Письма в ЖЭТФ, том 78, вып. 9, с. 1036 – 1038 © 2003 г. 10 ноября

Влияние нулевых аномалий в электронной плотности состояний электродов на спектр неупругого туннелирования

А. И. Хачатуров[1)]

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины 83114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 20 августа 2003 г.

Показано, что минимум в электронной плотности состояний одного из электродов, расположенный вблизи поверхности Ферми, сдвигает пики в спектре неупругого туннелирования в сторону больших напряжений. Найдено, что величина сдвига зависит от значения корреляционного параметра и возрастает с увеличением температуры. Утверждается, что лишь совместное наблюдение сдвига локальных особенностей неупругого туннелирования и наличие широкомасштабной нулевой аномалии в дифференциальной проводимости может служить достаточно убедительным доказательством существования соответствующей особенности в электронной плотности металлооксидных и магниторезистивных материалов.

PACS: 73.40.–c

Возможность проявления в дифференциальной проводимости $\sigma(V)$ туннельных контактов металл – неупорядоченный материал нулевой особенности корневого типа была предсказана Альтшуллером и Ароновым в [1]. Детальные экспериментальные исследования, проведенные на аморфных сплавах $\mathrm{Ge}_{1-x}\mathrm{Au}_x$ [2], пленках висмута [3] и неупорядоченных пленках алюминия [4], позволяют считать доказанным тот факт, что минимум в электронной плотности состояний неупорядоченного электрода, находящегося в непосредственной близости к переходу металл–изолятор, находит свое отражение в дифференциальной туннельной проводимости в виде нулевой аномалии корневого типа

$$\sigma(V) = \sigma_0(1 + \alpha\sqrt{|V|}). \tag{1}$$

Поэтому, когда авторы работы [5] обнаружили, что возрастание туннельной проводимости металлооксидных соединений, утративших в силу технологических причин свои сверхпроводящие свойства, пропорционально корню из V, они сочли возможным привлечь для объяснения этого факта эффекты межэлектронного взаимодействия.

Однако в случае металлооксидных соединений дело осложняется тем, что корневая особенность не является единственной нулевой аномалией в их туннельной проводимости. Гораздо чаще в туннельных экспериментах на металлооксидных соединениях наблюдается линейная зависимость проводимости $\sigma(V)$ от модуля V (см., например, работы [6, 7] и ссылки в них):

$$\sigma(V) = \sigma_0(1 + \beta|V|). \tag{2}$$

В работе [8] было высказано предположение, что эти оба эффекта имеют общую природу. По мнению авторов, в зависимости от величины разупорядочения показатель степени при приложенном напряжении смещения на переходе может принимать любые значения в интервале от 0.5 до 1.0. Этот же подход для интерпретации подобных явлений в туннельной проводимости магниторезистивных материалов использовался в работе [9].

В связи с этим необходимо заметить, что само по себе наличие в экспериментальной кривой нулевой особенности отнюдь не доказывает существования соответствующей аномалии в плотности состояний исследуемого вещества $N(E)$. Дифференциальная проводимость не является, как это утверждается в [9], прямой мерой плотности состояний исследуемых электродов хотя бы потому, что существуют и другие факторы, способные оказывать существенное влияние на ее поведение. По этой причине в настоящее время имеется целый ряд различных механизмов, которые при достаточно правдоподобных предположениях в состоянии объяснить как корневую, так и линейную зависимость в $\sigma(V)$ [6, 7].

На первый взгляд, решение вопроса о природе нулевых аномалий в туннельных характеристиках металлооксидных и магниторезистивных материалов невозможно без привлечения дополнительных не туннельных экспериментов. В настоящей работе предсказан эффект, исследование которого, на наш взгляд, позволит дать однозначный ответ на обсуждаемый вопрос, не выходя за рамки туннельного эксперимента.

Покажем, что минимум в плотности состояний одного из электродов, центрированный относитель-

[1)]e-mail: khach@sts.dipt.donetsk.ua

но уровня Ферми, изменяет местоположение локальных особенностей, обусловленных неупругим взаимодействием туннелирующего электрона с локальными примесями в барьере. Согласно [10] добавка к туннельному току, вызванная неупругим каналом туннелирования

$$J_i(V) \propto \int_{\infty}^{\infty} N_1(E) N_2(E + e(V - V_0)) f(E) \times$$
$$\times [1 - f(E + e(V - V_0))] dE, \qquad (3)$$

где V_0 – напряжение смещения на туннельном переходе, соответствующее энергии возбуждения в барьере $\hbar\omega = eV_0$, а $f(E,T)$ – функция распределения Ферми–Дирака (энергия E в (3) и во всех последующих формулах отсчитывается от уровня Ферми начального электрода). В обычных материалах плотности состояний $N_1(E)$ и $N_2(E)$ являются достаточно плавными функциями, которые можно считать постоянными величинами

$$J_i(V) = C \int_{\infty}^{\infty} f(E,T)[1 - f(E + e(V - V_0, T))] dE, \quad (4)$$

где C – константа, включающая различного рода туннельные параметры, не зависящие от E и T. Выражение (4) легко интегрируется и после двукратного дифференцирования приводит к острой особенности во второй производной d^2I_i/dV^2, пик которой центрирован относительно напряжения смещения $V = V_0$ [10].

Если плотность состояний одного из электродов модифицирована электрон-электронным взаимодействием, то, согласно [1], плотность состояний в подынтегральном выражении формулы (4) является функцией от E:

$$N(E) = N(0) \left[1 + \left(\left| \frac{E}{\Delta} \right| \right)^{\nu} \right], \qquad (5)$$

В этом случае при $T \neq 0$ получить аналитическое выражение для d^2I_i/dV^2 не представляется возможным. Тем не менее, она может быть найдена численно:

$$\frac{d^2I_i}{dV^2} = C \int_{-\infty}^{\infty} N(E) f(E,T) \frac{\partial^2}{\partial V^2} f[E + e(V - V_0), T] dE. \qquad (6)$$

При $T = 0$ открытие неупругого канала происходит лишь при напряжениях V, больших чем V_0. При этом в неупругом туннелировании могут принимать участие все электроны, расположенные в слое толщиной $e(V - V_0)$, поэтому величина неупругого тока

$$I_i(V) = C \int_{-e(V-V_0)}^{0} N(E) dE =$$
$$= C_1 N(0) \int_{-e(V-V_0)}^{0} \left[1 + \left| \frac{E}{\Delta} \right|^{\nu} \right] dE =$$
$$= C_1 \Delta \left[e(V - V_0) + \frac{1}{\nu + 1} \left(\frac{e(V - V_0)}{\Delta} \right)^{\nu+1} \right], \quad (7)$$

где $C_1 = CN(0)$. Таким образом, при $T = 0$ и $V > V_0$ вторая производная неупругого тока равна

$$\frac{d^2I_i}{dV^2} = C_1 \nu \frac{e^{\nu+1}}{\Delta^{\nu}} (V - V_0)^{\nu-1}. \qquad (8)$$

На рис.1 представлены результаты наших расчетов для $\nu = 1/2$, $\Delta = 0.01$ мэВ, $V_0 = 100$ мэВ. При нулевой температуре и напряжениях смещения, не превышающих V_0, исследуемая величина равна

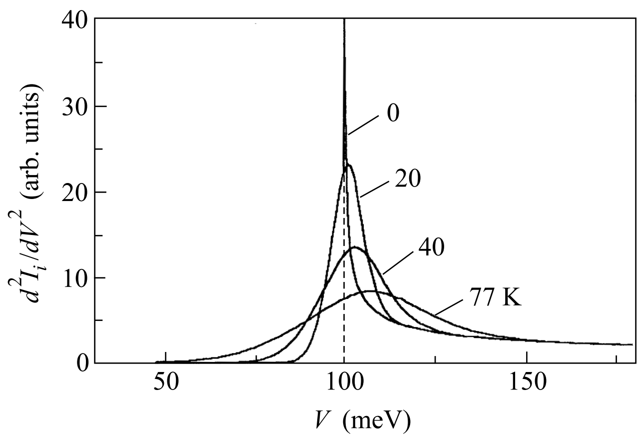

Рис.1. Зависимости вторых производных неупругого туннельного тока d^2I_i/dV^2 при наличии в электронной плотности состояний одного из электродов корневой особенности $\nu = 1/2$. Параметр $\Delta = 10$ мэВ, величина порогового напряжения $V_0 = 100$ мэВ. Около кривых указаны температуры, для которых они рассчитаны

нулю, при $V = V_0$ испытывает бесконечный скачок, а при $V > V_0$ убывает по закону $d^2I_i/dV^2 = C_1 e^{3/2}/2\sqrt{\Delta(V - V_0)}$ (кривая *1* рис.1). Кривые *2*, *3* и *4* рассчитывались по формуле (6) для температур 20, 40 и 77 К, соответственно. Основная черта, отличающая их поведение от обычных неупругих особенностей, изученных Лэмбом и Джеклевиком [10], состоит в том, что местоположение максимума в зависимости от V второй производной неупругого тока по напряжению d^2I_i/dV^2 совпадает с пороговым напряжением V_0 лишь при $T = 0$. Если в [10] температура лишь размывала исследуемую особенность, оставляя местоположение самого пика неизменным, то в рассматриваемом случае наряду с уширением особенности и уменьшением ее амплитуды происходит смещение положения ее максимума $V_{\max}$ в сторону более высоких напряжений. При достаточно высокой температуре, например, азотной, величина смещения пика $V_{sh} = V_{\max} - V_0$ может достигать существенных значений. Так для кривых на рис.1, рассчитанных при $\Delta = 10$ мэВ, максимальная величина смещения составляет $V_{sh} = 8$ мэВ (кривая *4* рис.1). Отметим также, что, как и следовало ожидать, при высоких напряжениях, когда $eV \gg kT$, поведение всех кривых совпадает с поведением кривой при нуле градусов.

Для $\nu = 1$ поведение зависимости d^2I_i/dV^2 от V для нулевых температур отличается от случая $\nu = 1/2$ тем, что при $V > V_0$ она ведет себя как постоянная величина $d^2I_i/dV^2 = C_1e^2/\Delta$ (рис.2, горизонтальная линия *1*). На рис.2 представлены зависимости, рассчитанные для $\Delta = 0.02$ мэВ и температур 30, 50 и 77 К (кривые *2*, *3* и *4* рис.2), из которых видно, что в этом случае легко могут быть получены значения V_{sh} большие чем на рис.1.

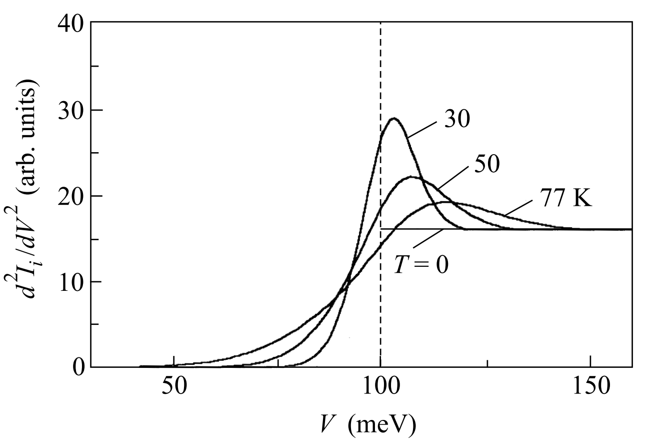

Рис.2. Зависимости вторых производных неупругого туннельного тока d^2I_i/dV^2 при наличии в электронной плотности состояний одного из электродов линейной особенности $v = 1$. Параметр $\Delta = 20$ мэВ, пороговое напряжение $V_0 = 100$ мэВ

Хорошо известно, что щель Δ_S в одночастичной плотности состояний сверхпроводящих электродов сдвигает спектроскопические особенности в сторону больших напряжений на величину, численно равную половине ее величины: $V_{sh}^S = \Delta_S/2e$. Поэтому утверждение о том, что минимум в плотности состояний также способен оказывать существенное влияние на местоположение особенностей неупругих туннельных спектров, представляется вполне естественным. Подчеркнем, однако, что в отличие от о сверхпроводящих электродов, у которых сдвиг V_{sh}^S наблюдается и при нулевых температурах, предсказанный в данной статье эффект имеет место лишь при отличных от нуля температурах. Между корреляционным параметром Δ, значение которого можно оценить по общему виду экспериментальной зависимости $\sigma(V)$, температурой T и величиной сдвига V_{sh} должна существовать вполне определенная связь. Ее экспериментальное обнаружение явилось бы убедительным свидетельством того, что нулевые аномалии в дифференциальной проводимости туннельных контактов, образованных на основе металлооксидных и магниторезистивных материалов, действительно отражают существование соответствующей особенности в электронной плотности состояний.

Автор выражает глубокую благодарность В. М. Свистунову и М. А. Белоголовскому за полезные замечания.

1. B. L. Altshuler and A. G. Aronov, Solid State Commun. **30**, 1155 (1979).
2. W. L. McMillan and Jack Mochel, Phys. Rev. Let. **46**, 556 (1981).
3. В. Н. Луцкий, А. С. Рылик, А. К. Савченко, Письма в ЖЭТФ **41**, 134 (1985).
4. М. Е. Гершензон, В. Н. Губин, М. И. Фалей, ЖЭТФ **90**, 2196 (1986).
5. V. M. Svistunov, M. A. Belogolovskii, and A. I. Khachaturov, Progr. in High Temperat. Supercond. **32**, 111 (1991).
6. J. R. Kirtley, S. Washburn, and D. J. Scalapino, Phys. Rev. **B45**, 336 (1992).
7. M. Grajcar, A. Plecenik, P. Seidel et al., Phys. Rev. **B55**, 11738 (1997).
8. H. Srikanth, K. P. Rajeev, G. V. Shivashankar, and A. K. Raychaudhuri, Physica **C195**, 87 (1992).
9. Ashutosh Tiwari and K. P. Rajeev, Phys. Rev. **B60**, 10591 (1999).
10. J. Lambe and R. C. Jaklevic, Phys. Rev. **165**, 821 (1968).