Физика твердого тела, 1998, том 40, № 3

# Нарушение симметрии в туннельных переходах между частично диэлектризованными металлами с волнами зарядовой или спиновой плотности

© А.И. Войтенко, А.М. Габович

Институт физики Академии наук Украины,
252650 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию 30 июля 1997 г.)

Рассчитаны туннельные вольт-амперные характеристики (ВАХ) для симметричных переходов между металлами с волнами зарядовой или спиновой плотности, обладающими равными по модулю диэлектрическими параметрами порядка $|\Sigma|$. Учитывается возможность различных знаков $\Sigma$ по обе стороны перехода. В результате ВАХ оказываются существенно асимметричными. Предсказанный эффект является новым примером нарушения симметрии в многочастичных системах и позволяет объяснить экспериментальные результаты для симметричных микроконтактов $URu_2Si_2$–$URu_2Si_2$.

В металлах с волнами зарядовой (ВЗП) или спиновой (ВСП) плотности при температурах ниже температуры перехода $T_{\mathrm{tr}}$ (температуры структурного перехода $T_d$ для ВЗП или температуры Нееля $T_N$ для ВСП) на конгруэнтных (nested) участках поверхности Ферми (ПФ) возникает диэлектрическая щель $|\Sigma|$. В связи с этим свойства металлов с полностью или частично диэлектризованной ПФ и сверхпроводников во многом сходны [1]. Подобный вывод особенно касается "полупроводниковых" аскпектов модели Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) для сверхпроводников и моделей пайерлсовского или экситонного диэлектрика. Однако когерентные свойства этих двух типов состояний коллективной природы весьма различны [2].

Как хорошо известно [3], теория БКШ и ее обобщения предсказывают симметричные вольт-амперные характеристики (ВАХ) как для симметричных, так и для несимметричных туннельных переходов с участием сверхпроводников. Эксперимент в полной мере согласуется с такими выводами. В частности, симметричные ВАХ наблюдаются для несимметричных переходов сверхпроводник–диэлектрик–нормальный металл (S–I–N) [3].

В отсутствие сверхпроводимости туннельные характеристики ВЗП- и ВСП-металлов совершенно одинаковы, и мы будем использовать аббревиатуру ВЗСП. Как было показано нами ранее [4], туннельные ВАХ несимметричных контактов N–I–DM, где DM означает частично диэлектризованный ВЗСП-металл, должны быть несимметричными по напряжению на переходе $V$ при $T < T_{\mathrm{tr}}$. Рассмотрение основывалось на модели Билбро–Мак-Миллана [5] частично диэлектризованного сверхпроводника (см. также [6,7]). В то же время при $T > T_{\mathrm{tr}}$ диэлектрическая щель в электронном спектре отсутствует, и соответствующие ВАХ симметричны по $V$.

С другой стороны, рассмотрение ВЗСП [8] в рамках анизотропной модели Хаббарда с учетом неидеальной конгруэнтности приводит к сложной перестройке электронного спектра ниже $T_{\mathrm{tr}}$, зависящей от соотношения между энергетическим параметром $\varepsilon_a$ и $|\Sigma|$. В частности, щелевой характер спектра исчезает при $\varepsilon_a > |\Sigma|$. Однако ВАХ для переходов N–I–DM остаются симметричными в рамках теории [8], что не позволяет объяснить экспериментальные ВАХ для несимметричных туннельных и точечных контактов с ВЗП-металлами $NbSe_3$ [9,10], $TiSe_{2-x}S_x$ [11], $K_{0.3}MoO_3$ [12] или ВСП-металлом $URu_2Si_2$ [13,14]. В то же время эти характеристики хорошо согласуются с нашими результатами [4].

Положение вещей оказывается еще более запутанным для симметричных DM–I–DM-переходов. Измерения для точечных контактов $URu_2Si_2$–$URu_2Si_2$ [13,15] показали, что даже в этом случае ВАХ могут быть несимметричными. Мы попытаемся здесь в рамках предложенного ранее подхода [4] дать возможное объяснение этому удивительному факту. Насколько нам известно, альтернативные интерпретации пока отсутствуют.

Модельный гамильтониан системы с частичной диэлектризацией электронного спектра имеет вид

$$H = H_0 + H_{\mathrm{MF}}. \tag{1}$$

Здесь $H_0$ — гамильтониан свободных электронов, а гамильтониан молекулярного поля $H_{\mathrm{MF}}$ равен

$$H_{\mathrm{MF}} = -\sum_{s=1}^{2}\sum_{\mathbf{p}\alpha}\Big[1+(2\alpha-1)\Psi\Big]\Sigma a^{+}_{s\mathbf{p}\alpha}a_{s,\mathbf{p}+\mathbf{Q},\alpha}+\mathrm{h.c.}, \tag{2}$$

$\Psi = 0$ (1) для ВЗП (ВСП), $a^{+}_{s\mathbf{p}\alpha}(a_{s\mathbf{p}\alpha})$ суть операторы рождения (уничтожения) квазичастицы с импульсом $\mathbf{p}$ и проекцией спина $\alpha$ из области $s$ ПФ. Суммирование производится по конгруэнтным участкам ПФ ($s = 1, 2$), где электронный спектр вырожден ($\mathbf{Q}$ — вектор ВЗСП, $\hbar = 1$):

$$\xi_1(\mathbf{p}) = -\xi_2(\mathbf{p}+\mathbf{Q}), \tag{3}$$

и как следствие экситонной (кулоновской) или пайерлсовской (электрон-фононной) неустойчивости исходного спектра (3) возникает параметр порядка $\Sigma$ [1,2,7]. На остальной части ПФ ($s = 3$) спектр квазичастиц $\xi_3(\mathbf{p})$ невырожден. Мы ограничиваемся действительными значениями параметра $\Sigma$, поскольку его мнимость соответствует не наблюдавшимся до сих пор фазам с волнами плотности тока или тока спина [2].

Расчет туннельного квазичастичного тока в переходах с ВЗСП-металлами проводился аналогично работам [4] на основе метода, разработанного для сверхпроводящих переходов [16]. В рамках нашей теории необходимо учитывать три гриновские функции для каждого электрода [7]

$$G_{nd}(\mathbf{p};\omega_n) = -\left[i\omega_n + \xi_3(\mathbf{p})\right] Z_1^{-1},$$

$$G_d(\mathbf{p};\omega_n) = -\left[i\omega_n + \xi_1(\mathbf{p})\right] Z_2^{-1},$$

$$G_{is}(\mathbf{p};\omega_n) = -\Sigma Z_2^{-1}. \quad (4)$$

Здесь $Z_1 = \omega_n^2 + \xi_3^2(\mathbf{p})$, $Z_2 = \omega_n^2 + \xi_1^2(\mathbf{p}) + \Sigma^2$, $\omega_n = (2n+1)\pi T$, $T$ — температура ($k_B = 1$), $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$, индекс $nd$ соответствует недиэлектризованному участку ПФ, $d$ — диэлектризованным участкам 1 и 2 и $is$ — электрон-дырочному спариванию. В частности, именно функция $G_{is}(\mathbf{p};\omega_n)$ отвечает за существенную разницу между сверхпроводниками и экситонными (пайерлсовскими) диэлектриками.

Мы ограничиваемся значениями электрического поля ниже пороговых, т.е. предполагаем наличие пиннинга ВЗСП [1]. Все туннельные матричные элементы полагаются равными, так что существует единый параметр электрического сопротивления перехода $R$ [4].

В предыдущей работе [4] были детально проанализированы ВАХ симметричного DM–I–DM перехода, когда параметры обоих электродов полагались одинаковыми. Такой выбор для симметричного перехода естествен, однако не является единственно возможным. Действительно, различные термодинамические свойства диэлектризованных металлов не зависят от знака $\Sigma$ [7]. Положение вещей весьма сходно с вырождением основного состояния изинговского магнетика по отношению к различным направлениям намагничивания. Любая инфинитезимальная анизотропия (например, в результате внешнего воздействия) может сделать какое-либо из этих состояний предпочтительным. Мы считаем, что подобное явление может иметь место и для ВЗСП-металлов, хотя его нельзя обнаружить для одиночного образца.

Ситуация резко меняется при приведении двух образцов в контакт: если, например, левый электрод характеризуется положительным параметром $\Sigma$, а правый — отрицательным с такой же абсолютной величиной, то переход между ними по сути является несимметричным, хотя априорно считается симметричным. Это ключевой пункт нашего анализа. Как будет показано далее, такая конфигурация приводит к несимметричной ВАХ, хотя электроды изготовлены из абсолютно идентичного материала. По сути, это представляет собой новый пример макроскопического проявления нарушения симметрии в многочастичных системах. Естественно, данное явление может наблюдаться только при $T < T_{\mathrm{tr}}$.

Расчеты приводят к следующей зависимости квазичастичного тока $J$ от напряжения на переходе $V = V_{\mathrm{right}} - V_{\mathrm{left}} > 0$ для указанного выше выбора знаков параметров порядка ($\Sigma_{\mathrm{left}} = \Sigma > 0$ и $\Sigma_{\mathrm{right}} = -\Sigma < 0$):

$$J(V) = \sum_{i=1}^{6} J_i(V), \quad (5)$$

$$J_1(V) = \varkappa_1(\Sigma,\Sigma), \quad J_2(V) = \Sigma^2 \varkappa_2(\Sigma,\Sigma),$$
$$J_3(V) = 2\nu\varkappa_1(\Sigma,0), \quad J_4(V) = \nu^2\varkappa_1(0,0),$$
$$J_5(V) = -2\Sigma\varkappa_3(\Sigma,\Sigma), \quad J_6(V) = -2\nu\Sigma\varkappa_3(\Sigma,0). \quad (6)$$

Здесь

$$\varkappa_1(\Sigma_1,\Sigma_2) = C\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, f(\omega,eV,T) \times N(\omega,eV,\Sigma_1,\Sigma_2)|\omega||\omega - eV|,$$

$$\varkappa_2(\Sigma_1,\Sigma_2) = C\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, f(\omega,eV,T) \times N(\omega,eV,\Sigma_1,\Sigma_2)\,\mathrm{sgn}\,\omega\,\mathrm{sgn}\,(\omega - eV),$$

$$\varkappa_3(\Sigma_1,\Sigma_2) = C\int_{-\infty}^{\infty} d\omega\, f(\omega,eV,T) \times N(\omega,eV,\Sigma_1,\Sigma_2)|\omega|\,\mathrm{sgn}\,(\omega - eV), \quad (7)$$

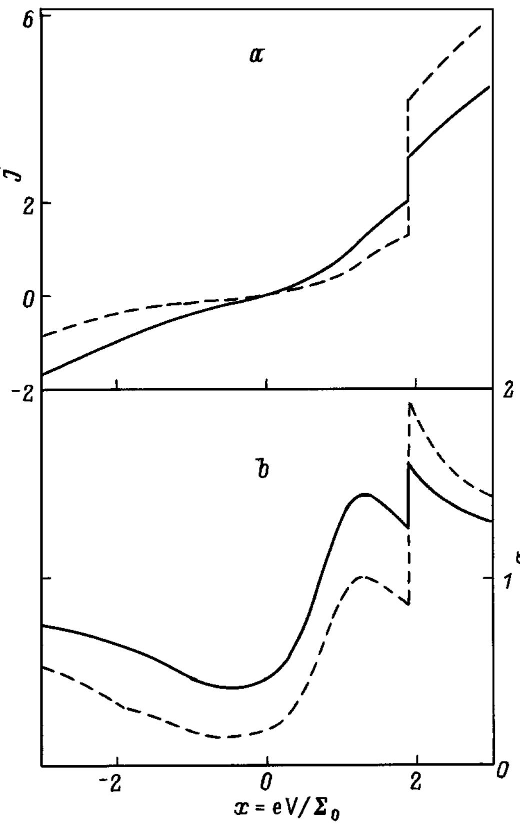
$$f(\omega,eV,T) = \mathrm{th}\,\frac{\omega - eV}{2T} - \mathrm{th}\,\frac{\omega}{2T}, \quad (8)$$

$$N(\omega,eV,\Sigma_1,\Sigma_2) = \frac{\theta\big(|\omega| - \Sigma_1\big)}{\big(\omega^2 - \Sigma_1^2\big)^{1/2}} \times \frac{\theta\big(|\omega - eV| - \Sigma_2\big)}{\big((\omega - eV)^2 - \Sigma_2^2\big)^{1/2}}, \quad (9)$$

$C = -\left[2eR(1+\nu)^2\right]^{-1}$, $e$ — элементарный заряд, $\theta(x)$ — функция Хевисайда, $\nu = N_{nd}(0)/N_d(0)$, $N_{nd}(0)$ и $N_d(0)$ — плотности состояний на недиэлектризованном и диэлектризованных участках ПФ соответственно. В исследованном ранее случае [4], когда существует симметрия между положительными и отрицательными ветвями ВАХ, слагаемые $J_{5,6}(V)$ отсутствуют. Тогда выражение для тока в случае $T = 0$ и при соответствующем предельном переходе согласуется с результатами работы [17].

Компоненты токов $J_i(V)$ имеют различные свойства симметрии, а именно $J_{1-4}(-V) = -J_{1-4}(V)$ и $J_{5,6}(-V) = J_{5,6}(V)$. Таким образом, рассматриваемый полный ток $J(V)$ не имеет определенной симметрии! Если $\Sigma_{\mathrm{left}} < 0$ и $\Sigma_{\mathrm{right}} > 0$, две ветви ВАХ просто поменяются местами, так же как для несимметричных переходов [4].

При $T = 0$ все компоненты токов выражаются через полные эллиптические интегралы первого и второго




Зависимости безразмерного тока $j = JeR/\Sigma_0\,(a)$ и безразмерной проводимости $g = dj/dx\,(b)$ от безразмерного напряжения $x = eV/\Sigma_0$ на туннельном переходе $URu_2Si_2$–$URu_2Si_2$ с нарушенной симметрией при температуре $T = 0.5T_{tr}$ для разных степеней $\nu$ диэлектризации поверхности Ферми (где $e$ — элементарный заряд, $R$ — сопротивление перехода, $\Sigma_0$ — модуль диэлектрического параметра порядка при нулевой температуре, $T_{tr}$ — температура диэлектрического перехода). $\nu = 0.4$ (штриховая линия) и 1.5 (сплошная линия).

родов. Если же $T \neq 0$, то возможен только численный расчет. На рисунке представлены рассчитанные для $T/T_{tr} = 0.5$ зависимости безразмерного тока через барьер $j = JeR/\Sigma_0\,(a)$ и соответствующей проводимости $g = dj/dx\,(b)$ от безразмерного напряжения на переходе $x = eV/\Sigma_0$, где $\Sigma_0 = |\Sigma(T = 0)|$. Температурная зависимость $\Sigma(T)$ предполагалась свойственной теории БКШ для сверхпроводников. Значения параметра $\nu = 0.4$ и 1.5 выбирались согласно имеющимся в литературе различным данным для $URu_2Si_2$ [18,19].

Сравнение полученных ВАХ с результатами для симметричных переходов в отсутствие нарушения симметрии [4] показывает, что на положительной ветви корневая особенность тока при $eV = \Sigma$ и скачок проводимости при $eV = 2\Sigma$ усиливаются в рассматриваемом случае. На отрицательной же ветви ВАХ соответствующие особенности в результате деструктивной интерференции слагаемых $J_6$ с $J_3$ и $J_5$ с $J_1 + J_2$ практически полностью исчезают. Таким образом, качественный характер кривых $j(x)$ и $g(x)$ для симметричного перехода с нарушенной симметрией аналогичен ВАХ в несимметричном случае [4]. Из всего вышеизложенного следует, что симметричность DM–I–DM-переходов и соответствующих ВАХ определяется полной эквивалентностью ВЗСП в обоих электродах (включая знаки $\Sigma$). Это обстоятельство было упущено из виду в работах [4,20].

Рассчитанные зависимости $g(x)$ качественно согласуются с измеренными в симметричных микроконтактах $URu_2Si_2$–$URu_2Si_2$ [14]. Экспериментаторы наблюдали как симметричные, так и несимметричные ВАХ в одной и той же серии наблюдений. Это согласуется с нашей концепцией, ввиду термодинамической эквивалентности ВЗСП, отличающихся только знаками параметра порядка [7].

В заключение подчеркнем, что в данной работе предсказан новый вид макроскопического проявления нарушения симметрии в многочастичной системе. Он кардинально отличается от хорошо известных явлений в объемных средах, например магнетиках или сегнетоэлектриках. Действительно, предсказанный эффект можно наблюдать только при включении формально симметричного DM–I–DM перехода в электрическую цепь. Отметим, что здесь не учитывались корреляции джозефсоновского типа, возможные в сильных запороговых электрических полях [1,17].

Авторы благодарны С.Н. Артаменко (ИРЭ РАН, Москва) за ценную информацию. Мы выражаем также благодарность R.S. Markiewicz (Boston), J. van Ruitenbeek (Leiden) и И.К. Янсону (Харьков) за полезные дискуссии.

Работа частично поддержана грантом INTAS 94-3862 и Украинским государственным фондом фундаментальных исследований (грант 2.4/100).

## Список литературы

[1] G. Grüner. Rev. Mod. Phys. **60**, *4*, 1129 (1988); **66**, *1*, 1 (1994).
[2] B.I. Halperin, T.M. Rice. Sol. Stat. Phys. **21**, 115 (1968); Ю.В. Копаев. Тр. ФИАН СССР **86**, 3 (1975).
[3] Tunneling Phenomena in Solids / Ed. E. Burstein and S. Lundqvist. Plenum Press, N.Y. (1969).
[4] A.M. Gabovich, A.I. Voitenko. Phys. Rev. **B52**, *10*, 7437 (1995); Phys, Lett. **A223**, *3*, 221 (1996).
[5] G. Bilbro, W.L. McMillan. Phys. Rev. **B14**, *5*, 1887 (1976).
[6] K. Machida. J. Phys. Soc. Jpn. **50**, *7*, 2195 (1981).
[7] A.M. Gabovich, A.S. Shpigel. J. Low Temp. Phys. **51**, *5/6*, 581 (1983); J. Phys. **F14**, *12*, 1031 (1984); Phys. Rev. **B38**, *1*, 297 (1988).
[8] X.-Z. Huang, K. Maki. Phys. Rev. **B40**, *4*, 2575 (1989); Phys. Rev. **B46**, *1*, 162 (1992).
[9] T. Ekino, J. Akimitsu. Physica **B194–196**, Pt. 1, 1221 (1994).
[10] J.P. Sorbier, H. Trotel, P. Monceau, F. Levy. Phys. Rev. Lett. **76**, *4*, 676 (1996).
[11] Y. Miyahara, H. Bando, H. Ozaki. J. Phys.: Condens. Matter. **7**, *13*, 2553 (1995); J. Phys.: Condens. Matter. **8**, *40*, 7453 (1996).

[12] А.А. Синченко, Ю.И. Латышев, С.Г. Зыбцев, И.Г. Горлова, П. Монсо. Письма в ЖЭТФ **64**, *4*, 259 (1996).
[13] A. Nowack, Yu.G. Naidyuk, P.N. Chubov, I.K. Yanson, A. Menovsky. Z. Phys. **B88**, *3*, 295 (1992).
[14] R. Escudero, F. Morales, P. Lejay. Phys. Rev. **B49**, *21*, 15 271 (1994).
[15] Ю.Г. Найдюк, О.Е. Квитницкая, А. Новак, И.К. Янсон, А.А. Меновский. ФНТ **21**, *3*, 310 (1995).
[16] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. ЖЭТФ **51**, *5(11)*, 1535 (1966).
[17] С.Н. Артеменко, А.Ф. Волков. ЖЭТФ **87**, *2(8)*, 691 (1984).
[18] T.T.M. Palstra, A.A. Menovsky, J. van den Berg, A.S.J. Dirkmaat, P.H. Kes, G.J. Nieuwenhuys, J.A. Mydosh. Phys. Rev. Lett. **55**, *24*, 2727 (1985).
[19] M.B. Maple, J.W. Chen, Y. Dalichaouch, T. Kohara, C. Rossel, M.S. Torikachvili, N.W. McElfresh. Phys. Rev. Lett. **56**, *2*, 185 (1986).
[20] А.М. Исмагилов, Ю.В. Копаев. ЖЭТФ **96**, *4(10)*, 1492 (1989).