Письма в ЖЭТФ, том 95, вып. 5, с. 263 – 269 © 2012 г. 10 марта

Теоретический анализ когерентного электронного транспорта в структурах, содержащих многозонные сверхпроводники с различными типами сверхпроводящего спаривания

А. В. Бурмистрова, И. А. Девятов[1)]

Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ им. Ломоносова, 119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 января 2012 г.

Теоретически рассмотрен когерентный электронный транспорт в структурах с многозонными сверхпроводниками, описываемыми моделями внутриорбитального ($s_\pm$-модель) и межорбитального сверхпроводящего спаривания. Рассчитаны проводимости контактов однозонного нормального металла со сверхпроводящими пниктидами для этих моделей спаривания. Рассчитаны температурные и фазовые зависимости тока Джозефсона через переходы, содержащие обычный изотропный сверхпроводник БКШ-типа и сверхпроводящий пниктид, в рамках рассматриваемых моделей спаривания с учетом температурных зависимостей параметров порядка сверхпроводников.

Наиболее популярной моделью симметрии сверхпроводящего параметра порядка в высокотемпературных железосодержащих пниктидах [1] является $s_\pm$-модель [2], соответствующая спариванию электронов с одинаковых орбиталей (внутриорбитальное спаривание) [3]. В этой модели фаза параметра порядка имеет сдвиг, равный π, на разных листах поверхности Ферми.

С другой стороны, существует иная точка зрения, согласно которой пниктиды имеют особый вид сверхпроводящего спаривания, соответствующий спин-синглетному оператору спаривания электронов с различных орбиталей [3]. Преобразование данного оператора из орбитального в зонное представление приводит к появлению как внутризонного, так и межзонного параметров порядка.

К настоящему времени предпринят ряд попыток теоретического рассмотрения электронного транспорта в переходах нормальный металл (или ферромагнетик)–пниктид [4–9]. Однако эти теории не принимают во внимание существенно непараболическую и анизотропную форму спектра возбуждений в пниктидах [5–9] или все важные типы сверхпроводящего спаривания [4]. Также были предложены теории электронного транспорта в джозефсоновских переходах со сверхпроводящими пниктидами [5, 10, 11]. Однако эти теории обладают теми же недостатками. Более того, в работах [10, 11] используются варианты метода туннельного гамильтониана, неприменимого для корректного описания когерентного транспорта в сверхпроводящих переходах со знакопеременным параметром порядка [12, 13], что как раз и имеет место в пниктидах. Таким образом, существует необходимость создания последовательной теории когерентного электронного транспорта нормального и джозефсоновского тока в структурах с пниктидами, которая учитывает как необычную форму спектра возбуждений в пниктидах, так и все важные типы сверхпроводящего спаривания.

В данной работе нами разработана такая теория. Мы рассматриваем микросужение между сверхпроводящим пниктидом (S_p) и нормальным металлом (N) или обычным изотропным сверхпроводником БКШ-типа (S). Длина микросужения l предполагается много меньшей длины когерентности ξ в сверхпроводниках и упругой (l_{el}) и неупругой (l_{in}) характерных длин свободного пробега, что позволяет пренебречь подавлением параметра порядка вблизи границы. В такой геометрии естественно пользоваться подходом Боголюбова–де-Жена, который корректно описывает когерентный транспорт в сверхпроводящих структурах с параметром порядка, являющимся знакопеременным в конфигурационном пространстве.

При анализе электронного транспорта через структуры, содержащие пниктид, мы исходим из гамильтонианов пниктидов в орбитальном представлении в базисе $B_{\rm orb} = \{d^+_{k,x,\uparrow}, d^+_{k,y,\uparrow}, d_{-k,x,\downarrow}, d_{-k,y,\downarrow}\}$, соответствующих общепризнанной двухорбитальной модели [14]. Здесь операторы $d^+_{k,x,\uparrow}$ ($d^+_{k,y,\uparrow}$) порождают электрон с квазиимпульсом k и проекцией спина σ в $3d$ $xz(yz)$-орбиталях плоскостей железа в пниктиде. Эти гамильтонианы различны для $s_\pm$ [15] и межорбитальной моделей сверхпроводящего спаривания [3].

[1)]e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

Граничные условия для контакта нормального металла с новыми многозонными сверхпроводниками должны учитывать сложную форму их спектра возбуждений и выход в них на поверхность Ферми нескольких энергетических зон, а также межзонное рассеяние на границе. Такие граничные условия были предложены недавно в контексте расчетов вольт-амперных характеристик контактов между двухзонным сверхпроводящим пниктидом и нормальным металлом [4]:

$$\begin{aligned} \psi_e &= \psi_1 = \psi_2, \\ \psi_h &= \psi_3 = \psi_4, \end{aligned} \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_N}{\partial k}\psi_e &= \sum_{i=1,2}\sum_{j=1,4}\frac{\partial H_{i,j}}{\partial k}\psi_j, \\ -\frac{\partial E_N}{\partial k}\psi_h &= \sum_{i=3,4}\sum_{j=1,4}\frac{\partial H_{i,j}}{\partial k}\psi_j. \end{aligned} \tag{2}$$

Символ "k" в (2) обозначает нормальную компоненту квазиимпульса $\mathbf{k}$, $k = k_\perp$. Параллельная границе компонента квазиимпульса $k_\parallel$ сохраняется. В формулах (1), (2) ψ_e и ψ_h – это электронная и дырочная компоненты спинора $\widehat{\Psi}_N = (\psi_e, \psi_h)^{\mathrm{T}}$, описывающего волновую функцию в нормальном металле. Прошедшая в двухзонный сверхпроводник волновая функция имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \widehat{\Psi}_S = (\psi_1,\psi_2,\psi_3,\psi_4)^{\mathrm{T}} = c\widehat{U}(k_c)e^{ik_c x} + \\ + d\widehat{U}(k_d)e^{-ik_d x} + g\widehat{U}(k_g)e^{ik_g x} + f\widehat{U}(k_f)e^{-ik_f x}, \end{aligned} \tag{3}$$

где $\widehat{U} = (u_1, u_2, u_3, u_4)^{\mathrm{T}}$ является собственной функцией гамильтониана пниктида:

$$\widehat{H}\widehat{U} = E\widehat{U}. \tag{4}$$

Коэффициенты u_1, u_2 являются проекциями электронной компоненты биспинора $\widehat{U}$ на две атомные орбитали. Коэффициенты u_3, u_4 являются проекциями дырочной компоненты того же биспинора $\widehat{U}$ на атомные орбитали. Из уравнения (4) определяются амплитуды боголюбовских коэффициентов $u_i(k)$, $i = 1,\ldots,4$, с учетом условия нормировки $\sum_{i=1}^4 |u_i|^2 = 1$. Спектр возбуждения в пниктиде $E(k)$ можно вычислить путем диагонализации гамильтонианов пниктидов, используя переход к новому базису B_{ban} с помощью унитарной матрицы $\mathbf{U}$:

$$B_{\mathrm{ban}} = B_{\mathrm{orb}} \times \mathbf{U} = \{\gamma^+_{k,1,\uparrow}, \gamma^+_{k,2,\uparrow}, \gamma_{-k,2,\downarrow}, \gamma_{-k,1,\downarrow}\}, \tag{5}$$

где унитарная матрица $\mathbf{U}$ составлена из боголюбовских коэффициентов u_i, взятых при различных собственных значениях энергии E:

$$\mathbf{U} = [\widehat{U}(E_1); \widehat{U}(-E_1); \widehat{U}(E_2); \widehat{U}(-E_2)]. \tag{6}$$

Волновые векторы k_c, k_d, k_g, k_f в (3) можно вычислить из уравнения $E(k) = E$ для данного значения энергии E, принимая во внимание условие положительного направления распространения волны, $\partial E(k)/\partial \hbar k > 0$. Необходимо отметить, что прошедшая в сверхпроводник волновая функция (3) есть сумма четырех независимых компонент, в отличие от обычной теории БТК [16], в которой прошедшая волновая функция является суперпозицией лишь двух независимых решений. Граничное условие (1) подразумевает, что волновая функция непрерывна в месте пересечения однозонного нормального металла и двухзонного сверхпроводника. Граничное условие (2) есть обобщение обычного условия непрерывности производных волновых функций для случая сложной непараболической формы спектра возбуждений. Граничные условия (1), (2) обеспечивают сохранение потока вероятности через границу с учетом сложной зонной структуры квазичастичных возбуждений как в нормальном металле, так и в двухзонном сверхпроводнике. Поток вероятности в состоянии, определяемом квазиимпульсом k_i, описывается следующим выражением [4]:

$$J(k_i) = J(k_i, H) = \widehat{\Psi}^+(k_i)(\partial\widehat{H}(k_i)/\partial k)\widehat{\Psi}(k_i). \tag{7}$$

Необходимо отметить, что даже в отсутствие потенциального барьера на $N{-}S_p$-границе существует конечная вероятность для электрона быть отраженным от нее вследствие различия зонной структуры нормального металла и сверхпроводника. Граничные условия (1), (2) учитывают этот факт. Рассеяние на $N{-}S_p$-границе, вызванное потенциальным барьером на ней, мы учитываем, помещая δ-функциональный потенциал в нормальном металле в непосредственной близости от границы так же, как это сделано в [4].

Ток, протекающий через 2D $N{-}S_p$-микросужение в плоскости $(x-y)$ пниктида, определяется разностью между входящим $(f^{\rightarrow}(E))$ и уходящим $(f^{\leftarrow}(E))$ от границы потоками электронов (соответствующие состояния обозначены на рис. 1 как состояния *1* и *2*) в нормальном однозонном металле вблизи границы [16]:

$$I = \Xi\frac{e}{2\pi^2\hbar}\int\{f^{\rightarrow}(E) - f^{\leftarrow}(E)\}dEdk_\parallel, \tag{8}$$

где Ξ –эффективные размеры микросужения, $f^{\rightarrow}(E) = f_0(E - eU)$, U – напряжение на микросужении, $f_0(E)$ – равновесное распределение Ферми.

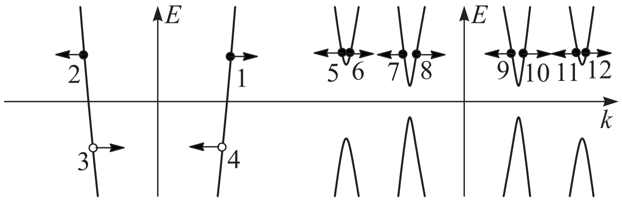

Рис. 1. Диаграммы квазичастичных процессов на $N-S_p$-границе. Закрашенные кружки в нормальной прослойке обозначают электроны, незакрашенные – дырки. Стрелки указывают направления групповых скоростей

Распределение электронов $f^{\leftarrow}(E)$ в точке *2* на рис. 1 порождается процессами, идущими с сохранением энергии на $N-S_p$-границе и ведущими к появлению электронов, распространяющихся от $N-S_p$-границы:

$$f^{\leftarrow}(E) = A(E)(1 - f^{\rightarrow}(-E)) + B(E)f^{\rightarrow}(E) + \\ +[C_1(E) + D_1(E) + C_2(E) + D_2(E)]f_0(E), \qquad (9)$$

где $A(E)$ – вероятность для дырки быть отраженной как электрон (процесс *3*→*2* на рис. 1), $B(E)$ – вероятность для электрона быть отраженным как электрон (процесс *1*→*2*), $C_1(E)$, $D_1(E)$, $C_2(E)$, $D_2(E)$ – вероятности преобразования квазичастиц в сверхпроводящей области (состояния *5*, *7*, *9*, *11* на рис. 1 с групповыми скоростями, направленными к нормальному металлу) в электронное состояние *2*. Формула (9) отличается от соответствующего выражения обычной теории БТК [16] тем, что она учитывает наличие двух зон сверхпроводника, что выражается в удвоении числа прошедших из сверхпроводника волн. Амплитуды вероятности A, B, C_1, D_1, C_2, D_2 в уравнении (9) рассчитываются из граничных условий (1), (2) и выражения для потока вероятности (7). При вычислении вероятностей A, B, C_1, D_1, C_2, D_2 необходимо принимать во внимание, что исходные квазичастичные состояния (*1*, *3*, *5*, *7*, *9*, *11*) на рис. 1 должны быть нормированы так, чтобы поток вероятности (7) в этих состояниях был равен единице. Такая нормировка обеспечивает термодинамическое равновесие при отсутствии напряжения ($U = 0$) на $N-S_p$-переходе.

На рис. 2 показаны результаты вычислений согласно приведенной выше теории проводимости $N-S_p$-перехода при нулевой температуре в случае сверхпроводника S_p, описываемого $s_{\pm}$-моделью. Мы предполагаем, что кристалл пниктида ориентирован так, что $N-S_p$-граница параллельна его кристаллографической оси y. Штриховые линии соответствуют $N-S_p$-границе без дополнительного потенциального барьера, сплошные – туннельному

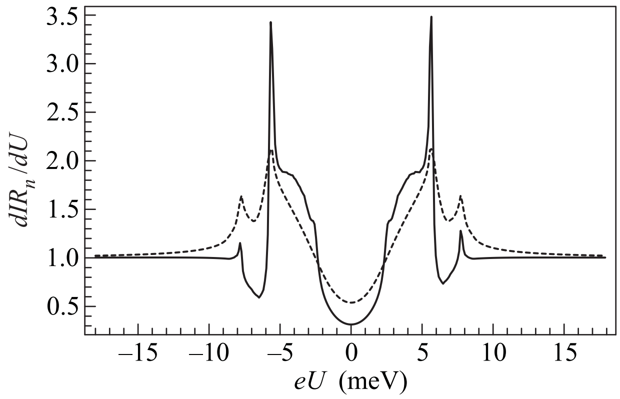

Рис. 2. Проводимость $N-S_p$-перехода при нулевой температуре, нормированная на ее значение в нормальном состоянии; S_p описывается $s_{\pm}$-моделью. Штриховые линии соответствуют прозрачной границе, сплошные – туннельному пределу

случаю. На рис. 2 видны две хорошо различимые особенности на зависимости проводимости от напряжения. Особенность при большем напряжении соответствует большей щели в спектре возбуждений двухзонного сверхпроводника. Особенность при меньшем напряжении соответствует слившимся особенности от меньшей щели и подщелевой особенности [4, 6].

Рис. 3 демонстрирует результаты аналогичных расчетов проводимости $N-S_p$-перехода в случае

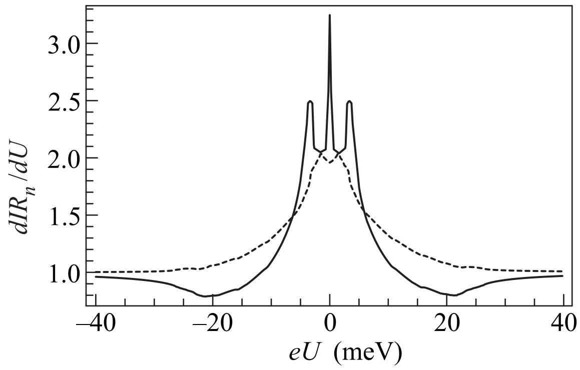

Рис. 3. Проводимость $N-S_p$-перехода при нулевой температуре, нормированная на ее значение в нормальном состоянии; S_p описывается межорбитальной моделью. Штриховые линии соответствуют прозрачной границе, сплошные – туннельному пределу

сверхпроводника S_p, описываемого межорбитальной моделью спаривания. Штриховые линии соответствуют $N-S_p$-границе без дополнительного потенциального барьера, сплошные – туннельному случаю. На зависимости полной проводимости от напряжения видны две хорошо различимые особенности, происходящие от особенностей на щелях и подщелевых особенностей, а также пик при нулевом напряжении (ZBA), как в случае контакта нормального металла со сверхпроводником d-типа [12].

Также нами был рассчитан джозефсоновский ток через микросужение между изотропным сверхпроводником БКШ-типа и сверхпроводящим пниктидом (структура типа S–c–S_p). Джозефсоновский ток I_s через микросужение между двумя сверхпроводниками в состоянии равновесия состоит из тока $I_d(\varphi)$, переносимого квазичастицами, занимающими дискретные андреевские уровни, и тока $I_c(\varphi)$, переносимого квазичастицами из непрерывного спектра:

$$I_s(\varphi) = I_d(\varphi) + I_c(\varphi), \tag{10}$$

где φ – сверхпроводящая разность фаз пниктида и обычного однозонного сверхпроводника БКШ-типа. Мы вычисляем джозефсоновский ток для фиксированного значения квазиимпульса $k_\|$. Сверхток, переносимый дискретными андреевскими уровнями, описывается следующим выражением [17]:

$$I_d(\varphi) = \sum_n \{I_n^+(\varphi) f_0[E_n^+(\varphi)] + I_n^-(\varphi) f_0[E_n^-(\varphi)]\},$$
$$I_n^\pm = \frac{2e}{\hbar}\frac{dE_n^\pm}{d\varphi}. \tag{11}$$

В коротких S–c–S'-переходах вклад тока континуума в общий ток Джозефсона становится существенным, когда величины модулей параметров порядка в сверхпроводниках, образующих переход, значительно отличаются [18]. В рассматриваемом случае S–c-S_p-перехода мы имеем именно такую ситуацию. Вклад $I_c(\varphi)$ в джозефсоновский ток от континуума мы вычисляем в духе формализма [19], используя следующее выражение:

$$I_c(\varphi) = \frac{e}{\pi\hbar}\left(\int_{-\infty}^{-\Delta_0} + \int_{\Delta_0}^{\infty}\right) J(E,\varphi) f_0(E) dE, \tag{12}$$

где Δ_0 – наименьшая щель в спектре возбуждения сверхпроводников в рассматриваемом направлении.

Величина $J(E,\varphi)$ в формуле (12) представляет собой сумму компонент, соответствующих трем различным диапазонам энергий:

$$J(E,\varphi) = \sum_{i=0}^{2} J_i(E,\varphi)\Theta(E-\Delta_i). \tag{13}$$

Для определенности мы полагаем, что Δ_0 – щель в спектре возбуждений сверхпроводника БКШ-типа (S). Две щели в пниктиде обозначены как Δ_1 и Δ_2. Величина $J_i(E,\varphi)$ определяется как разность между входящим ($J_i^{\rightarrow}(E)$) и уходящим ($J_i^{\leftarrow}(E)$) потоками вероятности электронов в состояниях *5* и *6* в нормальной прослойке на рис. 4 соответственно. Потоки вероятности $J_0^{\rightarrow}(E)$ и $J_0^{\leftarrow}(E)$ порождаются квазичастичными состояниями *1* и *2* на рис. 4 в сверхпроводнике БКШ-типа (S). Потоки вероятности $J_1^{\rightarrow}(E)$ и $J_1^{\leftarrow}(E)$ порождаются не только квазичастичными состояниями *1* и *2* на рис. 4 в сверхпроводнике S, но также состояниями *11* и *13* в пниктиде S_p. Потоки вероятности $J_2^{\rightarrow}(E)$ и $J_2^{\leftarrow}(E)$ порождаются также и квазичастичными состояниями *9* и *15* в пниктиде S_p, помимо рассмотренных выше состояний. Необходимо отметить, что вклад в джозефсоновский ток от непрерывного спектра не был учтен в работе [5], где ток Джозефсона в структуре, содержащей пниктид, рассчитывался феноменологически в подходе Боголюбова–де-Жена.

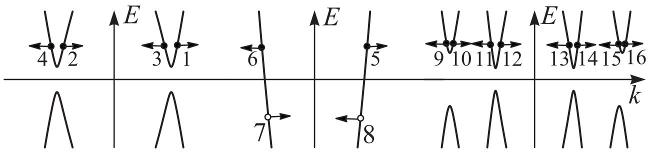

Рис. 4. Диаграммы квазичастичных процессов для S–c–S_p-перехода. Закрашенные кружки в нормальной прослойке обозначают электроны, незакрашенные – дырки. Стрелки указывают направления групповых скоростей

На рис. 5 представлены результаты вычислений в рамках приведенной выше теории связанных андреевских состояний (рис. 5a), вклада от них в джозефсоновский ток (рис. 5b), вклада от континуума в джозефсоновский ток (рис. 5c) и полного тока Джозефсона (рис. 5d) при нулевой температуре через S–c–S_p-переход со сверхпроводником S_p, описываемым $s_\pm$-моделью сверхпроводящего спаривания. Мы предполагаем, что кристалл пниктида ориентирован так, что S-S_p-граница параллельна его кристаллографической оси y. Значение квазиимпульса, параллельного границе, выбрано равным $k_\| = 5\pi/8$.

Из рис. 5a, b следует, что связанные андреевские уровни существуют лишь в ограниченном диапазоне сверхпроводящей разности фаз φ в рассматриваемой S–c–S_p структуре. На рис. 5c представлен вклад в полный ток Джозефсона от непрерывного спектра. Рис. 5d демонстрирует близкую к синусоидальной фазовую зависимость общего джозефсоновского тока, текущего через рассматриваемую S–c–S_p-структуру. Интересно отметить, что близкая к синусоидальной фазовая зависимость общего джозефсоновского тока,

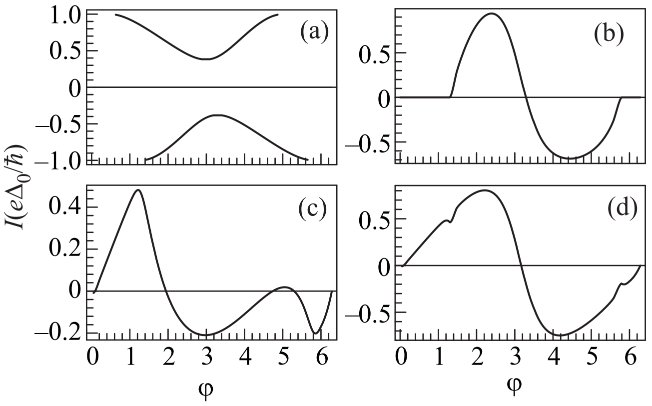

Рис. 5. (a) – Связанные андреевские состояния, (b) – вклад от них в джозефсоновский ток при нулевой температуре, (c) – вклад в джозефсоновский ток от континуума при нулевой температуре, (d) – общий джозефсоновский ток при нулевой температуре через $S{-}c{-}S_p$-переход со сверхпроводником S_p, описываемым $s_\pm$-моделью. Значение $k_\parallel$ в этих вычислениях выбрано равным $5\pi/8$

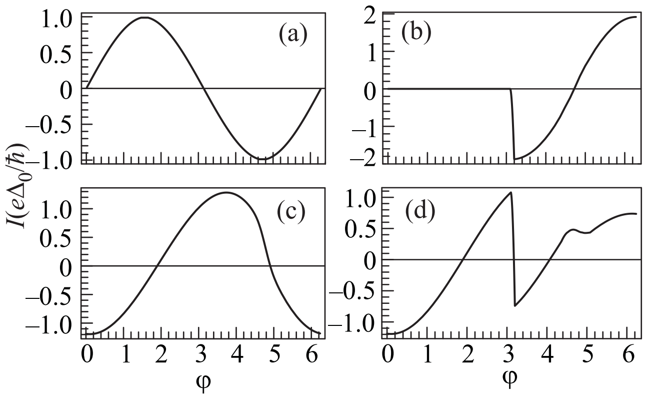

Рис. 6. (a) – Связанные андреевские состояния, (b) – вклад от них в джозефсоновский ток при нулевой температуре, (c) – вклад в джозефсоновский ток от континуума при нулевой температуре, (d) – общий джозефсоновский ток при нулевой температуре через $S{-}c{-}S_p$-переход со сверхпроводником S_p, описываемым межорбитальной моделью. Значение $k_\parallel$ в этих вычислениях выбрано равным $5\pi/8$

изображенная на рис. 5d, является суммой двух существенно негармонических вкладов от непрерывного (рис. 5c) и дискретного (рис. 5b) спектров.

Наши расчеты для других значений квазиимпульса $k_\parallel$ джозефсоновского тока через S–c–S_p-переход со сверхпроводящим пниктидом S_p, описываемым $s_\pm$-моделью сверхпроводящего спаривания, также дают близкую к синусоидальной фазовую зависимость общего джозефсоновского тока. Таким образом, можно заключить, что S–c–S_p-переход со сверхпроводящим пниктидом S_p, описываемым $s_\pm$-моделью, рассмотренный в рамках двухорбитальной модели, является нуль-контактом с близкой к синусоидальной зависимостью ток–фаза.

На рис. 6 представлены результаты вычислений в рамках приведенной выше теории связанных андреевских состояний (рис. 6a), вклада от них в джозефсоновский ток (рис. 6b), вклада от континуума в джозефсоновский ток (рис. 6c) и полного тока Джозефсона (рис. 6d) при нулевой температуре через S–c–S_p-переход со сверхпроводником S_p, описываемым моделью межорбитального спаривания, для той же ориентации кристалла, что и в рассмотренном выше случае. Фазовая зависимость полного тока Джозефсона, представленная на рис. 6d, является 2π-периодичной и соответствует случаю φ-контакта с равновесной разностью фаз, не равной ни 0, ни π.

Наши расчеты для других значений квазиимпульса $k_\parallel$ джозефсоновского тока через S–c–S_p-структуру со сверхпроводящим пниктидом S_p, описываемым моделью межорбитального спаривания [3], дают как близкие к синусоидальной фазовые зависимости общего джозефсоновского тока, так и нетривиальные зависимости ток–фаза, подобные представленным на рис. 6d. Таким образом, можно заключить, что такой $S{-}c{-}S_p$ джозефсоновский переход является φ-контактом с весьма нетривиальной зависимостью ток–фаза.

На рис. 7 представлены рассчитанные нами температурные зависимости критического тока $S{-}c{-}S_p$-перехода для рассматриваемых моделей сверхпроводящего спаривания в сверхпроводнике S_p. Значение квазиимпульса, параллельного границе, выбрано равным $k_\parallel = 5\pi/8$.

Рис. 7 демонстрирует плавное уменьшение критического тока $S{-}c{-}S_p$-перехода с увеличением температуры как для $s_\pm$-модели, так и для модели межорбитального спаривания для S_p-сверхпроводника. Эти зависимости качественно схожи с результатами теории Амбегаокара–Баратова [20] для туннельной $S{-}c{-}S$ структуры, также представленными на рис. 7. Наши вычисления для других значений квазиимпульса $k_\parallel$ дают результаты, близкие к представленным на рис. 7 температурным зависимостям.

При вычислениях температурных зависимостей критического тока мы учитываем температурную зависимость параметров порядка сверхпроводящих берегов, образующих $S{-}c{-}S_p$-переход. Температурную зависимость параметра порядка пниктида S_p мы вычисляем из следующего из формул (5), (6) уравнения:

$$
\tilde{\Delta} = -\sum_k V(k) \times
$$
$$
\times \{ f_0(E_1)[u_2^*(E_1)u_3(E_1) + u_4^*(E_1)u_1(E_1)] +
$$
$$
+ f_0(-E_1)[u_2^*(-E_1)u_3(-E_1) + u_4^*(-E_1)u_1(-E_1)] +
$$
$$
+ f_0(E_2)[u_2^*(E_2)u_3(E_2) + u_4^*(E_2)u_1(E_2)] +
$$
$$
+ f_0(-E_2)[u_2^*(-E_2)u_3(-E_2) + u_4^*(-E_2)u_1(-E_2)]\}, \tag{14}
$$

где $V(k) = \cos k_x \cos k_y$ для $s_\pm$-модели и $V(k) = \cos k_x + \cos k_y$ для модели межорбитального спаривания, а сумма по k ограничена в диапазоне, соответствующем диапазону значений энергий Ω вблизи поверхности Ферми [21]. Пунктирная кривая на вставке к рис. 7 соответствует температурной зависимости параметра порядка пниктида S_p при $\Omega = 100$ мэВ,

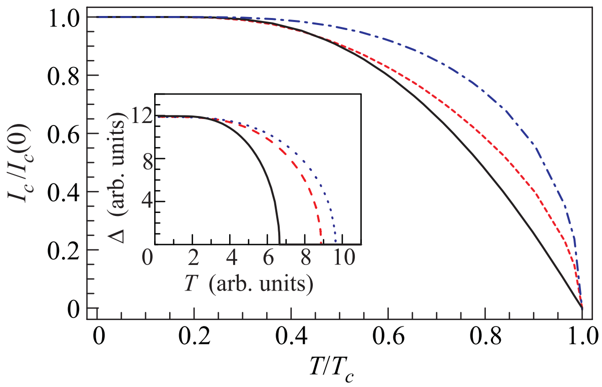

Рис. 7. Температурная зависимость критического тока теории Амбегаокара–Баратова (сплошная линия), $S{-}c{-}S_p$-перехода со сверхпроводником S_p, описываемым $s_\pm$ и межорбитальной моделями сверхпроводящего спаривания (штриховая линия и штрихпунктир соответственно). Вставка – температурные зависимости параметров порядка сверхпроводника БКШ-типа (сплошная линия) и сверхпроводника S_p, описываемого межорбитальной моделью сверхпроводящего спаривания для различных значений энергии обрезания Ω (пунктирная линия – для $\Omega = 100$ мэВ и штриховая – для $\Omega = 20$ мэВ)

а штриховая при $\Omega = 20$ мэВ. Температурная зависимость $\Delta_0(T)$ сверхпроводника БКШ-типа S изображена сплошной линией на вставке к рис. 7. Выбор энергии Ω довольно произволен [21], поэтому трудно определить вид температурной зависимости параметра порядка пниктида S_p во всем диапазоне температур. Но из вставки к рис. 7 следует, что температурная зависимость параметра порядка пниктида S_p является достаточно слабой до критической температуры T_c сверхпроводника БКШ-типа S, существенно меньшей критической температуры пниктида T_p. Это позволяет пренебречь температурной зависимостью параметра порядка пниктида S_p по сравнению с температурной зависимостью $\Delta_0(T)$ сверхпроводника БКШ-типа S при вычислениях джозефсоновского тока в $S{-}c{-}S_p$-структуре.

В данной работе было теоретически продемонстрировано, что зависимость проводимости $N{-}S_p$-перехода от напряжения имеет две особенности, вызванные особенностью в плотности состояний на большей сверхпроводящей щели пниктида и объединенной особенностью от меньшей щели и подщелевой особенности в случае, когда пниктид описывается $s_\pm$-моделью спаривания [2]. С другой стороны, проводимость $N{-}S_p$-перехода имеет как две щелевые особенности, так и особенность при нулевом напряжении (ZBA) в случае, когда пниктид описывается моделью межорбитального спаривания [3]. Существующие экспериментальные данные по измерению проводимости $N{-}S_p$-контактов достаточно противоречивы. Они показывают как наличие [22], так и отсутствие [23] ZBA и поэтому не могут дать ответа на вопрос о виде симметрии параметра порядка в сверхпроводящих пниктидах. Проведенный в данной работе расчет фазовых зависимостей джозефсоновского тока $S{-}c{-}S_p$-переходов показал, что эти зависимости близки к синусоидальным, а $S{-}c{-}S_p$-контакт является нуль-контактом в случае, когда пниктид описывается $s_\pm$-моделью спаривания [2]. С другой стороны, рассчитанная нами зависимость ток–фаза $S{-}c{-}S_p$-перехода оказалась весьма необычной в случае, когда пниктид описывается межорбитальной моделью сверхпроводящего спаривания [3]. Такой переход является φ-контактом с ненулевой разностью фаз, соответствующей точке равновесия. Возможным объяснением результатов расчета является совпадение симметрий параметров порядка изотропного сверхпроводника S и пниктида S_p в случае, когда пниктид описывается $s_\pm$-моделью спаривания [2] (A_{1g}-симметрия в обоих случаях [3]), и несовпадение симметрий параметров порядка сверхпроводников $S{-}c{-}S_p$-перехода в случае, когда пниктид описывается моделью межорбитального спаривания [3] (A_{1g} для сверхпроводника S и B_{2g} для пниктида S_p). Данные результаты согласуются с общей идеологией возможности появления φ-контактов в структурах с нарушением симметрии по отношению к обращению времени [24, 25]. Таким образом, ответ на вопрос о виде симметрии параметра порядка в пниктидах может дать измерение зависимости ток–фаза $S{-}c{-}S_p$-перехода с монокристаллическим пниктидом.

Авторы благодарны M.A.N. Araújo, А.С. Мельникову, М.Ю. Куприянову и А.А. Голубову за полезное обсуждение проблемы, а также С.В. Бакурскому за помощь в численных расчетах температурной зависимости параметра порядка пниктидов. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ # 11-02-12084-офи-м-2011 и частично поддержана фондом FOM (Голландия).

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano et al., J. Am. Chem. Soc. **130**, 3296 (2008).
2. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 057003 (2008).
3. A. Moreo, M. Daghofer, J. A. Riera et al., Phys. Rev. B **79**, 134502 (2009).
4. M. A. N. Araújo and P. D. Sacramento, Phys. Rev. B **79**, 174529 (2009).
5. I. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbø, Phys. Rev. B **80**, 144507 (2009).
6. A. A. Golubov, A. Brinkman, Y. Tanaka et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 077003 (2009).
7. И. А. Девятов, М. Ю. Ромашка, А. В. Бурмистрова, Письма в ЖЭТФ **91**, 318 (2010).
8. А. В. Бурмистрова, Т. Ю. Карминская, И. А. Девятов, Письма в ЖЭТФ **93**, 143 (2011).
9. А. В. Бурмистрова, И. А. Девятов, М. Ю. Куприянов и др., Письма в ЖЭТФ **93**, 221 (2011).
10. W.-Q. Chen, F. Ma, Z.-Y. Lu et al., Phys. Rev. Lett. **103**, 207001 (2009).
11. E. Berg, N. H. Lindner, and T. Pereg-Barnea, Phys. Rev. Lett. **106**, 147003 (2011).
12. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **74**, 3451 (1995).
13. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **56**, 892 (1997).
14. S. Raghu, X.-L. Qi, C.-X. Liu et al., Phys. Rev. B **77**, 220503(R) (2008).
15. M. M. Korshunov and I. Eremin, Phys. Rev. B **78**, 140509R (2008).
16. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
17. C. W. J. Beenakker, Phys. Rev. Lett. **67**, 3836 (1991).
18. L.-F. Chang and P. F. Bagwell, Phys. Rev. B **49**, 15853 (1994).
19. B. J. van Wees, K. M. H. Lenssen, and C. J. P. M. Harmans, Phys. Rev. B **44**, 470 (1991).
20. V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
21. Y. Bang and H.-Y. Choi, Phys. Rev. B **78**, 134523 (2008).
22. V. M. Pudalov, T. E. Shanigina, Ya. G. Ponomarev et al., *Nanophysics and Nanoelectronics, Proceedings of the XV International Symposium*, March 14–18 2011 г. Nignii Novgorod, p. 226.
23. T. Y. Chen, H. Z. Tesanovic, R. H. Liu et al., Nature **453**, 1224 (2008).
24. V. B. Geshkenbein and A. I. Larkin, JETP Lett. **43**, 396 (1986).
25. S. Yip, Phys. Rev. B **52**, 3087 (1995).