Физика низких температур, 1996, т. 22, № 6, с. 605–608

Туннелирование в нормальное состояние металлооксидных сверхпроводников

В. М. Свистунов, А. И. Хачатуров, М. А. Белоголовский, О. И. Черняк

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины, Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72

Показано, что некоторые принципы, общепринятые в туннельной спектроскопии обычных сверхпроводников, перестают быть справедливыми для металлооксидов. Барьерная характеристика симметричного контакта, образованного двумя металлооксидами с малой энергией Ферми, не обязательно имеет форму параболы. В некоторых случаях в зависимости от параметров барьера в туннельной проводимости может наблюдаться нулевая аномалия типа «пик проводимости». Более того, при больших значениях потенциального барьера или малых его толщинах характеристика убывает во всей исследуемой области напряжений смещения.

Показано, що деякі принципи, загально прийняті у тунельній спектроскопії звичайних надпровідників, перестають бути доречними до металооксидів. Бар'єрна характеристика симетричного контакту, утвореного двома металооксидами з малою енергією Фермі, не обов'язково має форму параболи. У деяких випадках у залежності від параметрів бар'єру в тунельної провідності може спостерігатися нульова аномалія типу «пік провідності». Більш того, при великих значеннях потенційного бар'єру або малих його товщинах характеристика спадає по всій дослідженій області напруги зміщення.

В настоящее время хорошо известно, что нормальные характеристики металлооксидных соединений являются столь же необычными, как и их сверхпроводящие свойства. Это в полной мере относится и к их туннельным характеристикам, измеренным в широком диапазоне напряжений смещения V. Последние, в частности, могут иметь не только характерный для обычных переходов металл — изолятор — металл рост дифференциальной проводимости с увеличением V, но и ее падение либо в целом в широкой области напряжений, или же в виде пика проводимости при $V = 0$. Для объяснения этого факта в работе [1] было высказано предположение о существенном вкладе неупругих процессов туннелирования в форму туннельной проводимости ВТСП соединений и показано, что в зависимости от природы контакта она может изменять свое поведение от монотонного роста при увеличении V до падения с максимумом при $V = 0$. В настоящей работе с помощью простой модельной схемы будет показано, что подобные зависимости могут быть результатом наличия в электронном спектре ВТСП материала зоны с химическим потенциалом, лежащим вблизи ее дна. В этом плане наше предположение близко к довольно популярной в последнее время гипотезе о принципиальной роли ван-хововских особенностей электронной плотности в формировании высокотемпературного состояния [2].

Вслед за авторами работ [3,4] полагаем, что потенциальный барьер имеет трапецеидальную форму $\varphi(z, V) = \varphi_1 + (z/d)(\varphi_2 - eV - \varphi_1)$, где φ_1 и φ_2 — высоты потенциального барьера при нулевом напряжении смещения на переходе, d — толщина изолирующего слоя. Прозрачность $P(E_z)$ такого барьера определяется формулой

$$P(E_z) = Q(E_z, eV) \exp\left[-\left(\frac{A_d}{\varphi_2 - eV - \varphi_1}\right) \times \right.$$

$$\left. \times \left\{(\varphi_2 - eV - E_z)^{3/2} - (\varphi_1 - E_z)^{3/2}\right\}\right], \quad (1)$$

где $A_d = 4\sqrt{2m}\, d/3\hbar$; E_z — часть кинетической энергии электрона, определяемая перпендикулярной к переходу составляющей импульса k_z; $Q(E_z, eV)$ — предэкспоненциальный множитель, который в ВКБ-приближении порядка единицы. Поскольку в настоящей работе нас интересовали в первую очередь эффекты широкомасштабные по напряжению, для простоты вычислений температура полагалась равной нулю.

Для расчета туннельной проводимости использовалась формула для туннельного тока, полученная в [4]:

© В. М. Свистунов, А. И. Хачатуров, М. А. Белоголовский, О. И. Черняк, 1996

$$J(V) = \frac{4\pi me}{h^3}\left\{eV\int_0^{E_{F1}-eV} P(E_z, V)\,dE_z + \int_{E_{F1}-eV}^{E_{F1}} (E_{F1} - E_z)P(E_z, V)\,dE_z\right\}. \qquad (2)$$

Это выражение справедливо, когда энергия Ферми начального электрода, из которого туннелирует электрон, не превышает энергии Ферми противоположного электрода $E_{F1} \le E_{F2}$. В противном случае при $E_{F1} > E_{F2}$ выражение для $J(V)$ несколько видоизменяется:

$$J(V) = \frac{4\pi me}{h^3}\left\{eV\int_{E_{F1}-E_{F2}-eV}^{E_{F1}-eV} P(E_z, V)\,dE_z + \int_{E_{F1}-eV}^{E_{F1}} (E_{F1} - E_z)P(E_z, V)\,dE_z\right\}. \qquad (3)$$

На рис. 1 представлены результаты расчетов для симметричных контактов, у которых $\varphi_1 = \varphi_2$ и $E_{F1} = E_{F2} = E_F$. Последнее условие выполняется автоматически в контактах на микротрещинах. В других типах туннельных структур оно справедливо, если оба электрода изготовлены из одного и того же материала. Симметричный переход может также реализоваться и в контактах с несимметричными обкладками, когда металлический электрод входит в непосредственное соприкосновение с одной из гранул исследуемого вещества, а туннельный процесс имеет место между двумя соседними зернами в глубине материала.

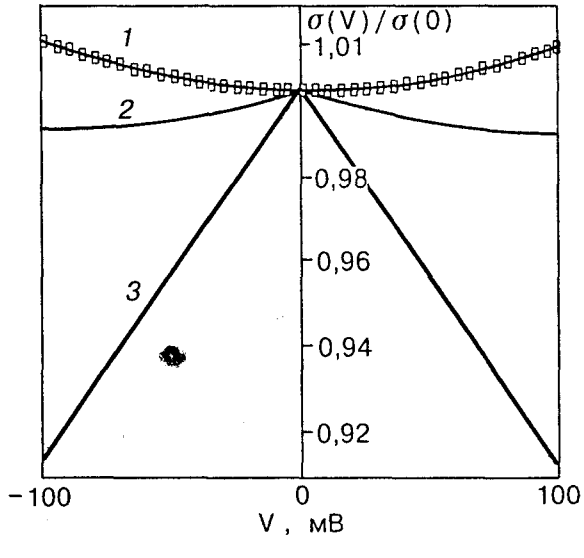

Рис. 1. Влияние энергии Ферми на вид дифференциальной проводимости симметричного туннельного контакта с $\varphi_1 = \varphi_2 = 3$ эВ и $d = 10$ Å при $E_{F1} = E_{F2}$, эВ: 5 (точки); 3 (кривая *1*); 1 (кривая *2*); 0,5 (кривая *3*).

Ранее на основании работы [3] считалось, что вид туннельной проводимости $\sigma(V)$ качественно не зависит от энергии Ферми. Наши результаты, полученные для прямоугольного туннельного барьера ($\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$) с фиксированной высотой $\varphi = 3$ эВ и толщиной $d = 10$ Å, показывают, что это справедливо лишь для сравнительно больших значений фермиевских энергий. Действительно, результаты расчетов дифференциальной проводимости для контакта с $E_{F1} = E_{F2} = 5$ эВ, представленные на рис. 1 точками, совпадают с результатами для контакта с $E_{F1} = E_{F2} = 3$ эВ (кривая *1*, рис. 1). Однако при малых E_F характер зависимости туннельной проводимости от напряжения радикально изменяется. Так, уже при $E_{F1} = E_{F2} = 1{,}0$ эВ (кривая *2*, рис. 1) наблюдается нулевая аномалия типа «пик проводимости», а при $E_{F1} = E_{F2} = 0{,}5$ эВ (кривая *3*, рис. 1) зависимость $\sigma(V)$ убывает во всем исследуемом диапазоне напряжений.

Проведенные вычисления показали, что при малых значениях $E_F < 1$ эВ общий вид $\sigma(V)$ весьма чувствителен и к толщине изолирующего слоя d: если при достаточно больших значениях толщин $d = 15-20$ Å кривая $\sigma(V)$ имеет обычную параболическую форму, то уже при $d = 10$ Å характер зависимости проводимости от напряжения претерпевает драматические изменения. Учитывая, что во многих типах переходов (например, в прижимных контактах) толщина перехода d может легко изменяться (зачастую неконтролируемым образом), становится понятным, почему в одних и тех же экспериментах наблюдается широкий спектр кривых $\sigma(V)$. При малых E_F форма кривой $\sigma(V)$ чувствительна и к высоте туннельного барьера φ. Оказывается, что туннельная проводимость принимает привычную параболическую форму лишь при высотах потенциального барьера меньших E_F.

Выскажем некоторые простые соображения, которые, на наш взгляд, достаточны для качественного понимания сути наблюдаемых эффектов. Сама по себе зонная плотность состояний обычного трехмерного металла со сферической поверхностью Ферми убывает по корневому закону $N(E)/N(0) = (1 - E/E_F)^{1/2}$. В случае туннельной спектроскопии обычных металлов с большим энергиями Ферми этим обстоятельством можно пренебречь, поскольку при малых напряжениях плотность состояний можно считать постоянной, а при

больших напряжениях, когда уменьшение плотности состояний $\Delta N(E)$ достигает существенной величины, поведение туннельной проводимости определяется экспоненциально растущей вероятностью туннелирования $P(E_z, V)$. В случае металлооксидных соединений с малой группой носителей с $E_F < 1$ eV плотность состояний заметно уменьшается уже при малых напряжениях, когда возрастание вероятности туннелирования $P(E_z, V)$ можно считать несущественным. При условии $P(E_z, V) = \text{const}$ из (1) находим, что туннельная плотность состояний $N_T = \sigma(V)/\sigma(0) = 1 - eV/E_F$ линейно убывает с ростом V, т. е. ведет себя подобно кривой *3* на рис. 1.

Перейдем к рассмотрению несимметричных туннельных контактов, один из электродов которых — обычный металл, а второй отличается малой энергией Ферми. В этом случае при подаче отрицательного смещения на электрод с малым значением E_F по-прежнему используется выражение (2), в то время как при обратном напряжении справедливо выражение (3). В результате этого одна ветвь кривой $\sigma(V)$ будет аномальной, а вторая — обычной. Туннельная проводимость такого контакта имеет вид параболы (рис. 2), центр которой смещен на некоторую конечную величину $V_{см}$, несмотря на то что сам потенциальный барьер имеет симметричную прямоугольную форму. Отметим, что ранее такой сдвиг объяснялся исключительно асимметрией потенциального барьера $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ [3].

Разлагая формулу (2) по степеням eV/φ, получаем приближенное выражение для туннельной проводимости симметричного контакта ($\varphi_1 = \varphi_2$ и $E_{F1} = E_{F2} = E_F$)

$$\frac{\sigma(V)}{\sigma(0)} = 1 + \frac{\beta}{\alpha}|V| + \frac{\gamma}{\alpha}V^2 , \qquad (4)$$

где

$$\alpha = \frac{8}{9}\frac{1}{A_d^2}\left[\left(\frac{3}{2}A_d\sqrt{\varphi}+1\right)\exp\left(-\frac{3}{2}A_d\sqrt{\varphi}\right) + \left(A_d\sqrt{\varphi}+1\right)\exp\left(-\frac{3}{2}A_d\sqrt{\varphi+E_F}\right)\right] ;$$

$$\beta = -\exp\left(-\frac{3}{2}A_d\sqrt{\varphi+E_F}\right) ;$$

$$\gamma = \frac{1}{8}\varphi^{-1/2}\left[\left(\frac{3}{4}A_d - \varphi^{-1/2}\right)\exp\left(-\frac{3}{2}A_d\sqrt{\varphi}\right) - \frac{9}{4}A_d\exp\left(-\frac{3}{2}A_d\sqrt{\varphi+E_F}\right)\right] .$$

Для туннельных контактов с металлическими электродами, высота потенциального барьера φ и энергия Ферми которых составляют обычно несколько электрон-вольт, $A_d\sqrt{\varphi} \gg 1$,

$$\exp\left(-\frac{3}{2}A_d\sqrt{\varphi+E_F}\right) \approx 0 ,$$

приведенная формула совпадает с соответствующим выражением работы [3] $\sigma(V)/\sigma(0) = 1 + 9/128\, A_d^2(eV)^2/\varphi$.

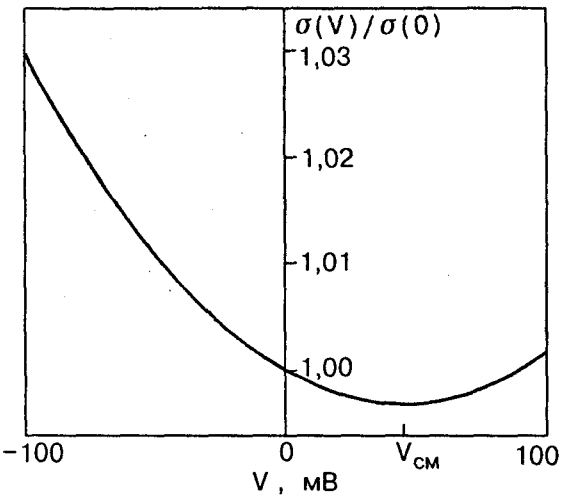

Рис. 2. Дифференциальная проводимость туннельного контакта ($\varphi_1 = \varphi_2 = 2$ эВ, $d = 10$ Å), образованного металлами с $E_{F1} = 5$ эВ и $E_{F2} = 1$ эВ.

Заключение

В отличие от контактов на основе обычных металлов функциональная зависимость дифференциальной проводимости туннельных переходов металлооксидных соединений чрезвычайно чувствительна к значению барьерных параметров: высоте и ширине. Эти величины зависят от многих (в том числе и мало контролируемых) факторов, вследствие чего они могут существенно различаться по своим значениям даже в экспериментах одной и той же исследовательской группы. Именно это обстоятельство, по нашему мнению, является основной причиной того многообразия зачастую противоречивых туннельных данных, которые имеются на сегодняшний момент в литературе.

Работа выполнена в рамках проектов «Сэндвич» и «Экситон» при поддержке Государственного комитета Украины по вопросам науки и технологий и гранта Комитета Сороса ISSEP SPU 042058 (ВМС).

1. J. R. Kirtley, *Phys. Rev.* B47, 11379 (1993).
2. M. L. Horbach and H. Kajuter, *Int. J. Mod. Phys.* B9, 1067 (1995).
3. W. F. Brinkman, R. C. Dynes, and J. M. Rowell, *J. Appl. Phys.* 41, 1915 (1970).
4. R. B. Floyd and D. G. Walmsley, *J. Phys. C: Solid State Phys.* 11, 4601 (1978).

Tunneling into normal state of metaloxide superconductors

V. M. Svistunov, A. I. Khachaturov, M. A. Belogolovskii, and O. I. Chernyak

It is found that some principles that are almost universally accepted in the tunneling spectroscopy of conventional superconductors cease to be true in the spectroscopy of metal oxides. The barrier characteristic for a symmetrical tunnel contact formed by two metal oxides is not always a rough parabola. In some cases depending on the barrier parameters the normal state metal oxide tunneling conductance exhibits a «resistance-type» zero bias anomaly. Moreover, for reasonably large potential barrier height and/or for small barrier thickness this characteristic decreases with voltage throughout the whole range under study.