

Критический ток S-(FNF)-S джозефсоновских структур с неколлинеарными векторами намагниченности ферромагнитных пленок

Т. Ю. Карминская¹⁾, М. Ю. Куприянов, А. А. Голубов⁺

Научно-исследовательский институт ядерной физики,
Московский государственный университет, 119992 Москва, Россия

⁺ Faculty of Science and Technology, University of Twente, 7500 AE, Enschede, The Netherlands

Поступила в редакцию 24 марта 2008 г.

После переработки 15 апреля 2008 г.

Рассчитан критический ток I_c S-(FNF)-S джозефсоновских контактов, представляющих собой многослойную структуру ферромагнетик (F) – нормальный металл (N) – ферромагнетик (F), торцы которой находятся в контакте со сверхпроводящими (S) электродами. Показано, что как величина, так и знак I_c существенно зависят от угла разориентации α векторов намагниченности $\mathbf{M}_{1,2}$ F пленок и расстояния L между S электродами. Проанализировано влияние на $I_c(\alpha)$ образующейся в структуре триплетной сверхпроводящей компоненты $\sim \langle \psi_\uparrow \psi_\uparrow \rangle \sim \langle \psi_\downarrow \psi_\downarrow \rangle$. Доказано существование нового типа π -контакта, возникающего как результат суперпозиции двух монотонно спадающих с ростом L вкладов в I_c , затухающих на длинах порядка длины когерентности нормального металла. Показано, что эффективное управление величиной и знаком I_c структуры достигается при малом отклонении векторов $\mathbf{M}_{1,2}$ от антиферромагнитной ($\mathbf{M}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{M}_2$) конфигурации.

PACS: 74.50.+r, 74.80.Fr

До настоящего времени экспериментальные исследования процессов в джозефсоновских контактах с ферромагнитными материалами концентрировались на структурах, в которых область слабой связи представляла собой монодоменный слабый ферромагнетик (см, например, [1]) или полностью спин поляризованный металл [2].

В работах [3, 4] было показано, что в джозефсоновских контактах, область слабой связи которых представляет собой многослойную структуру, состоящую из чередующихся слоев нормального (N) и ферромагнитного (F) металлов, можно не только существенно увеличить характерный масштаб затухания и осцилляций в зависимости критического тока I_c от толщины ферромагнетика, но и эффективно управлять как величиной, так и знаком I_c . Эффект управления достигался перемагничиванием одного из ферромагнитных слоев, то есть изменением его вектора намагниченности \mathbf{M} как по величине, так и по направлению путем перехода от ферромагнитной ($\mathbf{M}_1 \uparrow \uparrow \mathbf{M}_2$) к антиферромагнитной ($\mathbf{M}_1 \uparrow \downarrow \mathbf{M}_2$) ориентации векторов намагниченности $\mathbf{M}_{1,2}$ ферромагнитных пленок. Качественно ясно, что управление величиной и знаком I_c путем разворота вектора намагниченности

\mathbf{M}_1 одной из F пленок на некоторый угол α относительно \mathbf{M}_2 представляется гораздо более энергетически выгодным, чем ее полное перемагничивание, то есть переход от \mathbf{M}_1 к $-\mathbf{M}_1$ посредством изменения величины этого вектора.

В данной работе мы покажем, что эффективное управление в таком спиновом вентиле достигается при относительно малых углах разориентации α , если производить разворот из антиферромагнитной конфигурации. Более того, при таком подходе можно добиться значительно больших значений разности между величинами критических токов в 0 ($I_c > 0$) и π ($I_c < 0$) состояниях, чем при рассмотренном в [4] случае перемагничивания путем изменения величины этого вектора от \mathbf{M}_1 до $-\mathbf{M}_1$. Необходимо отметить, что при $\alpha \neq 0, \pi$, помимо четных по импульсу и мацубаровской частоте синглетной и триплетной компонент, возникает также и четная по импульсу и нечетная по мацубаровской частоте триплетная компонента [5, 6], которая также дает вклад в критический ток перехода.

Схематический вид исследуемого S-(FNF)-S контакта представлен на рис.1. Он состоит из пленки нормального металла толщины d_N , заключенной между двумя ферромагнитными пленками, каждая из которых имеет толщину d_f . Сверхпроводящие

¹⁾e-mail: janaph@gmail.com

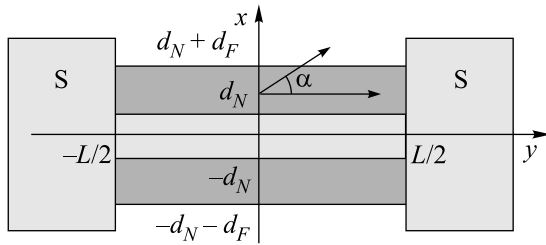


Рис.1. Схематический вид исследуемого S-(FNF)-S перехода

электроды подсоединены к торцам такой FNF многослойной структуры. Совместим начало координат с серединой структуры и направим оси x и y перпендикулярно и вдоль NF границ, соответственно (см. рис.1). Ниже мы ограничимся случаем, когда векторы $\mathbf{M}_{1,2}$ лежат в плоскости F пленок. Для определенности выберем направление намагниченности нижнего ферромагнитного слоя параллельным оси y , а верхнего — под углом α к этой оси. Будем считать, что в N и F материалах выполняются условия “грязного” предела, их эффективная константа электрон-фононного взаимодействия равна нулю, и что $H = 0$ в нормальном металле. Предположим далее, что структура полностью симметрична и что характеризующие NS и FS границы параметры подавления $\gamma_{BN} = R_{BN}A_{BN}/\rho_N\xi_N$ и $\gamma_{BF} = R_{BF}A_{BF}/\rho_F\xi_F$ велики:

$$\gamma_{BN} \gg \max \left\{ 1, \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_N \xi_N} \right\}, \quad \gamma_{BF} \gg \max \left\{ 1, \frac{\rho_S \xi_S}{\rho_F \xi_F} \right\},$$

так что подавлением сверхпроводимости в S электродах можно пренебречь. Здесь R_{BN}, R_{BF} и A_{BN}, A_{BF} — сопротивления и площади SN и SF границ, соответственно, ρ_S, ρ_F, ρ_N — удельные сопротивления материалов; $\xi_{S,N,F} = (D_{S,N,F}/2\pi T_C)^{1/2}$ — их длины когерентности, $D_{S,N,F}$ — коэффициенты диффузии, T_C — критическая температура сверхпроводящих электродов.

В рамках сделанных выше предположений можно считать, что аномальные функции Грина в верхнем и нижнем ферромагнетиках, а также в нормальном слое являются матрицами (\hat{f}) , (\hat{p}) и (\hat{n}) , которые удовлетворяют линеаризованным уравнениям Узаделя следующего вида [5, 6]:

$$\xi_N^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \hat{f} - \Omega \hat{f} + \frac{i}{2} h (\hat{f} \hat{H}_1^* + \hat{H}_1 \hat{f}) = 0, \quad (1)$$

$$\xi_F^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \hat{p} - \Omega \hat{p} + \frac{i}{2} h (\hat{p} \hat{H}_2^* + \hat{H}_2 \hat{p}) = 0, \quad (2)$$

$$\xi_N^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \hat{n} - \Omega \hat{n} = 0, \quad (3)$$

где $\Omega = \omega/\pi T_C$, ω — мацубаровские частоты, $h = H/\pi T_C$, и введены матрицы $\hat{H}_1 = \hat{\sigma}_2 \sin \alpha + \hat{\sigma}_3 \cos \alpha$ и $\hat{H}_2 = \hat{\sigma}_3$ ($\hat{\sigma}_i$ — матрицы Паули).

Систему уравнений (1)–(3) необходимо дополнить граничными условиями. На свободных границах структуры ($x = d_N + d_f$, $x = -d_N - d_f$) они сводятся к

$$\frac{\partial \hat{f}}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \hat{p}}{\partial x} = 0. \quad (4)$$

На FN границах (при $x = \pm d_N$) граничные условия имеют вид [7, 6, 8]:

$$\xi_N \frac{\partial}{\partial x} \hat{n} = \gamma_{\xi F} \frac{\partial}{\partial x} \hat{f}, \quad -\gamma_B \xi_F \frac{\partial}{\partial x} \hat{f} + \hat{f} = \hat{n}, \quad (5)$$

$$\xi_N \frac{\partial}{\partial x} \hat{n} = \gamma_{\xi F} \frac{\partial}{\partial x} \hat{p}, \quad \gamma_B \xi_F \frac{\partial}{\partial x} \hat{p} + \hat{p} = \hat{n}. \quad (6)$$

Наконец, на SF и SN границах имеем:

$$\gamma_{BN} \xi_N \frac{\partial}{\partial y} \hat{n} = \pm \hat{f}_S, \quad y = \pm L/2,$$

$$\gamma_{BF} \xi_F \frac{\partial}{\partial y} \hat{f} = \pm \hat{f}_S, \quad y = \pm L/2, \quad (7)$$

$$\gamma_{BF} \xi_F \frac{\partial}{\partial y} \hat{p} = \pm \hat{f}_S, \quad y = \pm L/2.$$

В рамках сделанных выше предположений можно считать, что входящие в (7) аномальные функции Грина в сверхпроводящих электродах представимы в виде $\hat{f}_S(\pm L/2) = \hat{\sigma}_3 \Delta \exp(\pm \varphi/2)/\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}$, где Δ и φ — модуль и разность фаз их параметров порядка.

В пределе достаточно малых толщин N и F пленок

$$d_N \ll \xi_N, \quad d_F \ll \xi_F \quad (8)$$

краевая задача (1)–(7) существенно упрощается [3] и сводится к решению уравнений для не зависящих от координаты x составляющих $\hat{f}(y)$, $\hat{p}(y)$ и $\hat{n}(y)$ исходных функций задачи:

$$(u_N - \frac{\partial^2}{\partial y^2}) \hat{n}(y) = \frac{\hat{f}(y) + \hat{p}(y)}{2\xi_N^2}, \quad (9)$$

$$(u_F - \frac{\partial^2}{\partial y^2}) \hat{f}(y) - \frac{ih(\hat{f}(y) \hat{H}_1^* + \hat{H}_1 \hat{f}(y))}{2\xi_F^2} = \frac{\hat{n}(y)}{\xi_F^2}, \quad (10)$$

$$(u_F - \frac{\partial^2}{\partial y^2}) \hat{p}(y) - \frac{ih(\hat{p}(y) \hat{H}_2^* + \hat{H}_2 \hat{p}(y))}{2\xi_F^2} = \frac{\hat{n}(y)}{\xi_F^2}, \quad (11)$$

где введены следующие обозначения: $u_N = \Omega \xi_N^{-2} + \zeta_N^{-2}$, $u_F = \Omega \xi_F^{-2} + \zeta_F^{-2}$, $\zeta_F = \sqrt{R_{B3} A_{B3} d_F / \rho_F}$, $\zeta_N = \sqrt{R_{B3} A_{B3} d_N / \rho_N}$. Матрицы $\hat{f}(y)$, $\hat{p}(y)$ и $\hat{n}(y)$ можно представить в виде разложения по базису матриц Паули:

$$\hat{f}(y) = f_0 \hat{\sigma}_0 + f_1 \hat{\sigma}_1 + f_2 \hat{\sigma}_2 + f_3 \hat{\sigma}_3, \quad (12)$$

$$\hat{p}(y) = p_0 \hat{\sigma}_0 + p_1 \hat{\sigma}_1 + p_2 \hat{\sigma}_2 + p_3 \hat{\sigma}_3, \quad (13)$$

$$\hat{n}(y) = n_0 \hat{\sigma}_0 + n_1 \hat{\sigma}_1 + n_2 \hat{\sigma}_2 + n_3 \hat{\sigma}_3. \quad (14)$$

Подставляя (12)–(14) в (9)–(11) с учетом (7) нетрудно получить, что данная краевая задача для функций f_2 , p_2 и n_2 имеет лишь тривиальное решение $f_2 = 0$, $p_2 = 0$, $n_2 = 0$, так что матричные уравнения (9)–(11) приводятся к системе 9 дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} (u_N - \frac{\partial^2}{\partial y^2}) n_j &= \frac{f_j + p_j}{2 \zeta_N^2}, \quad j = 0, 1, 3, \\ (u_F - \frac{\partial^2}{\partial y^2}) f_0 + i h_f \cos \alpha f_3 &= \frac{n_0}{\zeta_F^2}, \\ (u_F - \frac{\partial^2}{\partial y^2}) f_1 - h_f \sin \alpha f_3 &= \frac{n_1}{\zeta_F^2}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$(u_F - \frac{\partial^2}{\partial y^2}) f_3 + h_f \sin \alpha f_1 + i h_f \cos \alpha f_0 = \frac{n_3}{\zeta_F^2},$$

$$(u_F - \frac{\partial^2}{\partial y^2}) p_{0,3} + i h_f p_{3,0} = \frac{n_{0,3}}{\zeta_F^2},$$

$$(u_F - \frac{\partial^2}{\partial y^2}) p_1 = \frac{n_1}{\zeta_F^2}.$$

Здесь введено обозначение $h_f = h / \xi_F^2$. Функции $f_0 \sim \langle \psi_\uparrow \psi_\downarrow \rangle + \langle \psi_\downarrow \psi_\uparrow \rangle$ и $f_3 \sim \langle \psi_\uparrow \psi_\downarrow \rangle - \langle \psi_\downarrow \psi_\uparrow \rangle$ – триплетная и синглетная части конденсатной функции, а $f_1 \sim \langle \psi_\uparrow \psi_\uparrow \rangle \sim \langle \psi_\downarrow \psi_\downarrow \rangle$ – триплетная составляющая.

Будем искать решение системы (15) в виде сумм:

$$\begin{aligned} f_i &= \sum_{j=1}^9 (f_{ij}^{(c)} \cosh(q_j y) + f_{ij}^{(s)} \sinh(q_j y)), \\ p_i &= \sum_j (p_{ij}^{(c)} \cosh(q_j y) + p_{ij}^{(s)} \sinh(q_j y)), \\ n_i &= \sum_j (n_{ij}^{(c)} \cosh(q_j y) + n_{ij}^{(s)} \sinh(q_j y)), \end{aligned} \quad (16)$$

где индекс i пробегает значения $i = 0, 1, 3$, а входящие в (16) обратные длины q_j удовлетворяют дисперсионному уравнению:

$$(a_j^3 b_j^2 - 4a_j^2 b_j + a_j k^2 b_j^2 + 4a_j - k^2 b_j + k^2 b_j \cos \alpha) \times \\ \times (b_j a_j^3 - 2a_j^2 + a_j k^2 b_j - k^2 - k^2 \cos \alpha) = 0,$$

в котором $k = \zeta_F^2 h_f$, $b_j = 2 \zeta_N^2 (u_N - q_j^2)$ и $a_j = \zeta_F^2 (u_F - q_j^2)$. Можно показать, что для значений q_j , являющихся решениями уравнения

$$(b_j a_j^3 - 2a_j^2 + a_j k^2 b_j - k^2 - k^2 \cos \alpha) = 0, \quad (17)$$

коэффициенты $f_{ij}^{(c,s)}$, $p_{ij}^{(c,s)}$ и $n_{ij}^{(c,s)}$ равны нулю. В силу этого в суммах (16) остается только 5 слагаемых, причем входящие в них коэффициенты связаны между собой следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} f_{0j}^{(c,s)} &= n_{0j}^{(c,s)} \frac{\cos \alpha (b_j a_j - 1) + 1}{a_j (\cos \alpha + 1)}, \\ p_{0j}^{(c,s)} &= n_{0j}^{(c,s)} \frac{b_j a_j - 1 + \cos \alpha}{a_j (\cos \alpha + 1)}, \\ f_{3j}^{(c,s)} &= \frac{i n_{0j}^{(c,s)} (b_j a_j - 2)}{k (\cos \alpha + 1)}, \quad p_{3j}^{(c,s)} = \frac{i n_{0j}^{(c,s)} (b_j a_j - 2)}{k (\cos \alpha + 1)}, \end{aligned} \quad (18)$$

$$f_{1j}^{(c,s)} = \frac{i n_{0j}^{(c,s)} \sin \alpha (b_j a_j - 1)}{a_j (\cos \alpha + 1)}, \quad p_{1j}^{(c,s)} = \frac{i n_{0j}^{(c,s)} \sin \alpha}{a_j (\cos \alpha + 1)},$$

$$n_{1j}^{(c,s)} = \frac{i n_{0j}^{(c,s)} \sin \alpha}{\cos \alpha + 1}, \quad n_{3j}^{(c,s)} = \frac{2 i n_{0j}^{(c,s)} (a_j b_j - 2)}{b_j k (\cos \alpha + 1)}.$$

Подставляя (16), (18) в (7), получим пять линейно независимых уравнений на коэффициенты n_{0j} .

В целях дальнейшего упрощения задачи рассмотрим практически важный случай [3, 4]

$$\zeta_N \gg \zeta_F, \quad \xi_N \gg \xi_F. \quad (19)$$

В этом приближении уравнение для обратных характерных длин q_j

$$a_j^3 b_j^2 - 4a_j^2 b_j + a_j k^2 b_j^2 + 4a_j - k^2 b_j + k^2 b_j \cos \alpha = 0 \quad (20)$$

допускает аналитическое решение

$$\begin{aligned} q_{1,2}^2 &= u_N - \frac{4u_F^2 + h_f^2 (1 - \cos \alpha)}{4u_F (u_F^2 + h_f^2) \zeta_N^2 \zeta_F^2} \pm \\ &\pm \frac{h_f \sqrt{h_f^2 (1 - \cos \alpha)^2 - 8u_F^2 (1 + \cos \alpha)}}{4u_F (u_F^2 + h_f^2) \zeta_N^2 \zeta_F^2}, \end{aligned} \quad (21)$$

$$q_{3,4}^2 = u_F \pm ih_f, \quad q_5^2 = u_F. \quad (22)$$

При значениях угла $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi$ выражения для $q_{1,2}$ совпадают с найденным ранее в [4] для случая сильной нормальной пленки (19):

$$q_1^2 = \frac{\Omega}{\xi_N^2} + \frac{(h^2 + \Omega^2)\zeta_F^2 + \Omega\xi_F^2 + ih\xi_F^2}{\zeta_N^2\zeta_F^2(h^2 + (\xi_F^2\zeta_F^{-2} + \Omega^2))}, \quad \alpha = 0, \quad (23)$$

$$q_2^2 = (q_1^2)^*, \quad \alpha = 0. \quad (24)$$

$$q_1^2 = \frac{\Omega}{\xi_N^2} + \frac{(h^2 + \Omega^2)\zeta_F^2 + \Omega\xi_F^2}{\zeta_N^2\zeta_F^2(h^2 + (\xi_F^2\zeta_F^{-2} + \Omega^2))}, \quad \alpha = \pi, \quad (25)$$

Реальные части последних трех обратных длин q_3 , q_4 , и q_5 существенно превосходят $\text{Re}(q_1)$, так что в приближении (19) для нахождения полного тока оказывается достаточным определить $n_{01}^{(c,s)}$ и $n_{02}^{(c,s)}$:

$$n_{01,02}^{(s)} = in_{01,02}^{(c)} \tan(\varphi/2) \tanh(q_{1,2}L/2), \quad (26)$$

$$n_{01,02}^{(c)} = \mp ih_f(\cos\alpha + 1) \cos(\varphi/2) b_{1,2} \left[\delta_f t_{1,2}^f - \delta_n t_{1,2}^n \right] / \left(8q_{1,2} \sinh(q_{1,2}L/2) \zeta_N^4 (u_F^2 + h_f^2)^2 (q_2^2 - q_1^2) \right),$$

где $\delta_{f,n} = \Delta / (\sqrt{\omega^2 + \Delta^2} \gamma_{BF,BN} \xi_{F,N})$ и

$$t_{1,2}^f = (u_F^2 + h_f^2) b_{1,2} u_N \zeta_F^2 + 2(u_F^2 + h_f^2 - 2u_F q_{1,2}^2),$$

$$t_{1,2}^n = (u_F^2 + h_f^2)^2 b_{1,2} \zeta_F^2 \zeta_N^2.$$

Выражение для протекающего через переход сверхпроводящего тока имеет вид

$$I_S = \frac{-2i\pi T w}{e} \left[\frac{d_F}{\rho_F} (I_{F1} + I_{F2}) + \frac{2d_N}{\rho_N} I_N \right];$$

$$I_N = \sum_{\omega>0}^{\infty} (n_0 \frac{d}{dx} n_0 + n_3 \frac{d}{dx} n_3 - n_1 \frac{d}{dx} n_1),$$

$$I_{F1} = \sum_{\omega>0}^{\infty} (f_0 \frac{d}{dx} f_0 + f_3 \frac{d}{dx} f_3 - f_1 \frac{d}{dx} f_1),$$

$$I_{F2} = \sum_{\omega>0}^{\infty} (p_0 \frac{d}{dx} p_0 + p_3 \frac{d}{dx} p_3 - p_1 \frac{d}{dx} p_1).$$

Подставляя в него найденные выше функции (16), (18), (21), (26), приходим к синусоидальной зависимости $I_S(\varphi)$, критический ток в которой представим в виде

$$I_C = I_{C1} + I_{C2}, \quad (27)$$

$$I_{Ci} = \frac{\pi T \Delta \zeta_F^{-4} \zeta_N^{-8}}{e R_{BN} \gamma_{BN} \xi_N} \sum_{\omega>0}^{\infty} \frac{A_i b_i^2 (s \frac{\xi_N}{\xi_F} t_i^f + t_i^n)^2}{32 q_i \sinh(q_i L) (\Delta^2 + \omega^2)}.$$

Здесь $s = \gamma_{BN} / \gamma_{BF}$, индекс $i = 1, 2$, и введено обозначение

$$A_i = \frac{2 \{ 2(a_i b_i - 2)^2 - h_f^2 \zeta_F^4 b_i^2 (\cos \alpha_1 + 1) \}}{b_i^2 (u_F^2 + h_f^2)^4 (q_2^2 - q_1^2)^2} - \frac{2h_f^2 (b_i a_i - 1) (\cos \alpha_1 + 1) + (a_i b_i - 2)^2 (h_f^2 - \frac{a_i^2}{\zeta_F^2})}{a_i^2 \zeta_N^2 \zeta_F^{-6} (u_F^2 + h_f^2)^4 (q_2^2 - q_1^2)^2}.$$

Выражение (27) является основным результатом данной работы. Оно описывает поведение I_C исследуемого перехода в приближении (19) и совместно с (21) будет использовано нами в дальнейшем для анализа, результаты которого приведены на рис.2–5.

На рис.2 и рис.3 представлены зависимости действительной и мнимой частей обратных характерных

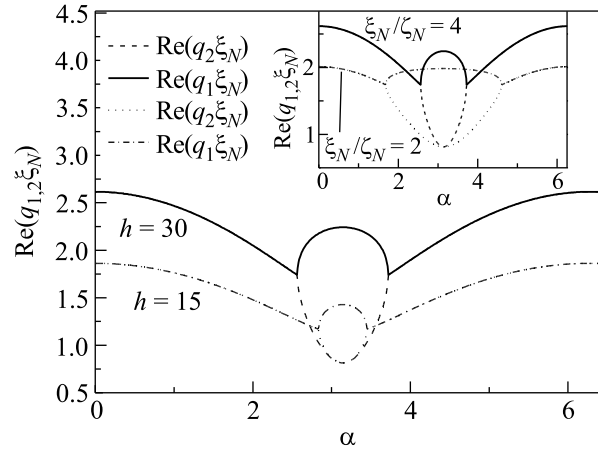


Рис.2. Зависимость действительной части $q_{1,2}$ от угла разориентации α векторов $\mathbf{M}_{1,2}$ при $\xi_N/\zeta_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $\zeta_N^2/\zeta_F^2 = 300$, $T = 0.5T_C$, $\omega = \pi T$ и двух значениях h - $h = 30$ и $h = 15$. На вставке дана та же зависимость для двух значений $\xi_N/\zeta_N = 4$ и $\xi_N/\zeta_N = 2$ при $h = 30$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $\zeta_N^2/\zeta_F^2 = 300$, $T = 0.5T_C$, $\omega = \pi T$

длин $q_{1,2}$ от угла α , рассчитанные при $\xi_N/\zeta_N = 4$ для двух значений нормированной обменной энергии $h = 30$ (сплошная линия для q_1 и штриховая для q_2) и $h = 15$ (штрих-пунктирная линия для q_1 и пунктирная линия для q_2). На вставках даны те же зависимости, вычисленные при $h = 30$ для двух различных значений $\xi_N/\zeta_N = 4$ (сплошная линия для q_1 и штриховая для q_2) и $\xi_N/\zeta_N = 2$ (штрих-пунктирная линия для q_1 и пунктирная линия для q_2).

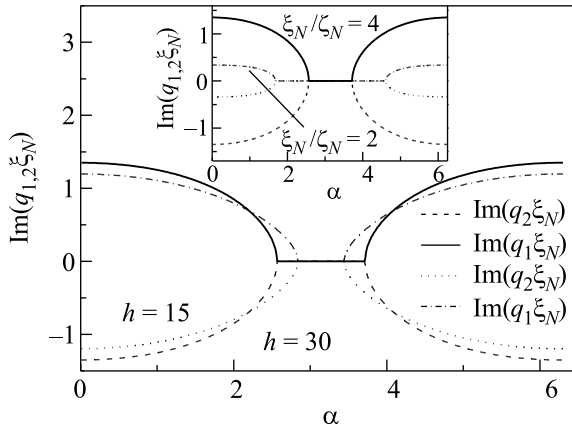


Рис.3. Зависимость мнимой части $q_{1,2}$ от угла разориентации α векторов $\mathbf{M}_{1,2}$ при $\xi_N/\zeta_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $\zeta_N^2/\zeta_F^2 = 300$, $T = 0.5T_C$, $\omega = \pi T$ и двух значениях h – $h = 30$ и $h = 15$. На вставке дана та же зависимость для двух значений $\xi_N/\zeta_N = 4$ и $\xi_N/\zeta_N = 2$ при $h = 30$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $\zeta_N^2/\zeta_F^2 = 300$, $T = 0.5T_C$, $\omega = \pi T$

Видно, что зависимости $\text{Re}(q_{1,2})$ и $\text{Im}(q_{1,2})$ симметричны относительно угла $\alpha = \pi$. С увеличением угла от $\alpha = 0$ до $\alpha = \alpha'$, где

$$\alpha' = \arccos(1 + 4u_F/h_f^2(u_F - \sqrt{u_F^2 + h_f^2})), \quad (28)$$

происходит плавное уменьшение как мнимой, так и действительной частей q_1 , при этом $q_2 = q_1^*$. Как следует из рис.3, при $\alpha = \alpha'$ мнимая часть $\text{Im}(q_{1,2})$ обращается в нуль, а q_1 и q_2 становятся действительными числами. С дальнейшим увеличением α до $\alpha = \pi$ мнимые части $\text{Im}(q_{1,2})$ сохраняют нулевые значения. Реальная часть q_1 увеличивается, достигая в точке $\alpha = \pi$ локального максимума (25), а q_2 уменьшается до

$$q_2^2 = \Omega \left(\frac{1}{\xi_N^2} + \frac{\zeta_F^2}{\zeta_N^2(\xi_F^2 + \Omega\zeta_F^2)} \right), \quad \alpha = \pi. \quad (29)$$

Можно показать, что при $\alpha \rightarrow \pi$ коэффициент A_2 в (27) стремится к нулю, так что вклад I_{C2} в критический ток перехода зануляется. Аналогичный эффект обращения в нуль предэкспоненциального фактора в одной из составляющих критического тока был отмечен ранее в [9].

Как следует из рис.2 и (29), в области $\alpha' \leq \alpha \leq 2\pi - \alpha'$ q_2 слабо зависит от h . Такое поведение типично для решений, порожденных триплетной компонентой, нечетной по ω и четной по импульсу [5, 6]. Именно этой компоненте обязана своим существованием область углов $\alpha' \leq \alpha \leq 2\pi - \alpha'$, в которой $\text{Im}(q_{1,2}) = 0$. Это подтверждают и проведенные нами расчеты в рамках подхода [10], не учитывающего

существования такой триплетной компоненты. В последнем случае мнимая часть q обращается в нуль строго при $\alpha = \pi$, и отсутствует решение, определяющее q_2 . Таким образом, существование q_2 явно свидетельствует о наличии в системе нечетной по ω триплетной компоненты, характерный спад которой по мере удаления от сверхпроводников происходит на длине, существенно превышающей аналогичную длину для четных по ω компонент. Вставки на рис.2 и рис.3 показывают, что с уменьшением прозрачности FN границы, то есть по мере уменьшения отношения ξ_N/ζ_N , область $\alpha' \leq \alpha \leq 2\pi - \alpha'$, в которой мнимые части $q_{1,2}$ равны нулю, растет, а q_2 стремится к значению для изолированной N пленки $\sqrt{\Omega}/\xi_N$. Необходимо отметить, что область, в которой $\text{Im}(q_{1,2}) = 0$, также растет с увеличением h . При проведенных выше расчетах мы полагали, что $\omega = \pi T$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $T = 0.5T_C$. Этот набор параметров при $\xi_N/\zeta_N = 4$, и $h = 30$ отвечает минимальному периоду пространственных осцилляций критического тока. Именно поэтому $\text{Im}(q_{1,2})$ стремится к нулю как с дальнейшим увеличением намагнитченности $h = 30$, так и с уменьшением отношения ξ_N/ζ_N .

На рис.4 представлена зависимость критического тока от угла разворота α векторов $\mathbf{M}_{1,2}$, рас-

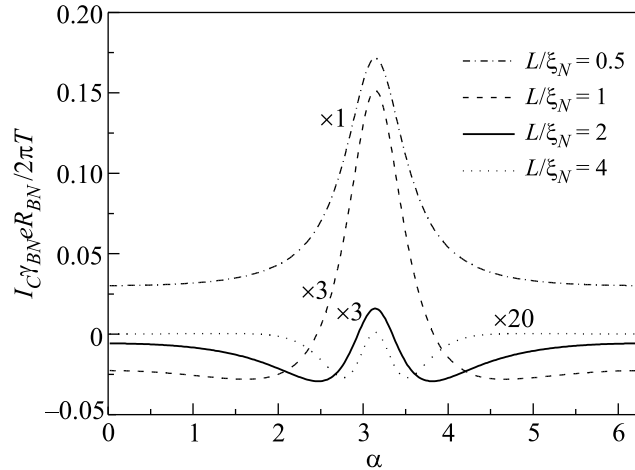


Рис.4. Зависимости нормированного значения критического тока $I_C \gamma_{BN} e R_{BN} / 2\pi T$ от угла α при $h = 30$, $\xi_N/\zeta_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $s = 1$, $T = 0.5T_C$, $\zeta_N^2/\zeta_F^2 = 300$, рассчитанные для значений $L/\xi_N = 0.5, 1, 2, 4$. Зависимости для $L/\xi_N = 1, 2, 3$ умножены на факторы 3, 3 и 20, соответственно

считанная по формулам (27), (20) при $\xi_N/\xi_F = 10$, $T = 0.5T_C$, $\xi_N/\zeta_N = 4$, и $h = 30$ для различных расстояний $L/\xi_N = 0.5, 1, 2, 4$ между сверхпроводящими электродами. С целью более удобного сопоставления формы кривых значения I_C , рассчитанные для

$L/\xi_N = 1$ и $L/\xi_N = 2$, были умножены на фактор 3, а значения I_c при $L/\xi_N = 4$ – умножены на фактор 20.

Видно, что при $L/\xi_N = 0.5$ переход находится в 0-состоянии при любом угле разориентации α векторов $\mathbf{M}_{1,2}$. В случае $L/\xi_N = 1$ при $\alpha = 0$ в переходе реализуется π -состояние, а при $\alpha = \pi$ – 0-состояние, что соответствует полученным ранее в [4] результатам. При изменении угла α от 0 до π состояние с отрицательным критическим током сохраняется до $\alpha = 2.46$, при этом максимум критического тока в π -состоянии достигается не при параллельной ориентации намагниченностей ($\alpha = 0$), а при $\alpha = 1.62$. Тот же характер поведения $I_c(L)$ сохраняется и при $L/\xi_N = 2$. В этом случае π -состояние сохраняется вплоть до $\alpha = 2.95$, а максимум критического тока в π -состоянии достигается при $\alpha = 2.45$. Наконец, при $L/\xi_N = 4$ и $\alpha = 0$ переход находится в 0-состоянии. С ростом α критический ток уменьшается и при $\alpha = 1.75$ контакт переходит в π -состояние, которое, в свою очередь, сменяется 0-состоянием при $\alpha = 3.1$. Максимум критического тока в π -состоянии также сдвигается ближе к π ($\alpha = 2.76$). При дальнейшем увеличении расстояния между сверхпроводящими электродами будут появляться дополнительные области 0 и π -состояний между $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi$. Однако рост L сопровождается экспоненциальным уменьшением значений критического тока.

Это обстоятельство иллюстрирует рис.5, на котором дана зависимость $|I_C(L)|$ при значениях уг-

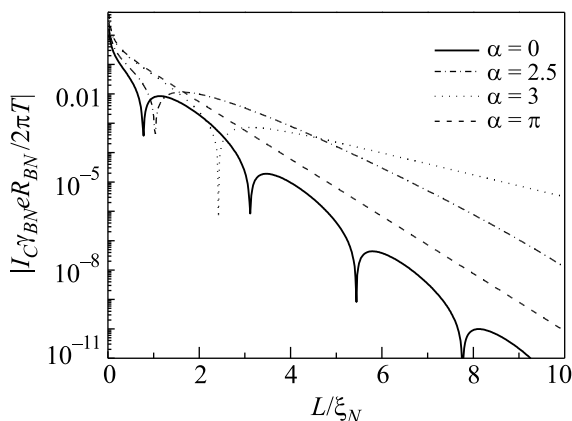


Рис.5. Зависимости модуля нормированного значения критического тока $|I_C \gamma_{BN} e R_{BN} / 2\pi T|$ от расстояния между сверхпроводящими электродами L/ξ_N при $\hbar = 30$ и $\xi_N/\zeta_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $s = 1$, $T = 0.5T_C$, $\zeta_N^2/\zeta_F^2 = 300$, рассчитанные для значений угла $\alpha = 0, 2.5, 3, \pi$

ла $\alpha = 0, 2.5, 3, \pi$, рассчитанная при $\xi_N/\xi_F = 10$, $T = 0.5T_C$, $\xi_N/\zeta_N = 4$, и $\hbar = 30$. С увеличением угла разориентации α от нуля до α' происходит уве-

личение периода осцилляций, который в точке $\alpha = \alpha'$ формально обращается в бесконечность.

Дальнейшая эволюция $I_C(L)$ с ростом α (в области углов $[\alpha'; 2\pi - \alpha']$) определяется конкуренцией двух вкладов в $I_C(L)$. Первый из них (I_{C1}) обусловлен существованием четным по ω компонентам и всегда положителен. Второй вклад (I_{C2}) всегда отрицателен и порожден существованием в области слабой связи триплетной компоненты, нечетной по ω и четной по импульсу. При $\alpha = \pi$ величина $I_{C2} = 0$ и критический ток I_C (пунктирная кривая на рис.5) всегда положителен. При $\alpha \neq \pi$ в I_C появляется вклад от $I_{C2}(L)$, который отрицателен и убывает с ростом L существенно медленнее, чем $I_{C1}(L)$. Различие между $\text{Re}(q_1)$ и $\text{Re}(q_2)$ в области $\alpha' \leq \alpha \leq 2\pi - \alpha'$ приводит к тому, что существует лишь одна длина L , начиная с которой в переходе будет реализоваться π -состояние, сохраняющееся с дальнейшим ростом L . При $\alpha \rightarrow \pi$ длина, при которой происходит переход в π -состояние, стремится к бесконечности.

Таким образом, в S-(FNF)-S структурах возможна реализация нового типа “триплетного” π -контакта. Возможность существования “триплетного” π -контакта не нова и обсуждалась ранее в работах [6, 11–17], где было показано, что в структурах, содержащих один или несколько ферромагнитных слоев с неколлинеарной намагниченностью, генерируется триплетная сверхпроводящая компонента, вклад которой в I_C может иметь как отрицательный, так и положительный знак. Вследствие этого π -состояние в таких структурах могло быть реализовано не только вследствие осцилляционного характера затухания входящей в I_C комбинации синглетной и четной по мацубаровской частоте триплетной составляющих, но и как результат суперпозиции такой комбинации с вкладом в I_C от нечетной по мацубаровской частоте триплетной компоненты. Важно отметить, что характерный масштаб убывания всех этих составляющих – ξ_F определяется транспортными параметрами ферромагнетика.

В отличие от полученных в [6, 11–17] результатов, в данной работе мы показали, что в исследованных нами структурах π -состояние возникает как результат взаимодействия двух не осциллирующих с координатой вкладов в критический ток, каждый из которых спадает на длинах порядка длины когерентности нормального металла, что, как правило, существенно превосходит длину ξ_F .

Это иллюстрируют представленные на рис.5 штрих-пунктирные кривые. Так, при $\alpha = 3$ переход в π -состояние происходит при $L/\xi_N = 2.4$. С увеличением отклонения α от π точка 0- π перехода

смещается в область меньших значений L . Необходимо также отметить, что наличие “триплетного” π -контакта позволяет реализовать эффективное управление критическим током S -(FNF)- S спинового вентиля путем разворота векторов намагниченности F пленок из их исходной антиферромагнитной конфигурации на относительно небольшой угол. В этом случае можно достичь значительно больших значений разности между величинами критических токов в 0 ($I_c > 0$)- и π ($I_c < 0$)-состояниях, чем при изменении направления намагниченности одной из F пленок путем ее перемагничивания, то есть посредством перехода от M_1 к $-M_1$ посредством изменения величины этого вектора.

Авторы благодарны А.И. Буздину, В.В. Рязанову, А.С. Сидоренко, В.И. Здравкову за обсуждение полученных результатов. Данная работа поддерживалась грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 08-02-90105-Мол-а, NanoNed TCS7029 и Госконтрактом НШ-133.2008.2.

-
1. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
 2. R. S. Keizer, S. T. V. Goennenwein, T. M. Klapwijk et al., Nature (London) **439**, 825 (2006).
 3. T. Y. Karminskaya and M. Y. Kupriyanov, Письма в ЖЭТФ **85**, 343 (2007) [JETP Lett. **85**, 286 (2007)].
 4. T. Y. Karminskaya and M. Y. Kupriyanov, Письма в ЖЭТФ **86**, 65 (2007) [JETP Lett. **86**, 61 (2003)].
 5. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
 6. A. F. Volkov, F. S. Bergeret, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **90**, 117006 (2003).
 7. M. Yu. Kupriyanov and V. F. Lukichev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **94**, 139 (1988) [Sov. Phys. JETP **67**, 1163 (1988)].
 8. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, Письма в ЖЭТФ **77**, 609 (2003) [JETP Lett. **77**, 510 (2003)].
 9. M. Faure, A. I. Buzdin, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, Phys. Rev. B **73**, 064505 (2006).
 10. L. Baladie, A. Buzdin, N. Ryzhanova, and A. Vedyayev, Phys. Rev. B **63**, 054513 (2001).
 11. M. Eschrig, J. Kopu, J. C. Cuevas, and Gerd Schön, Phys. Rev. Lett. **90**, 137003 (2003).
 12. Ya. V. Fominov, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. B **75**, 104509 (2007).
 13. V. Braude and Yu. V. Nazarov, Phys. Rev. Lett. **98**, 077003 (2007).
 14. Y. Asano, Y. Tanaka, and A. A. Golubov, Phys. Rev. Lett. **98**, 107002 (2007).
 15. M. Houzet and A. I. Buzdin, Phys. Rev. B **76**, 060504(R) (2007).
 16. M. Eschrig and T. Löfwander, Nature physics, **4**, 138 (2008).
 17. A. V. Galaktionov, M. S. Kalenkov, and A. D. Zaikin, Phys. Rev. B **77**, 094520, (2008).