/e$, что позволяет определить как величину, так и симметрию энергетической щели $\Delta(\mathbf{k})$ [46] и выделить особенности электронного спектра, не относящиеся к «нормальной» псевдощели [29,44,45]. В меньшей степени используется другая особенность андреевских NS-контактов: наличие избыточного тока I_{exc} на вольт-амперной характеристике контакта, которая при $eV \gg \Delta$ имеет вид $I \approx V/R_N + I_{exc}$ [47,48]. Избыточный ток I_{exc} обусловлен сохранением при $e|V| > \Delta$ процесса электрон-дырочной трансформации для электронов с энергиями $|\epsilon| < \Delta$, а это возможно

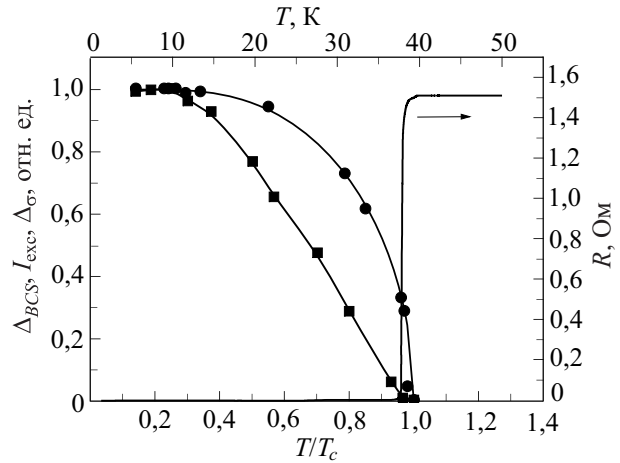


Рис. 1. Температурные зависимости избыточного тока в контактах Ag/MgB₂ (квадраты) и параметра энергетической щели $\Delta(T)$ (кружки), а также зависимость сопротивления MgB₂ с $T_c \approx 39$ К.

только при наличии конденсата куперовских пар [44]. В обычных «классических» сверхпроводниках типа MgB₂ с $T_c = 39$ К при $T > T_c$ конденсат куперовских пар отсутствует, поэтому избыточный ток I_{exc} при $T > T_c$ не возникает (рис. 1).

В настоящей работе показано, что в андреевских контактах с купратом Bi_{1,6}Pb_{0,4}Sr_{1,8}Ca_{2,2}Cu₃O₁₀ (Bi2223) избыточный ток наблюдается при температурах $T_c < T < T_{pair}$, где температура $T_{pair} = 180$ К заметно больше температуры появления эффекта Нернста $T_b \sim 140–150$ К [31] и существенно превышает температуру сверхпроводящего перехода $T_c \approx 110$ К. Исследовались контакты Ag/Bi2223, дифференциальная проводимость dI/dV которых при $T \ll T_c$ демонстрировала характерные для андреевского отражения [46] особенности в районе энергетической щели Δ (рис. 2). Одновременно при $e|V| \gg \Delta$ на ВАХ наблюдался избыточный ток, который быстро убывал при $T \rightarrow T_c$, но не исчезал при $T > T_c$, а сохранял заметную (~10%) величину вплоть до пороговой температуры $T_{pair} = 180$ К (рис. 3, 4). Очевидно, что наблюдение избыточного тока в андреевских контактах возможно только в области температур, где существует (хотя бы фрагментарно) конденсат куперовских пар. Этот результат согласуется с наблюдением диамагнитного отклика и эффекта Нернста при $T > T_c$ [31,32], а величина наблюдаемой энергетической щели Δ (рис. 2) соответствует недавним результатам фотоэмиссионной спектроскопии с высоким угловым разрешением (ARPES) для купрата Bi2223 [49,50].

Эксперимент

Исходный порошок Bi_{1,6}Pb_{0,4}Sr_{1,8}Ca_{2,2}Cu₃O₁₀ (Bi2223) изготавливался по стандартной керамической технологии методом термофазной диффузии. Из полученного порошка под давлением 30–60 кбар прессовались пластинки с размерами 0,5×4×15 мм,

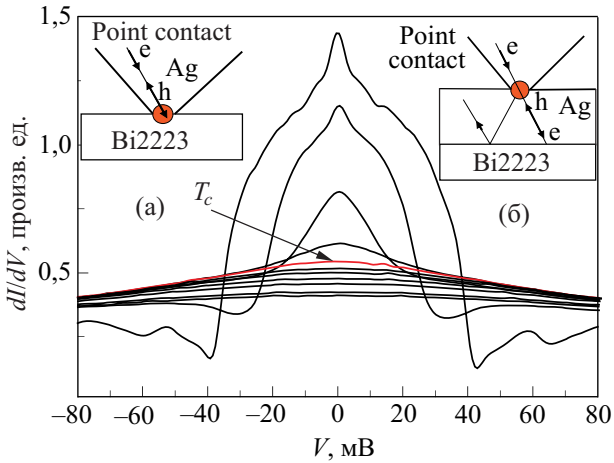


Рис. 2. Проводимость андреевского контакта Ag/Bi2223 ($T_c = 110$ K) при температурах $T = 77, 95, 101, 104, 110 (T_c), 116, 122, 134, 146, 170, 182$ K (сверху вниз). На вставках: схемы обычного контакта Шарвина (а) и комбинированного контакта, приготовленного на тонкой пленке, покрывающей поверхность Bi2223 (б). Кругком показана область контакта, где локализовано приложенное к контакту напряжение смещения.

которые отжигались при температуре $T = 855$ °C в течение 24 ч, а затем выдерживались при $T = 830$ °C в течение 8 ч. В результате пластинки приобретали крупнозернистую структуру с размерами микрокристаллов Bi2223 ~ 10 – 15 мкм, ориентированных преимущественно в плоскости ab . Вклад межзеренных границ в сопротивление пластинки был пренебрежимо мал, о чем свидетельствует отсутствие размытия «хвоста» на зависимости $R(T)$ при $T \leq T_c$ (рис. 3(а)). Для измерения зависимости $R(T)$ образцов использовалась стандарт-

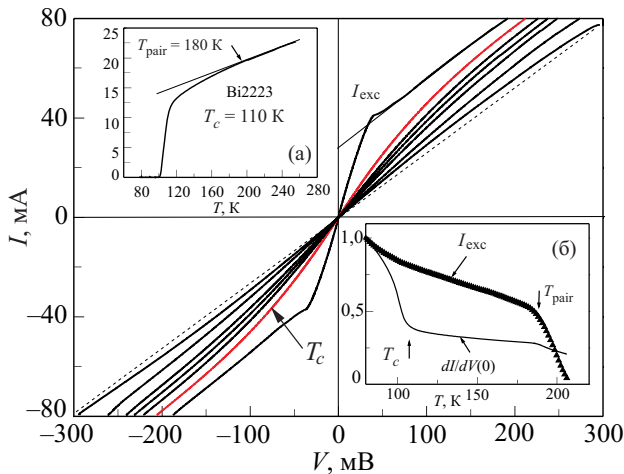


Рис. 3. ВАХ контакта Ag/Bi2223 с $T_c = 110$ K при температурах $T = 77, 110 (T_c), 152, 182, 191, 200$ и 206 K, а также в нормальном состоянии при 250 K (пунктир). На вставках: (а) зависимость $R(T)$ для Bi2223, (б) температурные зависимости избыточного тока I_{exc} (при $V = 200$ мВ) и проводимости контакта dI/dV (при $V = 0,01$ В) (произвольные единицы).

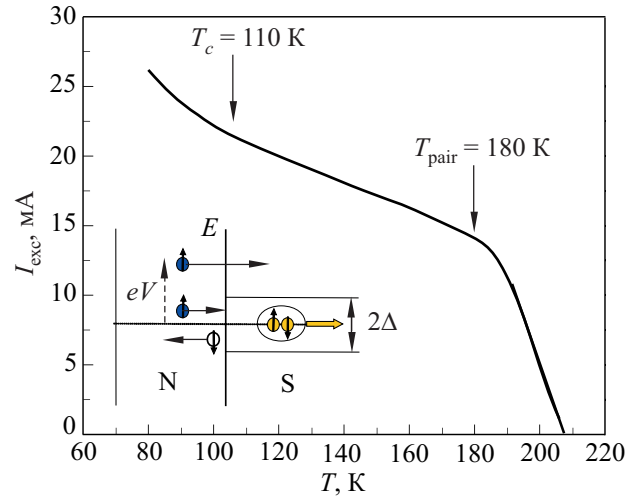


Рис. 4. Температурная зависимость избыточного тока, полученная из данных рис. 3 при $V = 200$ мВ. На вставке: схема процесса андреевского отражения электронов (заполненные кружки) с образованием куперовской пары и дырки (пустой кружок).

ная четырехзондовая схема. Переходное сопротивление контактных площадок составляло $\sim 10^{-3}$ Ом, что на два порядка меньше, чем сопротивление пластин. Критическая температура определялась по середине сверхпроводящего резистивного перехода купрата и составляла $T_c \approx 110$ K, что соответствует критической температуре Bi2223 при оптимальной концентрации добавленных носителей [49].

Андреевское отражение исследовалось на комбинированных контактах [51–53] (рис. 2(б)), в которых контакты Шарвина создавались регулируемым касанием острия Ag поверхности тонкой пленки серебра, предварительно нанесенной на микрокристалл Bi2223. Радиус закругления острия Ag ~ 1 мкм, что намного меньше размеров микрокристаллов в пластинках Bi2223 (~ 10 мкм). Размер точечного контакта Ag/Ag оценивался по формуле Шарвина [46]

$$R_N^{-1} = \frac{e^2}{\hbar} \frac{S k_F^2}{(2\pi)^2}, \quad (1)$$

где R_N — сопротивление контакта, k_F — волновой вектор на поверхности Ферми серебра, S — площадь контакта. Толщина d_{Ag} пленки Ag выбиралась несколько большей диаметра контакта $d_{cont} \sim 100$ Å, но существенно меньшей неупругой длины свободного пробега электрона в серебре l_e . Параметр l_e можно оценить по формуле, приведенной в монографии [54 (с. 594)], близкую оценку дает выражение $l_e \sim \min(v_F/2\pi\lambda k_B T, \hbar v_F/1,76\pi\lambda\omega_D)$, где λ — константа электрон-фононного взаимодействия, ω_D — дебаевская энергия. Для серебра при $\lambda \sim 0,12$, $\omega_D \sim 20$ мэВ, температуре $T \leq 200$ K и энергии квазичастиц $\epsilon \leq 200$ мэВ, параметр $l_e \geq 700$ – 1000 Å.

Конфигурация (рис. 2(б)) с разделением в пространстве инжектора (точечный контакт Шарвина Ag/Ag) и NS-границы позволяет получить андреевское отражение в условиях баллистического пролета электронов [51–53]. В точечном контакте Шарвина Ag/Ag напряжение смещения V приложено к области размером порядка диаметра контакта d_{cont} [46] (кружок на вставках рис. 2). Если толщина пленки $d_{\text{Ag}} > d_{\text{cont}}$, то электроны, ускоряясь в области $\sim d_{\text{cont}}$ контакта Ag/Ag, баллистически пролетают через пленку серебра до NS-границы, где испытывают андреевское отражение. При этом дырка, возникающая на границе Ag|Bi2223, отражается назад по траектории падающего на границу электрона (рис. 2(б)) [51–53]. То есть такая дырка возвращается в инжектор (Ag) через отверстие контакта. В результате в комбинированном контакте «горячие» электроны генерируются на сужении Ag/Ag, а затем отражаются от NS-границы в баллистическом режиме. Если сопротивление NS-границы Ag|Bi2223 много меньше сопротивления контакта Шарвина Ag/Ag, то сопротивление комбинированного контакта Ag/Ag|Bi2223 также дается формулой (1), причем основная масса электронов, «нормально» рассеянных на NS-границе, обратно в инжектор не попадает [51–53]. Это соответствует малому эффективному параметру теории Z [48], который можно определить, сравнивая экспериментальную зависимость dI/dV с теорией [55] для андреевского контакта с d -волновым сверхпроводником.

Отметим, что в работах [51–53], где контакт Шарвина создавался на пленке Ag толщиной $\sim 2500 \text{ \AA}$, напыленной на пленку YBCO, форма проводимости dI/dV комбинированных контактов Ag/Ag|YBCO не соответствовала d -волновой симметрии параметра порядка YBCO, что может быть обусловлено неоднородностью пленки YBCO. В нашей ситуации комбинированные контакты Ag/Ag|Bi2223 приготавливались на микрокристаллах Bi2223 в режиме «in situ», что обеспечивало высокую однородность поверхности раздела Ag|Bi2223. Кроме того, отбирались контакты с направлением инжекции носителей вдоль плоскости ab , что приводило к характерной для d -волнового сверхпроводника форме проводимости dI/dV с пиком при малых напряжениях V (рис. 2) [55]. Хороший контакт серебряного покрытия с поверхностью Bi2223 и условие $l_e \gg d_{\text{cont}}$ обеспечивали отвод тепла из области контакта Шарвина, что подтверждает сравнение температурной зависимости проводимости контакта dI/dV , измеренной при смещении $V \sim 0,1 \text{ мВ}$, с зависимостью избыточного тока $I_{\text{exc}}(T, V)$, измеренной при смещении $V = 200 \text{ мВ}$ (рис. 3(б)). При измерении проводимости при предельно малых токах выделением мощности на контакте можно пренебречь. Тем не менее видно, что резкое падение избыточного тока наблюдается в том же температурном интервале $T \approx 180\text{--}210 \text{ К}$, где уменьшается и проводимость контакта, что доказывает незначительное влияние

тепловых эффектов на характеристики исследуемых контактов. Отметим также, что излом на зависимости $R(T)$ купрата (рис. 3(а)) соответствует температуре T_{pair} (рис. 3(б)), при которой начинает резко уменьшаться избыточный ток контакта Ag/Bi2223. На наш взгляд, это свидетельствует об объемном характере наблюдаемых в андреевском спектре эффектов.

Результаты

Исследование классических NS-контактов (рис. 2(а)) с двухзонным сверхпроводником MgB_2 ($T_c = 39 \text{ К}$) показали, что избыточный ток $I_{\text{exc}}(T)$ обращается в нуль при той же температуре $T \approx T_c$, что и (наибольшая) энергетическая щель Δ_σ (рис. 1). При этом температурные зависимости $\Delta_\sigma(T)$ и $I_{\text{exc}}(T)$, а также величина $I_{\text{exc}}(0) = (4/3)\Delta(0)/eR_N$, где R_N — сопротивление контакта в нормальном состоянии, соответствуют теории БКШ и теории NS-контактов [47,48] для s -волнового сверхпроводника. В частности, при $T \rightarrow T_c$ избыточный ток $I_{\text{exc}}(T) \sim \Delta(T)^2 \sim (T_c - T)$. Такая согласованность с теорией показывает, что контакты Ag/ MgB_2 , как и ожидалось, находились в баллистическом режиме. Как отмечено выше, для андреевских контактов с купратом Bi2223 баллистический режим удалось достигнуть только при использовании контактов комбинированного типа (рис. 2(б)) [51–53]. Форма проводимости $dI/dV(V)$ исследуемого контакта (рис. 2) хорошо согласовалась с d -волновой симметрией параметра порядка [55] при параметре $\Delta(0) \approx 43 \text{ мэВ}$ и инжекции квазичастиц в направлениях $(\pi/a_0, 0)$, $(0, \pi/a_0)$ плоскости CuO_2 Bi2223, а температурная зависимость $\Delta(T)$ соответствовала теории БКШ. Другой результат получен для купратов Bi2212 [56] и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ [57], где применялись обычные контакты Шарвина, схема которых приведена на рис. 2(а). Согласование теории с формой проводимости контакта в [56,57] достигалось использованием комплексного параметра порядка с $(d + is)$ -симметрией. В андреевских контактах с $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ наблюдался двухступенчатый характер энергетической щели [58], но только малую щель $\Delta_1 \approx 15\text{--}20 \text{ мэВ}$ авторы считают «сверхпроводящей», так как она варьируется вместе с T_c .

В нашем случае при повышении температуры узкий пик проводимости dI/dV в окрестности $V = 0$ размывается, а зависимость dI/dV от смещения V приобретает форму холма (рис. 2), высота которого быстро спадает при $T \rightarrow T_c \approx 110 \text{ К}$, а затем более медленно уменьшается с температурой в интервале $110 \text{ К} < T < 180 \text{ К}$ и снижается почти до нуля при $T = 210 \text{ К}$ (сплошная кривая на рис. 3(б) и 4). В результате избыточная проводимость комбинированного андреевского контакта сохраняется до температур $T_{\text{pair}} = 180\text{--}210 \text{ К}$, существенно превышающих $T_c \approx 110 \text{ К}$.

Избыточная проводимость наблюдалась ранее в малой окрестности T_c на точечных контактах

Au/Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8-x} [59] и на контактах Джозефсона [60], однако в обоих случаях эффект удалось объяснить в рамках модели гауссовых флуктуаций [61]. Реализация баллистического режима в исследуемых нами комбинированных контактах позволила получить квазичастицы с избыточной энергией $\varepsilon \leq 200$ мэВ при температурах $T \leq 200$ К, при этом существенные эффекты перегрева отсутствовали не только при $T < T_c$, но и в широкой температурной области $T_c < T < 210$ К $\sim 2T_c$ (рис. 3(б) и 4). При низких температурах величина избыточного тока согласуется с формулой $I_{\text{exc}} \approx q\Delta/eR_N$, где q — параметр порядка единицы. В диапазоне температур 120 К $< T < 180$ К избыточный ток зависит от температуры линейно, $I_{\text{exc}} \sim (T_{\text{max}} - T)$ (где $T_{\text{max}} \sim 300$ К), но быстро обращается в нуль в узком температурном интервале $T_{\text{pair}} = 180$ К $< T < 210$ К (рис. 4), где исчезает избыточная проводимость контакта (рис. 3(б)).

Обсуждение результатов

Используя теорию [55] для контактов нормальный металл- d -волновой сверхпроводник, из данных рис. 2 получаем величину $\Delta(T=0) = (43 \pm 2)$ мэВ, что, по данным ARPES [49,50], согласуется с максимумом $\Delta_0 \sim 50$ мэВ энергетической щели $\Delta(\mathbf{k})$ для «внешних» плоскостей CuO₂ купрата Bi2223 при $\mathbf{k} = (0, \pm\pi/a_0)$, $(\pm\pi/a_0, 0)$. Соответствие «андреевского» параметра $\Delta(T=0)$ параметру Δ_0 доказывает «сверхпроводящую» природу энергетической щели Δ_0 , наблюдаемой в [49,50]. Однако в работе [50] за подлинную «сверхпроводящую» щель признается только существенно меньшая энергетическая щель $\Delta_{SC}(T) \leq 20$ мэВ, которая характеризовалась температурной зависимостью БКШ, причем отношение $2\Delta_{SC}(0)/k_B T_c \approx 4,3$, что соответствует пределу слабой связи (БКШ) для d -волнового сверхпроводника.

Особенность фотоэмиссионного спектра, соответствующая параметру $\Delta_{SC}(T)$, наблюдается в диагональных направлениях зоны Бриллюэна на стыке с областью псевдощели. В спектрах сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) аналогичному «когерентному» району соответствует область «бананов» [24], которая также расположена вне «горячих точек». То есть ни ARPES, ни СТМ не дают информации о сверхпроводящей природе энергетической щели в окрестности импульсов $\mathbf{k} = (0, \pm\pi/a_0)$, $(\pm\pi/a_0, 0)$, которая оказалась доступной для процессов андреевского отражения [45,46]. Наблюдаемому в спектре андреевского отражения параметру $\Delta_0 \sim (43 \pm 2)$ мэВ соответствует отношение $2\Delta_0/k_B T_c \sim 9,5$, что близко к значению $2\Delta_0/k_B T_c \leq 8$, полученному на андреевских контактах с YBa₂Cu₃O_{7- δ} [57]. Однако, строго говоря, большую величину отношения $2\Delta_0/k_B T_c \sim 8-9,5$ сложно обосновать даже в моделях сильной связи [1,3,8]. В то же время, согласно данным андреевского отра-

жения (рис. 2), энергетическая щель $\Delta(T)$ убывает с температурой по закону БКШ, аналогично «малой» энергетической щели $\Delta_{SC}(T) \leq 20$ мэВ, наблюдаемой в спектрах ARPES [50]. В результате температурные зависимости $\Delta_{SC}(T)$ и $\Delta(T)$ близки, но сопоставлять параметр $\Delta(0) \approx (43 \pm 2)$ мэВ с критической температурой T_c , по-видимому, некорректно. Например, при $T = T_c$ не наблюдается какое-либо изменение спектральной плотности купрата Bi2212 в направлениях $(0, \pi/a_0)$ [27]. Этот результат коррелирует с тем, что при $T_{\text{pair}} > T > T_c$ в спектре андреевского отражения купрата Bi2223 сохраняется избыточная проводимость (рис. 2, 3), а также избыточный ток (рис. 4), что свидетельствует о частичном сохранении в этом температурном интервале конденсата куперовских пар. В таком случае за «затравочную» критическую температуру, соответствующую параметру $\Delta_0 = (43 \pm 2)$ мэВ, следует принимать не величину T_c , а температуру $T_{\text{pair}} \approx 200$ К (рис. 4). Тогда отношение $2\Delta_0/k_B T_{\text{pair}} \approx 5,2$, что превышает предел слабой связи ($\sim 4,3$), но и не противоречит возможности реализации в купратах сверхпроводимости с сильной связью [62].

При температурах $T < T_c$ появление избыточного тока в характеристиках NS-контактов объясняется сохранением процессов андреевского отражения для частиц с энергией $|\varepsilon| < \Delta$ при смещениях $|V| > \Delta/e$, фактически это «подтекание тока под щель» Δ , которое отсутствует в туннельных NIS-контактах (вставка рис. 4) [48]. Такие процессы связаны с электрон-дырочной трансформацией и рождением на NS-границе куперовской пары, которая должна бездиссипативно уйти в конденсат. Согласно теории [63], сохранение избыточной проводимости андреевских контактов при $T > T_c$ возможно в том случае, если в сверхпроводнике имеется конденсат некогерентных по фазе куперовских пар [64], причем форма наблюдаемых ВАХ (рис. 3) при $T > T_c$ соответствует предсказаниям теории [63]. Поэтому, в принципе, наблюдаемый нами в андреевских контактах избыточный ток I_{exc} при $T_c < T < T_{\text{pair}}$ можно объяснить существованием в этом температурном диапазоне зародышей конденсата куперовских пар, как это следует, например, из модели локальных пар [65]. В импульсном пространстве им соответствуют участки зоны Бриллюэна в «антидиагональных» направлениях, где локализованы как процессы рассеяния квазичастиц, так и механизм ВТСП спаривания [1–6]. Напротив, проводимость $\sigma(T)$ купратов в нормальном состоянии обеспечивается диагональными («холодными») участками зоны Бриллюэна [1,3,9,17].

Согласно данным ARPES для Bi2223 [49,50], в этих направлениях при $T > T_c$ сверхпроводящая энергетическая щель Δ_{SC} отсутствует, поэтому флуктуационные поправки к проводимости $\sigma(T)$ купратов даются модифицированными формулами Асламазова–Ларкина (гаусово приближение) [61,66,67]. В работе [67] показано,

что для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$, вклад флуктуации «Асламазова–Ларкина» преобладает при $1,01 T_c < T < 1,2 T_c$, что существенно меньше диапазона проявления избыточного тока I_{exc} (рис. 3, 4). Аналогичный результат получен в работе [66], в которой нормальное состояние в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ достигалось в высоких ~ 60 Тл магнитных полях. С другой стороны, если в проводимости $\sigma(T)$ диагональные направления вносят определяющий вклад, то изменение характера проводимости купрата в антидиагональных направлениях при $T_c < T < T_{\text{pair}}$ будет слабо сказываться на температурной зависимости $\sigma(T)$. Отметим, что в работе [26] температура раскрытия псевдощели, найденная методом ядерного магнитного резонанса на меди для оптимально допированного купрата $\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_6(\text{F}_{0,6}\text{O}_{0,4})_2$ (2223) при $T_c = 120$ К, оказалась порядка 170 К, что близко к значению $T_{\text{pair}} = 180$ К, полученному нами из температурной зависимости избыточного тока (рис. 4). То есть при такой концентрации носителей заряда псевдощель, определяемая по ^{63}Cu -спектру ЯМР, непосредственно связана со сверхпроводящими флуктуациями.

Заключение

Обнаружение избыточного тока ВАХ комбинированных андреевских контактов Ag/Ag/Bi2223 при температуре $T \leq 180$ К, существенно превышающей T_c , показывает, что уже при $T \leq 180$ К в купрате Bi2223 могут возникать зародыши конденсата куперовских пар, форма и топология которых, строго говоря, не известна. Это не могут быть отдельные независимые куперовские пары, локализация которых наблюдается в обычных аморфных сверхпроводниках [69], в которых также возможно образование зародышей конденсата пар при $T > T_c$ из-за флуктуаций параметра связи [37,38,65]. Альтернативный подход рассматривается в работах [13–15,22,34,42], где обсуждается возможность реализации ламинарной структуры (нематика) из одномерных полосок-страйпов. В интервале температур $T_c < T < T_{\text{pair}}$ подобные структуры должны находиться в резистивном, т.е. диссипативном состоянии, демонстрируя «некогерентную» сверхпроводимость [28,64]. Для двумерной системы S-капель в N-матрице резистивное состояние возникает при термическом возбуждении вихрей джозефсоновского типа [33], что, однако, не согласуется с работой [64], тогда как в структуре нематиков (страйпов) [23,34,41] возможна как генерация центров проскальзывания фазы, так и генерация вихрей Абрикосова с «нормальным» ядром [31]. Отметим, что «модель капель» не согласуется и с данными СТМ [21,24], и ARPES [49,50], а «ламинарная модель» лучше соответствует последним результатам по диамагнитному эффекту [34], анизотропному эффекту Нернста [41], данным СТМ [19,25], ARPES [15,18] и рассеянию нейтронов [68]. Но независимо от действительной структуры «мерцающих» зародышей конденсата пар

само их существование в ВТСП при $T_c < T < T_{\text{pair}}$ говорит о том, что температуру $T_{\text{pair}} \sim 180$ К = T_c^{max} можно считать «предельной» для реализации сверхпроводящего состояния в купратах Bi2223. Близкая оценка температуры T_c^{max} получена из оптических измерений для YBCO ($T_c^{\text{max}} \sim 180$ К [7]), данных ARPES для Bi2212 ($T_c^{\text{max}} \sim 150$ К [27]), а также из μ -мезонной спектроскопии Bi2212 [70,71]. Значительное расхождение между T_c^{max} и действительной температурой сверхпроводящего перехода T_c в купратах может быть следствием существования конкурирующего параметра порядка, который генерирует псевдощель в антидиагональных направлениях [30], что также следует из работ по ARPES [28,50], СТМ [4,27] и рассеянию нейтронов [68].

1. M.R. Norman, D. Pines, and C. Kallin, *Adv. Phys.* **54**, 715 (2005).
2. A. Damascelli, Z. Hussain, and Z.-X. Shen, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 473 (2003).
3. S. Hüfner, M.A. Hossain, A. Damascelli, and G.A. Sawatzky, *Rep. Prog. Phys.* **71**, 062501 (2008).
4. Ø. Fischer and M. Kugler, I. Maggio-Aprile, C. Berthod, and C. Renner, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 353 (2007).
5. V.J. Emery and S.A. Kivelson, *Nature* **374**, 434 (1995).
6. T. Senthil and Patrick A. Lee, *Phys. Rev. B* **79**, 245116 (2009).
7. A. Dubroka, M. Rössle, K.W. Kim, V.K. Malik, D. Munzar, D.N. Basov, A.A. Schafgans, S.J. Moon, C.T. Lin, D. Haug, V. Hinkov, B. Keimer, Th. Wolf, J.G. Storey, J.L. Tallon, and C. Bernhard, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 047006 (2011).
8. P.A. Lee, N. Nagaosa, and X.G. Wen, *Rev. Mod. Phys.* **78**(1), 17 (2006).
9. Ю.А. Изюмов, В.И. Анисимов, *Электронная структура соединений с сильными корреляциями*, Ижевский институт компьютерных исследований, Москва–Ижевск (2008).
10. A.S. Alexandrov and A.F. Andreev, *Europhys. Lett.* **54**, 373 (2001).
11. I. Martin and C. Panagopoulos, *Europhys. Lett.* **91**, 67001 (2010).
12. M. Vojta, *Adv. Phys.* **58**, 564 (2009).
13. M. Hücker, M. v. Zimmermann, G.D. Gu, Z.J. Xu, J.S. Wen, Guangyong Xu, H.J. Kang, A. Zheludev, and J.M. Tranquada, *Phys. Rev. B* **83**, 104506 (2011).
14. S.I. Matveenko, S.I. Mukhin, and F.V. Kusmartsev, *cond-mat. 1111.4139v1.pdf* (2011).
15. Rui-Hua He, M. Hashimoto, H. Karapetyan, J.D. Koralek, J.P. Hinton, J.P. Testaud, V. Nathan, Y. Yoshida, Hong Yao, K. Tanaka, W. Meevasana, R.G. Moore, D.H. Lu, S.-K. Mo, M. Ishikado, H. Eisaki, Z. Hussain, T.P. Devereaux, S.A. Kivelson, J. Orenstein, A. Kapitulnik, and Z.-X. Shen, *Science* **331**, 1579 (2011).
16. J.-H. Ma, Z.-H. Pan, F.C. Niestemski, M. Neupane, Y.-M. Xu, P. Richard, K. Nakayama, T. Sato, T. Takahashi, H.-Q. Luo, L. Fang, H.-H. Wen, Ziqiang Wang, H. Ding, and V. Madhavan, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 207002 (2008).

17. M.B. Садовский, *УФН* **171**, 539 (2001).
18. J.A. Rosen, R. Comin, G. Levy, et al., *cond.-mat. 1111.2673v1.pdf* (2011).
19. E.H. da Silva Neto, C.V. Parker, P. Aynajian, Aakash Pushp, Ali Yazdani, Jinsheng Wen, Zhijun Xu, and Genda Gu, *Phys. Rev. B* **85**, 104521 (2012).
20. Y. Kohsaka, C. Taylor, P. Wahl, A. Schmidt, Jinhwan Lee, K. Fujita, J.W. Alldredge, K. McElroy, Jinho Lee, H. Eisaki, S. Uchida, D.-H. Lee, and J.C. Davis, *Nature* **454**, 1072 (2008).
21. M.J. Lawler, K. Fujita, Jinhwan Lee, A.R. Schmidt, Y. Kohsaka, Chung Koo Kim, H. Eisaki, S. Uchida, J.C. Davis, J.P. Sethna, and Eun-Ah Kim, *Nature* **466**, 347 (2010).
22. A. Mesaros, K. Fujita, H. Eisaki, S. Uchida, J.C. Davis, S. Sachdev, J. Zaanen, M.J. Lawler, and Eun-Ah Kim, *Science* **333**, 426 (2011).
23. E. Fradkin, S.A. Kivelson, M.J. Lawler, J.P. Eisenstein, and A.P. Mackenzie, *Ann. Rev. Condens. Matter Phys.* **1**, 153 (2010).
24. A.R. Schmidt, K. Fujita, E.-A. Kim, M.J. Lawler, H. Eisaki, S. Uchida, D.-H. Lee, and J.C. Davis, *New J. Phys.* **13**, 065014 (2011).
25. I. Zeljkovic, E.J. Main, T.L. Williams, M.C. Boyer, K. Chatterjee, W.D. Wise, Yi Yin, M. Zech, A. Pivonka, T. Kondo, T. Takeuchi, Hiroshi Ikuta, J. Wen, Zhijun Xu, G.D. Gu, E.W. Hudson, and J.E. Hoffman, *Nature Mater.* **11**, 585 (2012).
26. S. Shimizu, S. Tabata, H. Mukuda, Y. Kitaoka, P.M. Shirage, H. Kito, and A. Iyo, *Phys. Rev. B* **83**, 214514 (2011).
27. T. Kondo, Y. Hamaya, A.D. Palczewski, T. Takeuchi, J.S. Wen, Z.J. Xu, G. Gu, J. Schmalian, and A. Kaminski, *Nature Phys.* **7**, 21 (2011).
28. Y. Okada, T. Kawaguchi, M. Ohkawa, K. Ishizaka, T. Takeuchi, S. Shin, and H. Ikuta, *Phys. Rev. B* **83**, 104502 (2011).
29. I.M. Vishik, W.S. Lee, R.-H. He, M. Hashimoto, Z. Hussain, T.P. Devereaux, and Z.-X. Shen, *New J. Phys.* **12**, 105008 (2010).
30. A.M. Gabovich, A.I. Voitenko, T. Ekino, Mai Suan Li, H. Szymczak, and M. Pekała, *Adv. Condens. Matter Phys.* **2010**, Article ID 681070 (2010).
31. Y. Wang, L. Li, and N.P. Ong, *Phys. Rev. B* **73**, 024510 (2006).
32. Lu Li, Y. Wang, S. Komiyama, S. Ono, Y. Ando, G.D. Gu, and N.P. Ong, *Phys. Rev. B* **81**, 054510 (2010).
33. D. Podolsky, S. Raghu, and A. Vishwanath, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 117004 (2007).
34. S.A. Kivelson and E.H. Fradkin, *Physics* **3**, 15 (2010).
35. J. Mosqueira, J.D. Dancausa, and F. Vidal, *Phys. Rev. B* **84**, 174518 (2011).
36. I. Ussishkin, S.L. Sondhi, and D.A. Huse, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 287001 (2002).
37. M.N. Serbyn, M.A. Skvortsov, A.A. Varlamov, and V. Galitskii, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 0670021 (2009).
38. A. Levchenko, M.R. Norman, and A.A. Varlamov, *Phys. Rev. B* **83**, 020506 (2011).
39. A. Pourret, P. Spathis, H. Aubin, and K. Behnia, *New J. Phys.* **11**, 055071 (2009).
40. K. Behnia, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 113101 (2009).
41. R. Daou, J. Chang, D. LeBoeuf, O. Cyr-Choinière, F. Laliberté, N. Doiron-Leyraud, B.J. Ramshaw, R. Liang, D.A. Bonn, W.N. Hardy, and L. Taillefer, *Nature* **463**, 519 (2010).
42. I. Martin and C. Panagopoulos, *Europhys. Lett.* **91**, 67001, (2010).
43. А.Ф. Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964).
44. G. Deutscher, *Nature* **397**, 410 (1999).
45. В.М. Свистунов, В.Ю. Таренков, А.И. Дьяченко, И. Хага, *Письма в ЖЭТФ* **71**, №7, 418 (2000).
46. D. Daghero and R.S. Gonnelli, *Sci. Technol.* **23**, 043001 (2010).
47. А. В. Зайцев, *ЖЭТФ* **78**, 221 (1980).
48. G.E. Blonder, M. Tinkham, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. B* **25**, 4515 (1982).
49. S. Ideta, K. Takashima, M. Hashimoto, T. Yoshida, A. Fujimori, H. Anzai, T. Fujita, Y. Nakashima, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, K. Ono, M. Kubota, D.H. Lu, Z.-X. Shen, K.M. Kojima, and S. Uchida, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 227001 (2010).
50. S. Ideta, T. Yoshida, A. Fujimori, H. Anzai, T. Fujita, A. Ino, M. Arita, H. Namatame, M. Taniguchi, Z.-X. Shen, K. Takashima, K. Kojima, and S. Uchida, *Phys. Rev. B* **85**, 104515 (2012).
51. H.F.C. Hoevers, P.J.M. Van Bentum, L.E.C. Van De Leemput, H. Van Kempen, A.J.G. Schellingerhout, and D. Van Der Marel, *Physica C* **152**, 105 (1988).
52. P.J.M. van Bentum, H.F.C. Hoevers, L.E.C. van de Leemput, and H. van Kempen, *J. Magn. Magn. Mater.* **76-77**, 561 (1988).
53. P.J.M. van Bentum, H.F.C. Hoevers, H. van Kempen, L.E.C. Van De Leemput, M.J.M.F. de Nivelte, L.W.M. Schreurs, R.T.M. Smokers, and P.A.A. Teunissen, *Physica C* **153-155**, 1718 (1988).
54. G.D. Mahan, *Many-Particle Physics*, Plenum Press, New York and London (1990).
55. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3451 (1995).
56. R.S. Gonnelli, A. Calzolari, D. Daghero, L. Natale, G.A. Ummarino, V.A. Stepanov, and M. Ferretti, *Eur. Phys. J. B* **22**, 411 (2001).
57. J.Y.T. Wei, N.-C. Yeh, D.F. Garrigus, and M. Strasik, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2542 (1998).
58. G. Koren and T. Kirzhner, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 017002 (2011).
59. H.-S. Chang, H.-J. Lee, and M. Oda, *Phys. Rev. B* **64**, 134504 (2001).
60. N. Bergeal, J. Lesueur, M. Aprili, G. Faini, B. Leridon, and J.-P. Contour, *Nature Phys.* **4**, 608 (2008).
61. A. Larkin and A. Varlamov, *Theory of Fluctuations in Superconductors*, OUP, Oxford (2005).
62. D.S. Inosov, J.T. Park, A. Charnukha, Yuan Li, A.V. Boris, B. Keimer, and V. Hinkov, *Phys. Rev. B* **83**, 214520 (2011).

63. H.-Y. Choi, Y. Bang, and D.K. Campbell, *Phys. Rev. B* **61**, 9748 (2000).
64. M. Franz and A.J. Millis, *Phys. Rev. B* **58**, 14572 (1998).
65. A.L. Solovjov and M.A. Tkachenko, *cond.-mat. 1112.3812v1.pdf* (2011).
66. F. Rullier-Albenque, H. Alloul, and G. Rikken, *Phys. Rev. B* **84**, 014522 (2011).
67. А.Л. Соловьев, В.М. Дмитриев, *ФHT* **32**, 139 (2006) [*Low Temp. Phys.* **32**, 99 (2006)].
68. D. Haug, V. Hinkov, Y. Sidis, P. Bourges, N.B. Christensen, A. Ivanov, T. Keller, C.T. Lin, and B. Keimer, *New J. Phys.* **12**, 105006 (2010).
69. В.Ф. Гантмахер, *ФHT* **37**, 71 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37** 59 (2000)].
70. R. Khasanov, T. Kondo, S. Strässle, D.O.G. Heron, A. Kaminski, H. Keller, S.L. Lee, and T. Takeuchi, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 227002 (2008).
71. J.E. Sonier, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 203202 (2010).

The problem of pseudogap and excess current in Bi2223–Ag contact at $T > T_c$

A.I. D'yachenko, V.Yu. Tarenkov, S.L. Sidorov, V.N. Varyukhin, and A.L. Solovjov

The Andreev spectroscopy method is used to measure the energy gap $\Delta(T)$ of a superconductor, as well as excess current $I_{\text{exc}}(T)$ in normal metal–superconductor Bi_{1.6}Pb_{0.4}Sr_{1.8}Ca_{2.2}Cu₃O₁₀ (Bi2223) contacts. It is shown that the parameter $\Delta(T)$ vanishes at the superconducting transition temperature of cuprate $T_c \approx 110$ K, and the dependence $\Delta(T)$ following the BCS theory. At the same time the excess current $I_{\text{exc}}(T)$ is kept constant up to the temperature $T = T_{\text{pair}} = 180$ K which is considerably higher than $T_c = 110$ K. The obtained result is indicative of a wide temperatures range $T_c < T < T_{\text{pair}}$ in Bi2223 where the Cooper pair condensate begins to form.

PACS: **74.40.–n** Fluctuation phenomena;
74.45.+c Proximity effects; Andreev reflection; SN and SNS junctions;
72.10.–d Theory of electronic transport; scattering mechanisms.

Keywords: Andreev spectroscopy, energy gap, excess current.