

Теория когерентного транспорта зарядов в контактах с необычными сверхпроводящими материалами

А. В. Бурмистрова^{+*×°}, И. А. Девятков^{*×1)}

⁺ Физический факультет, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*} МГУ им. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобельцына, 119991 Москва, Россия

[×] Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования “Московский физико-технический институт (государственный университет)”, 141700 Долгопрудный, Россия

[°] Московский государственный педагогический университет, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 13 сентября 2016 г.

Представлены недавние результаты по теоретическому исследованию когерентного транспорта зарядов в контактах с необычными сверхпроводящими материалами, такими, как высокотемпературные сверхпроводящие железосодержащие пниктиды (FeBS), и в структурах с наведенной сверхпроводимостью, образованных из тонкого слоя металла со спин-орбитальным взаимодействием, находящимся в контакте со сверхпроводником s -типа (S_{SO}). При теоретическом анализе использовался разработанный нами единый подход, основанный на методе сильной связи и полученных для него граничных условиях, позволяющий учесть как сложный непараболический и анизотропный спектр нормальных возбуждений в необычных сверхпроводящих материалах и их многозонный характер, так и необычные виды симметрий сверхпроводящего параметра порядка в них. Продемонстрирована возможность введения квазиклассического описания в случае внутриорбитального сверхпроводящего спаривания. Представлены методика и результаты как для расчета проводимостей контактов нормального металла с необычными сверхпроводящими материалами, так и для расчета тока Джозефсона. Проведено сравнение с экспериментом для случая контакта с FeBS, позволяющее утверждать о наличии в нем необычной s_{\pm} симметрии параметра порядка, и предложен эксперимент для подтверждения наших теоретических результатов для S_{SO} .

DOI: 10.7868/S0370274X1620011X

В настоящее время существует большой интерес к изучению новых необычных сверхпроводящих материалов, таких, как высокотемпературные железосодержащие сверхпроводящие пниктиды (FeBS) [1], сверхпроводящие перовскиты Sr_2RuO_4 [2], допированные сверхпроводящие топологические изоляторы $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ [3], а также гетероструктур, составленных из полупроводника со спин-орбитальным взаимодействием или топологическим изолятором, находящимся в контакте с обычным сверхпроводником s -типа [4]. В FeBS парадоксальным образом может сосуществовать антиферромагнетизм и сверхпроводимость, предсказаны необычные виды сверхпроводящего спаривания, обусловленные как спиновыми [5] (этому виду спаривания соответствует знакопеременная по энергетическим зонам s_{\pm} симметрия параметра порядка), так и орбитальными флуктуациями [6] со знакопостоянной по зонам s_{++} симметрией

параметра порядка, рассматривается возможность межорбитального спаривания [7]. В Sr_2RuO_4 предсказана киральная p -волновая симметрия параметра порядка [2]. На краях допированных сверхпроводящих топологических изоляторов $\text{Cu}_x\text{Bi}_2\text{Se}_3$ [3] и S_{SO} предсказана возможность появления так называемых мод Майорона [4], являющихся возможной основой для помехо-защищенного квантового компьютера. Эффективным средством исследования необычных сверхпроводящих материалов, включая определение симметрии параметра порядка, является туннельная спектроскопия [8], а также исследование фазовых зависимостей тока Джозефсона в различного рода сверхпроводящих контактах с такими материалами [9, 10].

Общим свойством перечисленных выше новых сверхпроводящих необычных материалов, как с собственной, так и с наведенной сверхпроводимостью, является их многозонность, сложный неквадратичный вид спектра одноэлектронных возбуждений, а

¹⁾e-mail: igor-devyatov@yandex.ru

также ожидаемый анизотропный и знакопеременный по зонам сверхпроводящий параметр порядка. Поэтому описание когерентного транспорта зарядов в их контактах с различными материалами естественно проводить единым универсальным методом, учитывающим эти вышеперечисленные особенности. Именно описанию такого подхода, развитого нами недавно в работах [11–16], и посвящен этот обзор. Предыдущие теории, посвященные изучению когерентного транспорта зарядов в таких структурах [4, 17–36], феноменологичны.

Обзор организован следующим образом. Сначала мы представим идею нашего подхода на основе описания в рамках метода сильной связи с нашими граничными условиями транспорта зарядов в одноорбитальном 1D контакте нормального металла со сверхпроводником (N/S контакт). Далее мы продемонстрируем применение этого метода для расчета зарядового транспорта в N/S_p контакте FeBS с нормальным металлом, описываемого в рамках двухорбитальной модели FeBS, для различных ориентаций плоскостей железа FeBS относительно границы. Нами будет продемонстрирована возможность квазиклассического описания такой транспортной задачи в случае осуществления в многозонном сверхпроводнике внутриорбитального спаривания и выполнения условия квазиклассичности – малости модуля сверхпроводящего параметра порядка относительно энергии Ферми и параметров перескока кристаллической решетки. В следующем разделе мы продемонстрируем методику расчета тока Джозефсона в многоорбитальных сверхпроводниках методом сильной связи, и применим этот метод для расчета фазовых и температурных зависимостей тока Джозефсона в S/S_p контакте для различных ориентаций кристаллографических осей FeBS относительно границы. Будет проведено сравнение с экспериментом. Наконец, будет теоретически изучен когерентный зарядовый транспорт в структуре с наведенной сверхпроводимостью – S_{SO} , будет получен микроскопически его гамильтониан, на основании которого будет рассчитан нормальный ток и ток Джозефсона для различного рода контактов с S_{SO} . В заключение будут подведены итоги работы и будут сделаны выводы.

Для демонстрации нашего метода сильной связи рассмотрим простейшую модельную задачу для контакта нормального металла со сверхпроводником (рис. 1).

В случае сверхпроводящего спаривания состояний на одном узле (орбитале) электронные $u_{\nu,n}$ и дырочные $v_{\nu,n}$ амплитуды на них описываются следующим дискретным уравнением сильной связи [12]:

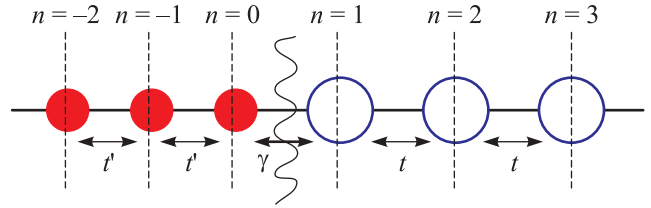


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение 1D ячейки атомов N/S структуры

$$\begin{cases} t_n u_{\nu,n+1} + t_{n-1} u_{\nu,n-1} + \Delta_n v_{\nu,n} - \mu u_{\nu,n} = \varepsilon_{\nu} u_{\nu,n}, \\ t_n v_{\nu,n+1} + t_{n-1} v_{\nu,n-1} - \Delta_n^* u_{\nu,n} - \mu v_{\nu,n} = -\varepsilon_{\nu} v_{\nu,n}. \end{cases} \quad (1)$$

Уравнения (1) являются обобщением на случай дискретной решетки атомов уравнений Боголюбова–де Жена [37].

Мы показали [11, 12], что дискретное описание транспорта в терминах теории сильной связи представленного на рис. 1 контакта нормального металла с одинаковыми параметрами перескока между ячейками t' при отсутствии потенциала сверхпроводящего спаривания $\Delta_n = 0$, $n \leq 0$ (левая часть рис. 1, красные заполненные кружочки), со сверхпроводником, описываемым однородным параметром порядка $\Delta_n = \Delta$, $n \geq 1$, и одинаковыми параметрами перескока между ячейками t (правая часть рис. 1, синие пустые кружочки), с границей, описываемой параметром перескока γ , аналогично известной теории Блондера–Тинкхама–Клапвика (БТК) [38], сформулированной ранее только в континуальном пределе.

Для этого мы воспользовались известным в теории полупроводников подходом [39], позволяющим когерентным образом сшивать дискретные волновые функции на атомах, описанных в рамках метода сильной связи. Метод [39] не ограничен предположением о квадратичности спектра нормальных возбуждений в контактирующих материалах и формально сводится к сшиванию продолженного на одну ячейку за границу уравнения для левого металла (уравнение (1) с $\Delta_n = 0$) с уравнением, учитывающим перескоки через границу, и наоборот для правого металла (рис. 1):

$$\begin{cases} t' \Phi_1 = \gamma \Psi_1, \\ \gamma \Phi_0 = t \Psi_0. \end{cases} \quad (2)$$

В уравнении (2) дискретные электронные волновые функции $\Phi_n (= u_{\nu,n})$ для $n \leq 0$ принадлежат левому металлу, а $\Psi_n (= v_{\nu,n})$ для $n \geq 1$ принадлежат правому металлу. В континуальном пределе дискретные граничные условия (2) переходят в известные граничные условия [40, 41, 42], полученные в прибли-

жении эффективной массы. Граничные условия (2) обеспечивают сохранение потока вероятности J через границу [11, 12]:

$$J_{n<-1} = \frac{2t'}{\hbar} \text{Im}(\Phi_{n+1}^* \Phi_n) = J_{n>0} = \frac{2t}{\hbar} \text{Im}(\Psi_{n+1}^* \Psi_n). \quad (3)$$

Аналогично, используя метод, предложенный в [39], и граничные условия (2), можно получить из уравнения (1) следующие граничные условия для контакта нормального металла со сверхпроводником (рис. 1):

$$\begin{cases} t'\Phi_1 = \gamma\Psi_1, \\ t'\bar{\Phi}_1 = \gamma\bar{\Psi}_1, \\ \gamma\Phi_0 = t\Psi_0, \\ \gamma\bar{\Phi}_0 = t\bar{\Psi}_0. \end{cases} \quad (4)$$

В уравнении (4) дискретные волновые функции $\Psi_n(\Phi_n)$ так же, как и в уравнении (2) принадлежат правому (левому) металлу, соответственно. Функции $\Psi_n(\Phi_n)$ в уравнении (4) описывают электронные состояния, а функции $\bar{\Psi}_n(\bar{\Phi}_n)$ описывают дырочные состояния:

$$\begin{cases} \Phi_n = \exp(iq_1 nl) + b \exp(-iq_1 nl), \\ \bar{\Phi}_n = a \exp(iq_2 nl), \\ \Psi_n = cu \exp(iknl) + d \tilde{u} \exp(i\tilde{k}nl), \\ \bar{\Psi}_n = cv \exp(iknl) + d\tilde{v} \exp(i\tilde{k}nl). \end{cases} \quad (5)$$

Волновые функции в нормальном металле и сверхпроводнике содержат 4 неизвестных a, b, c, d , описывающие андреевски и нормально отраженные в нормальный металл волны (a и b , соответственно) и две прошедшие в сверхпроводник волны (c и d). Эти 4 неизвестных (a, b, c, d) единственным образом определяются с помощью граничных условий (4). В уравнении (5) l – это расстояние между атомами нормального металла и сверхпроводника (для наглядности, мы считали эти расстояния равными, хотя это допущение не является необходимым [39]), q_1, q_2, k, \tilde{k} – это волновые вектора в нормальном металле и сверхпроводнике, соответствующие энергии E распространяющихся волн. Эти волновые вектора находятся из решения пространственно-однородного уравнения Боголюбова–де Жена (1) для нормального металла и сверхпроводника, соответственно. Электронные и дырочные боголюбовские коэффициенты $u, v; \tilde{u}, \tilde{v}$, соответствующие распространяющимся в сверхпроводнике волнам с волновыми векторами $k; \tilde{k}$ также находятся из решений пространственно-однородного уравнения (1) с $\Delta_n = \Delta$.

Можно показать [11, 12], что полученные с использованием граничных условий (5) волновые функции обеспечивают сохранение потока вероятности через границу $J = J_s$. Выражение для потока вероятности в дискретной 1D решетке J_s (рис. 1) следует из дискретных уравнений Боголюбова–де Жена (1):

$$J_s = \frac{2}{\hbar} \text{Im}(t\Psi_{n+1}^* \Psi_n - t\bar{\Psi}_{n+1}^* \bar{\Psi}_n). \quad (6)$$

Проведенное выше рассмотрение в рамках приближения сильной связи соответствует равновесной ситуации с отсутствием падения напряжения V на N/S границе. Предложенная модель может быть обобщена для случая конечного напряжения $V \neq 0$ на микросужении с размерами много меньшими упругой l_{el} и неупругой l_{in} длин пробега, когда транспорт зарядов осуществляется по независимым поперечным модам. Ток, текущий в каждой моде определяется разностью между приходящим $f^{\rightarrow}(E)$ и уходящим $f^{\leftarrow}(E)$ электронным потоком в нормальном металле [38]:

$$I(V) = \eta_1 \int \{f^{\rightarrow}(E) - f^{\leftarrow}(E)\} dE, \quad (7)$$

где $f^{\rightarrow}(E) = f_0(E - eV)$, $f_0(E)$ есть равновесное распределение Ферми, $\eta_1 = e/(\pi\hbar)$, и

$$f^{\leftarrow}(E) = A(E)(1 - f^{\rightarrow}(-E)) + B(E)f^{\rightarrow}(E) + (C(E) + D(E))f_0(E). \quad (8)$$

В уравнении (8) $A(E)$ – вероятность андреевского процесса отражения дырки из нормального металла в электрон, $B(E)$ – вероятность нормального отражения электрона. $C(E)$ и $D(E)$ есть вероятности прохождения электрон-подобной квазичастицы и дырочно-подобной квазичастицы из сверхпроводника в электронные состояния нормального металла, соответственно. Вероятности A, B, C, D в уравнении (8) рассчитываются из граничных условий (4) и выражений для потока вероятности (3), (6). При расчете вероятностей A, B, C, D необходимо так нормировать падающие квазичастичные состояния, чтобы поток вероятности в этих состояниях, определяемый формулами (3), (6), был равен единице. Такая нормировка обеспечивает термодинамическое равновесие при отсутствии напряжения $V = 0$ на N/S переходе.

Аналогичным способом можно рассмотреть транспорт зарядов через контакт нормального металла с необычным одноорбитальным сверхпроводником, например, с двумерным d -волновым сверхпроводником. В работе [12] мы сделали это

и продемонстрировали, что результаты известной работы [43] воспроизводятся в рамках нашего метода сильной связи.

Рассмотрим теперь транспорт зарядов через границу нормального металла и многозонного сверхпроводника. В качестве примера многозонного сверхпроводника выберем FeBS (N/S_p границу), описываемого в рамках двухорбитальной s_{\pm} модели [44]. Гамильтонова матрица в базисе $\mathbf{B}_{\text{orb}} = \{d_{k,x,\uparrow}^+, d_{k,y,\uparrow}^+, d_{k,x,\downarrow}, d_{k,y,\downarrow}\}$, где оператор $d_{k,x,\uparrow}^+$ ($d_{k,y,\uparrow}^+$) создает электрон с квазиимпульсом \mathbf{k} и проекцией спина σ на $3d\ xz(yz)$ орбитале, имеет следующий вид для незаполненной зоны Брюллиэна [45]:

$$\mathbf{H}(\mathbf{k}) = \begin{pmatrix} \xi_{xx}(\mathbf{k}) & \xi_{xy}(\mathbf{k}) & \Delta_{\pm}(\mathbf{k}) & 0 \\ \xi_{xy}(\mathbf{k}) & \xi_{yy}(\mathbf{k}) & 0 & \Delta_{\pm}(\mathbf{k}) \\ \Delta_{\pm}(\mathbf{k}) & 0 & -\xi_{xx}(\mathbf{k}) & -\xi_{xy}(\mathbf{k}) \\ 0 & \Delta_{\pm}(\mathbf{k}) & -\xi_{xy}(\mathbf{k}) & -\xi_{yy}(\mathbf{k}) \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Матричные элементы в (9) $\xi_{xx}(\mathbf{k}) = -2t_2 \cos k_x - 2t_1 \cos k_y - 4t_3 \cos k_x \cos k_y - \mu$, $\xi_{yy}(\mathbf{k}) = -2t_1 \cos k_x - 2t_2 \cos k_y - 4t_3 \cos k_x \cos k_y - \mu$ описывают одноэлектронные возбуждения на орбиталях; матричный элемент $\xi_{xy}(\mathbf{k}) = 4t_4 \sin k_x \sin k_y$ описывает гибридизацию орбиталей, t_i – амплитуды перескоков в FeBS; матричный элемент $\Delta_{\pm}(\mathbf{k}) = \Delta_0 \cos k_x \cos k_y$ описывает внутриорбитальное сверхпроводящее спаривание, соответствующее s_{\pm} модели; k_y, k_x – компоненты квазиимпульса.

Рассмотрим сначала транспорт зарядов в ab плоскости FeBS при отсутствии разориентации кристаллографических осей FeBS относительно границы ((100) ориентированный контакт, рис. 2).

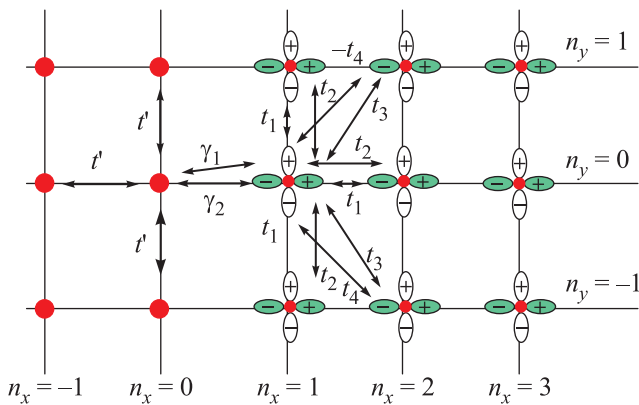


Рис. 2. (Цветной онлайн) Двумерная атомарная решетка, изображающая N/S_p границу в (100) направлении, с нулевым углом разориентации между границей и кристаллографическими осями FeBS

Уравнения Боголюбова–де Жена на узлах кристаллической решетки следуют из гамильтониана (9) и имеют следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} t_1(\Psi_{n+1,m}^{\alpha} + \Psi_{n-1,m}^{\alpha}) + t_2(\Psi_{n,m+1}^{\alpha} + \Psi_{n,m-1}^{\alpha}) + \\ + \mu\Psi_{n,m}^{\alpha} + t_3(\Psi_{n+1,m+1}^{\alpha} + \Psi_{n-1,m-1}^{\alpha} + \Psi_{n+1,m-1}^{\alpha} + \\ + \Psi_{n-1,m+1}^{\alpha}) + t_4(-\Psi_{n+1,m+1}^{\beta} - \Psi_{n-1,m-1}^{\beta} + \\ + \Psi_{n+1,m-1}^{\beta} + \Psi_{n-1,m+1}^{\beta}) + \Delta_0(\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^{\alpha} + \\ + \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^{\alpha} + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^{\alpha} + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^{\alpha}) = -E\Psi_{n,m}^{\alpha}, \\ t_2(\Psi_{n+1,m}^{\beta} + \Psi_{n-1,m}^{\beta}) + t_1(\Psi_{n,m+1}^{\beta} + \Psi_{n,m-1}^{\beta}) + \\ + \mu\Psi_{n,m}^{\beta} + t_3(\Psi_{n+1,m+1}^{\beta} + \Psi_{n-1,m-1}^{\beta} + \Psi_{n+1,m-1}^{\beta} + \\ + \Psi_{n-1,m+1}^{\beta}) + t_4(-\Psi_{n+1,m+1}^{\alpha} - \Psi_{n-1,m-1}^{\alpha} + \\ + \Psi_{n+1,m-1}^{\alpha} + \Psi_{n-1,m+1}^{\alpha}) + \Delta_0(\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^{\beta} + \\ + \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^{\beta} + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^{\beta} + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^{\beta}) = -E\Psi_{n,m}^{\beta}, \\ t_1(\bar{\Psi}_{n+1,m}^{\alpha} + \bar{\Psi}_{n-1,m}^{\alpha}) + t_2(\bar{\Psi}_{n,m+1}^{\alpha} + \bar{\Psi}_{n,m-1}^{\alpha}) + \\ + \mu\bar{\Psi}_{n,m}^{\alpha} + t_3(\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^{\alpha} + \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^{\alpha} + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^{\alpha} + \\ + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^{\alpha}) + t_4(-\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^{\beta} - \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^{\beta} + \\ + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^{\beta} + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^{\beta}) - \Delta_0(\Psi_{n+1,m+1}^{\alpha} + \\ + \Psi_{n-1,m-1}^{\alpha} + \Psi_{n+1,m-1}^{\alpha} + \Psi_{n-1,m+1}^{\alpha}) = E\bar{\Psi}_{n,m}^{\alpha}, \\ t_2(\bar{\Psi}_{n+1,m}^{\beta} + \bar{\Psi}_{n-1,m}^{\beta}) + t_1(\bar{\Psi}_{n,m+1}^{\beta} + \bar{\Psi}_{n,m-1}^{\beta}) + \\ + \mu\bar{\Psi}_{n,m}^{\beta} + t_3(\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^{\beta} + \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^{\beta} + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^{\beta} + \\ + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^{\beta}) + t_4(-\bar{\Psi}_{n+1,m+1}^{\alpha} - \bar{\Psi}_{n-1,m-1}^{\alpha} + \\ + \bar{\Psi}_{n+1,m-1}^{\alpha} + \bar{\Psi}_{n-1,m+1}^{\alpha}) - \Delta_0(\Psi_{n+1,m+1}^{\beta} + \\ + \Psi_{n-1,m-1}^{\beta} + \Psi_{n+1,m-1}^{\beta} + \Psi_{n-1,m+1}^{\beta}) = E\bar{\Psi}_{n,m}^{\beta}, \end{array} \right. \quad (10)$$

Волновые функции сверхпроводящего FeBS имеют верхний орбитальный индекс $\alpha(\beta)$: $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$, соответствующий $d_{xz}(d_{yz})$ орбитали. Нижние индексы n, m волновой функции FeBS $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ описывают координаты узлов кристаллической решетки (рис. 2) (n_x соответствует n , а $n_y = m$). Волновые функции $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ в (10) соответствуют электронным состояниям, а $\bar{\Psi}_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ – дырочным.

Действуя так же, как при выводе граничных условий (4), но учитывая независимо перескоки на $d_{xz}(d_{yz})$ орбитали FeBS (рис. 2), мы получили [11, 12] следующие граничные условия для (100) N/S_p контакта:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 t'\Phi_1 = \gamma_1\Psi_1^\alpha + \gamma_2\Psi_1^\beta, \\
 t'\bar{\Phi}_1 = \gamma_1\bar{\Psi}_1^\alpha + \gamma_2\bar{\Psi}_1^\beta, \\
 \gamma_1\Phi_0 = (t_1 + 2t_3 \cos k_y)\Psi_0^\alpha + 2it_4 \sin k_y\Psi_0^\beta + \\
 + 2\Delta_0 \cos k_y\bar{\Psi}_0^\alpha, \\
 \gamma_1\bar{\Phi}_0 = (t_1 + 2t_3 \cos k_y)\bar{\Psi}_0^\alpha + 2it_4 \sin k_y\bar{\Psi}_0^\beta - \\
 - 2\Delta_0 \cos k_y\Psi_0^\alpha, \\
 \gamma_2\Phi_0 = (t_1 + 2t_3 \cos k_y)\Psi_0^\beta + 2it_4 \sin k_y\Psi_0^\alpha + \\
 + 2\Delta_0 \cos k_y\bar{\Psi}_0^\beta, \\
 \gamma_2\bar{\Phi}_0 = (t_1 + 2t_3 \cos k_y)\bar{\Psi}_0^\beta + 2it_4 \sin k_y\bar{\Psi}_0^\alpha - \\
 - 2\Delta_0 \cos k_y\Psi_0^\beta,
 \end{array} \right. \quad (11)$$

где $\gamma_1(\gamma_2)$ – амплитуды перескока через границу на $d_{xz}(d_{yz})$ орбиталь, соответственно, t' – амплитуда перескока между атомами нормального металла (рис. 2). Для наглядности мы считали периоды кристаллических решеток нормального металла и FeBS совпадающими и равными 1. В силу трансляционной симметрии рассматриваемой структуры в направлении, параллельном границе, параллельная границе компонента квазиимпульса k_y сохраняется. Также в силу этой трансляционной симметрии у электронных (дырочных) волновых функций $\Psi_{n,m}^{\alpha(\beta)}$ ($\bar{\Psi}_{n,m}^{\alpha(\beta)}$) опущен второй нижний индекс, соответствующий координате атома в направлении, параллельном границе.

Волновые функции рассматриваемого N/S_p контакта определяются 6 коэффициентами: a, b – описывающими андреевски и нормально отраженные в нормальный металл волны, и четырьмя прошедшими в FeBS волнами (c_1, c_2, d_1, d_2):

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \Phi_n = \exp(iq_1nl) + b \exp(-iq_1nl), \\
 \bar{\Phi}_n = a \exp(iq_2nl), \\
 \Psi_n^\alpha = c_1u_1(k_1) \exp(ik_1nl) + c_2u_1(k_2) \exp(ik_2nl) + \\
 + d_1u_1(k_3) \exp(ik_3nl) + d_2u_1(k_4) \exp(ik_4nl), \\
 \Psi_n^\beta = c_1u_2(k_1) \exp(ik_1nl) + c_2u_2(k_2) \exp(ik_2nl) + \\
 + d_1u_2(k_3) \exp(ik_3nl) + d_2u_2(k_4) \exp(ik_4nl), \\
 \bar{\Psi}_n^\alpha = c_1v_1(k_1) \exp(ik_1nl) + c_2v_1(k_2) \exp(ik_2nl) + \\
 + d_1v_1(k_3) \exp(ik_3nl) + d_2v_1(k_4) \exp(ik_4nl), \\
 \bar{\Psi}_n^\beta = c_1v_2(k_1) \exp(ik_1nl) + c_2v_2(k_2) \exp(ik_2nl) + \\
 + d_1v_2(k_3) \exp(ik_3nl) + d_2v_2(k_4) \exp(ik_4nl),
 \end{array} \right. \quad (12)$$

где $\Phi_n(\bar{\Phi}_n)$ описывают электронные (дырочные) состояния нормального металла, соответственно. Волновые функции (12) соответствуют случаю возбуждения электронно-дырочных состояний FeBS одноэлектронным состоянием из нормального металла. Эти 6 коэффициентов: a, b, c_1, c_2, d_1, d_2 – единственным образом определяются из 6 граничных усло-

вий (11). Волновые вектора в нормальном металле и сверхпроводнике $q_1, q_2, k_i, i = 1..4$, соответствуют энергии E распространяющейся волны и находятся из пространственно-однородных решений уравнений Боголюбова–де Жена для нормального металла и FeBS (10), соответственно. Электронные и дырочные боголюбовские коэффициенты $u_j(k_i), v_j(k_i)$ также находятся из (10). Удвоение, по сравнению со стандартной моделью БТК [38], числа прошедших в нормальный металл волн объясняется наличием двух зон в рассматриваемой модели FeBS [44].

Основной трудностью при численных расчетах является нахождение волновых векторов $k_i(E)$ и боголюбовских коэффициентов $u_j(k_i(E)), v_j(k_i(E))$ волн, распространяющихся в FeBS, из громоздкого уравнения (10), соответствующих фиксированной энергии E . В работе [13] мы показали, что для случая внутриорбитального спаривания (именно к случаю внутриорбитального спаривания относятся популярные s_\pm и s_{++} модели) возможно существенное упрощение, соответствующее так называемому квазиклассическому приближению, когда

$$\Delta_{\max} \ll t_i, \mu, \quad (13)$$

где Δ_{\max} – максимальное значение анизотропного параметра порядка. Условие (13) обычно выполняется в FeBS. При выполнении условия (13) боголюбовские коэффициенты $u_j(k_i(E)), v_j(k_i(E))$ факторизируются на произведение обычных боголюбовских коэффициентов $u_0(E, \Delta), v_0(E, \Delta)$, соответствующих обычным сверхпроводникам [37, 38], и когерентных факторов $\alpha(k_x, k_y), \beta(k_x, k_y)$, соответствующие одночастичным возбуждениям в FeBS (левая верхняя 2×2 подматрица гамильтоновой матрицы (9)), и являющихся решением простого уравнения

$$\left(\left(\begin{array}{cc} \xi_{xx}(\mathbf{k}) & \xi_{xy}(\mathbf{k}) \\ \xi_{xy}(\mathbf{k}) & \xi_{yy}(\mathbf{k}) \end{array} \right) - E \right) \begin{pmatrix} \alpha(k_x, k_y) \\ \beta(k_x, k_y) \end{pmatrix} = 0, \quad (14)$$

при $E = 0$. Волновые вектора в квазиклассическом приближении также находятся из (14).

В случае межорбитального спаривания [7] квазиклассическое приближение в вышеописанном виде невозможно.

Выражение для потока вероятности в состоянии с фиксированным волновым вектором k_y в направлении, параллельном оси x , следует из уравнений Боголюбова–де Жена на узлах кристаллической решетки FeBS (10):

$$\begin{aligned}
J_p = & \frac{2}{\hbar} ((t_1 + 2t_3 \cos k_y) \operatorname{Im}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\alpha - (\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\alpha\} + \\
& + (t_2 + 2t_3 \cos k_y) \operatorname{Im}\{(\Psi_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\beta - (\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\beta\} + \\
& + 4t_4 \sin k_y \operatorname{Re}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\beta + (\Psi_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\alpha - \\
& - (\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\beta - (\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\alpha\} + \\
& + 2\Delta_0 \cos k_y \operatorname{Im}\{(\Psi_{n+1}^\alpha)^* \bar{\Psi}_n^\alpha + \\
& + (\bar{\Psi}_{n+1}^\alpha)^* \Psi_n^\alpha + (\Psi_{n+1}^\beta)^* \bar{\Psi}_n^\beta + (\bar{\Psi}_{n+1}^\beta)^* \Psi_n^\beta\}. \quad (15)
\end{aligned}$$

Мы показали [11, 12], что граничные условия (11) обеспечивают сохранение потока через N/S_p границу $J = J_p$.

Уравнения Боголюбова–де Жена, граничные условия и выражение для потока для s_{++} симметрии параметра порядка в FeBS, моделируемой потенциалом $\Delta = 2\Delta_0(\cos k_x + \cos k_y) + \Delta_1$ [7], находятся аналогичным образом [12].

Необходимо отметить, что феноменологические граничные условия [18], полученные для контактов с многозонными сверхпроводниками по аналогии с квантовым волноводом, следуют из нашего микроскопического подхода только при учёте дополнительных “косых” перескоков на границе [12], не обозначенных на рис. 2, и при только определенном соотношении между параметрами перескока на границе и в FeBS.

Ток через двумерное микросужение между FeBS и металлом определяется проинтегрированным по поперечным значениям квазиимпульса k_y выражения (7): $I_p(V) = \eta_2 \int dk_y I(V, k_y)$, где $\eta_2 = \Xi/2\pi$, Ξ – характерные размеры микросужения. В рассматриваемом случае вероятности C и D , входящие в формулу (7), определяются как суммы вероятностей из двух зон: $C = C_1 + C_2$, $D = D_1 + D_2$. Вероятности A, B, C_i, D_i рассчитываются из граничных условий (11) и выражений для потока вероятности (3), (15). При вычислении вероятностей A, B, C_i, D_i необходимо принимать во внимание, что исходные квазичастичные состояния должны быть нормированы так, чтобы поток вероятности в этих состояниях, описываемый выражениями (3), (15), был равен единице. Такая нормировка обеспечивает термодинамическое равновесие при отсутствии напряжения $V = 0$ на N/S_p переходе.

Случай ненулевой разориентации кристаллографических осей FeBS относительно N/S_p границы качественно отличен от случая нулевой разориентации. Исследование транспорта в N/S_p переходе при ненулевой разориентации необходимо, поскольку именно исследование электронного транспорта в контактах нормального металла со сверхпроводящими купратами с ненулевым углом разориентации главных

кристаллографических осей купрата и контактирующего с ним металла позволило сделать вывод о существовании в купратах d -симметрии параметра порядка [43]. Связь нормального металла с FeBS через границу описывалась большим числом параметров перескока, нежели чем при нулевом угле разориентации. Кроме параметров перескока γ_1, γ_2 на ближайшие к N/S_p границе $d_{xz}(d_{yz})$ орбитали FeBS, пришлось использовать дополнительные параметры перескока через границу γ'_1, γ'_2 [11, 12]. Эти параметры перескока через границу учитывают связь орбиталей последнего слоя атомов FeBS с предпоследним от границы слоем атомов нормального металла. Учет этих процессов необходим в связи с обрывом на границе диагональных связей в кристаллической решетке FeBS для отличного от нуля угла разориентации. Также в нормальном металле пришлось наряду с перескоками между ближайшими соседями t'_1 учитывать и диагональные перескоки в квадратной решетке t'_2 [11, 12]. Отмеченные обстоятельства приводят к существенному усложнению граничных условий, вида волновых функций и выражения для потока, которые оказываются отличными от выражений (11), (12), (15), соответствующих случаю нулевого угла разориентации [11, 12]. Более того, в случае ненулевого угла разориентации транспорт зарядов через N/S_p границу осуществляется не только по двум энергетическим зонам, но и по двум долинам в этих зонах.

Проведенные численные расчеты дифференциальных проводимостей N/S_p переходов показали [11, 12], что для зависимостей компонент проводимости с фиксированным значением поперечного квазиимпульса k_y от напряжения в случае s_{++} симметрии параметра порядка наблюдаются только двухщелевые зависимости для любой ориентации границы и для любых значений k_y . С другой стороны, дополнительные подщелевые особенности для компонент проводимостей могут возникать в случае s_{\pm} симметрии параметра порядка, отсутствия разориентации границ, малой проводимости перехода и конечных значений k_y . Эти дополнительные подщелевые особенности возникают из-за смены знака потенциала сверхпроводящего спаривания в s_{\pm} модели при наличии связи между орбиталями FeBS при конечных значениях k_y .

Однако, в реальном эксперименте обычно наблюдаются усредненные по углам зависимости дифференциальной проводимости от напряжения. В работе [12] мы провели численные расчеты усредненной по углам дифференциальной проводимости N/S_p переходов без разориентации границы для s_{++} и s_{\pm} сим-

метрий параметра порядка FeBs и различных значений химического потенциала граничащего с ним нормального металла. Было показано [12], что различить s_{++} и s_{\pm} симметрии можно только в случае большой поверхности Ферми в нормальном металле. Для малопрозрачных N/S_p переходов дополнительные подщелевые пики в усредненной проводимости были обнаружены нами только для s_{\pm} симметрии. Для высокопрозрачных N/S_p нами было обнаружено подавление проводимости вследствие деструктивной интерференции [18] при малых значениях напряжения для s_{\pm} симметрии по сравнению с аналогичными значениями для s_{++} симметрии. Таким образом, в туннельных экспериментах для различения s_{++} и s_{\pm} симметрий в FeBS необходимо использовать N/S_p переходы без разориентации границы с большой поверхностью Ферми в N .

Аналогичным образом в терминах перескоков в кристаллической решетке и через границу нами был рассмотрен джозефсоновский транспорт в однородных контактах многозонных сверхпроводников со спин-синглетным одноорбитальным сверхпроводником s -типа [14, 15]. В качестве многозонного сверхпроводника мы рассмотрели FeBS, описываемый в рамках двухорбитальной модели [44], с возможными s_{++} и s_{\pm} симметриями параметра порядка. Для транспорта в ab плоскостях железа в (100) направлении структура орбиталей и перескоков через границу подобна представленной на рис. 2, где кружки в левой части рис. 2 соответствуют в данном случае сверхпроводнику s -типа, а не нормальному металлу, как это считалось в предыдущем разделе. Нами был рассмотрен дополнительный промежуточный слой одноорбитального изолятора (I), не изображенный на рис. 2. Связь сверхпроводника s -типа с изолятором мы описываем параметром перескока γ , а связь изолятора с $d_{xz}(d_{yz})$ орбиталями FeBS мы описываем параметрами перескока через границу $\gamma_1(\gamma_2)$. Для наглядности мы считали периоды кристаллических решеток сверхпроводника s -типа, изолятора и FeBS совпадающими и равными 1.

Для расчета джозефсоновского тока через контакт необходимо построить функцию Грина всего перехода. Для этого мы построили решеточные функции Грина S , I и S_p областей и сшили их на границах методом, разработанным в [11, 12]. Решеточную мацубарову двухорбитальную функцию Грина мы определили следующим образом [14, 15]:

$$\mathbf{G}_{\{n\},\{j\}}(\tau_1, \tau_2) = \begin{pmatrix} \widehat{G}_{\{n\},\{j\}}(\tau_1, \tau_2) & \widehat{F}_{\{n\},\{j\}}(\tau_1, \tau_2) \\ \widetilde{F}_{\{n\},\{j\}}(\tau_1, \tau_2) & \widetilde{G}_{\{n\},\{j\}}(\tau_1, \tau_2) \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где $\widehat{G}_{\{n\},\{j\}}(\tau_1, \tau_2)$, $\widehat{F}_{\{n\},\{j\}}(\tau_1, \tau_2)$, $\widetilde{G}_{\{n\},\{j\}}(\tau_1, \tau_2)$, $\widetilde{F}_{\{n\},\{j\}}(\tau_1, \tau_2)$ являются 4×4 матрицами в орбитальном пространстве. Компоненты этих матриц имеют следующий вид:

$$\begin{cases} G_{\{n\},\{j\}}^{(\alpha\beta)}(\tau_1, \tau_2) = -\langle T_{\tau} c_{\uparrow}^{(\alpha)}(\{n\}, \tau_1) c_{\uparrow}^{(\beta)\dagger}(\{j\}, \tau_2) \rangle, \\ F_{\{n\},\{j\}}^{(\alpha\beta)}(\tau_1, \tau_2) = \langle T_{\tau} c_{\downarrow}^{(\alpha)\dagger}(\{n\}, \tau_1) c_{\uparrow}^{(\beta)\dagger}(\{j\}, \tau_2) \rangle, \\ \widetilde{G}_{\{n\},\{j\}}^{(\alpha\beta)}(\tau_1, \tau_2) = -\langle T_{\tau} c_{\downarrow}^{(\alpha)\dagger}(\{n\}, \tau_1) c_{\downarrow}^{(\beta)}(\{j\}, \tau_2) \rangle, \\ \widetilde{F}_{\{n\},\{j\}}^{(\alpha\beta)}(\tau_1, \tau_2) = \langle T_{\tau} c_{\uparrow}^{(\alpha)}(\{n\}, \tau_1) c_{\downarrow}^{(\beta)}(\{j\}, \tau_2) \rangle. \end{cases} \quad (17)$$

В уравнениях (16), (17) индексы α и β могут иметь значения 1, 2, где индекс 1 соответствует d_{xz} орбитали, а индекс 2 соответствует d_{yz} орбитали; $c_{\sigma}^{(1)\dagger}(\{n\}, \tau_i)$ ($c_{\sigma}^{(2)\dagger}(\{n\}, \tau_i)$) является оператором рождения принадлежащему d_{xz} (d_{yz}) орбитали электрону со спином σ на $\{n\} = (n_x, n_y)$ узле, τ_i – это мнимое “время”, а T_{τ} является оператором упорядочивания по мнимому “времени”.

Функции Грина обычного сверхпроводника \mathbf{G}^S и изолятора \mathbf{G}^I аналогичны представленным уравнениями (16), (17), но без верхних орбитальных индексов.

Действуя аналогично рассмотренному выше квазичастичному транспорту в N/S_p переходах, для двухорбитальных функций Грина (16), (17) нами были получены решеточные дискретные версии уравнений Горькова; действуя как при выводе (11), нами были получены граничные условия, подобные (11); и было выведено уравнение для тока [14, 15]. Сшивка с помощью полученных граничных условий на S/I и I/S_p границах функций Грина обычного сверхпроводника, изолятора и FeBS позволило нам построить единую функцию Грина $S/I/S_p$ перехода, используя метод, предложенный в [46], что позволило рассчитать джозефсоновский ток [14, 15]. Нами было показано, что в одноорбитальном пределе предложенная дискретная техника функций Грина воспроизводит известные результаты, полученные ранее для джозефсоновских контактов, образованных из обычных сверхпроводников [47–52] и сверхпроводников d -типа [53].

Аналогичным образом мы рассмотрели и 3D джозефсоновский транспорт в $S/I/S_p$ переходах в z -направлении, введя дополнительные параметры перескока t_z между орбиталями соседних плоскостей FeBS, и параметры перескока γ_{1z} , γ_{2z} I/S_p границе [14, 15].

В работах [14, 15] мы провели численные расчеты ток-фазовых зависимостей (ТФЗ) и температурных зависимостей тока Джозефсона для различ-

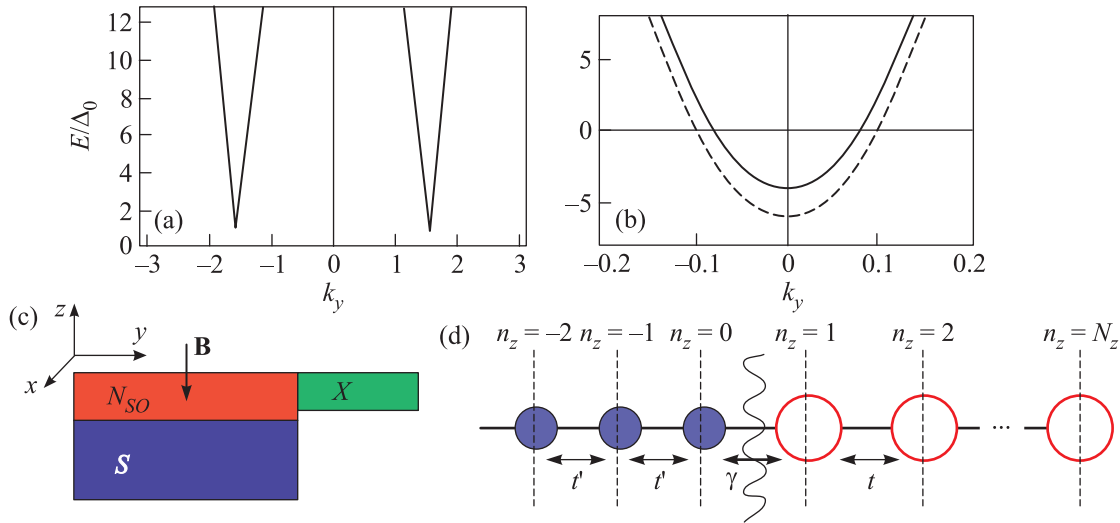


Рис. 3. (Цветной онлайн) (а) – Спектр квазичастичных возбуждений в S. (б) – В N_{SO} в z -направлении. (с) – Схематическое изображение рассматриваемой гетероструктуры, где X может быть N , S или S_{SO} . (d) – Схематическое изображение используемой модели сильной связи

ных направлений транспорта относительно кристаллографических осей FeBS, различных длин изолятора и различных значений параметров перескока через границу. При расчетах значение энергии Ферми обычного сверхпроводника выбиралось таким, чтобы объем его поверхности Ферми был достаточно большим, перекрывающим все зоны контактирующего с ним FeBS. Проведенный анализ ТФЗ показал, что в случае s_{++} симметрии в FeBS $S/I/S_p$ переход всегда является 0-контактом с минимумом свободной энергии джозефсоновского перехода при нулевой разности фаз на нем. С другой стороны, при туннелировании в (100) ориентированном $S/I/S_p$ переходе при s_{\pm} симметрии в FeBS мы предсказали наличие 0, π и ϕ контактов, когда минимум свободной энергии находится при разности фаз на переходе, равной 0, π и $0 < \phi < \pi$, соответственно. При этом наиболее необычные ТФЗ с большим вкладом второй гармоники и ϕ -контакты возможны только в непосредственных джозефсоновских контактах, без слоя изолятора I существенной толщины. Физической причиной необычных ТФЗ и большого вклада второй гармоники являются межзонные интерференционные эффекты в случае s_{\pm} симметрии.

Ситуация меняется в случае z -ориентированных $S/I/S_p$ переходов. В таких непосредственных контактах при s_{\pm} симметрии осуществляется π -контакт, но при добавлении нескольких атомов изолятора I он переходит в 0-контакт. Этот переход можно зафиксировать экспериментально, например, поместив такие $S/I/S_p$ переходы в СКИП, как было предложено

но недавно в [54]. Также необходимо отметить существенное подавление критического тока в таких переходах с достаточно толстым слоем изолятора I , что было недавно обнаружено экспериментально [55]. В случае s_{++} симметрии в z -ориентированных $S/I/S_p$ переходах всегда осуществляется 0-контакт.

Расчеты температурных зависимостей критического тока $S/I/S_p$ перехода от температуры $I_c(T)$ привели нас [15] к достаточно простым монотонным зависимостям, близким к зависимости Амбегаокара-Баратова [49] обычного $S/I/S$ перехода. Наибольшее отличие $I_c(T)$ от зависимости Амбегаокара-Баратова нами было обнаружено в непосредственном (100) ориентированном $S/I/S_p$ переходе при значениях параметров перескоков через границу γ_1, γ_2 , приводящих к осуществлению в нем ϕ -контакта.

Экспериментальной частью авторов работы [15] были проведены измерения зависимости от мощности микроволнового сигнала амплитуд индуцированных микроволновым сигналом ступенек на ВАХ джозефсоновского перехода, при напряжениях, кратных $\hbar\omega_{rf}/2e$, где ω_{rf} – частота микроволнового сигнала. Джозефсоновский переход был сделан из FeBS состава $\text{Ba}_{0.4}\text{K}_{0.6}(\text{FeAs})_2$, контактирующего с иглой из обычного сверхпроводника $\text{Pb}_{0.7}\text{In}_{0.3}$. Изменением степени заостренности иглы из $\text{Pb}_{0.7}\text{In}_{0.3}$ экспериментаторам удалось осуществлять инжекцию сверхтока или по ab плоскостям железа в $\text{Ba}_{0.4}\text{K}_{0.6}(\text{FeAs})_2$, или в z -направлении. Измерения проводились при температуре, много меньшей критической температуры $\text{Pb}_{0.7}\text{In}_{0.3}$. Исполь-

зую стандартную методику [56] и используя всего один подгоночный параметр связи микроволнового излучения с контактом [57], было продемонстрировано, что в случае инжекции сверхтока в z -направлении определяющим вкладом в ТФЗ является вклад первой гармоники $I \propto \sin(\phi)$, а при инжекции сверхтока в ab плоскости железа определяющим вкладом в ТФЗ является вклад второй гармоники $I \propto \sin(2\phi)$. На основании этих экспериментальных результатов был сделан вывод об осуществлении в $\text{Ba}_{0.4}\text{K}_{0.6}(\text{FeAs})_2$ s_{\pm} симметрии сверхпроводящего параметра порядка, поскольку вышеизложенная теория предсказала именно такие ТФЗ при инжекции сверхтока в ab плоскости железа для большинства значений параметров перескока через границу γ_1, γ_2 в непосредственных контактах. Однако желательным является прямое измерение ТФЗ в такого рода $S/I/S_p$ джозефсоновских контактах.

Помимо чисто транспортных задач, нами были рассмотрены задачи о наведенной сверхпроводимости или эффекте близости в гетероструктурах, образованных из металла со спин-орбитальным взаимодействием (N_{SO}) или топологического изолятора (ТИ) и обычного сверхпроводника s -типа (рис. 3с). В работе [16] мы показали, что эффективный 1D гамильтониан S/N_{SO} гетероструктуры, записанный в базисе $\Psi = (\Psi^{SO,\uparrow}, \Psi^{SO,\downarrow}, \bar{\Psi}^{SO,\uparrow}, \bar{\Psi}^{SO,\downarrow})$, имеет следующий вид:

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} \xi - h & \lambda k_y & \Delta_1(k_y) & \Delta_2(k_y) \\ \lambda k_y & \xi + h & -\Delta_2(k_y) & \Delta_3(k_y) \\ \Delta_1(k_y) & -\Delta_2(k_y) & -\xi + h & \lambda k_y \\ \Delta_2(k_y) & \Delta_3(k_y) & \lambda k_y & -\xi - h \end{pmatrix}, \quad (18)$$

отличающийся от обычно используемого гамильтониана [4, 35, 36, 58] наличием триплетных компонент параметра порядка $\Delta_1(k_y)$, $\Delta_3(k_y)$ и зависимостью от волнового вектора наведенного сверхпроводящего параметра порядка: $\Delta_i = \Delta_i(k_y)$. Было показано, что триплетные компоненты параметра порядка $\Delta_1(k_y)$, $\Delta_3(k_y)$ являются нечетными функциями волнового вектора k_y , а синглетная компонента $\Delta_2(k_y)$ – четная функция k_y . В уравнении (18) ξ – это энергия квазичастичных возбуждений, h – это зеемановская энергия, соответствующая магнитному полю B , приложенному в z -направлении (рис. 3с), $h = g_e^* \mu_B B / 2$, g_e^* – фактор Ландэ, μ_B – магнетон Бора, λ – константа спин-орбитального взаимодействия в модели Рашбы [59]. Сверхпроводимость в N_{SO} слое наводится в z -направлении вследствие контакта с обычным сверхпроводником S , а транспорт осуществляется в y -направлении в материал X , где

X может быть такой же гетероструктурой с наведенной сверхпроводимостью S_{SO} , нормальным металлом N или обычным сверхпроводником S (рис. 3с). При выводе уравнения (18) мы пользовались наиболее общим подходом, изложенным в работе [60], адаптированным для нашего метода сильной связи [11, 12]. Мы спшили волновые функции обычного сверхпроводника с восемью биспинорами, описывающие волновые функции в N_{SO} [61] в z -направлении на S/N_{SO} границе и открытой границе, используя граничные условия (4), записанные с учетом спиновых степеней свободы, и нашли волновые функции в N_{SO} . Далее мы стандартным образом [37, 60] построили из волновых функций нижней подзоны N_{SO} запаздывающую функцию Грина $\hat{G}(k_y)$ и нашли гамильтониан, решив уравнение: $-\hat{H}_{\text{eff}}(k_y)\hat{G}(k_y) = 1$. Найденный гамильтониан представлен выражением (18). Корректность вывода гамильтониана (18) мы проверяли путем сравнения полученных его одночастичных компонент (верхняя левая 2×2 подматрица (18) и нижняя правая 2×2 подматрица (18)) с исходными. Поскольку исходные и рассчитанные одночастичные компоненты совпали, то можно сделать вывод о корректности вывода гамильтониана (18). Описанная процедура вывода гамильтониана S_{SO} является наиболее общей. Она учитывает не только спин-орбитальное взаимодействие в N_{SO} слое, но и конечную прозрачность S/N_{SO} границы, толщину N_{SO} слоя и рассеяние на границы между состояниями спиновых подзон. Именно эти важные эффекты не были учтены в предыдущих попытках [4, 35, 36] вывода эффективного гамильтониана S_{SO} , проведенных в рамках туннельного гамильтониана в импульсном пространстве.

Используя эффективный гамильтониан (18), мы подтвердили хорошо известные результаты для особенностей в проводимости контакта такой гетероструктуры с нормальным металлом (N/S_{SO} контакт) при значениях магнитного поля $h > h_c$ [62–64], и 4π -периодичности джозефсоновского тока в симметричном контакте, образованном из двух таких гетероструктур с наведенной сверхпроводимостью (S_{SO}/S_{SO} джозефсоновский контакт) [65], являющимися признаками наличия на концах таких гетероструктур мод Майорана [4]. С другой стороны, мы продемонстрировали, что использование гамильтониана (18) приводит к крайне необычным ТФЗ для достаточно прозрачного контакта таких гетероструктур с обычным s -волновым сверхпроводником (S/S_{SO} джозефсоновский переход). При этом уменьшение прозрачности S/S_{SO} границы приводит к обычным синусоидальным ТФЗ. Подобные ано-

мальные ТФЗ были предсказаны нами ранее [17] для контакта обычного сверхпроводника со сверхпроводником с межзонным типом спаривания.

Нами была продемонстрирована возможность создания рассмотренных гетероструктур и джозефсоновских переходов, используя особо чистые AlGaSb/InAs/AlGaSb гетероструктуры и ниобиевые электроды, как в работах [66, 67].

Проведенный нами аналогичный анализ наведенной сверхпроводимости и транспортных свойств гетероструктуры, образованной из обычного сверхпроводника и 2D ТИ HgTe [68] в рамках двухорбитальной модели [69] с учетом орбитальных степеней свободы лишь подтвердил известные результаты [4] о квазичастичном и джозефсоновском токе в контактах с такой гетероструктурой, но не привел к качественно новым результатам.

Таким образом, в данном обзоре приведены недавние результаты [11–16] по теоретическому описанию единым методом, основанном на методе сильной связи, когерентного транспорта зарядов и эффекта близости в контактах с различными необычными сверхпроводящими материалами. Описана идея метода, представлены результаты по квазичастичному и джозефсоновскому транспорту в контактах с FeBS, проведен анализ наведенной сверхпроводимости в N_{SO} и квазичастичного и джозефсоновского транспорта в гетероструктурах на его основе. Остались нерешенными интересные задачи по теоретическому описанию транспорта зарядов в контактах с Sr_2RuO_4 в рамках трехзонной модели, эффекта близости и транспорту зарядов в гетероструктурах, состоящих из 3D ТИ HgTe и Bi_2Se_3 в контакте с обычным сверхпроводником, эффекта близости в гетероструктурах, составленных из необычных сверхпроводников, например FeBS в контакте с N_{SO} и ряд других интересных задач, которые можно рассмотреть представленным в обзоре методом.

Авторы благодарны Т.М. Кларwijk, М.Ю. Куприянову, Y. Tanaka, Y. Asano, А.С. Мельникову, А.А. Голубову за полезное обсуждение проблемы. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ #15-52-50054. А.В.Б. благодарит за финансовую поддержку Министерство Образования и Науки Российской Федерации, контракт #14.В25.31.0007, И.А.Д. благодарит за финансовую поддержку Министерство Образования и Науки Российской Федерации, контракт #14.У26.31.0007.

1. Y. Kamihara, T. Watanabe, M. Hirano, and H. Hosono, *J. Am. Chem. Soc.* **130**, 3296 (2008).

2. A. P Mackenzie and Y. Maeno, *Rev. Mod. Phys.* **75**, 657 (2003).
3. Y. S. Hor, A. J. Williams, J. G. Checkelsky, R. Roushan, J. Seo, Q. Xu, H. W. Zandbergen, A. Yazdani, N. P. Ong, and R. J. Cava, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 057001 (2010).
4. J. Alicea, *Rep. Prog. Phys.* **75**, 076501 (2012).
5. I. I. Mazin, D. J. Singh, M. D. Johannes, and M. H. Du, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 057003 (2008).
6. H. Kontani and S. Onari, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 157001 (2010).
7. A. Moreo, M. Daghofer, J. A. Riera, and E. Dagotto, *Phys. Rev. B* **79**, 134502 (2009).
8. E. L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*, Oxford University Press, Oxford, U.K. (1985).
9. D. J. Van Harlingen, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 515 (1995).
10. C. C. Tsue and J. R. Kirtley, *Rev. Mod. Phys.* **72**, 969 (2000).
11. А. В. Бурмистрова, И. А. Девятков, *Письма в ЖЭТФ* **96**, 430 (2012).
12. A. V. Burmistrova, I. A. Devyatov, A. A. Golubov, K. Yada, and Y. Tanaka, *J. Phys. Soc. Jpn.* **82**, 034716 (2013).
13. A. V. Burmistrova, I. A. Devyatov, A. A. Golubov, K. Yada, and Y. Tanaka, *Superconductor Sci. Technol.* **27**, 015010 (2014).
14. A. V. Burmistrova and I. A. Devyatov, *EPL (Europhys. Lett.)* **107**, 67006 (2014).
15. A. V. Burmistrova, I. A. Devyatov, A. A. Golubov, K. Yada, Y. Tanaka, M. Tortello, R. S. Gonnely, V. A. Stepanov, X. Ding, H.-H. Wen, and L. H. Green, *Phys. Rev. B* **91**, 214501 (2015).
16. A. V. Burmistrova, I. A. Devyatov, and I. E. Batov, *EPL (Europhys. Lett.)* **114**, 57005 (2016).
17. А. В. Бурмистрова, И. А. Девятков, *Письма в ЖЭТФ* **95**, 263 (2012).
18. M. A. N. Araújo and P. D. Sacramento, *Phys. Rev. B* **79**, 174529 (2009).
19. I. B. Sperstad, J. Linder, and A. Sudbø, *Phys. Rev. B* **80**, 144507 (2009).
20. J. Linder, I. B. Sperstad, and A. Sudbø, *Phys. Rev. B* **80**, 20503(R) (2009).
21. A. A. Golubov, A. Brinkman, Y. Tanaka, I. I. Mazin, and O. V. Dolgov, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 077003 (2009).
22. И. А. Девятков, М. Ю. Ромашка, А. В. Бурмистрова, *Письма в ЖЭТФ* **91**, 318 (2010).
23. А. В. Бурмистрова, Т. Ю. Карминская, И. А. Девятков, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 143 (2011).
24. А. В. Бурмистрова, И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов, Т. Ю. Карминская, *Письма в ЖЭТФ* **93**, 221 (2011).
25. W.-Q. Chen, F. Ma, Z.-Y. Lu, Z.-Y. Lu, and F.-C. Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 207001 (2009).
26. E. Berg, N. H. Lindner, and T. Pereg-Barnea, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 147003 (2011).

27. A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **86**, 214502 (2012).
28. V. G. Stanev and A. E. Koshelev, Phys. Rev. B **86**, 174515 (2012).
29. Shi-Zeng Lin, Phys. Rev. B **86**, 014510 (2012).
30. Z. Huang and X. Hu, Appl. Phys. Lett. **104**, 162602 (2014).
31. S. Apostolov and A. Levchenko, Phys. Rev. B **86**, 224501 (2012).
32. C. Nappi, S. D. Nicola, M. Adamo, and E. Sarnelli, EPL (Europhys. Lett.) **102**, 47007 (2013).
33. D. Wang, H.-Y. Lu, and Q.-H. Wang, Chin. Phys. Lett. **30**, 77404 (2013).
34. W.-F. Tsai, D.-X. Yao, B. A. Bernevig, and J. P. Hu, Phys. Rev. B **80**, 012511 (2009).
35. S. Tewari, T. D. Stanescu, J. D. Sau, and S. Das Sarma, New J. of Physics **13**, 065004 (2011).
36. A. C. Potter. and P. A. Lee, Phys. Rev. B **83**, 184520 (2011).
37. А. В. Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости*, Наука, М. (1982), 309 с.
38. G. E. Blonder, M. Tinkham, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. B **25**, 4515 (1982).
39. Q.-G. Zhu and H. Kroemer, Phys. Rev. B **27**, 3519 (1983).
40. D.-J. BenDaniel and C. B. Duke, Phys. Rev. **152**, 683 (1966).
41. W.-A. Harrison, Phys. Rev. **123**, 85 (1961).
42. B. Laikhtman, Phys. Rev. B **46**, 4769 (1992).
43. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. Lett. **74**, 3451 (1995).
44. S. Raghu, X.-L. Qi, C.-X. Liu, D. J. Scalapino, and S.-C. Zhang, Phys. Rev. B **77**, 220503(R) (2008).
45. M. M. Korshunov and I. Eremin, Phys. Rev. B **78**, 140509R (2008).
46. D. V. Goncharov, I. A. Devyatov, and M. Yu. Kupriyanov, JETP **99**, 1074 (2004).
47. I. Kulik and A. N. Omel'yanchuk, Low Temp. Phys. **3**, 459 (1977).
48. I. Kulik and A. N. Omel'yanchuk, Low Temp. Phys. **4**, 142 (1978).
49. V. Ambegaokar and A. Baratoff, Phys. Rev. Lett. **10**, 486 (1963).
50. A. Furusaki and M. Tsukada, Solid State Commun. **78**, 299 (1991).
51. P. F. Bagwell, Phys. Rev. B **46**, 12573 (1992).
52. C. W. J. Beenakker and H. van Houten, Phys. Rev. Lett. **66**, 3056 (1991).
53. Y. Tanaka and S. Kashiwaya, Phys. Rev. B **56**, 892 (1997).
54. A. A. Golubov and I. I. Mazin, Appl. Phys. Lett. **102**, 032601 (2013).
55. P. Siedel, Superconductor Sci. Technol. **24**, 043001 (2011).
56. A. Barone and G. Paternò, *Physics and Applications of the Josephson Effect*, J. Wiley and Sons, N.Y. (1982).
57. H. Sellier, C. Baraduk, F. Lefloch, and R. Calemczuk, Phys. Rev. Lett. **92**, 257005 (2004).
58. T. D. Stanescu and S. Tewari, J. Phys. Condens. Matter **25**, 233201 (2013).
59. E. I. Rashba, Sov. Phys. Solid State **2**, 1109 (1960).
60. A. F. Volkov, P. H. C. Magnée, B. J. van Wees, and T. M. Klapwijk, Physica C **242**, 261 (1995).
61. T. Yokoyama, Y. Tanaka and J. Inoue, Phys. Rev. B **74**, 035318 (2006).
62. T. D. Stanescu, J. D. Sau, R. M. Lutchyn, and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **81**, 241310 (2010).
63. K. Flensberg, Phys. Rev. B **82**, 180516 (2010).
64. K. T. Law, P. A. Lee, and T. K. Ng, Phys. Rev. Lett. **103**, 237001 (2009).
65. R. M. Lutchyn, J. D. Sau, and S. Das Sarma, Phys. Rev. Lett. **105**, 077001 (2010).
66. J. Eroms and D. Weiss, Advances in Solid State Phys. **46**, 141 (2008).
67. F. Rohlfing, G. Tkachov, F. Otto, K. Richter, D. Weiss, G. Borghs, and C. Strunk, Phys. Rev. B **80**, 220507 (2009).
68. I. A. Devyatov and A. V. Burmistrova, *The theory of coherent charge transport in structures with multiband high-temperature superconductors and topological insulators*, V Международная конференция "Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости", ФПС-15, 5–9 октября 2015 г., сб. расширенных тезисов, ФИАН, с. 42.
69. B. A. Bernevig, T. L. Hughes, and S. C. Zhang, Science **314**, 1757 (2006).