Физика низких температур, 1995, т. 21, № 5, с. 518–522 УДК 537.312.62

О природе линейной зависимости кондактанса от напряжения в туннельных контактах высокотемпературных сверхпроводников выше критической температуры

Э. А. Пашицкий

Институт физики НАН Украины, Украина, 252028, г. Киев, пр. Науки, 46

Статья поступила в редакцию 10 ноября 1994 г.

Показано, что характерная для туннельных контактов высокотемпературных сверхпроводников линейная зависимость кондактанса от напряжения может быть обусловлена неупругим рассеянием электронов в процессе туннелирования не только на флуктуациях спиновой плотности (парамагнонах) в системе спинов с антиферромагнитными корреляциями, но и на низкочастотных флуктуациях зарядовой плотности (акустических плазмонах) в системе почти локализованных «тяжелых» носителей заряда в аномально узкой зоне с высокой плотностью состояний вблизи уровня Ферми либо на фононах с очень низкой дебаевской частотой акустической части спектра и широким оптическим спектром.

Показано, що типова для тунельних контактів високотемпературних надпровідників лінійна залежність кондактанса від напруги може бути обумовлена непружнім розсіюванням електронів у процесі тунелювання не тільки на флуктуаціях спінової густини (парамагнонах) в системі спінів з антіферомагнітними кореляціями, але й на низькочастотних флуктуаціях зарядової густини (акустичних плазмонах) в системі майже локалізованих «важких» носіїв заряду в аномально вузькій зоні з високою густиною станів поблизу рівня Фермі або на фононах з дуже низькою дебаївською частотою акустичної частини спектра та широким оптичним спектром.

1. Введение

Измерения кондактанса $G(V) = dI/dV$ туннельных и микроконтактов высокотемпературных сверхпроводников на основе металлооксидных соединений с обычными низкотемпературными сверхпроводниками или нормальными металлами показывают, что в широком диапазоне приложенных напряжений, вплоть до $eV \approx 100$ мэВ и выше, зависимость $G(V)$ является почти линейной и почти симметричной относительно знака V [1–3]. Для объяснения этого феномена предлагались различные модели и механизмы, в том числе модель резонансных валентных связей (RVB) [4], модель «маргинальной» ферми-жидкости [5], а также зарядовые и магнитные эффекты [6–8].

В частности, в [8] был предложен механизм неупругого туннелирования электронов с возбуждением и поглощением флуктуаций спиновой плотности (парамагнонов) в слоистых купратных металлооксидах при учете антиферромагнитных корреляций между спинами ионов меди Cu^{2+} в слоях CuO_2 в рамках феноменологической модели типа приближения хаотических фаз (ПХФ) [9,10]. Как показано в [8], такая модель при соответствующей подгонке параметров обеспечивает хорошее согласие теоретических и экспериментальных зависимостей кондактанса от V при разных температурах T для туннельного контакта $La_{2-x}Sr_xCuO_4$–In. Эта модель качественно согласуется с аналогичной зависимостью $G(V)$ для системы Cr–Cr_2O_3–Pb [11,12], поскольку хром, как известно, является антиферромагнетиком.

Однако почти линейные и симметричные по V зависимости $G(V)$ наблюдались также для SIS'- контакта немагнитных материалов Al–Al_2O_3–Pb [13] и для туннельного контакта безмедного металлооксида $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ [3]. Причем в последнем случае была обнаружена корреляция между увеличением наклона линейных участков $G(V)$ и ростом критической температуры сверхпроводящего (СП) перехода T_c при увеличении содержания калия.

В настоящей работе показано, что аномальное поведение кондактанса $G(V)$ в слоистых купратных металлооксидах [1,2] можно объяснить неупругим рассеянием туннелирующих электронов не только на флуктуациях спиновой плотности (парамагнонах), но и на низкочастотных (НЧ) флуктуациях зарядовой плотности (акустических плазмонах) с частотами $\omega \lesssim qu$, где q — волновой вектор, u — фазовая скорость акустических плазмонов, существование которых обусловлено наличием узкой зоны и пика плотности состояний на уровне Ферми. Аномалии $G(V)$ в кубическом безмедном металлооксиде $Ba_{1-x}K_xBiO_3$ [3] и в систе-

© Э. А. Пашицкий, 1995

ме Al–Al_2O_3–Pb [13] могут быть связаны с неупругой релаксацией на фононах с низкой дебаевской частотой акустической части спектра, но с широким оптическим спектром.

2. Неупругое рассеяние на фононах в BaKBiO и Al–I–Pb

Как было показано в [8], неупругая часть туннельного тока $I_i(V)$, обусловленная релаксацией электронов на спиновых флуктуациях (парамагнонах), в нормальном состоянии имеет вид

$$I_i(V) = \int_0^\infty d\omega\, F_S(\omega)\Big\{ [1 - n(\omega, T)]W_-(\omega, T, eV) + n(\omega, T)W_+(\omega, T, eV)\Big\}, \qquad (1)$$

где

$$W_\pm(\omega, T, eV) = \int_{-\infty}^{\infty} dE \Big\{ f(E, T)[1 - f(E + eV \pm \omega, T)] - f(E + eV \pm \omega, T)[1 - f(E, T)]\Big\}\ ; \qquad (2)$$

$n(\omega, T)$ и $f(E, T)$ — бозонная и фермионная функции распределения, а $F_S(\omega)$ — спектральная функция возбуждений спиновой плотности в системе N спинов:

$$F_S(\omega) = \frac{1}{N}\sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\pi} \operatorname{Im}\chi_S(\mathbf{q}, \omega)\ . \qquad (3)$$

Здесь $\chi_S(\mathbf{q}, \omega)$ — фурье-компонента спиновой восприимчивости, мнимая часть которой с учетом антиферромагнитных корреляций между спинами в слоях CuO_2 в купратных металлооксидах в обобщенном ПХВ определяется феноменологической формулой [9,10]:

$$\operatorname{Im}\chi_S(q_\parallel, \omega, T) = \chi_0 \frac{\xi^2(T)}{a^2} \frac{\omega/\omega_S(T)}{[1 + q_\parallel^2\xi^2(T)]^2 + \omega^2/\omega_S^2(T)}\ , \qquad (4)$$

где χ_0 — статическая восприимчивость; $\xi(T) = \xi(0)\sqrt{T^*/(T + T^*)}$ — корреляционная длина, T^* — температура перехода в упорядоченное антиферромагнитное состояние; $q_\parallel$ — продольный двумерный ($2D$) импульс; a — постоянная решетки в плоскости слоев, а $\omega_S(T)$ — характерная частота спиновых флуктуаций ($\omega_S \sim \xi^{-2}$). Интегрирование по $q_\parallel$ в (3) с учетом (4) дает следующее выражение для спектральной плотности [8]:

$$F_S(\omega, T) \sim \left\{\frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg}\left[\frac{\omega_S(T)}{\omega}\right]\right\}\ , \qquad (5)$$

которое приводит к линейной зависимости от ω в НЧ области $\omega << \omega_S$ и стремится к постоянному значению $F_S = \text{const}$ в высокочастотной (ВЧ) области $\omega >> \omega_S$ (рис. 1, кривая *1*). Согласно (1) и (2), неупругий вклад в туннельный кондактанс $G(V) = dI_i/dV$ при $T << \omega_S$ с учетом (5) определяется выражением

$$G(V) \sim \int_0^{eV} d\omega\, F_S(\omega) \sim \left\{eVF_S(eV) - \frac{\omega_S}{2}\ln\left[1 + \left(\frac{eV}{\omega_S}\right)^2\right]\right\}\ , \qquad (6)$$

из которого следует квадратичная зависимость $G(V) \sim V^2$ при $eV << \omega_S$ (см. рис. 1) и почти линейная зависимость $G(V) \sim V$ в области $eV >> \omega_S$, качественно и количественно хорошо согласующаяся с экспериментом [1,2,11,12] при соответствующем подборе параметров [8]. Однако данная модель не может объяснить существование аналогичных зависимостей $G(V)$ в немагнитных системах BaKBiO [3] и Al–I–Pb [13].

При анализе экспериментальных данных следует иметь в виду, что исходные выражения (1) и (2) для неупругой составляющей туннельного тока являются универсальными и применимы для описания неупругой релаксации туннелирующих элект-

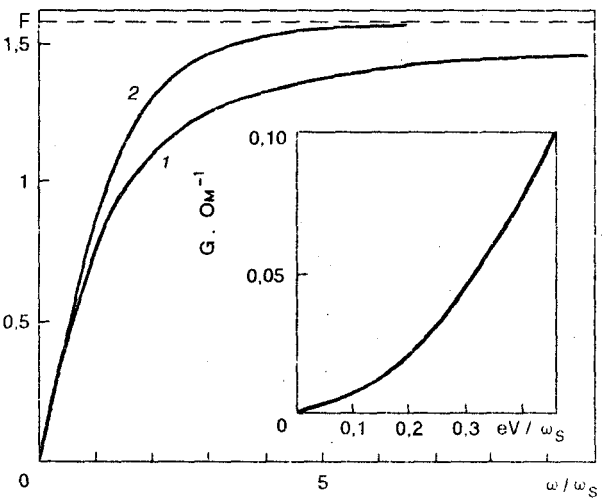

Рис. 1. Частотные зависимости спектральных функций флуктуаций спиновой (*1*) и зарядовой (*2*) плотностей. На вставке — зависимость туннельного кондактанса G от напряжения в области $V << \omega_S/2e$ (или $V << \tilde{\omega}_{pl}/2e\beta$).

$$F_{\text{pl}}(\omega) \equiv -\frac{1}{\pi}\sum_{\mathbf{q}} V_C(\mathbf{q})\,\mathrm{Im}\,\varepsilon^{-1}(\mathbf{q},\omega) \approx \frac{1}{\pi}\sum_{\mathbf{q}} \frac{V_C^2(\mathbf{q})\,\mathrm{Im}\,\Pi_h(\mathbf{q},\omega)}{\left[\varepsilon_0 - V_C(\mathbf{q})\left(\mathrm{Re}\,\Pi_h + \mathrm{Re}\,\Pi_l\right)\right]^2 + V_C^2(\mathbf{q})\left[\mathrm{Im}\,\Pi_h(\mathbf{q},\omega)\right]^2}, \tag{8}$$

где $V_C(\mathbf{q})$ — матричный элемент кулоновского взаимодействия в слоистом кристалле; $\varepsilon(\mathbf{q},\omega) = \varepsilon_0 - V_C(\mathbf{q})\left[\Pi_h(\mathbf{q},\omega) + \Pi_l(\mathbf{q},\omega)\right]$ — диэлектрическая проницаемость электронов в кристалле; ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость ионной решетки ($\varepsilon_0 \gg 1$), а $\mathrm{Re}\,\Pi_l = \nu_l$ — реальная часть статической поляризуемости l-носителей в широкой $2D$ зоне, равная их плотности состояний на уровне Ферми $\nu_l = \text{const}$ (мнимой частью Π_l пренебрегаем по сравнению с $\mathrm{Im}\,\Pi_h$).

Учитывая, что $V_C(q) = 4\pi e^2/q^2$ в области $qd \ll 1$, где $q = (q_\parallel^2 + q_\perp^2)^{1/2}$, $V_C(q_\parallel) = 2\pi e^2 d/q_\parallel$ при $q_\parallel d \gg 1$, где d — расстояние между $2D$ слоями, и подставляя в (8) усредненное по $q_\parallel$ в плоскости слоев значение $\overline{\mathrm{Im}\,\Pi_h} \approx \frac{2N_h}{W_h}\,\mathrm{sh}\,(\omega/2T)$, для чисто продольных флуктуаций зарядовой плотности ($q_\perp = 0$) представим F_{pl} в следующем виде:

$$F_{\text{pl}}(\omega, T) \approx A_{\text{pl}}(T)\Omega(\omega, T)\left\{\int_0^{1/d} \frac{q_\parallel\, dq_\parallel}{\left[1 + q_\parallel^2 \widetilde{R}^2(T)\right]^2 + \Omega^2(\omega, T)} + \int_{1/d}^{\pi/a} \frac{q_\parallel\, dq_\parallel}{\left[1 + q_\parallel \widetilde{\xi}(T)\right]^2 + \Omega^2(\omega, T)}\right\}, \tag{9}$$

где

$$A_{\text{pl}}(T) = \frac{1}{2\pi^2(\nu_l + N_h/T)}; \qquad \Omega(\omega, T) = \frac{2T\,\mathrm{sh}\,(\omega/2T)}{\widetilde{\omega}_{\text{pl}}(T)};$$

$$\widetilde{\omega}_{\text{pl}}(T) \approx W_h\left(1 + \nu_l T/N_h\right); \qquad \widetilde{R}^2(T) = R_h^2(T)\left(1 + \nu_l T/N_h\right)^{-1}; \tag{10}$$

$$\widetilde{\xi}(T) = \frac{2}{d}\,\widetilde{R}^2(T); \qquad R_h(T) = \left(\varepsilon_0 T/4\pi e^2 N_h\right)^{1/2}.$$

Здесь R_h — дебаевский радиус экранирования невырожденными h-носителями; $\widetilde{\omega}_{\text{pl}}$ и $\widetilde{\xi}$ — эффективные значения частоты и корреляционной длины коллективных НЧ зарядовых флуктуаций. Выполняя в (9) интегрирование по $q_\parallel$, при условии $\widetilde{\xi} \gg d$ получаем (ср. с (5))

$$F_{\text{pl}}(\omega, T) \approx \frac{A_{\text{pl}}(T)}{2\widetilde{R}^2(T)}\left\{\mathrm{arctg}\left[\frac{\widetilde{R}^2(T) + d^2}{\Omega(\omega, T)d^2}\right] - \mathrm{arctg}\left[\frac{1}{\Omega(\omega, T)}\right]\right\} + \frac{A_{\text{pl}}(T)\Omega(\omega, T)}{2\widetilde{\xi}^2(T)}\ln\left\{\frac{[\pi\widetilde{\xi}(T)/a]^2 + \Omega^2(\omega, T)}{[\widetilde{\xi}(T)/d]^2 + \Omega^2(\omega, T)}\right\}, \tag{11}$$

Отсюда при условии $\omega \lesssim 2T \lesssim \widetilde{\omega}_{\text{pl}}$, когда $\Omega \lesssim 1$ и $\Omega \sim \omega$, следует линейная зависимость $F_{\text{pl}}(\omega) \sim \omega$. Для анализа частотной зависимости спектральной функции (11) при любых ω оценим по порядку величины параметры (10) при $T > T_c$. Так, например, плотность состояний вырожденных l-носителей в широкой $2D$ зоне можно оценить по формуле $\nu_l = m_l^*/\pi d$. При $d \approx 10$ Å, $m_l^* \approx m_0$ (где m_l^* — эффективная масса, а m_0 — масса свободного электрона) для $N_h \approx 10^{21}$ см$^{-3}$ и $T \lesssim 300$ K находим $\nu_l T/N_h \lesssim 0{,}1$, так что с хорошей точностью $A_{\text{pl}} \approx T/2\pi^2 N_h$, $\widetilde{\omega}_{\text{pl}} \approx W_h$, $\widetilde{R}(T) \approx R_h(T)$. Оценка дебаевского радиуса $R_h(T)$ при $T \gtrsim T_c \approx 100$ K и $\varepsilon_0 \gtrsim 200$ дает $R_h \gtrsim 5\cdot 10^{-5}$ см $\gg d$, так что $\widetilde{\xi} \approx 2R_h^2/d \gtrsim 5\cdot 10^{-2}$ см $\gg R_h$. Это означает, что последний (логарифмический) член в (11) исчезающе мал ($\sim R_h^2/\widetilde{\xi}^2 \lesssim 10^{-6}$), а первый с точностью до членов порядка $d^2/R_h^2 \lesssim 10^{-5}$ принимает вид (ср. с (5))

$$F_{\text{pl}}(\omega, T) \sim \left\{\frac{\pi}{2} - \mathrm{arctg}\,[1/\Omega(\omega, T)]\right\}, \tag{12}$$

где

$$\Omega(x,\beta)=\frac{1}{\beta}\,\mathrm{sh}(\beta x)\ ;\ \beta=\frac{\tilde{\omega}_{\mathrm{pl}}}{2T}\ ;\ x=\frac{\omega}{\tilde{\omega}_{\mathrm{pl}}}\ . \qquad (13)$$

Зависимость выражения (12) от ω при $\beta = 1$ (т.е. при $T \approx W_h/2$) представлена на рис. 1, кривая *2*. С точностью до нелинейного масштабного преобразования зависимости (5) и (12) качественно согласуются между собой, а в НЧ области, когда $\omega \lesssim \omega_S/2$ и $\omega \lesssim \tilde{\omega}_{\mathrm{pl}}/2\beta$, они практически совпадают друг с другом численно, т.е. приводят к одинаковым квадратичным зависимостям кондактанса от напряжения $G(V) \sim V^2$ при $V \lesssim \omega_S/2e$ и $V \lesssim \tilde{\omega}_{\mathrm{pl}}/2e\beta$. В области частот $\omega > \tilde{\omega}_{\mathrm{pl}}/2\beta$ (но при $\Omega << R_h^2/d^2$) зависимость (12) выходит на насыщение ($F_{\mathrm{pl}} = \mathrm{const}$) и приводит к линейной зависимости $G(V) \sim V$ при $V >> \tilde{\omega}_{\mathrm{pl}}/2e\beta$ в соответствии с экспериментальными данными [1,2,11,12].

Таким образом, линейные аномалии зависимости от напряжения туннельного (или микроконтактного) кондактанса в купратных металлооксидных соединениях могут быть связаны не только (и не столько) с флуктуациями спиновой плотности в слоях CuO_2 [8–10], сколько, главным образом, с НЧ флуктуациями зарядовой плотности (виртуальными сильно затухающими акустическими плазмонами) в системе почти локализованных *h*-носителей в узких $2D$ зонах [22–24], а также с ВЧ оптическими фононами, отвечающими дипольно активным (полярным) колебаниям ионов кислорода.

1. M. Gurvich, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1008 (1989).
2. M. Lee, M. Naito, A. Kapitulnik, and M. P. Beasly, *Solid State Commun.* **70**, 449 (1989).
3. R. C. Dynes, F. Sharifi, A. Rapgellis, E. S. Hellman, B. Miller, E. Hartford, Ir., I. Rosamilia, and M. Hill, *Physica* **C185–189**, 234 (1991).
4. P. W. Anderson and Z. Zou, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 132 (1988).
5. C. M. Varma, P. B. Littlewood, S. Schmitt-Rink, E. Abrahams, and A. E. Ruckenstein, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 1996 (1989).
6. J. R. Kirtley, C. C. Tsuer, S. I. Park, C. C. Chi, I. Rozen, and M. W. Shafer, *Phys. Rev.* **B35**, 7216 (1987).
7. S. Pan, K. W. Ng, A. L. Lozanne, J. M. Tarascon, and L. H. Green, *Phys. Rev.* **B35**, 7220 (1987).
8. J. R. Kirtley and D. J. Scalapino, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 798 (1990).
9. N. Bulut, D. Hone, D. J. Scalapino, and N. E. Bickers, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2723 (1990).
10. A. J. Millis, H. Monien, and D. Pines, *Phys. Rev.* **B42**, 167 (1990).
11. L. Y. L. Shen and J. M. Rowell, *Phys. Rev. Lett.* **165**, 566 (1968).
12. G. I. Rochlin and P. K. Hansma, *Phys. Rev.* B2, 1460 (1970).
13. M. F. Muldoon, R. A. Dragoset, and R. V. Coleman, *Phys. Rev.* **B20**, 416 (1979).
14. T. Takahashi, *Phys. Rev.* **B39**, 6636 (1989).
15. A. J. Arco, R. S. List, R. J. Bartlett, S.-W. Cheong, Z. Fisk, J. D. Thompson, C. G. Olson, A.-B. Yang, R. Liu, C. Cu, B. W. Veal, J. Z. Liu, A. P. Paulikas, K. Vandervoort, H. Claus, J. C. Campuzano, J. E. Schirber, and N. D. Shin, *Phys. Rev.* **B40**, 2268 (1989).
16. M. Syzyki, *Phys. Rev.* **B39**, 2312 (1989).
17. D. S. Dessau, Z.-X. Shen, D. M. King, D. S. Marshall, L. W. Lombardo, P. H. Dikinson, A. G. Loeser, J. Di Carlo, C.-H. Park, A. Kapitulnik, and W. E. Spicer, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2781 (1993).
18. H. Krakauer and W. E. Pickett, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1665 (1988).
19. D. Pines and J. R. Shrieffer, *Phys. Rev.* **124**, 1387 (1961).
20. Э. А. Пашицкий, *ЖЭТФ* **55**, 2387 (1968); *СФХТ* **3**, 2669 (1990).
21. J. Ruvalds, *Adv. Phys.* **30**, 677 (1981).
22. Э. А. Пашицкий, Ю. М. Малозовский, А. В. Семенов, *ЖЭТФ* **100**, 465 (1991).
23. E. A. Pashitskii, Yu. M. Malosovskii, and A. V. Semenov, *Superconductor: Science and Technology*, **5**, 507 (1992).
24. Э. А. Пашицкий, Письма в *ЖЭТФ* **55**, 301, 332 (1992); **56**, 364, 419 (1992); *ЖЭТФ* **103**, 867 (1993).

On the nature of linear dependence of the conductance on voltage in tunneling contacts of high-T_c superconductors above critical temperature

E. A. Pashitskii

It is shown that the typical linear dependence of the conductance on voltage for the tunneling contact of the high-T_c superconductors can result from the non-elastic scattering of electrons not only by spin density fluctuations (paramagnons) in the system of the antiferromagnetically correlated spins, but also by low-frequency charge density fluctuations (acoustic plasmons) in the system of nearly lokalized heavy charge carriers in the anomalously narrow band having the high density of states near the Fermi level, or by the phonons having a very low Debay frequency of the acoustic part in the phonon spectrum and a broad optical spectrum due to the high frequency oscillations of the light oxygen atoms.