

Электронный транспорт через границу нормального металла с двухзонным сверхпроводником с межзонным типом спаривания

А. В. Бурмистрова, Т. Ю. Карминская, И. А. Девятков¹⁾

Научно-исследовательский институт ядерной физики,
Московский государственный университет, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 15 ноября 2010 г.

После переработки 3 декабря 2010 г.

Предложена последовательная схема диагонализации гамильтониана сверхпроводника с учетом как внутризонного, так и межзонного спаривания. Рассчитана температурная зависимость параметра порядка сверхпроводника с межзонным типом спаривания. Теоретически рассмотрен электронный транспорт через границу нормального металла и двухзонного сверхпроводника с межзонным типом спаривания.

Исследование недавно открытой высокотемпературной сверхпроводимости в железосодержащих соединениях (ферропниктидах) [1] возобновило интерес как к необычным симметриям параметров порядка многозонных сверхпроводников, так и к необычным видам спаривания в них. Например, в работе [2] предложена s_{\pm} модель, предполагающая наличие двух изотропных параметров порядка в зонах ферропниктида, со сдвигом фаз π между фазами параметров порядка, обусловленным спиновыми флуктуациями [2]. Однако численные расчеты [3] показали, что представления о только внутризонном характере спаривания электронов в различных зонах ферропниктидов противоречат симметрии их зонной структуры. Были предложены теории электронного транспорта в S-N (сверхпроводящий ферропниктид – нормальный металл) переходах [4–7]. Эти теории, однако, не смогли полностью объяснить достаточно противоречивые экспериментальные данные по андреевской спектроскопии ферропниктидов [8–10], показывающие как наличие, так и отсутствие в них двух щелей, подщелевых особенностей и асимметрии ВАХ (вольт-амперной характеристики) таких S-N переходов.

Под межзонным типом спаривания мы, следуя работе [3], будем понимать возможность синглетного спаривания электронов, принадлежащих различным зонам многозонного металла. Данную ситуацию надо отличать от возможности межзонного хоппинга куперовских пар [11], образованных из электронов с противоположенными спинами из одинаковых зон, которую иногда также называют межзонным спариванием [12]. Спаривание частиц с различными спинами, принадлежащих различным подсистемам изучаемого физического объекта, обсуждалось ранее в

квантовой хромодинамике [13], при изучении высокотемпературной сверхпроводимости в купратах [14] и для смесей холодных атомов [15, 16]. При этом были исследованы условия стабильности возникающего сверхпроводящего состояния [13, 16], создана соответствующая данной модели двухжидкостная гидродинамика [16]. Однако до настоящего времени не была рассчитана температурная зависимость параметра порядка этого нового типа сверхпроводящего состояния и не была создана теория электронного транспорта через S-N границу. В данной работе мы теоретически исследуем эти вопросы.

При количественном анализе сверхпроводимости в многозонном металле мы ограничимся наиболее простым случаем двух зон, соответствующим так называемой “минимальной модели” [3]. Мы будем исходить из следующего гамильтониана:

$$H = \sum_{k,\alpha,\sigma} \varepsilon_{\alpha}(k) c_{k,\alpha,\sigma}^{\dagger} c_{k,\alpha,\sigma} + H_{in} + H_{inter}, \quad (1)$$

где индекс $\alpha = 1, 2$ нумерует зоны ферропниктида, σ – проекция спина, k – квазиимпульс, $c_{k,\alpha,\sigma}^{\dagger}$ ($c_{k,\alpha,\sigma}$) – оператор рождения (уничтожения) электрона. Первое слагаемое в (1), описывает энергию невзаимодействующих электронов. Второе слагаемое в (1), H_{in} , описывает спаривание электронов в зонах:

$$H_{in} = V_{\alpha} \sum_{k,k',\alpha} c_{k,\alpha,\uparrow}^{\dagger} c_{-k,\alpha,\downarrow}^{\dagger} c_{-k',\alpha,\downarrow} c_{k',\alpha,\uparrow}, \quad (2)$$

где V_{α} – величина эффективного притяжения электронов в зонах. Последнее слагаемое в (1), H_{inter} , описывает межзонное спаривание электронов и имеет следующий вид [3]:

$$H_{inter} = V \sum_{k,k',\alpha} c_{k,\alpha,\uparrow}^{\dagger} c_{-k,3-\alpha,\downarrow}^{\dagger} c_{-k',3-\alpha,\downarrow} c_{k',\alpha,\uparrow}, \quad (3)$$

¹⁾ e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

где V – величина эффективного притяжения электронов, принадлежащих различным зонам.

Для расчета спектра возбуждений и волновых функций квазичастиц в сверхпроводнике в гамильтониане, описываемом выражениями (1)–(3), необходимо перейти к приближению среднего поля [17]. При этом, кроме обычных для теории сверхпроводимости [17] аномальных средних вида

$$\Delta_\alpha = V_\alpha \sum_k \langle c_{-k,\alpha,\downarrow} c_{k,\alpha,\uparrow} \rangle, \quad (4)$$

описывающих спаривание электронов внутри зон, отличными от нуля будут и средние,

$$\Delta = V \sum_k \langle c_{-k,2,\downarrow} c_{k,1,\uparrow} \rangle, \quad (5)$$

описывающие межзонное спаривание.

Диагонализация получившегося в приближении среднего поля гамильтониана производится с помощью обобщения канонического преобразования Боголюбова (старшего) [18] для случая двухзонного сверхпроводника. Для этого нужно перейти от базиса, используемого в (1), $B_{\text{old}} = \{c_{k,1,\uparrow}^+, c_{-k,1,\downarrow}^+, c_{k,2,\uparrow}^+, c_{-k,2,\downarrow}^+\}$, к новому $B_{\text{new}} = \{d_{k,1,\uparrow}^+, d_{-k,1,\downarrow}^+, d_{k,2,\uparrow}^+, d_{-k,2,\downarrow}^+\}$, где $d(d^+)$ – фермиевские операторы нового базиса

$$B_{\text{new}} = \hat{U} B_{\text{old}}, \quad \hat{U} = \begin{pmatrix} u_1^* & -v_1^* & u_2^* & -v_2^* \\ v_1 & u_1 & v_2 & u_2 \\ u_2^* & -v_2^* & u_1^* & -v_1^* \\ v_2 & u_2 & v_1 & u_1 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

При этом боголюбовские коэффициенты u и v должны удовлетворять следующим соотношениям:

$$|u_1|^2 + |v_1|^2 + |u_2|^2 + |v_2|^2 = 1, \quad (7)$$

$$u_1^* u_2 + v_1^* v_2 + u_2^* u_1 + v_2^* v_1 = 0. \quad (8)$$

Спектр возбуждений квазичастиц $E(k)$, а также боголюбовские коэффициенты находятся в общем случае из системы уравнений

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 u_1 + \Delta_1^* v_1 + \Delta^* v_2 &= E u_1, \\ -\varepsilon_1 v_1 + \Delta_1 u_1 + \Delta u_2 &= E v_1, \\ \varepsilon_2 u_2 + \Delta_2^* v_2 + \Delta^* v_1 &= E u_2, \\ -\varepsilon_2 v_2 + \Delta_2 u_2 + \Delta u_1 &= E v_2, \end{aligned} \quad (9)$$

решаемой вместе с условиями (7).

Далее, следуя работе [3], мы пренебрежем внутрizonным спариванием в рассматриваемом двухзонном сверхпроводнике, то есть положим значения параметров порядка $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$. Данное приближение позволяет выявить особенности, присущие межзонному спариванию, в наиболее явном виде [3]. При

этом мы будем предполагать квадратичными дисперсионные зависимости в зонах: $\varepsilon_i = k^2/2m_i - \mu$, где m_i ($i = 1, 2$) – эффективные массы электрона в зонах, а μ – химический потенциал.

Спектр возбуждений

$$\begin{aligned} \pm E_i(k) &= (-1)^i \varepsilon_- \pm \sqrt{(\varepsilon_+)^2 + \Delta^2}, \\ \varepsilon_- &= \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2}, \varepsilon_+ = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}{2}, \end{aligned} \quad (10)$$

рассчитанный из системы (9) для значений параметров $m_2 = 2m_1, \mu = 2\Delta$, представлен на рис.1 для

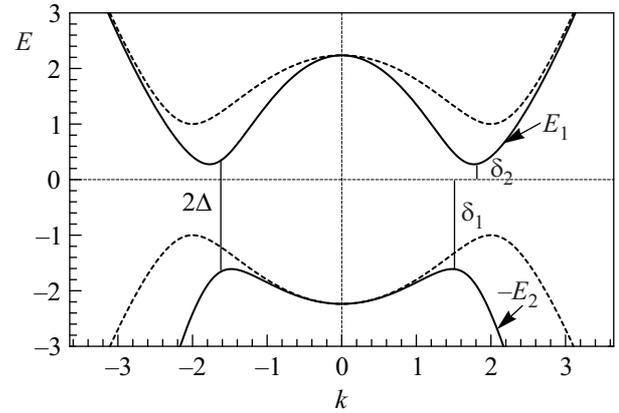


Рис.1. Спектр возбуждений квазичастиц $E_1(k)$ и $-E_2(k)$, соответствующий системе (9) (сплошные линии), и спектр возбуждений, следующий из теории БКШ (пунктир). 2Δ – щель в спектре возбуждений, δ_1 и δ_2 – характерные энергии системы

случая только межзонного спаривания сплошной линией. Пунктиром на рис.1 изображена дисперсионная зависимость, следующая из теории БКШ [17]. Модуль параметра порядка межзонного спаривания Δ равен половине минимального расстояния между кривыми $E_1(k)$ и $-E_2(k)$. Необходимо отметить существенное различие представленных на рис.1 дисперсионных кривых в положительной и отрицательной областях значений энергии, в отличие от симметричных зависимостей, следующих из теории БКШ [17]. Асимметрия представленных на рис.1 дисперсионных кривых в положительной и отрицательной областях значений энергии обусловлена различием эффективных масс электронов в зонах. Наряду с представленным на рис.1 блоком $E_1(k)$ и $-E_2(k)$, системе (9) соответствует и блок решений $-E_1(k)$ и $E_2(k)$.

Уменьшение модуля параметра порядка межзонного спаривания Δ при фиксированных значениях химического потенциала μ и эффективных масс электронов m_1, m_2 может привести к ситуации, когда одна из дисперсионных кривых, $E_1(k)$ или $-E_2(k)$ пере-

счет нулевое значение энергии. Это переведет систему в качественно новое состояние. Как показано в работах [3, 16], это состояние неустойчиво. Поэтому в данной работе мы будем рассматривать ситуацию, соответствующую изображенной на рис.1, на котором дисперсионные кривые $E_i(k)$ не пересекают нулевое (по отношению к химическому потенциалу) значение энергии.

Из рис.1 следует, что наряду с параметром порядка межзонного спаривания Δ есть еще два характерных значения энергии, которые должны проявиться на ВАХ S-N переходов. Этими характерными энергиями являются два минимальных расстояния до химического потенциала от ветвей $E_1(k)$ и $-E_2(k)$ (δ_2 и δ_1 соответственно). Они связаны с параметрами, характеризующими зонную структуру ферропниктида, и модулем параметра порядка межзонного спаривания Δ следующим выражением:

$$\delta_i = -(-1)^i \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} \mu + \frac{2\sqrt{m_1 m_2}}{m_1 + m_2} \Delta(T). \quad (11)$$

Из уравнения (5) следует интегральное уравнение для определения межзонного параметра порядка Δ :

$$\frac{1}{V} = \frac{1}{4} \int \frac{\tanh(E_1(k)/2T) + \tanh(E_2(k)/2T)}{\sqrt{\Delta^2 + (\varepsilon_+)^2}} d^3k. \quad (12)$$

На рис.2 представлены правая часть (RHS) уравнения (12) и RHS соответствующего уравнения для па-

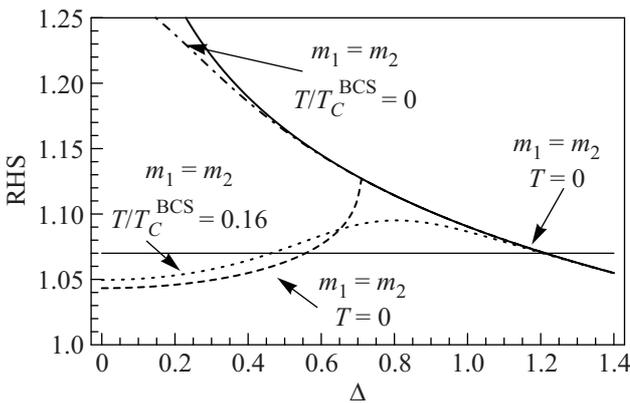


Рис.2. Зависимость правой части уравнения (12) от Δ в случае сверхпроводника с межзонным типом спаривания при температурах $T = 0$ (штриховая линия) и $T = 0.16T_C$ (пунктирная линия) при соотношении значений эффективных масс в зонах $m_1 = 2m_2$ и для случая однозонного сверхпроводника с внутризонным типом спаривания БКШ типа с эффективной массой $m = 2/3m_1$ при температурах $T = 0$ (сплошная линия) и $T = 0.16T_C$ (штрих-пунктирная линия)

раметра порядка, следующего из теории БКШ [17] при $T = 0$ (штриховая и сплошная линии, соответственно) и $T = 0.16T_C^{BCS}$ (пунктирная и штрих-пунктирная линии, соответственно). Из рис.2 следует, что в зависимости от значения величины межзонного притяжения V уравнение (12) может иметь одно, два или не иметь ни одного решения. При больших V уравнение имеет единственное решение, соответствующее теории БКШ. При уменьшении параметра V уравнение (12) приобретает дополнительный корень. Однако это решение нестабильно [16]. При дальнейшем уменьшении параметра V ниже некоторого зависящего от температуры значения V_c щель не образуется даже при нулевой температуре.

На рис.3 представлено стабильное решение уравнения (12) в зависимости от температуры (штрихо-

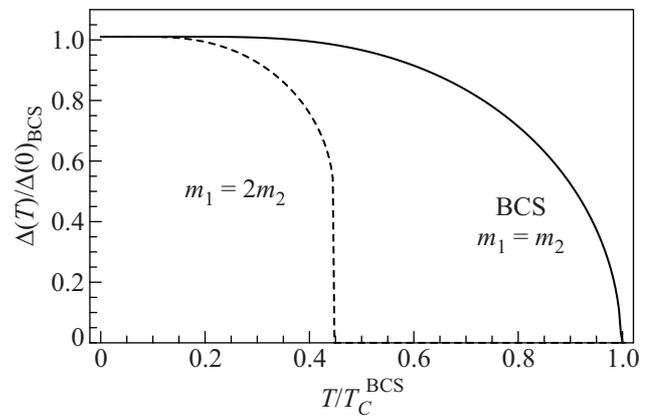


Рис.3. Зависимость нормированной величины параметра порядка Δ от температуры для случая сверхпроводника с межзонным типом спаривания при соотношении значений эффективных масс в зонах $m_1 = 2m_2$ (штриховая линия) и для случая однозонного сверхпроводника с внутризонным типом спаривания БКШ типа с эффективной массой $m = 2/3m_1$ (сплошная линия)

вая кривая) при $m_1 = 2m_2$ и зависимость $\Delta(T)$ для однозонного сверхпроводника с эффективной массой $m = 2/3m_1$ (сплошная линия), нормированной на $\Delta(0)$ (значение эффективной массы однозонного сверхпроводника выбрано таким образом, чтобы энергия ε для однозонного сверхпроводника равнялась полусумме энергий ε_1 и ε_2 , что приводит к одинаковым значениям модуля параметра порядка в случае межзонного спаривания и в теории БКШ при $T = 0$). Более быстрое уменьшение параметра порядка $\Delta(T)$ при малых значениях температуры по сравнению с аналогичной зависимостью теории БКШ [17] и последующее скачкообразное ее исчезновение связаны с асимметрией представленных на рис.1 дисперсионных зависимостей $E_1(k)$ и $-E_2(k)$. При этом

скорость убывания $\Delta(T)$ с увеличением температуры T определяется меньшим из δ_i (11), которое меньше $\Delta(T)$, а скачкообразное исчезновение $\Delta(T)$ соответствует той температуре, при которой δ_i обращается в нуль.

Одним из способов измерения температурной зависимости модуля параметра порядка является анализ ВАХ S-N переходов [17]. Для расчета ВАХ переходов со сверхпроводниками с межзонным типом спаривания ниже мы построим теорию транспорта через границу двухзонного нормального металла и двухзонного сверхпроводника. Мы рассматриваем микросужение между нормальным металлом и двухзонным сверхпроводником с характерным размером d , много меньшим длины когерентности сверхпроводника ξ , и упругой l и неупругой l_{in} , характерных длин свободного пробега. Выполнение условия $d \ll \xi$ позволяет пренебречь изменением параметра порядка межзонного спаривания Δ в области микросужения и считать его значение на S-N границе совпадающим со значением внутри сверхпроводника. Условие $d \ll l$ позволяет рассматривать электронный транспорт через микросужение как 1D транспорт. Для расчета электронного транспорта через микросужение необходимо рассчитать волновые функции рассматриваемой S-N структуры.

Компоненты f_1, g_1, f_2, g_2 волновых функций $\psi_1^S = (f_1, 0, 0, g_2)^T$ и $\psi_2^S = (0, g_1, f_2, 0)^T$ сверхпроводника с межзонным спариванием определяются из двух независимых систем уравнений, следующих из системы (9):

$$-\frac{1}{2m_1} \frac{\partial^2 f_1}{\partial^2 x} + \Delta g_2 = i \frac{\partial f_1}{\partial t}, \quad (13)$$

$$\frac{1}{2m_2} \frac{\partial^2 g_2}{\partial^2 x} + \Delta f_1 = i \frac{\partial g_2}{\partial t}$$

и

$$-\frac{1}{2m_2} \frac{\partial^2 f_2}{\partial^2 x} + \Delta g_1 = i \frac{\partial f_2}{\partial t}, \quad (14)$$

$$\frac{1}{2m_1} \frac{\partial^2 g_1}{\partial^2 x} + \Delta f_2 = i \frac{\partial g_1}{\partial t}.$$

В системах уравнений (13), (14) мы считаем параметр порядка Δ действительным, поскольку при рассмотрении транспорта через S-N границу значение его фазы несущественно.

Системе уравнений (13) соответствуют волновые функции вида

$$[u_1(k), 0, 0, v_2(k)]^T \cdot e^{ikx - iEt}, \quad (15)$$

а системе (14) – волновые функции вида

$$[0, v_1(k), u_2(k), 0]^T \cdot e^{ikx - iEt}, \quad (16)$$

где k является решением уравнения $E_i(k) = E$, а дисперсионные зависимости $E_i(k)$ определяются формулой (10). Коэффициенты Боголюбова u_i и v_i в случае межзонного спаривания отличаются от соответствующих коэффициентов в теории БКШ [17, 19] и имеют следующий вид:

$$|u_i|^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\varepsilon_+}{\sqrt{\varepsilon_+^2 + \Delta^2}} \right), \quad (17)$$

$$|v_i|^2 = 1 - |u_i|^2.$$

Для корректного выбора волновых функций в рассматриваемой структуре необходимо учитывать как знак потока вероятности, так и его сохранение на S-N границе. Из условия сохранения плотности вероятности, имеющей в случае межзонного спаривания вид $P_i = |f_i|^2 + |g_{3-i}|^2$, из систем уравнений (13), (14) следует выражение для потока вероятности

$$\mathbf{J}_{p,i} = \left(\frac{Im(f_i^* \nabla f_i)}{m_i} - \frac{Im(g_{3-i}^* \nabla g_{3-i})}{m_{3-i}} \right), \quad (18)$$

явно учитывающее различие эффективных масс в зонах.

Например, при выборе волновых функций в нормальном двухзонном металле в виде, соответствующем возбуждению состояний сверхпроводника электроном из первой зоны,

$$\psi_1^N = (1, 0, 0, 0)^T e^{iq_1 x} + b_1 (1, 0, 0, 0)^T e^{-iq_1 x} + \quad (19)$$

$$+ a_1 (0, 0, 0, 1)^T e^{iq_2 x},$$

с учетом вышесказанного физически допустимые волновые функции в сверхпроводнике имеют следующий вид:

$$\psi_1^S = c_1 (u^+, 0, 0, v^+)^T e^{ik_1^+ x} + d_1 (u^-, 0, 0, v^-)^T e^{-ik_1^- x}. \quad (20)$$

В формулах (19) и (20) b_1 является коэффициентом нормального отражения электрона в первую зону, a_1 отвечает процессу андреевского отражения электрона из первой зоны “дыркой” во вторую, c_1 и d_1 являются коэффициентами прохождения в сверхпроводник, k^+ и k^- являются решениями уравнения $E_1(k) = E$, причем $k^+ > k^-$, $u^+ = u(k^+)$, $u^- = u(k^-)$. Подчеркнем, что существенной характеристикой особенностью рассматриваемой модели межзонного спаривания является андреевское отражение именно с изменением зоны.

Коэффициенты a_1, b_1, c_1, d_1 определяются путем сшивки волновых функций (19) и (20) на S-N границе.

Считая потенциальный барьер между сверхпроводником и нормальным металлом δ -функциональным, $V(x) = H\delta(x)$, из систем уравнений (13),(14) следуют граничные условия:

$$\begin{aligned} \psi_i^N &= \psi_i^S, \\ \frac{d\psi_i^S}{dx} - \frac{d\psi_i^N}{dx} &= 2H\hat{M}\psi(0), \end{aligned} \quad (21)$$

где матрица \hat{M} является диагональной 4×4 матрицей с элементами на главной диагонали $m_{ii} = m_e$, где m_e – масса свободного электрона [20, 21].

В рассматриваемой геометрии S-N перехода, соответствующей микросужению, его ВАХ определяется следующим выражением:

$$J_e = \mathcal{A} \frac{e}{\pi} \int \sum_i \{f_i^{\rightarrow}(E) - f_i^{\leftarrow}(E)\} dE, \quad (22)$$

где $i = 1, 2$ – номер зоны, $f_i^{\rightarrow} = f_0(E - eU)$, $f_i^{\leftarrow} = A_i(E)(1 - f_i^{\rightarrow}(-E)) + B_i(E)f_i^{\rightarrow}(E) + (C_i(E) + D_i(E))f_0(E)$, \mathcal{A} – эффективная площадь сечения микросужения, $f_0(E)$ – равновесное распределение Ферми, U – напряжение на переходе. В формуле (22) ток вычисляется в нормальном двухзонном металле как сумма независимых процессов в двух зонах. Необходимо отметить, что формула (22) лишь внешне сходна с известным выражением теории [19], но не переходит в нее ни при каких значениях параметров задачи из-за межзонного вида спаривания в сверхпроводнике. Ток в формуле (22) выражается через потоки вероятности нормального отражения $B_i(E)$ электрона из i -й зоны нормального металла в i -ю, прохождения квазичастичных возбуждений из сверхпроводника $C_i(E)$ и $D_i(E)$ в i -ю зону нормального металла, а также андреевского отражения A_i “дырки” из $(3 - i)$ -й зоны электроном в i -ю зону. Вероятности процессов выражаются через коэффициенты отражения и прохождения следующим образом:

$$\begin{aligned} A_i &= |a_i|^2 q_{3-i} m_i / q_i m_{3-i}, B_i = |b_i|^2, \\ C_i &= |c_i|^2 (|u^+|^2 - |v^+|^2 m_i / m_{3-i}) k_i^+ / q_i, \\ D_i &= |d_i|^2 (|u^-|^2 - |v^-|^2 m_i / m_{3-i}) k_i^- / q_i \end{aligned} \quad (23)$$

и удовлетворяют условию нормировки

$$A_i(E) + B_i(E) + C_i(E) + D_i(E) = 1. \quad (24)$$

Вероятности различных процессов A_1 (сплошная линия), B_1 (штриховая линия), C_1 (пунктирная линия) и D_1 (штрих-пунктирная линия) представлены на рис.4,5 для различных значений параметра $Z = m_e H / k_F$, где $k_F = \sqrt{2m_e \mu}$. Характерной осо-

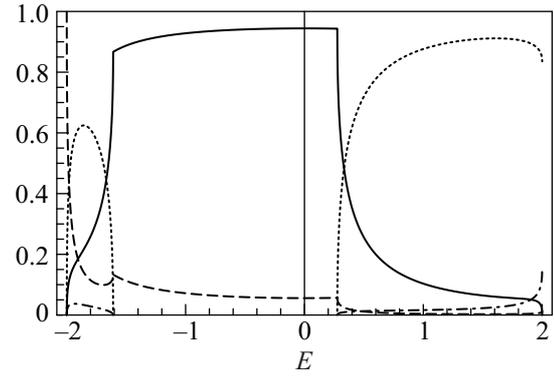


Рис.4. Вероятности A_1 (сплошная линия), B_1 (штриховая линия), C_1 (пунктирная линия) и D_1 (штрих-пунктирная линия) различных процессов, соответствующих возбуждению состояний сверхпроводника электроном из первой зоны, для значения параметра $Z = 0$

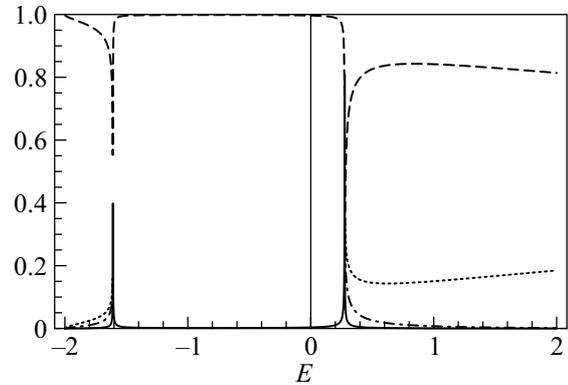


Рис.5. Вероятности A_1 (сплошная линия), B_1 (штриховая линия), C_1 (пунктирная линия) и D_1 (штрих-пунктирная линия) различных процессов, соответствующих возбуждению состояний сверхпроводника электроном из первой зоны, для значения параметра $Z = 3$

бенностью представленных на рис.4,5 коэффициентов является их асимметрия в отрицательной и положительной областях энергии, что является следствием различия эффективных масс электронов в зонах двухзонного металла и следующей из этого асимметрии спектра возбуждения относительно нулевого значения энергии.

На рис.6 представлены ВАХ рассматриваемого S-N перехода для различных значений параметра $Z = 0, 3$. Характерной особенностью представленных на рис.6 ВАХ является их несимметричность по напряжению. Данная особенность является как следствием различия эффективных масс электронов в зонах двухзонного металла и следующей из этого асимметрии спектра возбуждения относительно нулевого значения энергии, так и следствием того, что $\Delta \sim \mu$. На представленной на рис.6 ВАХ при $Z = 3$ видны

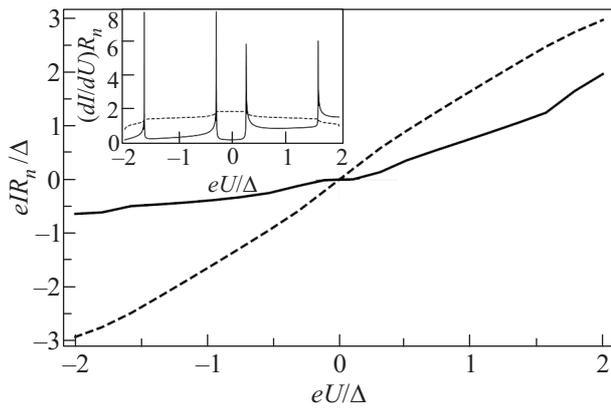


Рис.6. Вольт-амперные характеристики S-N перехода для значений параметра $Z = 0$ (штриховая линия) и $Z = 3$ (сплошная линия) при нулевой температуре, R_n – проводимость перехода в нормальном состоянии. На вставке: дифференциальная проводимость S-N перехода для значений параметра $Z = 0$ (штриховая линия) и $Z = 3$ (сплошная линия) при нулевой температуре

особенности при значениях напряжения $U = \pm\delta_{1,2}/e$, связанных с параметром порядка межзонного спаривания Δ и эффективными массами электронов в зонах формулой (11). Вышеупомянутые особенности на ВАХ четко прослеживаются на представленной на вставке к рис.6 дифференциальной проводимости S-N перехода.

В данной работе была рассчитана температурная зависимость параметра порядка сверхпроводника с межзонным спариванием и предложена теория электронного транспорта через S-N переходы. Показано, что различие эффективных масс электронов в зонах двухзонного металла ведет к температурной зависимости параметра порядка, существенно отличающейся от предсказанной в рамках теории БКШ [17]. Также показано, что это различие эффективных масс в зонах приводит к асимметрии по напряжению ВАХ S-N переходов и к появлению особенностей при двух характерных значениях напряжения, несмотря на наличие единого параметра порядка межзонного спаривания. Полученные результаты согласуются с экспериментами [9, 10], в которых наблюдались как две щелевые особенности на ВАХ [9], так и асимметрия ВАХ при положительных и отрицательных значениях напряжения [10].

Авторы благодарны М.Ю. Куприянову и А.В. Семенову за полезное обсуждение проблемы. Работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-12351-офи-м.

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hiroho et al., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. Johannes et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
3. A. Moreo, M. Daghofer, A. Nicholson et al., Phys. Rev. B **80**, 104507 (2009).
4. M. A. N. Araújo and P. D. Sacramento, Phys. Rev. B **79**, 174529 (2009).
5. A. A. Golubov, A. Brinkman, Y. Tanaka et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 077003 (2009).
6. I. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbø, Phys. Rev. B **80**, 144507 (2009).
7. И. А. Девятов, М. Ю. Ромашка, А. В. Бурмистрова, Письма в ЖЭТФ **91**, 318 (2010).
8. R. S. Gonnelli, D. Daghero, M. Tortello et al., Phys. Rev. B **79**, 184526 (2009).
9. T. Y. Chen, Z. Tesanovic, R. H. Liu et al., Nature Letters **453**, 1224 (2008).
10. F. Hunte, J. Jaroszynski, A. Gurevich et al., Nature Letters **453**, 903 (2008).
11. H. Suhl, B. T. Mathias, and L. R. Walker, Phys. Rev. Lett. **3**, 552 (1959).
12. O. V. Dolgov, I. I. Mazin, D. Parker et al., Phys. Rev. B **79**, 060502(R) (2009).
13. E. Gubankova, W. V. Liu, and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **91**, 032001 (2003).
14. J. Tahir-Kheli, Phys. Rev. B **58**, 12307 (1998).
15. W. V. Liu, and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **90**, 047002 (2003).
16. S.-T. Wu and S. Yip, Phys. Rev. A **67**, 053603 (2003).
17. M. Tinkham, *Introduction to Superconductivity*, McGraw-Hill, Inc, New York, 1975.
18. Н. Н. Боголюбов, ЖЭТФ **34**, 58 (1958).
19. G. E. Blonder, M. Tinkham and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
20. Е. М. Лившиц, Л. П. Питаевский, *Статистическая физика, часть 2, Теория конденсированного состояния вещества*, 1978, М.: Главная редакция физико-математической литературы издательства "Наука".
21. G. Deutscher and P. Nozieres, Phys. Rev. B **50**, 13557 (1994).