Физика низких температур, 1996, т. 22, № 3, с. 267–270 УДК 539.292

Влияние давления на линейный фон туннельной проводимости сверхпроводящих металлооксидов

В. Ю. Таренков, А. И. Дьяченко, А. В. Абалешев, В. М. Свистунов

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail:dyach@sts.dipt.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 28 августа 1995 г., после переработки 3 октября 1995 г.

Исследовано влияние гидростатического (для 10 кбар) давления на туннельную проводимость $G(V)$ контактов на основе висмутовой Bi2223 (T_c = 110 K) керамики. Показано, что изменения линейного, пропорционального напряжению $|V|$ фона в $G(V)$ под давлением происходят существенно быстрее, чем изменения проводимости G_0 при нулевом напряжении смещения $V = 0$. Этот результат указывает на отсутствие прямой связи аномального, пропорционального $|V|$ фона в туннельных кривых ВТСП со спецификой высокотемпературной сверхпроводимости.

Досліджено вплив гідростатичного (до 10 кбар) тиску на тунельну провідність $G(V)$ контактів на основі вісмутової Bi2223 (T_c = 110 K) кераміки. Показано, що зміна лінійного, пропорційного напрузі $|V|$ фону в $G(V)$ під тиском проходить значно швидше, ніж зміна провідності G_0 при нульовій напрузі зміщення $V = 0$. Цей результат вказує на відсутність прямого зв'язку аномального, пропорційного $|V|$ фону в тунельних кривих ВТНП з специфікою високотемпературної надпровідності.

Часто отмечающейся исследователями особенностью характеристик туннельных контактов с высокотемпературными сверхпроводниками является присутствие линейного фона в туннельной проводимости $G(V) = G_0 + \gamma|V|$, который наблюдается для широкого интервала напряжений смещения $V \le 0{,}5$ В [1,2]. Такое поведение резко отличается от обычной параболической зависимости туннельной проводимости в контактах металл—диэлектрик—металл [3]. Природа линейного фона $\gamma|V|$ обсуждалась в большом числе работ порой с противоположных позиций. Так, в работах [4,5] линейный фон связывается с плотностью состояний $N(\varepsilon)$ купратов, а в [6] он трактуется в рамках неупругого туннелирования. Обилие альтернативных моделей, объясняющих природу линейного фона (см. обзоры [1,2] и ссылки в [6]), показывает необходимость проведения дополнительных экспериментальных исследований, способных расширить представление об этом явлении.

В настоящей работе изучено влияние гидростатического давления $P \le 10$ кбар на проводимость $G(V)$ туннельных контактов, приготовленных из керамики Bi2223 (T_c = 110 K). Обнаружено, что с увеличением давления линейный фон $\gamma|V|$ возрастает существенно быстрее, чем проводимость контактов при нулевом напряжении смещения. Полученный результат можно объяснить вкладом в туннельную проводимость примесных локализованных состояний в барьере.

Туннельные образцы приготавливались из тонких керамических пластин размерами 0,2×1×10 мм, полученных прессованием порошка керамики $Bi_{1,6}Pb_{0,4}Sr_{1,8}Ca_{2,2}Cu_3O_x$ (T_c = 100 K) между наковальнями с последующим отжигом при температуре 840–845 °C. Переходное сопротивление токовых и потенциальных контактов из серебра составляло $R \approx 10^{-7}$ Ом·см^2. По структуре туннельные переходы делились на планарные, образованные напылением в вакууме металлического электрода из Pb или In на свежий скол керамической пластины, и контакты типа «break junction», получаемые при изломе керамической пластинки, предварительно обработанной лаком на гибкой подложке. Симметричные S–I–S контакты типа «break junction» обладали высокой стабильностью начального сопротивления, что позволило исследовать их характеристики при многократном наборе и сбросе давления. Гидростатическое давление создавалось в камере типа поршень—цилиндр. В контейнер помещался образец, манганиновый датчик давления и термометр из медной проволоки.

На рис. 1 показано влияние давления на проводимость контакта типа «break junction», нормированную на проводимость в нуле напряжения (T = = 77,3 K). Зависимости $G_{V=0}$ и $\gamma|V|$ от давления P

© В. Ю. Таренков, А. И. Дьяченко, А. В. Абалешев, В. М. Свистунов, 1996

имеют экспоненциальный вид (левая вставка на рис. 1), что указывает на туннельный характер протекания тока [3,7], когда $G \sim \exp(-2kd)$, $k = (2m\varphi/\hbar^2)^{1/2}$, d — толщина, φ — высота, m — эффективная масса электрона в барьере. Туннельный механизм протекания тока доказывается также существованием энергетической щели сверхпроводящего металлического инжектора при температуре $T = 4{,}2$ K, а для образцов типа «break junction» — щелевых особенностей висмутового металлооксида (правая вставка на рис. 1).

Как видно из рис. 1, по мере роста давления угол наклона ветвей нормированной проводимости увеличивается на 50–100% при $P \leq 10$ кбар, что указывает на существенно разную скорость изменения с давлением линейного фона $\gamma|V|$ и проводимости в нуле напряжения G_0. Фактически этот результат означает, что G_0 и $\gamma|V|$ определяются разными туннельными экспонентами (левая вставка на рис. 1), а значит, и разными каналами туннелирования. В то же время в моделях [1–6] сделана попытка объяснения линейного фона в рамках «обычного» прямого туннелирования, тогда как G_0 и $\gamma|V|$ пропорциональны одному и тому же коэффициенту $D \sim \exp(-2kd)$ прохождения через бесструктурный барьер (рис. 2), что с экспериментом (рис. 1) не согласуется.

Многоканальность туннельных процессов с существенно разными туннельными экспонентами возникает, когда в барьере имеются локализованные состояния. В таком случае проводимость прямого туннелирования $G_T \sim \exp(-2d/a_0)$, и резонансное туннелирование через одиночные (и двойные) уровни дает вклад в проводимость $G_1 \sim \exp(-d/a_0)$ [8], а при участии в туннелировании двух резонансных уровней с испусканием реальных фононов (рис. 2) соответствующий вклад — $G_2 \sim \exp(-2/3d/a_0)$ [9] (a_0 — радиус локализованного состояния).

Резонансное туннелирование через локализованные уровни может объяснить появление линейного фона $\gamma|V|$ в туннельной проводимости металлооксидов, если плотность локализованных состояний в барьере $\nu(E)$ линейно зависит от энергии E, $\nu(E) \sim |E|$. Тогда, согласно работе [8], в туннельной проводимости появится линейный фон

$$G_1 = \gamma|V| \sim \left(e^2/\pi\hbar\right) a_0\Gamma_1|V|, \qquad (1)$$

где $\Gamma_1 = \Gamma_0 \exp(-d/a_0)$, Γ_0 — характерная энергия локализованного состояния в барьере, причем

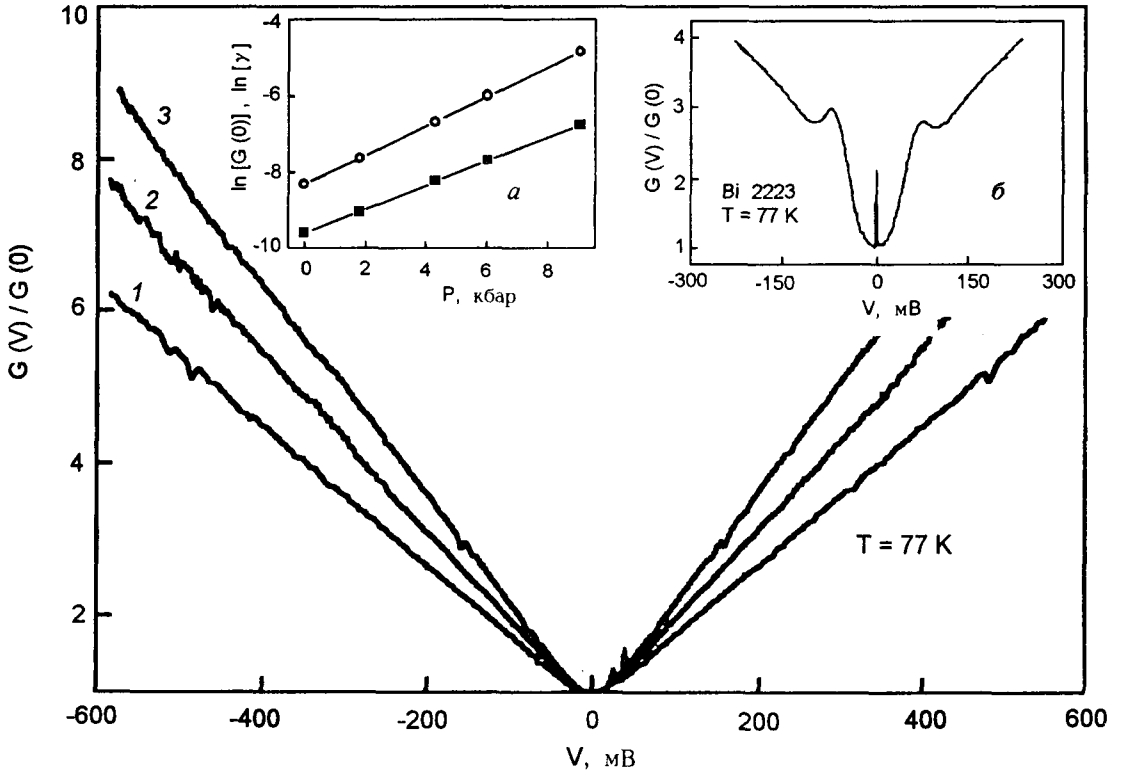

Рис. 1. Влияние давления P на нормированную проводимость туннельного контакта типа «break junction» в текстурированной керамике Bi2223 (T_c = 110 K) при T = 77,3 K: P = 0 (*1*); 6 (*2*); 9 (*3*) кбар. На вставках влияние давления на проводимость контакта $G(0)$ в нуле напряжения (■) и линейного фона γ (○) (*а*); пример щелевой характеристики изучаемых контактов (*б*).

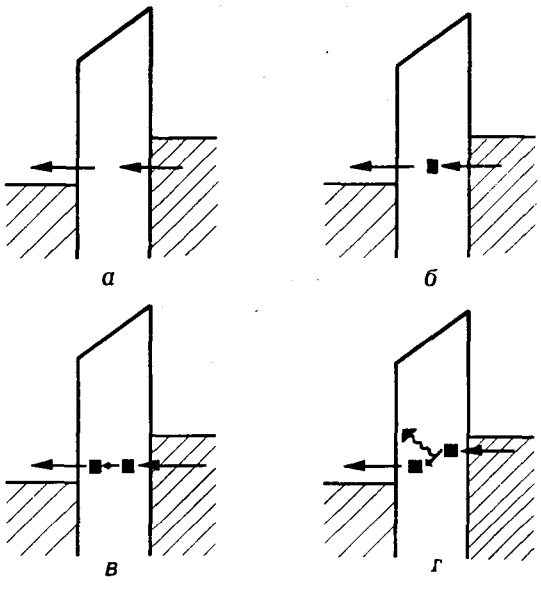

Рис. 2. Возможные каналы туннелирования в присутствии локализованных состояний в барьере: прямое туннелирование (*а*); туннелирование через резонансный уровень в центре барьера (*б*); упругое туннелирование через два резонансных уровня (*в*); неупругое туннелирование через два резонансных уровня с испусканием реального фонона внутри барьера (*г*).

соответствие $\nu(E) \sim |E|$ приводит к температурной зависимости $G_1(V = 0, T) \sim T$, согласующейся с экспериментом. Линейное поведение $\nu(E) \sim |E|$ возникает, если в двумерной системе барьерных примесных уровней имеется «мягкая» кулоновская щель [10]. Тогда $\nu(E) \sim |E|$ при $|E| \le E_c$, а линейный фон (1) в туннельной проводимости проявится до напряжений $eV_c = 2E_c$. Здесь «ширина» щели $E_c \sim e^2/\kappa r$ [10], κ — диэлектрическая проницаемость; r — среднее расстояние между примесями; появление двойки связано с тем, что резонансные уровни расположены в центре барьера, поэтому их уровень Ферми сдвинут на $eV/2$ относительно уровня Ферми левого электрода. При плотности локализованных уровней $n_L = 4 \cdot 10^{13}$ см$^{-2}$ [11] и $\kappa = 4$ параметр $V_c \cong 0{,}5$ В, что согласуется с наблюдаемым диапазоном напряжений линейного фона в туннельной проводимости (рис. 1).

Таким образом, модель туннелирования через локализованные состояния может объяснить появление линейного фона, однако она противоречит наблюдаемой реакции проводимости контактов на давление. Согласно (1), отношение $\gamma|V|/G_0 \sim \exp(d/a_0)$ должно убывать с ростом давления, тогда как в эксперименте наблюдается рост $\gamma|V|/G_0$ (рис. 1). Ситуация не изменяется, если реализуется туннелирование через два резонансных уровня с испусканием реальных фононов (рис. 2), когда вклад в проводимость $G_2 \sim \exp(-2/3d/a_0)|V|^{4/3}$ [9]: туннельный фон G_0 меняется быстрее G_2, поэтому должно наблюдаться не сближение (рис. 1), а расхождение ветвей туннельных кривых. Кроме того, эксперимент (рис. 1) лучше согласуется с зависимостью $\gamma|V|$, чем с нелинейным поведением $G_2 \sim |V|^{4/3}$.

Отмеченное несоответствие устраняется, если в обсуждаемой модели резонансного туннелирования учесть перекрытие локализованных уровней. При достаточно большой плотности уровней реакция отношения $\gamma|V|/G_0$ на давление может измениться на противоположную. Известно, что перекрытие примесных состояний в окрестности андерсоновского перехода диэлектрик—металл [12] приводит к росту их радиуса локализации a_0. Давление увеличивает плотность уровней, поэтому, используя гипотезу универсальности, можно записать $a_0(P) \sim a(0)(1 - P/P_c)^{-n}$ [12]. Здесь $a(0)$ — радиус примесного состояния вдали от перехода диэлектрик—металл; критический индекс $n \approx 0{,}8$ [13], P_c — критическое давление, при котором в системе примесных состояний происходит фазовый переход диэлектрик—металл, т.е. барьер «металлизируется». В окрестности андерсоновского перехода «мягкая» кулоновская щель сохраняется, и плотность состояний имеет вид $\nu(E) \sim |E|$, $|E| \le E_c$, хотя параметр E_c несколько уменьшается [13]. В этой области $P_c << Y$, где Y — модуль Юнга для диэлектрического барьера. Поэтому для резонансного туннелирования через примесные состояния проводимость $G_1 \sim |V| \exp(-d/a_0(P))$ сильнее зависит от давления, чем обычная туннельная проводимость G_T, которая с плотностью примесных состояний не связана. Численное моделирование показывает, что в предлагаемой модели изменение с давлением отношения $G_1/G_T \approx \approx \gamma|V|/G_0$ соответствует эксперименту (рис. 1), если $Y \sim 10^3$ кбар [14], $P_c \sim 100$ кбар, а толщина барьера $d \le 10a_0$ (при больших величинах отношения d/a_0 учет конечной высоты барьера [3] приводит к заметному искажению линейного фона).

В заключение отметим, что существование локализованных уровней в контактах с металлокерамиками показано в многочисленных публикациях (см., например, ссылки в [11]). Если для таких состояний реализуется «мягкая» кулоновская щель $\nu(E) \sim |E|$, то резонансное туннелирование позволяет объяснить наблюдаемые эффекты: линейный фон $\gamma|V|$ в туннельной проводимости и его

реакцию на давление без привлечения «экзотических» механизмов сверхпроводимости [1–6].

Работа выполнена в рамках проектов «Экситон» и «Сэндвич» при поддержке Государственного комитета Украины по науке и технологиям и Комитета Сороса по индивидуальным грантам (АИД, ВЮТ, ВМС) и грантом ISSEP SPU 042058 (ВМС).

1. J. R. Kirtley, *Int. J. Mod. Phys.* **4**, 201 (1990).
2. V. M. Svistunov, I. Iguchi, A. M. Belogolovskii, and A. I. Khachaturov, *Mod. Phys. Lett.* **B8**, 407 (1994).
3. Е. Л. Вольф, *Принципы электронной туннельной спектроскопии*, Наукова думка, Киев (1990).
4. P. W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 132 (1988).
5. C. M. Varma, P. W. Littlewood, S. Schmitt-Rink, E. Abrahams, and A. E. Ruckenstein, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1996 (1989).
6. J. R. Kirtley, S. Washburn, and D. J. Scalapino, *ФНТ* **18**, 556 (1992).
7. В. М. Свистунов, М. А. Белоголовский, О. И. Черняк, *УФН* **151**, 31 (1987).
8. А. И. Ларкин, К. А. Матвеев, *ЖЭТФ* **93**, 1030 (1987).
9. Л. И. Глазман, К. А. Матвеев, *ЖЭТФ* **94**, 332 (1988).
10. A. L. Efros and B. I. Shklovski, *J. Phys. C: Solid State Phys.* **8**, L49 (1975).
11. J. Halbritter, *Phys. Rev.* **B46**, 14861 (1992-II).
12. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос, *Электронные свойства легированных полупроводников*, Москва, Наука (1968).
13. А. Г. Забродский, К. Н. Зиновьева, *ЖЭТФ* **86**, 727 (1984).
14. J. S. Schilling and S. Klotz, in: *Physical Propetries of High Temperature Superconductors*, Vol. III, D. M. Ginsberg (ed.), World Scientific, Singapore (1992).

Effect of high pressures on the linear background of tunnel conductivity of superconducting metal oxides

V. Yu. Tarenkov, A. I. D'yachenko, A. V. Abalioshev, and V. M. Svistunov

The effect of high pressures (up to 10 kbar) on the tunnel conductivity $G(V)$ of contacts based on bismuth Bi 2223 (T_c = 110 K) ceramics is investigated. It is shown that the linear background in the differential conductivity increases more quickly than the conductivity G_0 at zero-bias voltage that is the evidence for the absence of direct relation between an anomalous background (proportional to $|V|$) in the HTS tunnel curves and HTS mechanisms.