

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ В СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ МЕТАЛЛОКСИДЕ $\text{Bi}2223$

В.М.Свистунов*, В.Ю.Таренков, А.И.Дьяченко, И.Хатта*¹⁾

Донецкий физико-технический институт НАН Украины им. А.А.Галкина
340114 Донецк, Украина

* *Nanoelectronics Laboratory, Faculty of Engineering, Hokkaido University
Sapporo 060, Japan*

Поступила в редакцию 24 февраля 2000 г.

Спектроскопические исследования контактов серебро – оптимально допированный $\text{Bi}2223$ выявили, что температурная зависимость параметра Δ соответствует кривой БКШ. В то же время туннельные измерения, проведенные на этой же серии образцов, никакой температурной зависимости энергетической щели Δ не показали. Особенно в туннельной плотности состояний сохранялась при температуре $T > T_c$, отражая проявление температурно-независимой псевдощели E_p . Расхождение данных туннельной и андреевской спектроскопии объясняется тем, что при андреевской спектроскопии измеряется подлинная сверхпроводящая энергетическая щель $\Delta_s(T)$, тогда как пики туннельной проводимости отражают полную энергетическую щель купратов Δ , в которую входит как параметр Δ_s , так и псевдощель E_p , причем параметр $\Delta \approx \sqrt{\Delta_s^2 + E_p^2}$.

PACS: 74.20.-z, 74.50.+g

Одним из наиболее интересных свойств металлооксидных сверхпроводников, обсуждаемых в последнее время, является возможность появления щелеподобной структуры при $eV = E_p$ в спектре нормальных возбуждений купратов [1–6]. Отсутствие общепринятой теоретической модели псевдощели E_p [1, 7, 8], а также возможность неоднозначной трактовки оптических измерений [1, 6] и данных по фотоэмиссии [1, 3–5] показывают необходимость постановки новых экспериментов, позволяющих прояснить взаимосвязь между E_p и сверхпроводящей энергетической щелью Δ_s купратов. Особую роль при этом могут сыграть методы контактной (туннельной и андреевской) спектроскопии.

Туннельная спектроскопия чувствительна к любой щели в спектре квазичастичных возбуждений [9], тогда как андреевское отражение [10] происходит только от сверхпроводящей щели Δ_s . Это обстоятельство стимулировало настоящие исследования, в которых туннельные и андреевские контакты были приготовлены на идентичных образцах купрата $\text{Bi}2223$. В туннельных измерениях наблюдалось отсутствие заметной температурной зависимости наблюдаемой щели Δ при $T \rightarrow T_c$. Выше T_c “туннельная” щель Δ расплывалась в широкую область, которую можно трактовать как проявление псевдощели E_p [11]. В то же время измерения андреевских контактов показали, что характер температурной зависимости энергетической щели $\Delta_s(T)$ купратов близок к кривой БКШ. Существенное различие в температурном поведении туннельных и андреевских спектров позволяет сделать определенные выводы о топологии поверхности Ферми и анизотропии псевдощели в купратных сверхпроводниках.

¹⁾ E.Hatta

Эксперименты проводились как на оптимально допированных, так и на недопированных образцах купрата Bi2223 . Для приготовления туннельных и андреевских контактов типа “контакт на изломе” (“break junction”) использовались керамические пластинки с высокой степенью текстуры [12]. Исходная керамика (95% фазы $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.4}\text{Sr}_{1.8}\text{Ca}_{2.2}\text{Cu}_3\text{O}_x$, $T_c \approx 113\text{ K}$) получалась методом твердофазного синтеза из химически чистых оксидов. В одном экспериментальном цикле изготовлялось десять пластинок размерами $1 \times 0.1 \times 12\text{ мм}$ с впаянными серебряными токовыми и потенциальными контактами. Для получения образцов с дефицитом кислорода половина из приготовленной партии пластинок нагревалась в печи до температуры 845°C и выдерживалась там 2 ч. Затем пластинки быстро ($\sim 3\text{ мин}$) охлаждались до комнатной температуры. В результате такой закалки сопротивление образцов повышалось, а критическая температура падала до $T_c \approx 107\text{ K}$, причем кривая перехода смещалась параллельно $R(T)$ -зависимости для оптимально допированного металлооксида.

Для получения контакта типа break junction пластинка, расположенная на гибкой стальной подложке, заливалась лаком. Подложка изгибалась до образования микротрещины в керамике, что контролировалось по изменению сопротивления образца. В зависимости от неконтролируемых факторов возникал либо туннельный S-I-S ($r_n \sim 50 - 100\text{ Ом}$), либо андреевский S-N-S микроконтакт ($r_n \sim 1 - 5\text{ Ом}$). Здесь S – сверхпроводник, N – нормальное сужение, I – диэлектрик. При больших напряжениях смещения V наблюдался металлический характер проводимости андреевских контактов, тогда как проводимость S-I-S контактов имела типичный для туннельного прохождения электронов параболический вид.

На рис.1 представлены проводимости симметричного S-I-S контакта типа break junction при различных температурах. Сопротивление туннельных контактов при малом напряжении смещения $V = 5\text{ мВ}$ быстро росло с понижением температуры ниже критической температуры T_c купрата, отражая раскрытие энергетической щели Δ_s . Величина критической температуры T_c металлооксида определялась по середине его $R(T)$ перехода. Отношение сопротивления туннельного контакта $r(V)$ при $eV = eV_0 \ll \Delta$ и $eV > \Delta$ в температурном интервале $T \sim 4.2 - 20\text{ K}$ составляло типичную для туннельных контактов величину $r(V_0)/r(V > \Delta) \sim 10^2$. Для всех туннельных контактов был характерен острый пик проводимости при нулевом напряжении смещения, который обусловлен d -симметрией параметра порядка исследуемого сверхпроводника. Как и в работе [12], за значение 4Δ в S-I-S контактах принималось расстояние между максимумами на кривых dI/dV .

Из приведенных на рис.1 туннельных спектров сложно сделать какой-либо вывод о температурной зависимости $\Delta(T)$ (вставка на рис.1). С повышением температуры, как видно из рисунка, уменьшается только отношение $r(V_0)/r(V > \Delta)$. Щелевые характеристики для оптимально допированных ($T_c = 131\text{ K}$) и недопированных ($T_c = 107\text{ K}$) купратов демонстрировали аналогичное поведение.

Качественно иной характер температурной зависимости энергетической щели имели S-N-S контакты, однозначно проявляющие эффект андреевского отражения. На рис.2 представлены характеристики такого контакта, записанные при различных температурах. Как видим, ступенчатая особенность в проводимости при напряжении V_c , соответствующая величине $2\Delta_s(T)$, заметно смещается в сторону меньших энергий при $T \rightarrow T_c$. На вставке рисунка приведены значения $\Delta_s(T)$ для различных

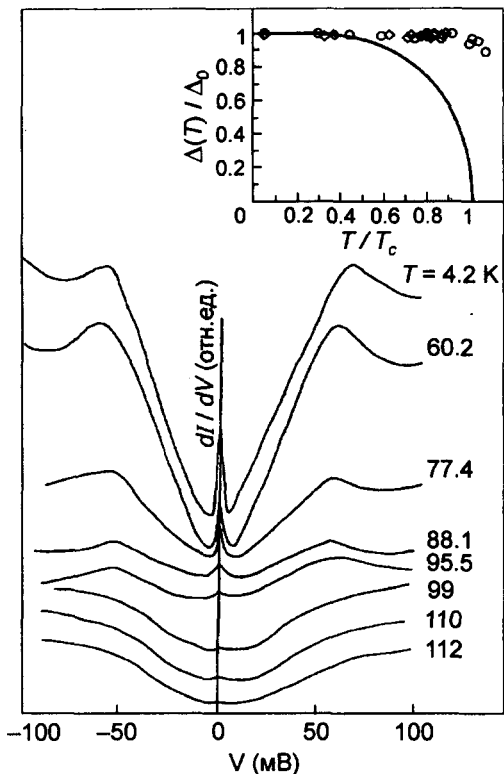


Рис.1. Проводимость туннельного контакта Bi2223-I-Bi2223 при различных температурах. На вставке – значение $\Delta(T)$ исследуемого образца и кривая БКШ

S-N-S контактов. Согласно этим данным, температурная зависимость энергетической щели $\Delta_s(T)$, наблюдаемой в андреевских контактах, подобна кривой БКШ.

Таким образом, полученные разными спектроскопическими методами зависимости $\Delta_s(T)$ и $\Delta(T)$ противоречат друг другу (рис.1, 2). Прежде всего такое расхождение обусловлено тем, что андреевское отражение реализуется только от энергетической щели сверхпроводника $\Delta_s(T)$. В контактах с непосредственной, металлической проводимостью отражение носителей тока от псевдощели имеет квазичастичный характер. При этом нет превращения электронно-подобного состояния в дырочно-подобное, для чего необходим конденсат куперовских пар. При отражении от псевдощели конденсат не участвует, причем флуктуационный характер псевдощели приводит к тому, что такое отражение не является зеркальным. В результате отражение от псевдощели дает вклад в обычное "нормальное" отражение электронов, при котором существенно уменьшается время жизни квазичастиц (растет параметр Дайнса Γ).

Таким образом, каждый из рассмотренных контактных методов дает объективную информацию о спектре возбуждений сверхпроводника, однако эта информация "собирается" из разных участков зоны Бриллюэна. На рис.3 приведена одна четвертая часть зоны Бриллюэна Bi2223, где схематически построены участок поверхности Ферми металлооксида и зависимость $\Delta(\mathbf{k})$ (в предположении $d_x 2-y 2$ волнового спаривания). Заштрихованы области поверхности Ферми, в окрестности которых наблюдается сингулярность Ван-Хова [1] и проявляется псевдощель [2-4], θ – угол между нормалью к плоскости туннельного контакта и кристаллографической осью

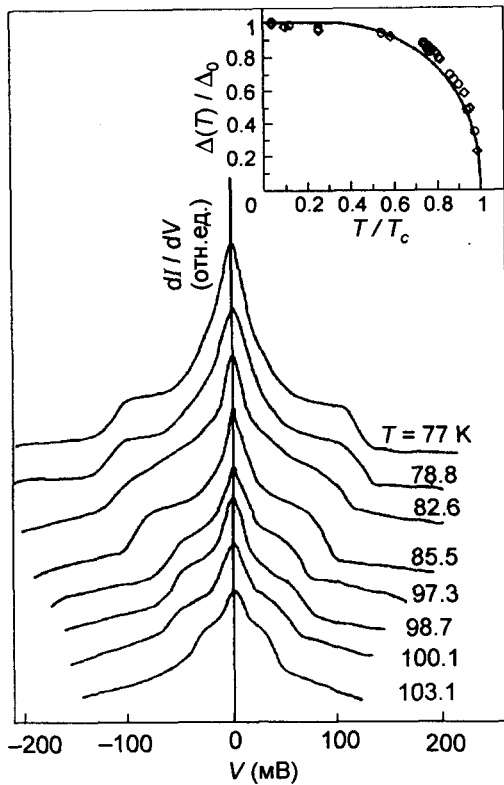


Рис.2. Спектр андреевского отражения, демонстрирующий сверхпроводящую энергетическую щель Δ , в купрате Bi2223 при различных температурах. На вставке – температурная зависимость Δ , и зависимость БКШ

a в плоскости ab . Как правило, угол θ мал (то есть плоскость излома микрокристалла Bi2223 нормальна к оси a или b). Туннелирование реализуется в узком конусе углов с раствором порядка $\theta_0 < 10^\circ$, что объясняется возрастанием эффективной толщины барьера при больших углах θ [9]. Поэтому для однородных туннельных контактов наблюдение щелевой характеристики возможно в интервале углов θ , при которых в конус туннелирования $|\theta| < \theta_0$ попадет хотя бы край поверхности Ферми (рис.3а). В таком случае должна наблюдаться щель $\Delta(\varphi)$, меньшая максимально возможного значения Δ_0 , $\Delta(\varphi) = \Delta_0 \cos(2\varphi)$.

Значение Δ_0 может отражаться только в характеристиках андреевского контакта, если этому не воспрепятствует малое время жизни электронов в области “горячих пятен” (рис.3б), где псевдощель достигает максимума E_p [1, 6]. И действительно, для оптимально допированных образцов (когда влияние псевдощели меньше [4–6]) наблюдаемая в андреевских контактах величина Δ (Bi2223) составляла 52–55 мэВ, тогда как для туннельных контактов значение $\Delta(\varphi)$ не превосходило 40–44 мэВ.

Андреевское отражение не имеет ограничений по углам θ , причем направление движения электронов задается их групповой скоростью (рис.3б). При этом для наблюдения становятся доступными как все участки поверхности Ферми в плоскости k_x, k_y , так и значения энергетической щели для всех направлений θ . Условием наблюдения энергетической щели $\Delta(\mathbf{k})$ сверхпроводника в андреевских контактах является наличие четкого края поверхности Ферми хотя бы для некоторой области углов в плоскости k_x, k_y . Поэтому проявление в характеристиках андреевских

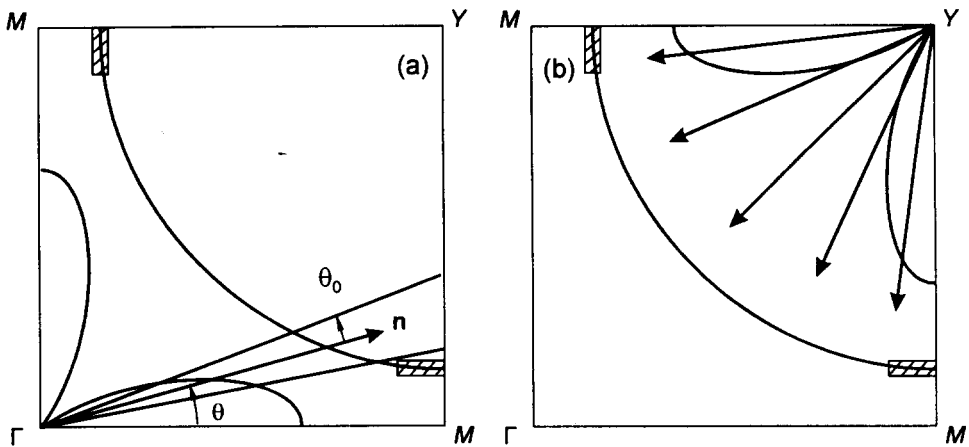


Рис.3. а) Схема, иллюстрирующая направленность тунnelирования в участок поверхности Ферми металлооксида. Плотность контакта перпендикулярна базисной плоскости купрата. Заштрихованы "горячие" участки поверхности Ферми. Поверхность Ферми центрирована около точки Y зоны Бриллюэна. Бабочка $d_{x^2-y^2}$ параметра порядка центрирована около точки Γ. б) Иллюстрация изотропного характера процесса андреевского отражения, позволяющего "прощупать" энергетическую щель для всех участков поверхности Ферми

контактов резкой ступеньки (рис.2) показывает, что в фазе Bi2223 (при различной степени допирования) имеются участки поверхности Ферми, "не испорченные" наличием псевдощели, для которых температурная зависимость $\Delta_s(T)$ близка к кривой БКШ. Иными словами, на этих участках время жизни квазичастиц достаточно велико и поэтому для них приемлем фермижидкостной анализ.

Для туннельного контакта ситуация существенно иная. Узкая направленность туннельного эффекта приводит к тому, что в конус тунnelирования чаще попадают "горячие" участки поверхности Ферми (рис.3а, $\theta < 20^\circ$), где проявляется псевдощель E_p . Как известно [1, 6], псевдощель слабо зависит от температуры, кроме того, в недопированной области величина E_p существенно больше Δ_s [2, 7, 11], что затрудняет наблюдение температурной зависимости эффективной энергетической щели $\Delta \approx \sqrt{\Delta_s^2 + E_p^2}$.

В заключение отметим, что наблюдение резкого края энергетической щели в андреевских контактах металлооксидов (с разной степенью допирования) говорит о возможности применения фермижидкостного описания для значительной части поверхности Ферми купратов (вблизи диагоналей зоны Бриллюэна). В этой области температурная зависимость энергетической щели может быть описана в модели среднего поля. Но такой подход неприемлем в окрестности точек M зоны Бриллюэна, где проявляется псевдощель, то есть энергетическая щель в спектре нормальных возбуждений.

В настоящее время наиболее продвинутой моделью ВТСП, органически включающей в себя страйп-структуры и псевдощель, является модель антиферромагнитного эффекта близости Эмери – Кивельсона [13]. В этой модели при $T < T_c$ сверхпроводящая щель и псевдощель совпадают, что с нашими экспериментальными результатами не согласуется.

Авторы благодарят проф. К.Мукаса (K.Mukasa), М.Ода (M.Oda) и проф. М.Идо (M.Ido) за полезные обсуждения результатов, один из авторов (В.М.С.) признателен Ministry of Education, Science and Culture of Japan за поддержку пребывания в Университете Хоккайдо.

1. Z.-X.Shen and D.S.Dessau, *Physica Reports* **253**, 1 (1995).
2. A.G.Looser, Z.-X.Shen, D.S.Dessau et al., *Science* **273**, 281 (1996).
3. J.M.Harris, A.G.Loser, D.S.Marshall et al., *Phys. Rev.* **B54**, 15665 (1996).
4. D.S.Marshall, D.S.Dessau, A.G.Looser et al., *Phys. Rev. Lett.* **76**, 4841 (1996).
5. M.R.Norman, H.Ding, H.Fretwell et al., *Phys. Rev.* **B60**, 7585 (1999); M.R.Norman, H.Ding, M.Randeria et al., *Nature* **392**, 157 (1998); N.L.Saini, J.Avila, A.Bianconi et al., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 3467 (1997).
6. J.Demsar, B.Podobnik, V.V.Kabanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4918 (1999); D.Mihailovic, T.Mertelj, and K.A.Müller, *Phys. Rev.* **B57**, 6116 (1998).
7. V.J.Emery and S.A.Kivelson, cond-mat/9902179, 11 February 1999; M.R.Norman, M.Randeria, H.Ding, and J.C.Campuzano, *Phys. Rev.* **B57**, R11093 (1998); O.Tchernyshov, *Phys. Rev.* **B56**, 3372 (1997).
8. J.W.Loram, K.A.Mirza, J.R.Cooper, and J.L.Tallon, *Physica* **C282-287**, 1405 (1997); J.Bok and J.Bouvier, *Physica* **C274**, 1 (1997).
9. Е.Л.Вольф, *Принципы электронной туннельной спектроскопии*, Киев: Наукова Думка, 1990 (E.L.Wolf, *Principles of electron tunneling spectroscopy*, New York, Oxford Univ. Press, 1985).
10. А.Ф.Андреев, *ЖЭТФ* **46**, 1823 (1964).
11. Ch.Renner, B.Revaz, J.-Y.Genoud et al., *Phys. Rev. Lett.* **80**, 149 (1998); T.Ekino, Y.Sezaki, and H.Fujii, *Phys. Rev.* **B60**, 6916 (1999); D.Mihailovic, V.V.Kabanov, K.Žagar, and J.Demsar, *Phys. Rev.* **B60**, 6995 (1999).
12. В.М.Свистунов, В.Ю.Таренков, А.И.Дьяченко, Р.Аоки, *ФТТ* **39**, 1764 (1997).
13. V.J.Emery, S.A.Kivelson, and J.M.Tranquada, *Proc. Natl. Acad. USA* **96**, 8814 (1999); *Phys. Rev.* **B59**, 14712 (1999).