

Джозефсоновский и одночастичный токи между частично-диэлектризованными сверхпроводниками с волнами зарядовой плотности

© А.И. Войтенко, А.М. Габович

Институт физики Академии наук Украины,
252650 Киев, Украина

(Поступила в Редакцию 30 июля 1996 г.
В окончательной редакции 13 января 1997 г.)

Рассчитаны амплитуды нестационарного джозефсоновского I^1 , интерференционного I^2 и квазичастичного J токов через симметричный и несимметричный туннельные контакты, включающие сверхпроводники с волнами зарядовой плотности. В симметричном (s) случае зависимость джозефсоновского тока I_s^1 от напряжения V на контакте имеет логарифмические особенности при $|eV| = 2\Delta$, $\Delta + D$ и $2D$, где $D = \sqrt{(\Delta^2 + \Sigma^2)}$, Δ и Σ — сверхпроводящий и диэлектрический параметры порядка, e — элементарный заряд. При температурах $T \neq 0$ в вольт-амперных характеристиках $I_s^1(V)$ появляются скачки при $|eV| = D - \Delta$. В токах I_s^2 и J_s скачки и сингулярности наблюдаются при тех же напряжениях, при которых в I_s^1 имеют место сингулярности и скачки соответственно. В несимметричных (ns) контактах, включающих обычный сверхпроводник, особенности и скачки имеют место при $|eV| = D + \Delta_{\text{BCS}}$, $\Delta + \Delta_{\text{BCS}}$ и (при $T \neq 0$) $|D - \Delta_{\text{BCS}}|$, $|\Delta - \Delta_{\text{BCS}}|$, где Δ_{BCS} — параметр порядка обычного сверхпроводника. Квазичастичный ток J_{ns} является несимметричной функцией напряжения V и не зависит от знака Σ . Результаты сравниваются с экспериментом.

Сверхпроводящее состояние с так называемым недиагональным дальним порядком (off-diagonal long-range order — ODLRO) тесно связано с существованием горьковской аномальной функции Грина $F(\mathbf{p}, \omega_n)$ [1], где $\omega_n = (2n + 1)\pi T$, $n = 0, 1, 2, \dots$, T — температура, $\hbar = k_B = 1$, \hbar и k_B суть постоянные Планка и Больцмана. С другой стороны, если для затравочного электронного спектра металла поверхность Ферми (ПФ) содержит конгруэнтные (nested) участки, то ниже некоторой критической температуры T_d электрон-дырочные корреляции могут приводить к возникновению состояния, характеризуемого диагональным дальним порядком (DLRO) и появляющегося вследствие электрон-фононного или кулоновского взаимодействий [2,3]. Оно бывает двух типов: волны зарядовой плотности (ВЗП), индуцируемые спин-синглетным электрон-дырочным спариванием [4], и волны спиновой плотности (ВСП), возникающие в результате спин-триплетного антиферромагнитного спаривания [5]. Кинетические свойства диэлектризованной фазы будут зависеть от степени диэлектризации ПФ: если щель образуется на всей ПФ, то вещество становится изолятором ниже T_d ; иначе оно остается металлом с более низкой проводимостью. Сосуществование DLRO и OLDRO при частичной диэлектризации ПФ наблюдалось для многих классов веществ [5–7], в частности для высокотемпературных оксидов [8,9].

В данной работе для описания сосуществования диэлектризации ПФ и сверхпроводимости мы используем модель Билбро–МакМиллана [10], в которой при температурах $T < T_d$ происходит только частичная диэлектризация ПФ. В то же время сверхпроводящая изотропная щель Δ возникает на всей ПФ при $T < T_c$, и уровень Ферми находится внутри области диэлектрической щели. Теория ВЗП сверхпроводников [6–8,11],

основанная на модели [10], дала возможность объяснить множество свойств структурно-нестабильных веществ в нормальном и сверхпроводящем состояниях. При условии частичной диэлектризации сверхпроводников было бы естественно полагать, что возникновение ВЗП будет сильно влиять на туннелирование как электронов, так и куперовских пар. Зависимости критического тока Джозефсона I_c от температуры, величины диэлектрической щели и доли диэлектризованной ПФ были получены в [12]. Оказалось, что зависимость $I_c(T)/I_c(0)$ от T/T_c слабо отличается от кривой Амбегаскара–Баратова. Вместе с тем $I_c(T)$ сильно уменьшается с увеличением диэлектризованной доли ПФ и диэлектрической щели.

В этой работе мы исследуем более сложный случай нестационарного эффекта Джозефсона в туннельных контактах, где один или оба электрода являются ВЗП-сверхпроводниками. Рассчитываются вольт-амперные характеристики (ВАХ) джозефсоновского I^1 , интерференционного I^2 и квазичастичного J токов.

1. Сверхпроводники с волнами зарядовой плотности

Гамильтониан системы с частичной диэлектризацией электронного спектра при образовании ВЗП имеет вид

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{\text{BCS}} + \mathcal{H}_{\text{CDW}}. \quad (1)$$

Здесь

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{i=1}^3 \sum_{\mathbf{p}\alpha} \xi_i(\mathbf{p}) a_{i\mathbf{p}\alpha}^+ a_{i\mathbf{p}\alpha} \quad (2)$$

— гамильтониан свободных электронов. Операторы $a_{i\mathbf{p}\alpha}^+$ и $a_{i\mathbf{p}\alpha}$ суть соответственно операторы рождения и уни-

чтожения квазичастицы с квазиимпульсом \mathbf{p} и проекцией спина α на i -м участке ПФ. Член

$$\mathcal{H}_{\text{BCS}} = - \sum_{i=1}^3 \sum_{\mathbf{p}} (\Delta a_{i\mathbf{p}\uparrow}^+ a_{i,-\mathbf{p},\downarrow}^+ + \text{h.c.}) \quad (3)$$

описывает сверхпроводящие свойства системы, а член

$$\mathcal{H}_{\text{CDW}} = - \sum_{i=1}^2 \sum_{\mathbf{p}\alpha} (\Sigma a_{i\mathbf{p}\alpha}^+ a_{i,\mathbf{p}+\mathbf{Q},\alpha} + \text{h.c.}) \quad (4)$$

описывает экситонное (электрон-дырочное) спаривание, приводящее к возникновению ВЗП с волновым вектором \mathbf{Q} . Суммирование в (2)–(4) производится по участкам ПФ: $i = 1$ или 2 для конгруэнтных участков, где электронный спектр $\xi(\mathbf{p})$ вырожден ($\xi_1(\mathbf{p}) = -\xi_2(\mathbf{p} + \mathbf{Q})$), и $i = 3$ для остальной части ПФ, где элементарные возбуждения описываются другой функцией $\xi_3(\mathbf{p})$. Подчеркнем, что в (4) суммирование происходит только по диэлектризованным участкам ПФ, характеризуемым параметром порядка Σ , а в (3) — по всей ПФ. Существование единого параметра Δ для всей ПФ есть результат сильного перемешивания различных ветвей электронного спектра, когда матричные элементы четырехфермионного взаимодействия полагаются равными [10,11]. В этом случае эффективные константы связи для Δ и Σ различаются и могут рассматриваться как независимые феноменологические величины. Параметр порядка Σ является действительной величиной произвольного знака, что может сказаться на ВАХ туннельных контактов [13–15]. С другой стороны, $I_c(T)$ и термодинамические величины для ВЗП-сверхпроводников не зависят от знака Σ [11,12].

Температурная зависимость $\Sigma(T)$ в общем случае неизвестна. В то же время для подавляющего большинства ВЗП-сверхпроводников выполняется условие $T_d > T_c$. Поэтому конкретная форма функции $\Sigma(T)$ не является решающей при определении зависимости $\Delta(T)$. Более того, расчеты показывают [10], что ниже T_c сверхпроводящая щель Δ стабилизирует величину Σ на некотором постоянном уровне. Учитывая это, мы не проводили самосогласованных расчетов Δ и Σ . Вместо этого использована зависимость $\Sigma(T)$ такая же, как для $\Delta(T)$ в теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ).

Нормальные $G_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}; \omega_n)$ и аномальные $F_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}; \omega_n)$ мацубаровские функции Грина для гамильтониана (1) могут быть получены решением уравнений Дайсона–Горькова. Они являются матрицами в пространстве, являемся прямым произведением спинового пространства и изотопического пространства участков ПФ [11]. Если учесть матричную структуру параметров порядка, которая определяет вид уравнений (3) и (4), то получаем следующие выражения:

$$G_{\text{nd}}(p, \omega_n) = -[i\omega_n + \xi_3(p)]Z_3^{-1}, \quad (5)$$

$$F_{\text{nd}}(p, \omega_n) = \Delta Z_3^{-1}, \quad (6)$$

$$G_{\text{d}}(p, \omega_n) = [i\omega_n + \xi_1(p)]Z_1^{-1}, \quad (7)$$

$$F_{\text{d}}(p, \omega_n) = \Delta Z_1^{-1}, \quad (8)$$

$$G_{\text{is}}(p, \omega_n) = -\Sigma Z_1^{-1}, \quad (9)$$

где $Z_3 = \omega_n^2 + \Delta^2 + \xi_3^2(p)$, $Z_1 = \omega_n^2 + \Delta^2 + \Sigma^2 + \xi_1^2(p)$, индекс nd соответствует недиэлектризованному участку ПФ ($i = 3$), d — диэлектризованным (конгруэнтным) секциям ($i = 1, 2$), а is — межсекционному (с участков 1 и 2) экситонному (электрон-дырочному) спариванию между квазичастицами. Заметим, что для ВЗП-сверхпроводников гриновская функция F_{is} тождественно равна нулю.

2. Постановка задачи о туннелировании

Для вычисления полного туннельного тока I через контакт воспользуемся стандартным подходом [16], основанным на туннельном гамильтониане $\mathcal{H}_{\text{jun}} = \mathcal{H} + \mathcal{H}' + \mathcal{T}$. Левый и правый электроды контакта описываются здесь членами \mathcal{H} и $(\mathcal{H})'$ соответственно, вид которых дается уравнением (1) с точностью до обозначений. В дальнейшем штрихом будем снабжать величины, относящиеся к правому электроду. Туннельный член \mathcal{T} имеет вид

$$\mathcal{T} = \sum_{i,i'=1}^3 \sum_{p,q'\alpha} T_{pq'}^{ii'} a_{i\mathbf{p}\alpha}^+ a_{i'q'\alpha}^+ + \text{h.c.}, \quad (10)$$

где $T_{pq'}^{ii'}$ — элементы матрицы туннелирования. Общее выражение для $I(T)$, полученное во втором порядке теории возмущений по \mathcal{T} , представляет собой ряд, состоящий из слагаемых-функционалов от временных функций Грина $F(p, \tau)$ и $G(p, \tau)$.

Все матричные элементы $T_{pq'}^{ii'}$ считаются равными и не зависящими от Δ и Σ : $T_{pq'}^{ii'} T_{j'j}^{*} = \text{const} = |T|^2$. Это приближение аналогично пренебрежению влиянием Δ на $|T|^2$ в стандартном подходе. Наше допущение естественно в рамках схемы типа БКШ, т. е. при слабой связи куперовского и электрон-дырочного спариваний. Тогда можно ввести универсальный параметр туннельного сопротивления R : $R^{-1} = 4\pi e^2 N(0) N'(0) \langle |T|^2 \rangle_{FS}$, где $N(0)$ и $N'(0)$ — полные электронные плотности состояний для левого и правого металлов соответственно, являющиеся суммой плотностей состояний на диэлектризованном и недиэлектризованном участках ПФ. Например, $N(0) = N_{\text{d}}(0) + N_{\text{nd}}(0)$. Отношение $\nu = N_{\text{nd}}(0)/N_{\text{d}}(0)$ характеризует степень диэлектризации металла. Такой же параметр ν' может быть введен для правого электрода. Угловые скобки $\langle \dots \rangle_{FS}$ означают усреднение по ПФ. При этом подразумевается, что импульс Ферми k_F одинаков на всех участках ПФ для обоих сверхпроводников [11].

Мы полагаем, что напряжение на контакте $V(\tau) = V_{\text{right}}(\tau) - V_{\text{left}}(\tau)$ изменяется адиабатически медленно по сравнению с энергией порядка T_c , т. е.

$V^{-1}dV/d\tau \ll T_c$ (τ — время). Тогда, принимая во внимание симметрию задачи, получаем выражение для тока, являющееся обобщением случая для БКШ сверхпроводников [16],

$$I[V(\tau)] = \sum_{i=1}^4 \left[I_i^1(V) \sin 2\varphi + I_i^2(V) \cos 2\varphi \right] + \sum_{i=1}^9 J_i(V). \quad (11)$$

Здесь $\varphi = \int^\tau eV d\tau$. Амплитуда джозефсоновского тока равна $I^1 = \sum_{i=1}^4 I_i^1$, интерференционного $I^2 = \sum_{i=1}^4 I_i^2$ и квази-частичного $J = \sum_{i=1}^9 J_i$. Величины $I_i^{1,2}$ и J_i — функционалы от гриновских функций $F_{ij}(\omega)$ и $G_{ij}(\omega)$, которые в свою очередь являются Фурье-образами проинтегрированных по \mathbf{p} функций $F_{ij}(\mathbf{p}, \tau)$ и $G_{ij}(\mathbf{p}, \tau)$. Явные выражения для амплитуд не приведены ввиду их громоздкости.

3. Гриневские функции и вольт-амперные характеристики

Выражения для $I_i^{1,2}$ и J_i могут быть упрощены в двух случаях: 1) в симметричном, когда изолятор разделяет тождественные ВЗП-сверхпроводники; 2) в несимметричном, когда одним из электродов является обычный БКШ-сверхпроводник или нормальный металл.

Для симметричного (s) контакта $\nu = \nu'$ число независимых функций Грина значительно сокращается, и уравнение (11) имеет вид

$$I_s = \sin 2\varphi \sum_{i=1}^3 I_{si}^1(V) + \cos 2\varphi \sum_{i=1}^3 I_{si}^2(V) + \sum_{i=1}^4 J_{si}(V), \quad (12)$$

где $I_{s1}^m = I_1^m$, $I_{s2}^m = I_2^m + I_3^m$, $I_{s3}^m = I_4^m$, $J_{s1} = J_1$, $J_{s2} = J_4$, $J_{s3} = J_5 + J_7$, $J_{s4} = J_9$ ($m = 1, 2$).

В несимметричном (ns) случае $N'_d(0) = 0$ и $\nu' = \infty$. Для БКШ-сверхпроводника функции Грина могут быть формально получены из F_{nd} и G_{nd} путем подстановки параметра Δ_{BCS} вместо Δ . Общее выражение (11) для тока имеет вид

$$I_{ns} = \sin 2\varphi \sum_{i=1}^2 I_{nsi}^1(V) + \cos 2\varphi \sum_{i=1}^2 I_{nsi}^2(V) + \sum_{i=1}^3 J_{nsi}(V), \quad (13)$$

где $I_{ns1}^m = I_2^m$, $I_{ns2}^m = I_4^m$, $J_{ns1} = J_5$, $J_{ns2} = J_6$, $J_{ns3} = J_9$ ($m = 1, 2$). В случае контакта сверхпроводника с нормальным металлом $\Delta_{BCS} = 0$, и весь ток через контакт равен квазистатическому току J_{ns} .

Связь гриновских функций F и G со всеми мацубаровскими аналогами такая же, как и для обычных сверхпроводников [1,16]. В результате дальнейших преобразований $I_{si,nsi}^{1,2}(V)$ и $J_{si,nsi}(V)$ выражаются через однократные интегралы от ω .

4. Результаты расчетов

Хорошо известно [16], что ВАХ $I^{1,2}(V)$ и $J(V)$ для БКШ-сверхпроводника при $eV = 2\Delta_{BCS}$ имеют скачки и логарифмические особенности (риделевские пики). Типы и величины особенностей различных токов связаны соотношениями Крамерса–Кронига. Так, скачкам и логарифмическим особенностям I^1 соответствуют логарифмические особенности и скачки I^2 или J . Поскольку в исследуемых в настоящей работе ВЗП-сверхпроводниках имеются две энергетические щели $|\Sigma|$ и Δ вместо одной Δ_{BCS} для БКШ-сверхпроводника, результирующие ВАХ должны обладать гораздо более сложной структурой. При $T = 0$ все составляющие токов в симметричном и несимметричном контактах могут быть вычислены аналитически. Получаемые выражения чрезвычайно громоздки и будут опубликованы в другой работе. При $T \neq 0$ ВАХ рассчитываются только численно. Однако характерные особенности могут быть найдены при любой температуре.

Для симметричных контактов ВАХ не зависят от знака Σ и верны соотношения (знаки $+$ и $-$ соответствуют индексам 1 и 2)

$$I_{si}^{1,2}(-V) = \pm I_{si}^{1,2}(V), \quad J_{si}(-V) = -J_{si}(V). \quad (14)$$

Положим для определенности $V > 0$.

Особенности ВАХ квазичастичного тока $J_s(V)$ определяются сингулярностями его слагаемых. Имеют место следующие скачки:

$$\delta J_{s1}(eV = 2D) = \frac{\pi D}{2eR(1+\nu)^2} \tanh \frac{D}{2T}, \quad (15)$$

$$\delta J_{s2}(eV = 2D) = -\frac{\pi}{2eR(1+\nu)^2} \frac{\Sigma^2}{D} \tanh \frac{D}{2T}, \quad (16)$$

$$\delta J_{s3}(eV = D + \Delta) = \frac{\pi \nu (D\Delta)^{1/2}}{2eR(1+\nu)^2} \left(\tanh \frac{D}{2T} + \tanh \frac{\Delta}{2T} \right), \quad (17)$$

$$\delta J_{s4}(eV = 2\Delta) = \frac{\pi \nu^2 \Delta}{2eR(1+\nu)^2} \tanh \frac{\Delta}{2T}. \quad (18)$$

Здесь использовано обозначение $\delta I(eV = x) = I(eV = x + 0) - I(eV = x - 0)$. При переходе к предельному БКШ-случаю ($\nu \rightarrow \infty$) разрывы (15)–(17) исчезают, как и следует для обычного сверхпроводника. Кроме того, первые два скачка (при $eV = 2D$) в значительной мере взаимно компенсируются, а для сверхпроводников при $T > T_c$ и нормальных металлов разрыв ВАХ в этой точке вообще отсутствует [14].

Для $T \neq 0$ в квазичастичных ВАХ появляется логарифмический пик при $eV = D - \Delta$, определяемый поведением компонента J_{s3} ,

$$J_{s3}(eV \approx D - \Delta) \approx \frac{\nu (D\Delta)^{1/2}}{2eR(1+\nu)^2} W(D, \Delta). \quad (19)$$

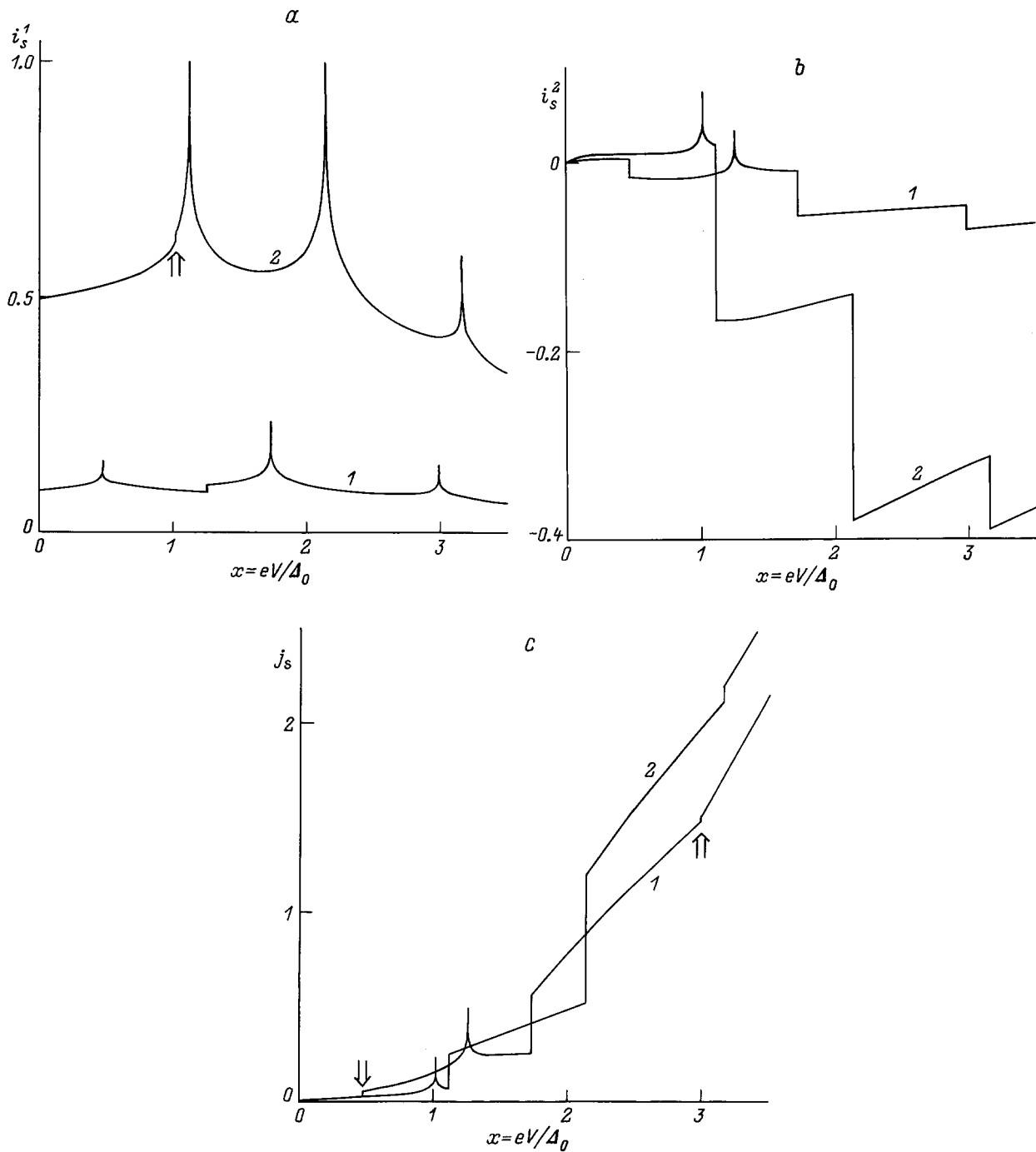


Рис. 1. Сравнение вольт-амперных характеристик симметричного туннельного перехода между ВЗП-сверхпроводниками с различной степенью диэлектризации поверхности Ферми $\nu = N_{nd}(0)/N_d(0)$, где $N_{nd(d)}(0)$ — плотности электронных состояний на недиэлектризованном (диэлектризованном) участке поверхности Ферми. Безразмерные токи: a — джозефсоновский $i_s^1 = I_s^1 eR/\Delta_0$, b — интерференционный $i_s^2 = I_s^2 eR/\Delta_0$, c — квазичастичный $j_s = J_s eR/\Delta_0$. $I_s^{1,2}$ и J_s — амплитуды соответствующих токов, e — элементарный заряд, R — сопротивление перехода в нормальном состоянии, Δ_0 — величина сверхпроводящей щели при температуре $T = 0$ в отсутствие диэлектризации, $x = eV/\Delta_0$, V — приложенное напряжение. Параметры расчетов: $\sigma_0 = 1.5$ — значение $\sigma = \Sigma/\Delta_0$ при $T = 0$, $\Sigma(T)$ — диэлектрический параметр порядка, подчиняющийся уравнению БКШ; $t = T/T_{c0} = 0.4$, $T_{c0} = \gamma\Delta_0/\pi$ — критическая температура сверхпроводника в отсутствие диэлектризации, $\gamma = 1.7810\dots$ — постоянная Эйлера. Кривым 1 и 2 соответствуют значения $\nu = 0.5$ и 1. Двойные стрелки указывают положение скачков, которые оказались плохо заметными при выбранном масштабе.

$$W(\Delta_1, \Delta_2) = \left(\tanh \frac{\Delta_1}{2T} - \tanh \frac{\Delta_2}{2T} \right) \ln \frac{4(\Delta_1 + \Delta_2)}{|eV - |\Delta_1 - \Delta_2||}. \quad (20)$$

Этот пик характерен для несимметричных контактов БКШ сверхпроводников. В нашем случае он может наблюдаться и для симметричных переходов в результате наличия двух областей ПФ с различными эффективными щелями: Δ и D . Туннелирование электрона или куперовской пары с диэлектризованного участка ПФ одного электрода на недиэлектризованный участок ПФ другого электрода происходит так, как будто электроды различны, т.е. переход несимметричен.

Вышеупомянутая связь особенностей различных туннельных токов сохраняется и для ВЗП-сверхпроводников. Сами ВАХ зависят от двух безразмерных величин, характеризующих конкретное вещество: ν и $\sigma \equiv \Sigma/\Delta_0$. Значение же σ при любой температуре определяется в выбранной модели параметром $\sigma_0 \equiv \Sigma_0/\Delta_0$, где $\Sigma_0 = \Sigma(T = 0)$. Набор безразмерных амплитуд токов $i_s^{1,2} \equiv I_s^{1,2}eR/\Delta_0$ и $j_s \equiv J_s eR/\Delta_0$ в зависимости от безразмерного напряжения на контакте $x = eV/\Delta_0$ представлен на рис. 1 при различных ν для приведенной температуры $t = T/T_{c0} = 0.4$, где $T_{c0} = \gamma\Delta_0/\pi$ — критическая температура в отсутствие диэлектризации ПФ, $\gamma = 1.78\dots$ — постоянная Эйлера. Двойными стрелками обозначены скачки, слишком малые при выбранном масштабе. Как видно, величина ν сильно влияет на ВАХ. Поэтому изменение внешних параметров, например давления, может помочь в регистрации предсказываемых особенностей. Отметим, что зависимость особенностей ВАХ от ν двоякая. Во-первых, ν явно входит в выражения для амплитуд. Во-вторых, этот параметр определяет реальные значения T_c и щели Δ [11,12], которая также фигурирует в формулах ВАХ. На рис. 1 кривой 1 соответствует $T/T_c \approx 0.90$, а кривой 2 — ≈ 0.60 .

Для несимметричных контактов справедливы соотношения

$$I_{nsi}^{1,2}(-V) = \pm I_{nsi}^{1,2}(V), \quad J_{ns1,ns3}(-V) = -J_{ns1,ns3}(V). \quad (21)$$

Однако ток J_{ns2} имеет нестандартные свойства симметрии

$$J_{ns2}(-V) = J_{ns2}(V). \quad (22)$$

Кроме того, функция $J_{ns2}(V)$ зависит также от знака Σ , являющегося множителем соответствующего уравнения. Эта необычная ситуация возникает вследствие того, что "межзонная" нормальная гриновская функция G_{is} , характерная для экситонных (пайерлсовских) изоляторов, входит в уравнение для J_{ns} вместе с обычными, пропорциональными ω , нормальными функциями Грина G_{nd} или G_d сверхпроводников. Зависимость квазичастичного тока $J_{ns}(V)$ от знака Σ подтверждается расчетами в случае полной диэлектризации ПФ [15].

Аналитические выражения для токов $I_{nsi}^{1,2}$ и J_{nsi} также могут быть получены только при $T = 0$. Как следует из

свойств симметрии (21) и (22), знаки особенностей слагаемых квазичастичного тока различны для положительных и отрицательных напряжений. Здесь представлены формулы только для $V > 0$:

$$\delta J_{ns1}(eV = D + \Delta_{BCS}) = \frac{\pi(D\Delta_{BCS})^{1/2}}{4eR(1 + \nu)} \times \left(\tanh \frac{D}{2T} + \tanh \frac{\Delta_{BCS}}{2T} \right), \quad (23)$$

$$\delta J_{ns2}(eV = D + \Delta_{BCS}) = \frac{\pi\Sigma}{4eR(1 + \nu)} \left(\frac{\Delta_{BCS}}{D} \right)^{1/2} \times \left(\tanh \frac{D}{2T} + \tanh \frac{\Delta_{BCS}}{2T} \right), \quad (24)$$

$$\delta J_{ns3}(eV = \Delta + \Delta_{BCS}) = \frac{\pi\nu(\Delta\Delta_{BCS})^{1/2}}{4eR(1 + \nu)} \times \left(\tanh \frac{\Delta}{2T} + \tanh \frac{\Delta_{BCS}}{2T} \right). \quad (25)$$

Если $\Sigma > 0$, то, согласно (21) и (22), скачки δJ_{ns1} и δJ_{ns2} складываются при $V > 0$ и вычитаются при $V < 0$ (при $\Sigma < 0$ наоборот). Тогда положительная ветвь ВАХ будет иметь большой скачок в точке $eV = D + \Delta_{BCS}$, а на отрицательной ветви вклады (23) и (24) будут практически компенсировать друг друга, поскольку обычно $\Sigma \gg \Delta$, а следовательно, $D \approx \Sigma$ (см., например, [4,6,7]).

Иная ситуация имеет место для логарифмических особенностей $J_{ns1,ns2}$ в точке $eV = |D - \Delta_{BCS}|$, характерных для $T \neq 0$;

$$J_{ns1}(eV \approx |D - \Delta_{BCS}|) \approx \frac{(D\Delta_{BCS})^{1/2}}{4eR(1 + \nu)} W(D, \Delta_{BCS}), \quad (26)$$

$$J_{ns2}(eV \approx |D - \Delta_{BCS}|) \approx -\frac{\Sigma}{4eR(1 + \nu)} \times \left(\frac{\Delta_{BCS}}{D} \right)^{1/2} W(D, \Delta_{BCS}). \quad (27)$$

Здесь взаимная компенсация пиков достигается на ветви $V > 0$ при $\Sigma > 0$, в то время как в точке $eV = -|D - \Delta_{BCS}|$ эти особенности усиливают друг друга. Для ВЗП-сверхпроводников сохраняется также и сингулярность ВАХ, характерная для БКШ-сверхпроводников,

$$J_{ns3}(eV \approx |\Delta - \Delta_{BCS}|) \approx \frac{\nu(\Delta\Delta_{BCS})^{1/2}}{4eR(1 + \nu)} W(\Delta, \Delta_{BCS}). \quad (28)$$

Предсказываемые характерные точки J_{ns} и соответствующие особенности $I_{ns}^{1,2}$ воспроизводятся в численных расчетах. Для определенности положим $\Sigma > 0$. На рис. 2 показаны ВАХ нормализованных полных амплитуд $i_{ns}^{1,2} \equiv I_{ns}^{1,2}eR/\Delta_0$ и $j_{ns} \equiv J_{ns}eR/\Delta_0$ для различных значений отношения $\varepsilon_0 \equiv \Delta_{BCS}(T = 0)/\Delta_0$. Малые логарифмические сингулярности, которые трудно зафиксировать при выбранном масштабе, отмечены одиночными стрелками.

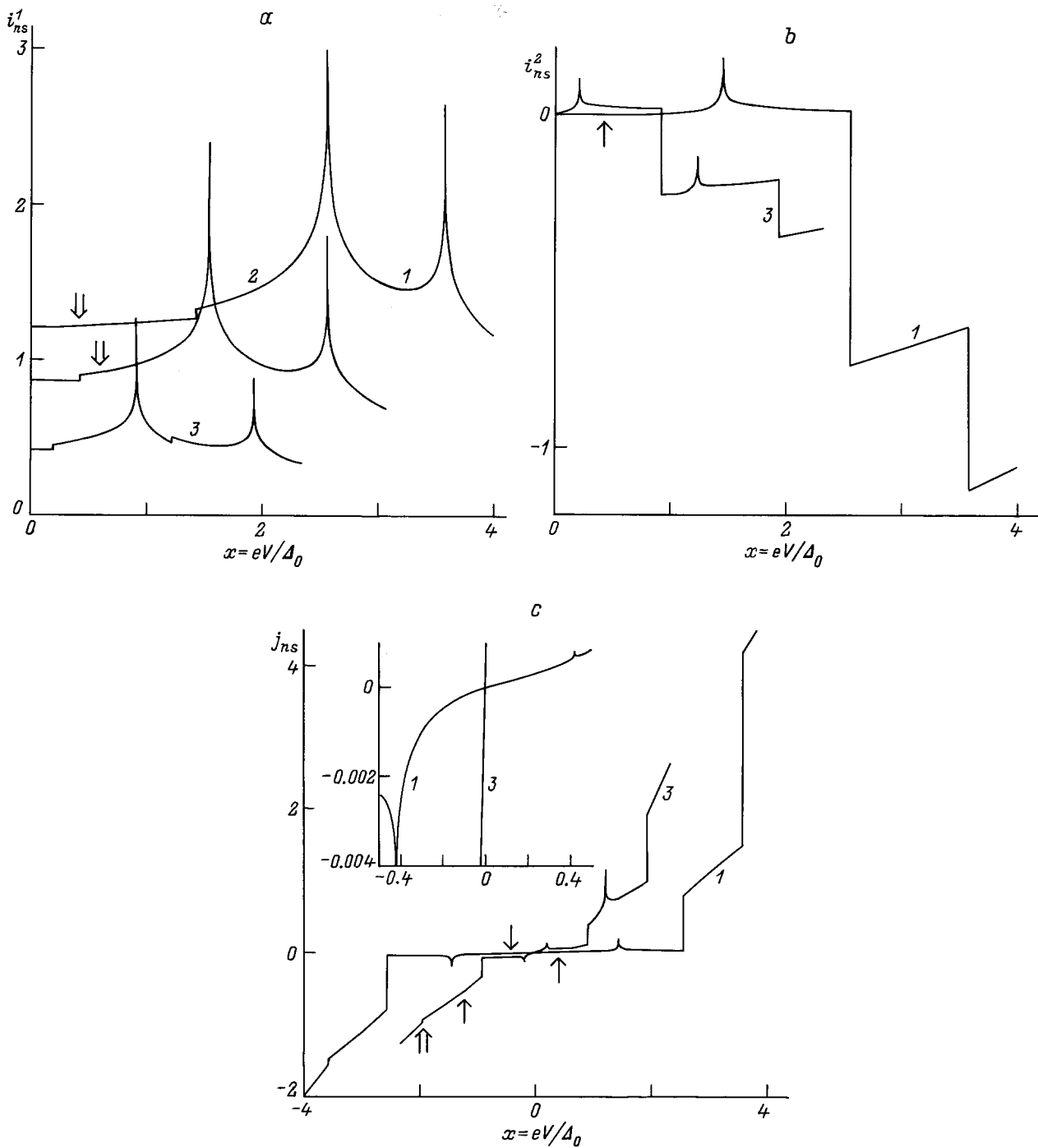


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для несимметричного перехода с обычным БКШ-сверхпроводником со щелью Δ_{BCS} при значениях $\varepsilon_0 = \Delta_{\text{BCS}}(T = 0)/\Delta_0 = 2$ (1), 1 (2) и 0.5 (3); $\sigma_0 = 1.5$, $\nu = 1$, $t = 0.4$. Части кривых $j_{\text{ns}}(x)$ показаны на вставке в увеличенном масштабе. Одиночные стрелки указывают положение логарифмических особенностей, которые оказались плохо заметными при выбранном масштабе.

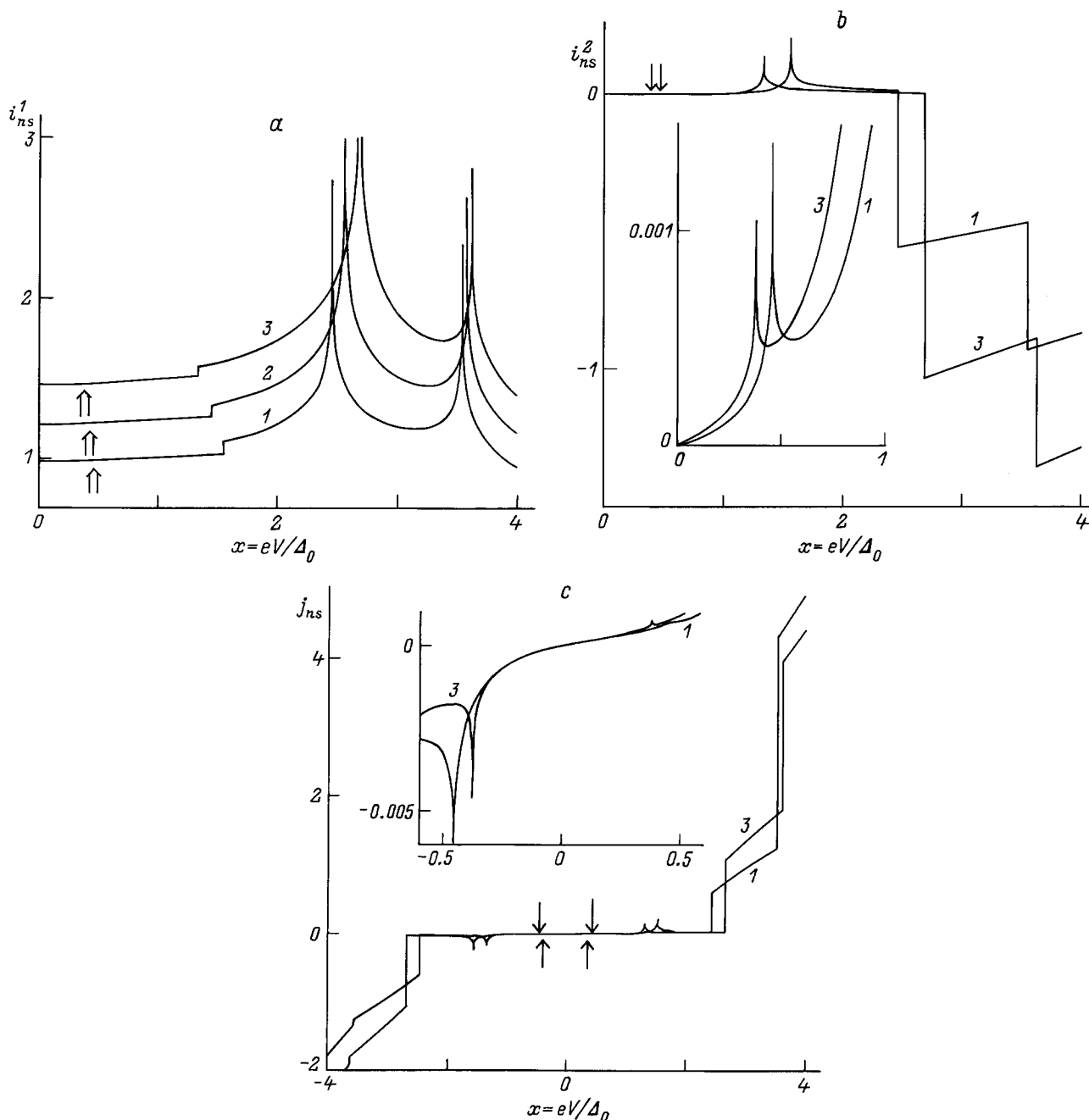


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для различных $\nu = 0.75$ (1), 1 (2) и 1.5 (3). $\sigma_0 = 1.5$, $t = 0.4$, $\varepsilon_0 = 2$.

Зависимость ВАХ от степени диэлектризации ПФ представлена на рис. 3. Параметр ν (вместе с температурой) оказывается основным управляющим параметром, влияющим на поведение особенностей.

5. Сравнение с экспериментом

Наиболее интересными объектами для приложения изложенной концепции являются высокотемпературные сверхпроводники. В некоторых из них наблюдается диэлектрическая щель на части ПФ. Так, например, в

$\text{BaPb}_{1-x}\text{Bi}_x\text{O}_3$ (ВРВ) диэлектризация электронного спектра при $x \geq 0.35$ полная, и сверхпроводимость полностью отсутствует, в то время как при $x \leq 0.35$ проводимость имеет металлический характер и сверхпроводимость появляется при $T_c = T_c(x)$. Частичная диэлектризация металлического состояния происходит при $x \geq 0.15$, что доказано целым рядом аномалий свойств ВРВ [6,11,17].

Для ВРВ-оксидов с $T_c^{\text{max}} = T_c(x = 0.25) \approx 13$ К, согласно термодинамическим и резистивным измерениям, $\Sigma \approx 50-100$ К [6]. Имеются также данные для осо-

бенностей туннельного тока через контакты, содержащие эти же соединения: при $x = 0.25$ щелевые особенности туннельных ВАХ появляются в интервале напряжений 60–100 К в зависимости от образца и метода оценки [18]. Эти результаты можно понять, исходя из нашей работы. По-видимому, меньшая щель Δ_{\min} просто неразличима на фоне большей Δ_{\max} . Это может происходить из-за "размазывания" особенности, связанной с диэлектрической щелью $\Sigma \equiv \Delta_{\max}$, благодаря усреднению вкладов участков ПФ с различными Σ в полный ток $J(V)$.

Обсудим теперь соединения купратов. Расчеты структуры электронной зоны показывают, что в слоистых перовскитах на основе La_2CuO_4 и в сверхпроводнике $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ имеются конгруэнтные участки ПФ [19]. Фазовая диаграмма $T-x$ этих соединений, где x означает содержание легирующего металла (Ba, Ca, Sr) для системы 214 или концентрацию кислорода для системы 123, обнаруживает различные структурные переходы даже вблизи T_c . Такие переходы наблюдались и в висмутовых керамиках [20].

Данные по туннельной, микроконтактной спектроскопии (МКС) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) свидетельствуют о том, что квазичастичные ВАХ высокотемпературных сверхпроводников значительно отличаются от таковых в теории БКШ. К сожалению, величины щели, рассчитанные разными группами исследователей на основании измерений дифференциальной проводимости $G_{s(\text{ns})}^{\text{diff}} = dJ_{s(\text{ns})}/dV$, отличаются даже для одного и того же вещества [21,22]. Это может быть следствием не только плохого качества переходов, но и происходящих в оксидах явлений, связанных с тепловой предисторией образцов [6].

Перечислим часто наблюдаемые необычные свойства купратов. Двухщелевая структура обнаружена в ВАХ микроконтактов $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [21], в туннельных ВАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [23], в ВАХ разломных контактов $\text{Yb(Y)Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [24]. Сложная щелеподобная структура $G_{\text{ns}}^{\text{diff}}(V)$ была получена для $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ с помощью СТМ [25]. Наличие двух щелевых особенностей характерно для ВАХ соединения $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_2\text{O}_{8-x}$, измеренных как с помощью СТМ, так и МКС [26]. Мы полагаем, что большую из них можно идентифицировать с D , подтверждается туннельными измерениями G_s^{diff} в симметричном сэндвиче с Bi-Sr-Ca-Cu-O [27]. Здесь эта особенность слабо зависит от температуры вплоть до T_c и затем исчезает. Такое поведение может наблюдаться, если кривая $\Sigma(T)$ имеет форму, близкую к прямоугольной, и T_d лишь слегка превышает T_c . По-видимому, ВЗП на цепочках Cu-O в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ уже наблюдались в СТМ-экспериментах [9].

Другой особенностью высокотемпературной керамики является асимметрия ВАХ по отношению к полярности прикладываемого напряжения. В СТМ-измерениях ВАХ соединения $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+x}$ провал в зависимости $G_s^{\text{diff}}(V)$ найден только для ветви $V < 0$ [28]. Туннельные измерения для иттриевой [29] и висмутовой [30]

керамик показали схожую зависимость ВАХ от знака V , МКС- и СТМ-спектры для $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8-x}$ [26] и СТМ-спектры для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ [9] тоже несимметричны. Зависимости кривых $J_{\text{ns}}(V)$ от полярности напряжения могут рассматриваться как прямое следствие наших уравнений, если учесть диэлектризацию электронного спектра в купратах.

В заключение подчеркнем, что в настоящее время невозможно сравнить нашу теорию для токов $I^{1,2}(V)$ с экспериментом, так как риделевские сингулярности ВАХ для переходов с ВЗП сверхпроводниками еще не исследовались. Тем не менее необычные свойства $J(V)$, обнаруженные для многих веществ, делают весьма обещающими параллельные измерения $I^{1,2}(V)$.

Работа поддержана грантом INTAS 94-3862 и Государственным фондом фундаментальных исследований Украины (грант 2.4/100).

Список литературы

- [1] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. М. (1962). 441 с.
- [2] В.И. Halperin, Т.М. Rice. Sol. Stat. Phys. **21**, 115 (1968).
- [3] Ю.В. Копаев. Тр. ФИАН СССР **86**, 3 (1975).
- [4] G. Gruner. Rev. Mod. Phys. **60**, 4, 1129 (1988).
- [5] G. Gruner. Rev. Mod. Phys. **66**, 1, 1 (1994).
- [6] А.М. Габович, Д.П. Моисеев, А.С. Шпигель. ЖЭТФ **83**, 4, 1383 (1982); А.М. Габович, Д.П. Моисеев, Л.В. Прокопович, С.К. Уварова, В.Е. Ячменев. ЖЭТФ **86**, 5, 1727 (1984); А.М. Габович, Д.П. Моисеев. УФН **150**, 4, 599 (1986).
- [7] В.М. Пан, В.Г. Прохоров, А.С. Шпигель. Металлофизика сверхпроводников. Киев (1984). 190 с.
- [8] А.М. Gabovich. High- T_c Superconductivity: Experiment and Theory / Ed. A.S. Davydov and V.M. Loktev. Berlin (1992). P. 161.
- [9] H.L. Edwards, A.L. Barr, J.T. Markert, A.L. de Lozanne. Phys. Rev. Lett. **73**, 8, 1154 (1994).
- [10] G. Bilbro, W.L. McMillan. Phys. Rev. **B14**, 5, 1887 (1976).
- [11] А.М. Gabovich, A.S. Shpigel. J. Low Temp. Phys. **51**, 5/6, 581 (1983); J. Phys. F: Metal Phys. **14**, 12, 3031 (1984); Phys. Rev. **B38**, 1, 297 (1988); А.М. Gabovich, A.S. Gerber, A.S. Shpigel. Phys. Stat. Sol. (b) **141**, 2, 575 (1987).
- [12] А.И. Войтенко, А.М. Габович, Д.П. Моисеев, А.С. Шпигель. Тез. докл. III Всесоюз. симпози. "Неоднородные электронные состояния". Новосибирск (1989). С. 198; А.М. Gabovich, D.P. Moiseev, A.S. Shpigel, A.I. Voitenko. Phys. Stat. Sol. (b) **161**, 1, 293 (1990).
- [13] А.М. Габович. ФНТ **18**, 7, 693 (1992); Int. J. Mod. Phys. **B7**, 22, 3927 (1993).
- [14] А.М. Габович. ФНТ **19**, 10, 1098 (1993); А.М. Gabovich, A.I. Voitenko. Phys. Rev. **B52**, 10, 7437 (1995).
- [15] А.М. Исмагилов, Ю.В. Копаев. ЖЭТФ **96**, 4, 1492 (1989).
- [16] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. ЖЭТФ **51**, 5, 1535 (1966).
- [17] S. Tajima, S. Uchida, A. Masaki, H. Takagi, K. Kitazawa, S. Tanaka. Phys. Rev. **B32**, 10, 6302 (1985).
- [18] M. Suzuki, K. Komoriota, H. Nakano, L. Rinderer. J. Less-Comm. Met. **164-165**, 1579 (1990).
- [19] W.E. Pickett. Rev. Mod. Phys. **61**, 2, 433 (1989).

- [20] Y. Wang, H. Shen, M. Zhu, J. Wu. *Solid State Commun.* **76**, 11, 1273 (1990).
- [21] И.К. Янсон. *ФНТ* **17**, 2, 275 (1991).
- [22] T. Hasegawa, H. Ikuta, K. Kitazawa. *Physical Properties of High Temperature Superconductors III* / Ed. D.M. Ginsberg. Singapore (1992). P. 525.
- [23] J. Geerk, X.X. Xi, G. Linker. *Z. Phys.* **B73**, 2, 329 (1989).
- [24] B.A. Aminov, M.A. Hein, G. Muller, H. Piel, D. Wehler, Ya.G. Ponomarev, K. Rosner, K. Winczer. *J. Supercond.* **7**, 2, 361 (1994).
- [25] B. Barbiellini, O. Fischer, M. Peter, Ch. Renner, M. Weger. *Physica* **C220**, 1/2, 55 (1994).
- [26] G.T. Jeong, J.I. Kye, S.H. Chun, S. Lee, S.I. Lee, Z.G. Khim. *Phys. Rev.* **B49**, 21, 15416 (1994).
- [27] T. Walsh, J. Moreland, R.H. Ono, T.S. Kalkur. *Phys. Rev.* **B43**, 13, 11492 (1991).
- [28] Ch. Renner, O. Fischer. *Phys. Rev.* **B51**, 14, 9208 (1995).
- [29] С.Е. Кубаткин, А.Я. Цаленчук, З.Г. Иванов, П. Делсинг, Р.И. Шехтер, Т. Классон. *Письма в ЖЭТФ* **63**, 2, 112 (1996).
- [30] A. Kussmaul, J.S. Moodera, G.M. Roesler, Jr., P.M. Tedrov. *Phys. Rev.* **B41**, 1, 842 (1990).