

# Джозефсоновские и квазичастичные токи в туннельных переходах между частично-диэлектризованными сверхпроводниками с волнами спиновой плотности

© А.И. Войтенко, А.М. Габович

Институт физики Академии наук Украины,  
252022 Киев, Украина

E-mail: collphen@marion.iop.kiev.ua

(Поступила в Редакцию 10 февраля 1999 г.)

Рассчитаны вольт-амперные характеристики (ВАХ) джозефсоновских, интерференционных и квазичастичных компонент тока через туннельный переход, образованный двумя сверхпроводниками с волнами спиновой плотности (ВСП). Рассмотрение основано на модели частичной диэлектризации поверхности Ферми и в предположении пиннинга ВСП. Детально исследуются частные случаи: несимметричные переходы ВСП сверхпроводник — обычный сверхпроводник и симметричные переходы между двумя тождественными ВСП сверхпроводниками. Определены положение и характер особенностей ВАХ. Для симметричного контакта предсказана возможность существования несимметричных ВАХ. Расчеты качественно согласуются с обнаруживаемым в эксперименте поведением ВАХ туннельных и микроконтактов, включающих ВСП сверхпроводник с тяжелыми фермионами URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>.

Известно, что внешнее магнитное поле или обменное поле ферромагнетика отрицательно влияет на спин-синглетную сверхпроводимость. Во-первых, возникают диамагнитные токи Мейсснера, а во-вторых, проявляется парамагнитный эффект, состоящий в перевороте спина электрона, так что происходит разрушение куперовской пары. Условия же для сосуществования сверхпроводимости и антиферромагнетизма гораздо более благоприятны, поскольку внутрикристаллическое магнитное поле антиферромагнетика, усредненное по объему с характерным размером куперовской пары, равно нулю. Родственным антиферромагнетизму явлением являются волны спиновой плотности [1]. ВСП возникают при температурах  $T$  ниже критической  $T_N$  (температура Нееля) из-за расходимости спиновой восприимчивости электронов проводимости при некотором волновом векторе  $\mathbf{Q}$ . Эта логарифмическая особенность является следствием неустойчивости системы из-за наличия на поверхности Ферми (ПФ) конгруэнтных (nested) участков ( $i = 1, 2$ ), на которых электронный спектр  $\xi(\mathbf{p})$  вырожден:  $\xi_1(\mathbf{p}) = -\xi_2(\mathbf{p} + \mathbf{Q})$ . На остальной части ПФ ( $i = 3$ ) электронный спектр невырожден. При этом на конгруэнтных участках возникает триpletная по спину диэлектрическая щель. В этом отношении ВСП подобны волнам зарядовой плотности (ВЗП), с тем отличием, что в случае ВЗП диэлектрическая щель спин-синглетна.

Сосуществование сверхпроводимости с ВСП наблюдалось в соединениях (TMTSF)<sub>2</sub>ClO<sub>4</sub>, (TMTSF)<sub>2</sub>PF<sub>6</sub> при давлении 6 кбар [2], RRh<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> (R = La, Y) [3], сплавах Cr<sub>1-x</sub>Re<sub>x</sub> [4], в соединениях с тяжелыми фермионами URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> [5,6] и других. При этом в куперовском спаривании участвуют те же электроны, находящиеся вблизи ПФ, которые отвечают за формирование ВСП. Фактически между этими явлениями происходит борьба, и борьба эта выражается через соревнование

за обладание ПФ. Обычно ВСП — более сильный конкурент, поскольку определяется обменным взаимодействием между электронами в отличие от сверхпроводимости, когда спаривание между электронами осуществляется через виртуальные фононы. Поэтому ВСП способны, вообще говоря, полностью подавить сверхпроводимость. Для этого диэлектрическая щель должна охватывать всю ПФ. Однако анизотропный характер ВСП и определенная топология ПФ приводят к тому, что возможна только частичная диэлектризация последней, что и наблюдается для всех известных до настоящего времени ВСП сверхпроводников. Кроме того, их критическая температура сверхпроводящего перехода  $T_c$ , как правило, меньше  $T_N$ . Поэтому при понижении температуры ниже  $T_c$  на неконгруэнтных, недиэлектризованных (nd) участках ПФ образуется сверхпроводящая щель  $\Delta$ , которая согласно модели сильного перемешивания электронных состояний [7] распространяется на всю ПФ, включая и диэлектризованные (d) области. При этом модифицируются как сама  $\Delta$  по сравнению с теорией Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) [8], так и диэлектрическая щель.

В настоящей работе на основе модели Билбро–Макмиллана [7], примененной впоследствии к ВСП и ВЗП случаям [9–12], исследуется туннелирование между частично-диэлектризованными ВСП сверхпроводниками с  $s$ -спариванием. Рассчитываются вольт-амперные характеристики нестационарного джозефсоновского и квазичастичного туннельного токов. Определены и расклассифицированы особенности ВАХ для симметричных и несимметричных переходов. Для сравнения с экспериментом привлекаются данные для сверхпроводника с тяжелыми фермионами URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub>, поскольку только для этого соединения были проведены [5,6] измерения необходимых параметров теории.

## 1. Общая теория

Исходная формулировка задачи аналогична рассмотренной ранее [13] с точностью до замены ВЗП сверхпроводника его ВСП аналогом. Модельный гамильтониан  $H$  частично-диэлектризованного ВСП сверхпроводника в приближении среднего поля равен [9,10,14]

$$H = H_0 + H_{\text{BCS}} + H_{\text{SDW}}, \quad (1)$$

где  $H_0$  — гамильтониан свободных электронов,  $H_{\text{BCS}}$  — гамильтониан БКШ, ответственный за сверхпроводимость, и

$$H_{\text{SDW}} = -2\Sigma \sum_{i=1}^2 \sum_{\mathbf{p}\alpha} \alpha a_{i\mathbf{p}\alpha}^+ a_{i,\mathbf{p}+\mathbf{Q},\alpha} + \text{h.c.} \quad (2)$$

— гамильтониан ВСП, описывающий спин-триплетное электрон-дырочное спаривание. Еще раз подчеркнем, что в рамках данной модели на всей ПФ существует единая сверхпроводящая щель, в то время как диэлектризация ПФ (и соответственно возникновение диэлектрического параметра порядка  $\Sigma$ ) имеет место только на конгруэнтных ее участках (суммирование в (2) проводится только по  $i = 1, 2$ ).

Для всех рассматриваемых ниже ВСП сверхпроводников выполняется неравенство  $T_N \gg T_c$ . Более того, расчеты показывают [9], что наличие сверхпроводящей щели стабилизирует амплитуду  $\Sigma$  на некотором уровне аналогично явлению, имеющему место для ВЗП сверхпроводников [7]. Исходя из этого, мы не проводили самосогласованных расчетов зависимостей  $\Sigma(T)$  и  $\Delta(T)$ . Как показано в работе [13], величина  $\Sigma$  может быть выбрана как не зависящая от  $\Delta$  функция температуры  $T$ . Более того, в микроконтактных измерениях было обнаружено, что для ВСП сверхпроводника URu<sub>2</sub>Si<sub>2</sub> [15,16] зависимость  $\Sigma(T)$  практически полностью соответствует классической зависимости теории БКШ. Поэтому для  $\Sigma(T)$  была выбрана функция Мюльшлегеля [8], свойственная также спин-триплетному экситонному диэлектрику с ВСП [17]. Отметим, что сделанный конкретный выбор не существен с концептуальной точки зрения. В дальнейшем мы предполагаем пиннинг ВСП, так что параметр  $\Sigma$  — это действительная величина произвольного знака.

Еще одним важным параметром теории является степень диэлектризации ПФ, которая стандартно определяется как отношение плотности состояний на nd- и d-участках ПФ ( $N_{\text{nd}}$  и  $N_{\text{d}}$  соответственно)

$$\nu = N_{\text{nd}}(0)/N_{\text{d}}(0). \quad (3)$$

При заданных  $\nu$  и  $\Sigma(T)$  легко рассчитать зависимость  $\Delta(T)$  в интервале  $0 < T < T_c$  [10,18–20].

Нормальные  $G_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}; \omega_n)$  и аномальные  $F_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{p}; \omega_n)$  мацубаровские гриновские функции, соответствующие гамильтониану (1), могут быть определены из уравнений

Дайсона–Горькова для ВСП сверхпроводников, полученных ранее [10–12,19]. С учетом матричной структуры исходных сверхпроводящего и диэлектрического параметров порядка, искомые решения имеют вид

$$G_{\text{nd}}(\mathbf{p}; \omega_n) = -[i\omega_n + \xi_3(\mathbf{p})] \text{Det}_1^{-1}, \quad (4)$$

$$F_{\text{nd}}(\mathbf{p}; \omega_n) = \Delta \text{Det}_1^{-1}, \quad (5)$$

$$G_{\text{d}}(\mathbf{p}; \omega_n) = -[i\omega_n + \xi_1(\mathbf{p})] [\omega_n^2 + \xi_1^2(\mathbf{p}) + \Delta^2 + \Sigma^2] \text{Det}_2^{-1}, \quad (6)$$

$$F_{\text{d}}(\mathbf{p}; \omega_n) = \Delta [\omega_n^2 + \xi_1^2(\mathbf{p}) + D_+ D_-] \text{Det}_2^{-1}, \quad (7)$$

$$G_{\text{is}}(\mathbf{p}; \omega_n) = \Sigma [\omega_n^2 + \xi_1^2(\mathbf{p}) - D_+ D_-] \text{Det}_2^{-1}, \quad (8)$$

$$F_{\text{is}}(\mathbf{p}; \omega_n) = -2\Delta \Sigma [-i\omega_n + \xi_1(\mathbf{p})] \text{Det}_2^{-1}. \quad (9)$$

Здесь

$$\text{Det}_1 = \omega_n^2 + \xi_3^2(\mathbf{p}) + \Delta^2, \quad (10)$$

$$\text{Det}_2 = [\omega_n^2 + \xi_1^2(\mathbf{p}) + D_+^2] [\omega_n^2 + \xi_1^2(\mathbf{p}) + D_-^2], \quad (11)$$

$$D_{\pm} = \Delta \pm \Sigma, \quad (12)$$

а индекс is соответствует межсекционному ( $1 \leftrightarrow 2$ ) электрон-дырочному спариванию.

Туннельный ток  $I$  рассчитывается в рамках метода туннельного гамильтониана [21,22]. Матричные элементы туннельного гамильтониана считаются равными и не зависящими от  $\Delta$  и  $\Sigma$ . Наше допущение естественно в рамках схемы типа БКШ, т. е. при рассмотрении куперовского и электрон-дырочного спариваний в приближении слабой связи (см. обсуждение в [13]). Тогда можно ввести универсальный параметр туннельного сопротивления  $R$ . Мы полагаем, что напряжение на туннельном контакте  $V(\tau)$ , где  $\tau$  — время, изменяется адиабатически медленно по сравнению с энергиями порядка  $T_c$ , т. е.  $V^{-1}dV/d\tau \ll T_c$ . С учетом этого выражение для тока  $I$  через туннельный контакт принимает вид

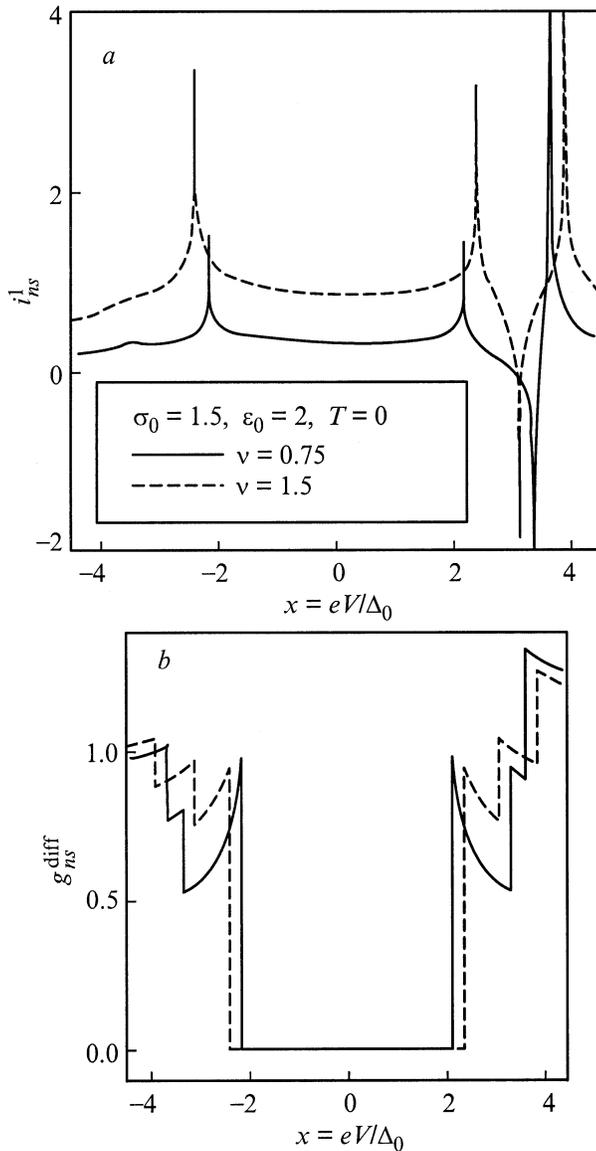
$$I[V(\tau)] = \sum_{i,i'=d,\text{nd},\text{is}} [I_{(i,i')}^1(V) \sin 2\varphi + I_{(i,i')}^2(V) \cos 2\varphi + J_{(i,i')}], \quad (13)$$

где  $\varphi = \int^{\tau} eV(\tau)d\tau$ ,  $e$  — элементарный заряд,  $I^1(V) = \sum_{i,i'} I_{(i,i')}^1(V)$  — амплитуда джозефсоновского тока,  $I^2(V) = \sum_{i,i'} I_{(i,i')}^2(V)$  — амплитуда интерференционного тока и  $J(V) = \sum_{i,i'} J_{(i,i')} — квазичастичный ток. Эта$

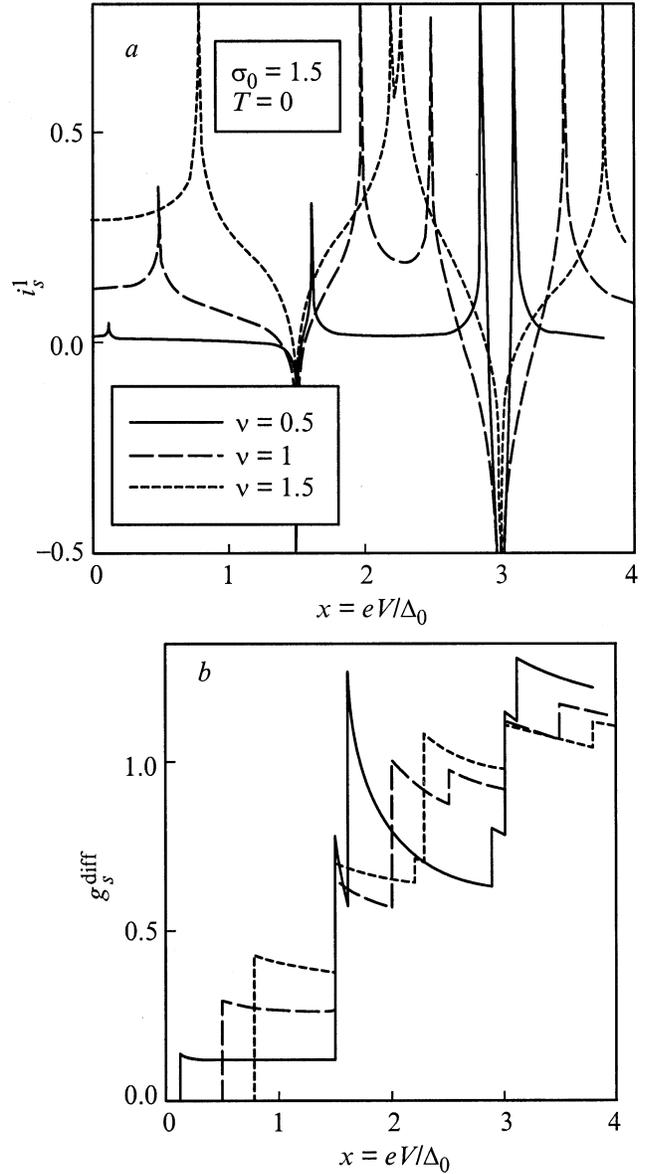
формула представляет собой обобщение соответствующего выражения, полученного для перехода между БКШ сверхпроводниками [21], на случай ВСП сверхпроводников. Каждая величина типа  $I_{(i,i')}^1(V)$  в уравнении (13) есть интеграл от некоторого выражения, включающего попарное произведение Фурье-образов временных гриновских функций  $F_i^+(\omega)F_{i'}(\omega')$  или  $G_i(\omega)G_{i'}(\omega')$  для левого и правого, отмечаемого штрихованными индексами, электродов. Требуемые временные функции Грина получают из соответствующих температурных функций (4)–(9)



рифмические особенности этого типа должны сильно сглаживаться в силу различных причин, например, из-за неоднородности параметров порядка по сечению туннельного перехода [23].

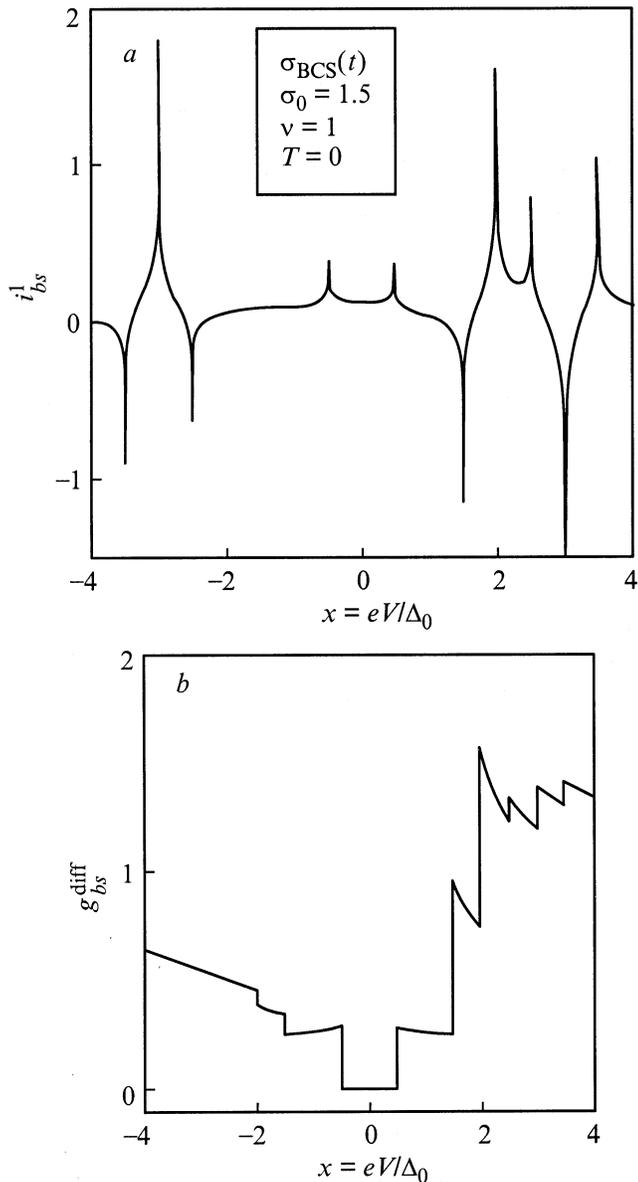


**Рис. 1.** Зависимости безразмерных джозефсоновских токов  $i_{ns}^1 = I_{ns}^1 eR/\Delta_0$  (a) и безразмерных проводимостей  $g_{ns}^{diff} = RdJ_{ns}/dV$  для квазичастичных токов  $J_{ns}$  (b) от безразмерного напряжения  $x = eV/\Delta_0$  на несимметричном туннельном переходе ВСП сверхпроводник–БКШ сверхпроводник для разных значений степени диэлектризации электронного спектра  $\nu = N_{nd}(0)/N_d(0)$ . Здесь  $e$  — элементарный заряд,  $R$  — сопротивление перехода в нормальном состоянии,  $\Delta_0$  — сверхпроводящая щель ВСП сверхпроводника при температуре  $T = 0$  в отсутствие диэлектризации,  $\sigma_0$  — значение  $\sigma = \Sigma/\Delta_0$  при  $T = 0$ ,  $\Sigma(T)$  — диэлектрический параметр порядка,  $N_{nd(d)}(0)$  — плотность электронных состояний на недиэлектризованном (диэлектризованном) участках поверхности Ферми,  $\epsilon_0 = \Delta_{BCS}(T = 0)/\Delta_0$ ,  $\Delta_{BCS}$  — сверхпроводящая щель БКШ сверхпроводника.



**Рис. 2.** Зависимости безразмерных джозефсоновских токов  $i_s^1(x) = I_s^1(V)eR/\Delta_0$  (a) и безразмерных проводимостей  $g_s^{diff}(x) = RdJ_s/dV$  для квазичастичных токов  $J_s$  (b) в случае истинно симметричного туннельного перехода между ВСП сверхпроводниками при разных  $\nu$ .

Случай джозефсоновского перехода, составленного из двух идентичных ВСП сверхпроводников ( $\nu = \nu'$ ,  $\Delta = \Delta'$ ,  $\Sigma = \pm\Sigma'$ ), оказывается гораздо более любопытным. По аналогии с ВЗП сверхпроводниками [24] мы должны отдельно рассматривать случаи, когда диэлектрические параметры порядка по обе стороны от перехода одинаковы или имеют разные знаки. Такое различие существует из-за того, что в обоих электродах в условиях предполагаемого пиннинга ВСП возможны состояния ВСП сверхпроводника с разницей только в знаке  $\Sigma$ , которые термодинамически тождественны.



**Рис. 3.** Зависимости безразмерных джозефсоновского тока  $i_{bs}^1(x) = I_{bs}^1(V)eR/\Delta_0$  (a) и безразмерной проводимости  $g_{bs}^{diff}(x) = RdJ_{bs}/dV$  для квазичастичного тока  $J_{bs}$  (b) в случае симметричного туннельного перехода с нарушенной симметрией между ВСП сверхпроводниками при  $\nu = 1$ .

В случае  $\Sigma = \Sigma'$  (s-переход), попарно взаимно компенсируются именно те слагаемые каждой амплитуды, которые проявляют "нестандартные" свойства симметрии (15), а именно (d, is) с (is, d) и (nd, is) с (is, nd). Остающиеся слагаемые в результате образуют токи, подчиняющиеся уравнениям (14). На рис. 2 показаны зависимости от  $V$  безразмерных джозефсоновского тока  $i_s^1 = I_s^1 eR/\Delta_0$  и дифференциальной проводимости  $g_s^{diff} = RdJ_s/dV$ , рассчитанные для s-перехода.

При  $\Sigma = -\Sigma'$  (bs-переход) такой компенсации не происходит. Наоборот, эти токи взаимно усиливаются,

причем до такой степени, что при определенной полярности напряжения на переходе особенности "нестандартных" слагаемых компенсируют особенности других составляющих, в результате чего полные ВАХ каждого из токов имеют резко выраженный асимметричный характер (рис. 3). Такое явление представляет собой нарушение симметрии (symmetry breaking) нового типа в многочастичной системе, проявляющееся только при включении соответствующего перехода в электрическую цепь. Для ВЗП сверхпроводников явление нарушения симметрии ВАХ должно проявляться только для квазичастичного тока [24].

При одновременном изменении знаков  $\Sigma$  по обе стороны от bs-перехода соответствующая ВАХ меняет местами ветви, соответствующие различной полярности напряжения смещения. Таким образом, для туннельного перехода между ВСП сверхпроводниками, рассматриваемыми изначально как тождественные, например, "разломный" переход (break junction), в принципе возможно наблюдение трех различных ВАХ. Можно предположить ряд сопутствующих обстоятельств (неоднородности распределения примесей, внешние условия, температурная предыстория и т.п.), делающих то или иное состояние предпочтительным. Эти обстоятельства срабатывают непосредственно ниже точки Нееля. При  $T \ll T_N$  переключения между различными ветвями ВАХ, вызванные тепловыми флуктуациями, становятся невозможными, поскольку это потребовало бы большой энергии для перестройки ВСП. Однако повышение напряжения на переходе могло бы стимулировать такой перескок. С другой стороны, нагрев перехода выше  $T_N$  и его последующее охлаждение могут привести к ВАХ, отличной от исходной, если анализируемые состояния энергетически вырождены. Знаменательно, что изменение состояния ВСП будет сказываться на сверхпроводящих токах, появляющихся только при дальнейшем охлаждении ниже  $T_c \ll T_N$ .

В табл. 2 приведены характеристики особых точек различных токовых составляющих для s- и bs-переходов. Как видно из таблицы, в силу того, что параметры  $D_{\pm}$  линейно зависят от  $\Delta$  и  $\Sigma$  (см. уравнение (12)), для туннельных переходов между идентичными ВСП сверхпроводниками кроме компенсации некоторых особенностей возможно также наложение особенностей ВАХ разного типа (скачков и логарифмических сингулярностей), что не происходит в случае ВЗП сверхпроводников [13,24].

### 3. Обсуждение

К сожалению, объем экспериментальных данных по ВСП сверхпроводникам весьма незначителен. Тем не менее имеющиеся результаты удовлетворительно согласуются с нашей теорией. Например, ВАХ для разломных (т.е. симметричных по своей сути!) контактов  $UNi_2Al_3$  могут быть асимметричными [25]. Однако для количественного сравнения полученных в теории зависимостей

**Таблица 2.** Положение и характеристики особенностей ВАХ слагаемых токов через симметричный и симметричный с нарушенной симметрией туннельные переходы между ВСП сверхпроводниками

Особенность	Значение для $\Delta < \Sigma$	Тип	Область температур	Компоненты <sup>1</sup>	$D_1$	$D_2$
$2\Delta$	$2\Delta$	1	$T \geq 0$	(nd,nd)	$\Delta$	$\Delta_{\text{BCS}}$
$2 D_{\pm} $	$2(\Sigma \pm \Delta)$	1	$T \geq 0$	(d,d), (is,is), (d,is), (is,d)	$D_{\pm}$	$D_{\pm}$
$H_+ =  D_+  +  D_- $	$2\Sigma$	1	$T \neq 0$	(d,nd), (is,nd)	$D_+$	$D_-$
$K_{\pm} =  D_{\pm}  + \Delta_{\text{BCS}}$	$2\Delta$	2	$T \neq 0$	(d,d), (is,is), (d,is), (is,d)	$D_+$	$D_-$
$M_+ =  D_+  + \Delta$	$2\Delta + \Sigma$	1	$T \geq 0$	(d,nd), (nd,d), (is,nd), (nd,is)	$D_+$	$\Delta$
$K_{\pm} =  D_{\pm}  + \Delta_{\text{BCS}}$	$\Sigma$	1	$T \geq 0$	(d,nd), (nd,d), (is,nd), (nd,is)	$D_-$	$\Delta$
$K_{\pm} =  D_{\pm}  + \Delta_{\text{BCS}}$	$\Sigma$	2	$T \neq 0$	(d,nd), (is,nd)	$D_+$	$\Delta$
$L =  \Delta - \Delta_{\text{BCS}} $	$ 2\Delta - \Sigma $	2	$T \neq 0$	(nd,nd)	$D_-$	$\Delta$

<sup>1</sup> Компоненты (d,is), (is,d), (nd,is) и (is,nd) всех токов проявляются только при нарушенной симметрии в переходе.

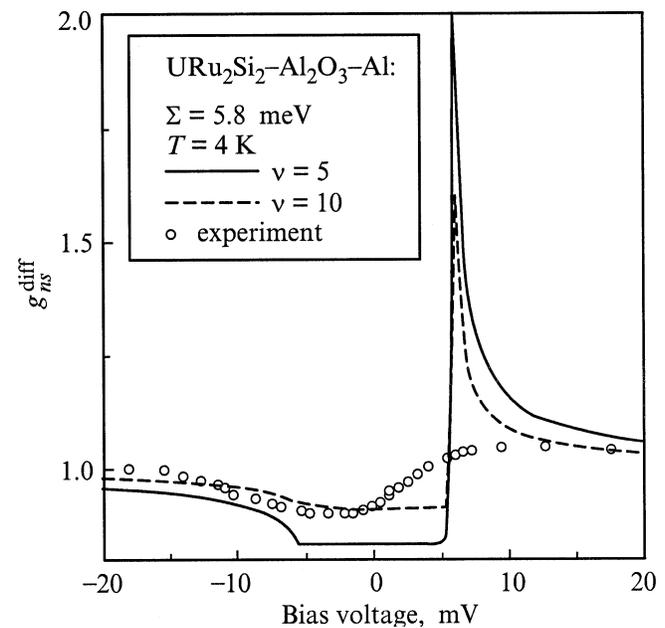
с экспериментальными необходимы значения диэлектрической и сверхпроводящей щелей, а также параметра диэлектризации ПФ  $\nu$ .

Наиболее изученным в настоящее время интересующим нас соединением является  $\text{URu}_2\text{Si}_2$ . Согласно различным источникам [5,6,26], его температурные характеристики суть  $T_c \approx 1.3-1.5$  К и  $T_N \approx 17-17.5$  К. Что же касается параметров  $\Sigma$  и  $\nu$ , здесь имеется значительный разброс. Например, по измерению удельной теплоемкости значения искомым параметров составляют  $\Sigma \approx 115$  К и  $\nu \approx 0.4$ , согласно [5], или  $\Sigma \approx 129$  К и  $\nu \approx 1.5$ , согласно [6]. Другие исследования тепловых свойств [26] также дают значение  $\Sigma \approx 115$  К.

Туннельные и микроконтактные измерения проводимости симметричных и несимметричных переходов, содержащих  $\text{URu}_2\text{Si}_2$ , были проведены сравнительно недавно [15,16]. Результирующие ВАХ четко проявляют щелевые особенности, исчезающие при температурах выше  $T_N$ , что подтверждает наличие частичной диэлектризации ПФ, связанной с ВСП. Ниже  $T_c$  также обнаруживается щелевая особенность, связанная с  $T_c$  соотношением БКШ. Необходимо отметить, что прямые туннельные и микроконтактные измерения диэлектрической щели [15] дают значение  $\Sigma \approx 68$  К, что разительно отличается от приведенных выше значений. В то же время эти измерения могут рассматриваться как прямое доказательство частичной диэлектризации электронного спектра в  $\text{URu}_2\text{Si}_2$ .

Нарушение симметрии ВАХ симметричных переходов также, по-видимому, уже проявлялось в точечных гомоконтактах с  $\text{URu}_2\text{Si}_2$  [16]. А именно спорадически наблюдались ВАХ с характерным асимметричным перекосом, при котором особенности  $dV/dJ$  связанные с  $\Sigma$ , были более четко выражены при какой-то одной полярности напряжения  $V$ . Это согласуется с приведенными выше теоретическими соображениями.

Что касается прямого подтверждения выводов нашей теории на эксперименте, то, к сожалению, подавляющее большинство имеющихся результатов получено микроконтактным методом, так что возможно сравнение с теорией только наблюдаемых положений особенностей ВАХ, а не их профилей. Имеется единственная работа [15], в которой были проведены туннельные измерения проводимости  $G^{\text{diff}}(V) = dJ/dV$  несимметричного перехода  $\text{URu}_2\text{Si}_2-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Al}$ . Однако представленная здесь ВАХ была получена при  $T = 4$  К, что значительно выше



**Рис. 4.** Зависимости  $g_{\text{ns}}^{\text{diff}}(V)$  для несимметричного туннельного перехода  $\text{URu}_2\text{Si}_2-\text{Al}_2\text{O}_3-\text{Al}$  в нормальном состоянии, полученные из эксперимента и вычисленные для различных  $\nu$ .

критических температур как для  $URu_2Si_2$  (см. выше), так и для  $Al$  ( $\approx 1.19$  К). Таким образом, оба электрода находились в нормальном состоянии. На рис. 4 соответствующая зависимость сравнивается с нашими расчетами. Качественно общий ход экспериментальной кривой воспроизводится. Сглаживание особенностей может быть связано с процедурным усреднением данных, которого нельзя избежать в экспериментах такого типа. Заметим, что для подгонки теоретических результатов необходимы гораздо большие значения параметра  $\nu$ , чем получаемые из тепловых измерений [5,6,26].

Работа выполнена при частичной поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований Украины (грант № 2.4/100).

## Список литературы

- [1] G. Grüner. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1, 1 (1994).
- [2] J. Friedel, D. Jerome. *Contemp. Phys.* **23**, 6, 583 (1982).
- [3] I. Felner, I. Nowik. *Solid State Commun.* **47**, 10, 831 (1983).
- [4] E. Fawcett, H.L. Alberts, V.Yu. Galkin, D.R. Noakes, J.V. Yakhmi. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 1, 25 (1994).
- [5] T.T.M. Palstra, A.A. Menovsky, J. van der Berg, A.I. Dirkmaat, P.H. Kess, G.J. Nieuwenhuys, J.A. Mydosh. *Phys. Rev. Lett.* **55**, 24, 2727 (1985).
- [6] M.B. Maple, J.W. Chen, Y. Dalichaouch, T. Kohara, C. Rossel, M.S. Torikachvili, M.W. McElfresh, J.D. Thompson. *Phys. Rev. Lett.* **56**, 2, 185 (1986).
- [7] G. Bilbro, W.L. McMillan. *Phys. Rev.* **B14**, 5, 1887 (1976).
- [8] А.А. Абрикосов, Л.П. Горьков, И.Е. Дзялошинский. *Методы квантовой теории поля в статистической физике*. Физматгиз, М, (1962). 444 с.
- [9] K. Machida. *J. Phys. Soc. Jpn.* **50**, 7, 2195 (1981); **51**, 5, 1420 (1982); **52**, 4, 1333 (1983).
- [10] А.М. Габович, А.С. Шпигель. *ФТТ* **26**, 5, 1569 (1984); *J. Phys.* **F14**, 12, 1031 (1984).
- [11] А.М. Габович, А.С. Шпигель. *ФТТ* **24**, 4, 1006 (1982); *ЖЭТФ* **84**, 2, 694 (1983).
- [12] А.М. Габович, А.С. Шпигель. *Металлофизика* **8**, 5, 12 (1986); *Phys. Rev.* **B38**, 1, 297 (1988).
- [13] А.И. Войтенко, А.М. Габович. *ФТТ* **39**, 6, 991 (1997); *Phys. Rev.* **B55**, 2, 1081 (1997).
- [14] А.М. Gabovich, A.I. Voitenko. *Phys. Rev.* **B52**, 10, 7437 (1995); А.И. Войтенко, А.М. Габович. *ФТТ* **38**, 4, 1107 (1996).
- [15] R. Escudero, F. Morales, P. Lejay. *Phys. Rev.* **B49**, 21, 15 271 (1994).
- [16] Ю.Г. Найдюк, О.Е. Квитницкая, А. Новак, И.К. Янсон, А.А. Меновски. *ФНТ* **21**, 3, 310 (1995).
- [17] Н.И. Куликов, В.В. Тугушев. *УФН* **144**, 4, 643 (1984).
- [18] А.М. Gabovich, A.S. Gerber, A.S. Shpigel. *Phys. Stat. Sol. (b)* **141**, 2, 575 (1987).
- [19] А.М. Gabovich, D.P. Moiseev, A.S. Shpigel, A.I. Voitenko. *Phys. Stat. Sol. (b)* **161**, 1, 293 (1990).
- [20] А.И. Войтенко, А.М. Габович, А.С. Шпигель. *ФНТ* **18**, 2, 108 (1992).
- [21] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. *ЖЭТФ* **51**, 5, 1535 (1966).
- [22] А. Бароне, Дж. Патерно. *Эффект Джозефсона. Физика и применения*. Мир, М. (1984). 640 с.
- [23] B. Barbiellini, O. Fischer, M. Peter, Ch. Renner, M. Weger. *Physica* **C220**, 1/2, 55 (1994); G.T. Jeong, J.I. Kye, S.H. Chun, S. Lee, S.I. Lee, Z.G. Kim. *Phys. Rev.* **B49**, 21, 15 416 (1994).
- [24] A.M. Gabovich, A.I. Voitenko. *J. Phys.: Condens. Matter* **9**, 19, 3901 (1997); *Europhys. Lett.* **38**, 5, 371 (1997).
- [25] K. Gloos, F.B. Andres, B. Buschinger, C. Geibel. *Physica* **B230-232**, 391 (1997).
- [26] S.A.M. Mentink, U. Wyder, J.A.A.J. Perenboom, A. de Visser, A.A. Menovsky, G.J. Nieuwenhuys, J.A. Mydosh, T.E. Mason. *Physica* **B230-232**, 74 (1997).