

Переход из 0 в π -состояние в S-(FNF)-S джозефсоновских структурах

Т. Ю. Карминская¹⁾, М. Ю. Куприянов

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

Поступила в редакцию 14 мая 2007 г.

После переработки 28 мая 2007 г.

В рамках квазиклассических уравнений Узаделя рассчитаны зависимости критического тока I_C S-(FNF)-S джозефсоновских структур от расстояния между сверхпроводящими (S) электродами L в случае задания сверхтока в направлении, параллельном границе ферромагнитной (F) и нормальной (N) пленок композитной области слабой связи. Показано, что взаимодействие между F и N пленками может привести не только к эффективному увеличению (по сравнению с SFS-переходами) эффективной длины спада критического тока и периода его осцилляций до длин масштаба ξ_N , но и к изменению как величины, так и знака I_C . Показано, что I_C в структуре с коллинеарными векторами намагниченности пленок может значительно отличаться от I_C при антипараллельной направленности намагниченности F-пленок.

PACS: 74.50.+g, 74.80.Fr

Возможность управления критическим током джозефсоновских переходов, то есть создание джозефсоновского транзистора, интенсивно обсуждалась ранее применительно к структурам с двумерным газом или полупроводником в качестве материала слабой связи [1]. Проведенные теоретические оценки и экспериментальные исследования (см. [2] и ссылки в данной статье) показали, что коэффициент усиления такого устройства, как правило, существенно меньше единицы, что делает такие устройства не привлекательными для приложений.

Сравнительно недавно [3, 4] было теоретически показано, что в джозефсоновских структурах, содержащих ферромагнитные (F) материалы, также возможно реализовать эффективное управление их критическим током посредством изменения внешним магнитным полем угла α между направлениями намагниченности этих F-слоев. Так в SFIFS-структурах [5–7], представляющих собой два разделенных изолятором (I) сэндвича из сверхпроводящей (S) и ферромагнитной (F) пленок, изменение взаимной ориентации намагниченности F-слоев с параллельной на антипараллельную может привести к переключению из состояния с конечным критическим током I_C не только в состояние с $I_C = 0$, но и в состояние с отрицательным значением I_C . К сожалению, геометрия SFIFS-структур такова, что практически реализовать в них изменение угла α оказывается весь-

ма затруднительным. Более удобными с этой точки зрения являются исследованные в [8–10] SFSF-структуры, в которых одна из F-пленок экранирована от внешнего поля сверхпроводящим электродом. В таких контактах при значении угла $\alpha \neq 0, \pi$ возникает триплетная компонента I_C . Характерный масштаб ее затухания в F-слое существенно превосходит характерную длину спада критического тока при $\alpha = 0, \pi$. Это позволяет управлять параметрами структуры путем изменения угла α . К сожалению, для реализации такого управления необходимо разделить ферромагнетики достаточно тонким S-электродом. Это приводит как к деградации его критической температуры [11], так и к существенной связанности направлений намагниченности F-пленок, затрудняющей независимое изменение их ориентаций.

Вторым общим недостатком SFS-джозефсоновских структур традиционной геометрии [12–26] является весьма малая характерная длина проникновения сверхпроводящих корреляций, $\xi = \xi_{F1} + i\xi_{F2}$, введенных в ферромагнетик вследствие эффекта близости. Она составляет несколько нанометров, что существенно меньше типичных длин проникновения $\xi_N \approx 10 \div 100$ нм сверхпроводимости в нормальный (N) металл.

В данной работе мы покажем, что оба эти недостатка могут быть преодолены в S-(FNF)-S-контактах в случае задания сверхтока в направлении, параллельном FN-границам композитной области слабой связи (см. рис.1). В таких структурах на-

¹⁾e-mail: janaph@gmail.com

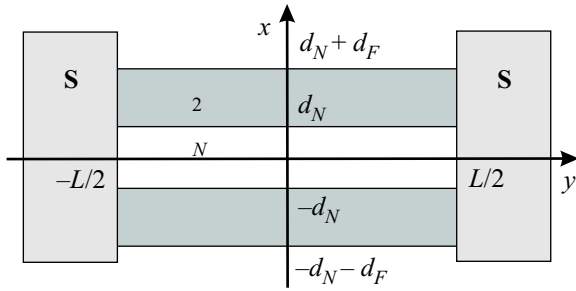


Рис.1. Схематический вид исследуемого S-(FNF)-S-перехода

правление намагниченности одного из F-слоев может быть запининговано использованием антиферромагнитной подложки. Одновременно, исследованный ранее в [27] эффект эффективного ослабления обменной энергии может быть использован не только для увеличения ξ_{F1} и ξ_{F2} до масштаба ξ_N , но и для эффективного управления критическим током таких переходов.

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. Совместим начало координат с серединой структуры и направим оси x и y перпендикулярно и вдоль NF-границы, соответственно (см. рис.1). Будем также считать, 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; $\xi_S = (D_S/2\pi T_C)^{1/2}$, $\xi_F = (D_F/2\pi T_C)^{1/2}$, $\xi_N = (D_N/2\pi T_C)^{1/2}$ – их длины когерентности, $D_{S,N,F}$ – коэффициенты диффузии, T_C – критическая температура сверхпроводящих электродов.

В рамках сделанных выше предположений можно считать, что функции Грина в сверхпроводящих электродах G_S и Φ_S равны своим равновесным значениям, $G_S = \omega/\sqrt{\omega^2 + \Delta^2}$, $\Phi_S(\pm L/2) = \Delta \exp\{\pm i\varphi/2\}$, где Δ и φ – модуль и разность фаз параметров порядка сверхпроводящих электродов, а также свойства области слабой связи можно описывать, используя линеаризованные уравнения Узде-

ля. В том случае, когда векторы намагниченности F-пленок перпендикулярны FS-границам, в системе отсутствует триплетная компонента $\sim \langle \psi_\uparrow \psi_\uparrow \rangle \sim \langle \psi_\downarrow \psi_\downarrow \rangle$ [10] и линеаризованные уравнения Узделя в Φ -параметризации представимы в виде [28]

$$\xi_N^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \Phi_N - \frac{|\omega|}{\pi T_C} \Phi_N = 0, \quad (1)$$

$$\xi_F^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \Phi_{1,2} - \frac{\tilde{\omega}_{1,2}}{\pi T_C} \Phi_{1,2} = 0, \quad (2)$$

где $\Phi_N, \Phi_{2,1}$ – функции Грина в нормальном металле и в верхнем и нижнем ферромагнетиках, соответственно; $\omega = \pi T(2n + 1)$ – мацубаровские частоты, $\tilde{\omega}_1 = |\omega| + iH_1 \text{sign} \omega$, $\tilde{\omega}_2 = |\omega| + iH_2 \text{sign} \omega$.

Граничные условия на SN- и SF-границах (при $y = \pm L/2$) имеют вид [29, 30]

$$\gamma_{BN} \xi_N \frac{\partial}{\partial y} \Phi_N = \pm \delta \exp\{\pm i\varphi/2\}, \quad (3)$$

$$\gamma_{BF} \xi_F \frac{\partial}{\partial y} \Phi_{1,2} = \pm \delta \frac{\tilde{\omega}_{1,2}}{|\omega|} \exp\{\pm i\varphi/2\}, \quad (4)$$

где $\delta = G_S \Delta$.

На FN-границах (при $x = \pm d_N$) граничные условия сводятся к [29, 30]:

$$\frac{\xi_N}{|\omega|} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_N = \gamma \frac{\xi_F}{\tilde{\omega}_{2,1}} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{2,1}, \quad (5)$$

$$\mp \Phi_{2,1} + \gamma_B \xi_F \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{2,1} = \frac{\tilde{\omega}_{2,1}}{|\omega|} \Phi_N, \quad (6)$$

$$\gamma_B = R_{B3} A_{B3} / \rho_F \xi_F, \quad \gamma = \rho_N \xi_N / \rho_F \xi_F,$$

где R_{B3} и A_{B3} – сопротивление и площадь NF-границ, соответственно. Условия на свободных границах, расположенных при $x = \pm(d_N + d_F)$,

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

обеспечивают отсутствие тока через эти границы.

С целью дальнейшего упрощения задачи мы будем далее полагать, что толщины F- и N-пленок достаточно малы:

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

и искать решение краевой задачи (1)-(6) в виде разложения по малым параметрам (d_N/ξ_N) и (d_F/ξ_F) . В первом приближении функции Φ_N и $\Phi_{1,2}$,

$$\Phi_N = A(y), \quad \Phi_1 = B(y), \quad \Phi_2 = C(y), \quad (9)$$

не зависят от координаты x . В следующем приближении для первых производных при $x = \pm d_N$ с учетом (7) имеем

$$\frac{\partial \Phi_N}{\partial x} \Big|_{d_N} - \frac{\partial \Phi_N}{\partial x} \Big|_{-d_N} = 2d_N \left[\frac{\Omega}{\xi_N^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] A(y), \quad (10)$$

$$\frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = d_F \left[\frac{\tilde{\Omega}_1}{\xi_F^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] B(y), \quad (11)$$

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial x} = -d_F \left[\frac{\tilde{\Omega}_2}{\xi_F^2} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right] C(y), \quad (12)$$

где $\Omega = |\omega|/\pi T_C$, $\tilde{\Omega}_{1,2} = \tilde{\omega}_{1,2}/\pi T_C$. Подстановка (10)–(12) в граничные условия (5), (6) приводит к системе трех уравнений на функции $A(y)$, $B(y)$ и $C(y)$:

$$\begin{cases} \left\{ \frac{\Omega \xi_N^2}{\xi_N^2} + 1 - \xi_N^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} A(y) = \frac{\Omega C(y)}{2\tilde{\Omega}_2} + \frac{\Omega B(y)}{2\tilde{\Omega}_1}, \\ \left\{ \tilde{\Omega}_2 \frac{\xi_F^2}{\xi_F^2} + 1 - \xi_F^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} C(y) = \frac{\tilde{\Omega}_2}{\Omega} A(y), \\ \left\{ \tilde{\Omega}_1 \frac{\xi_F^2}{\xi_F^2} + 1 - \xi_F^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} B(y) = \frac{\tilde{\Omega}_1}{\Omega} A(y); \end{cases} \quad (13)$$

$$\zeta_F = \sqrt{\gamma_F} \xi_F, \quad \zeta_N = \sqrt{\gamma_N} \xi_N, \quad (14)$$

$$\gamma_F = \gamma_B \frac{d_F}{\xi_F}, \quad \gamma_N = \frac{\gamma_B d_N}{\gamma \xi_N}. \quad (15)$$

Решение системы дифференциальных уравнений (13) представимо в виде сумм

$$\begin{aligned} A(y) &= \sum_{i=1,2,3} (A_{2i-1} \cosh(q_i y) + A_{2i} \sinh(q_i y)), \\ B(y) &= \sum_{i=1,2,3} (B_{2i-1} \cosh(q_i y) + B_{2i} \sinh(q_i y)), \\ C(y) &= \sum_{i=1,2,3} (C_{2i-1} \cosh(q_i y) + C_{2i} \sinh(q_i y)). \end{aligned} \quad (16)$$

Коэффициенты в (16) связаны между собой соотношениями

$$B_{1,2} = A_{1,2} \frac{\tilde{\Omega}_1}{\Omega} \zeta_N^2 \beta_1, \quad C_{1,2} = A_{1,2} \frac{\tilde{\Omega}_2}{\Omega} \zeta_N^2 \epsilon_1, \quad (17)$$

$$B_{3,4} = A_{3,4} \frac{\tilde{\Omega}_1}{\Omega} \zeta_N^2 \beta_2, \quad C_{3,4} = A_{3,4} \frac{\tilde{\Omega}_2}{\Omega} \zeta_N^2 \epsilon_2, \quad (18)$$

$$B_{5,6} = -A_{5,6} \frac{\tilde{\omega}_1}{\omega} \frac{1}{\zeta_F^2} \frac{\epsilon_2}{k + \epsilon_2(u^2 - q_1^2)}, \quad (19)$$

$$C_{5,6} = -A_{5,6} \frac{\tilde{\omega}_2}{\omega} \frac{1}{\zeta_F^2} \frac{\beta_2}{k + \beta_2(u^2 - q_1^2)}, \quad (20)$$

$$\beta_{1,2} = \frac{k}{v_1^2 - q_{1,2}^2}, \quad \epsilon_{1,2} = \frac{k}{v_2^2 - q_{1,2}^2}, \quad (21)$$

$k = \zeta_F^{-2} \zeta_N^{-2}$, а обратные характерные длины q_i являются корнями уравнения 6-й степени:

$$2k^{-1} (q^2 - u^2) (q^2 - v_1^2) (q^2 - v_2^2) = 2q^2 - v_2^2 - v_1^2, \quad (22)$$

$$u^2 = \frac{1}{\zeta_N^2} + \frac{\Omega}{\xi_N^2}, \quad v_{1,2}^2 = \frac{1}{\zeta_F^2} + \frac{\Omega}{\xi_F^2} + i \frac{h_{1,2}}{\xi_F^2}, \quad (23)$$

где $h_{1,2} = H_{1,2}/\pi T_C$.

Следуя далее процедуре, описанной в [27], то есть определяя из граничных условий (3), (4) постоянные интегрирования $A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6$:

$$A_{1,3} = \frac{\delta \cos(\varphi/2)}{q_{1,2} \sinh(q_{1,2} L/2) \zeta_N^2 \gamma_{BF} \xi_F} \frac{r + (u^2 - q_{1,2}^2)}{k + \{\epsilon_{1,2}^2 + \beta_{1,2}^2\} / 2}, \quad (24)$$

$$A_5 = \frac{\delta \cos(\varphi/2)}{q_3 \sinh(q_3 L/2) \gamma_{BN} \xi_N} \frac{1 + (u^2 - q_3^2) r^{-1}}{1 + \eta}, \quad (25)$$

$$A_{2,4,6} = i A_{1,3,5} \tan(\varphi/2) \tanh(q_{1,2,3} L/2), \quad (26)$$

$$r = \frac{\gamma_{BF}}{\gamma_{BN}} \frac{\xi_F}{\xi_N \zeta_F^2},$$

$$\eta = \frac{k}{2} \left\{ \left(\frac{\beta_2}{k + \beta_2(u^2 - q_1^2)} \right)^2 + \left(\frac{\epsilon_2}{k + \epsilon_2(u^2 - q_1^2)} \right)^2 \right\},$$

и подставляя полученное решение (16) в стандартное выражение для сверхпроводящего тока J_S , приходим к синусоидальной зависимости $J_S(\varphi) = I_C \sin \varphi$, критический ток I_C в которой удобно представить в виде суммы трех слагаемых:

$$I_C = I_{C1} + I_{C2} + I_{C3}, \quad (27)$$

$$I_{C1} = \frac{8\pi T}{e \xi_F \gamma_{BF} R_{BF}} \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} \frac{a_1^2 (\delta/\omega)^2}{(2k + \epsilon_1^2 + \beta_1^2) q_1 \sinh q_1 L},$$

$$I_{C2} = \frac{8\pi T}{e \xi_F \gamma_{BF} R_{BF}} \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} \frac{a_2^2 (\delta/\omega)^2}{(2k + \epsilon_2^2 + \beta_2^2) q_2 \sinh q_2 L},$$

$$I_{C3} = \frac{2\pi T}{e \xi_N \gamma_{BN} R_{BN}} \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} \frac{a_3^2 (\delta/\omega)^2}{r^2 (1 + \eta) q_3 \sinh q_3 L}, \quad (28)$$

где $a_i = r + u^2 - q_i^2$, $i = 1, 2, 3$. Развитый подход справедлив в том случае, когда все характерные длины задачи превосходят толщину нормальной и ферромагнитной пленок. Выражения (22), (23), (28) задают общее выражение для критического тока исследуемых S-(FNF)-S джозефсоновских переходов.

Если $h_1 \neq h_2$, то система аналогична колебательной системе с тремя степенями свободы с парциальными обратными длинами (23) и собственными обратными длинами $q_{1,2,3}$, которые находятся из уравнения (22). В том случае, когда намагниченности ферромагнитных пленок совпадают и по величине и по направлению $h_1 = h_2 = h$, реализуется ситуация, аналогичная рассмотренной в [27]. Из (22), (27), (28) следует, что выражения для компонент критического тока I_{C1} и I_{C3} переходят в этом случае в результат [27], полученный ранее для критического тока S-FN-S джозефсоновских переходов, а $I_{C2} = 0$.

Анализ выражений для компонент критического тока (28) упрощается в ряде предельных случаев.

В пределе большого сопротивления FN-границ,

$$\zeta_N \gg \xi_N, \quad \zeta_F \gg \xi_F, \quad (29)$$

связь между F и N пленками в трехслойной FNF-структуре мала. Из (22) в этом приближении следует, что собственные длины когерентности совпадают с парциальными. В результате система фактически распадается на три независимых канала протекания сверхтока. При этом выражения (27), (28) переходят в формулы для критического тока двухбарьерных SINIS- и SIFIS-переходов [29, 31].

В пределе "сильной" нормальной пленки,

$$\zeta_N \gg \zeta_F, \quad (30)$$

наведенные в N-слое сверхпроводящие корреляции слабо подавляются из-за эффекта близости с ферромагнитными пленками. В этом случае в практически интересном пределе $\xi_N \gg \xi_F$ из (22) следует, что в первом приближении обратные длины задаются выражениями

$$q_1^2 = v_{1+\theta}^2(h_1 - h_2), \quad q_2^2 = v_{1-\theta}^2(h_1 - h_2), \quad (31)$$

$$q_3^2 = u^2 - \frac{v_1^2 + v_2^2}{2v_1^2 v_2^2 \zeta_F^2 \zeta_N^2}, \quad (32)$$

где $\theta(x)$ – функция Хевисайда. Интересно отметить, что при малых значениях h_1, h_2 в системе имеет место синхронизация: $\text{Im} q_1 = \text{Im} q_2$ и в том случае, когда h_1 не равно строго h_2 . Относительная ширина области синхронизации $\mu = (|h_1| - |h_2|) / |h_1|$ при

$h_1 \approx 1$ и $z = (\zeta_N / \zeta_F)^2 = 100$, $\xi_N / \zeta_N = 4$, $\xi_N / \xi_F = 10$ составляет примерно 30% и сужается с дальнейшим ростом h_1 . Из (27), (28), (31), (32) следует, что с ростом L компоненты критического тока I_{C1}, I_{C2} затухают на длине $(\text{Re}(q_{1,2}))^{-1} \ll \xi_N$. В то же время слагаемое I_{C3} падает с ростом L на длине, сравнимой с ξ_N . Период пространственных осцилляций $I_{C3}(L)$ существенно зависит от соотношения h_1 и h_2 . На рис.2 изображена зависимость мнимой и действительной

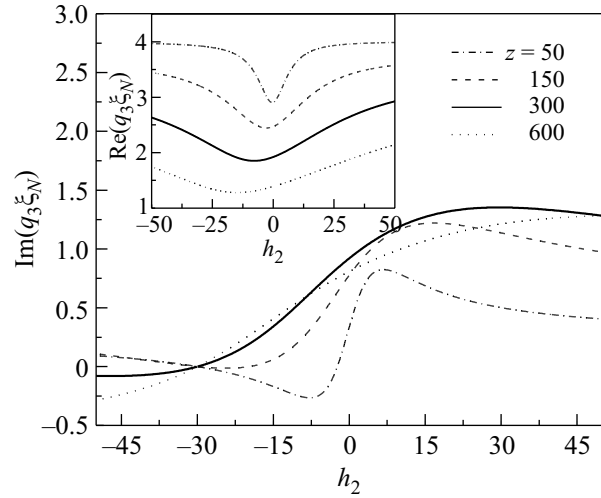


Рис.2. Зависимость мнимой части q_3 от нормированного значения обменной энергии h_2 , рассчитанная для значений параметра $z = (\zeta_N / \zeta_F)^2 = 50, 150, 300, 600$ при $\xi_N / \zeta_N = 4$, $\xi_N / \xi_F = 10$, $T = 0.5T_C$ при $h_1 = 30$; на вставке дана зависимость действительной части q_3 при тех же параметрах

тельной частей q_3 от величины обменной энергии h_2 одного из ферромагнетиков при постоянном значении обменной энергии другого ферромагнетика $h_1 = 30$, рассчитанная численно из (22) для нескольких значений параметра $z = (\zeta_N / \zeta_F)^2 = 50, 150, 300, 600$ и $\xi_N / \zeta_N = 4$, $\xi_N / \xi_F = 10$.

Видно, что в случае антипараллельной ориентации намагниченностей F пленок $\text{Im} q_3$ строго обращается в нуль при $h_2 = -h_1$ для всех значений параметров. Положение второй точки на оси h_2 , в которой $\text{Im} q_3 = 0$, зависит от параметра z и может находиться как левее, так и правее значения $h_2 = -h_1$.

Выражения (31), (32) заметно упрощаются при $h_1 = h_2 = h$ и сводятся к

$$q_1^2 = q_2^2 = \frac{1}{\zeta_F^2} + \frac{\Omega}{\xi_F^2} + i \frac{h}{\xi_F^2}, \quad (33)$$

$$q_3^2 = \frac{\Omega}{\xi_N^2} + \frac{(h^2 + \Omega^2)\zeta_F^2 + \Omega\xi_F^2 + ih\xi_F^2}{\zeta_N^2 \zeta_F^2 (h^2 + (\xi_F^2 \zeta_F^{-2} + \Omega^2))}. \quad (34)$$

В случае антипараллельной ориентации намагниченностей $h_1 = -h_2$ и решение q_3 ,

$$q_3^2 = \frac{\Omega}{\xi_N^2} + \frac{(h^2 + \Omega^2)\zeta_F^2 + \Omega\xi_F^2}{\zeta_N^2\zeta_F^2(h^2 + (\xi_F^2\zeta_F^{-2} + \Omega^2))}, \quad (35)$$

всегда остается действительным. Отсутствие осцилляций объясняется компенсирующим действием противоположных намагниченностей. Как следует из рис.2, помимо $h_1 = -h_2$ мнимая часть q_3 обращается в нуль и при

$$h_1 = -\frac{1}{\gamma_F^2 h_2}. \quad (36)$$

На рис.3 представлены зависимости компонент критического тока структуры от расстояния меж-

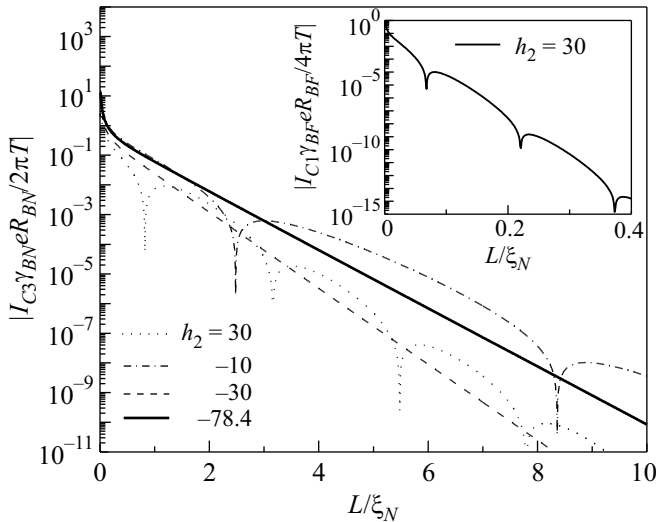


Рис.3. Зависимость нормированной части критического тока $|I_{C3}\gamma_{BN}eR_{BN}/2\pi T|$ от расстояния между сверхпроводящими электродами L/ξ_N при $h_1 = 30$, $z = (\zeta_N/\zeta_F)^2 = 300$, $\xi_N/\zeta_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_{BF}/\gamma_{BN} = 1$, рассчитанная для значений $h_2 = 30, -10, -30, -78.4$; на вставке – зависимость нормированной части критического тока $|I_{C1}\gamma_{BF}eR_{BF}/4\pi T|$, рассчитанная для $h_1 = 30$ при тех же параметрах

ду S-электродами, рассчитанные численно при $h_1 = 30$, $z = (\zeta_N/\zeta_F)^2 = 300$, $\xi_N/\zeta_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_{BF}/\gamma_{BN} = 1$, и значениях $h_2 = 30, -10, -30, -78.4$. На вставке дана зависимость нормированной части критического тока I_{C1} , рассчитанная для $h_2 = 30$ при тех же значениях параметров. Из рис.3 следует, что в рассматриваемом случае компоненты критического тока $I_{C1,2}$ оказываются существенно меньше слагаемого I_{C3} и убывают с ростом L существенно быстрее. Видно, что в практически интересном случае $L \gtrsim \xi_N$ вклад в крити-

ческий ток от $I_{C1,2}$ пренебрежимо мал, так что с хорошей степенью точности $I_C = I_{C3}$. Критический ток экспоненциально падает с ростом L и испытывает осцилляции, связанные с переходом структуры из 0 в π -состояния на длине порядка $\xi_N \gg \xi_F$. В полном соответствии с рис.2 осцилляции исчезают при $h_2 = -h_1$ и $h_2 = -(\gamma_F^2 h_1)^{-1} \approx -78.4$.

На рис.4 представлена зависимость $I_{C3}(h_2)$, рассчитанная численно при $h_1 = 30$ для фиксирован-

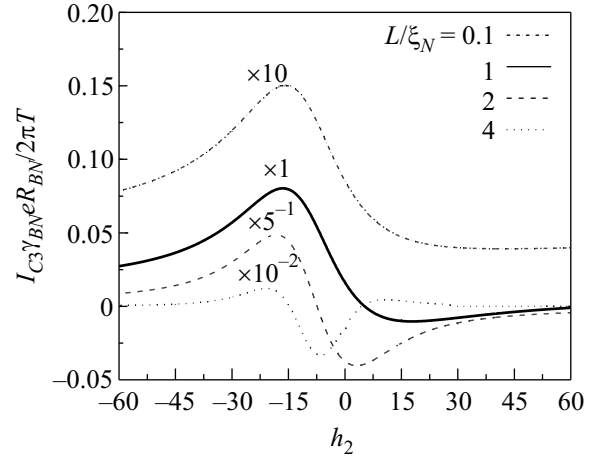


Рис.4. Зависимость нормированной части критического тока $I_{C3}\gamma_{BN}eR_{BN}/2\pi T$ от нормированного значения обменной энергии h_2 при $h_1 = 30$, $z = (\zeta_N/\zeta_F)^2 = 300$, $\xi_N/\zeta_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $T = 0.5T_C$, $\gamma_{BF}/\gamma_{BN} = 1$, рассчитанная для значений $L/\xi_N = 1, 2, 4$; масштабные коэффициенты $10, 1, 5^{-1}, 10^{-2}$ соответственно

ных значений расстояния между сверхпроводящими электродами $L/\xi_N = 0.1, 1, 2, 4$. Параметр $z = 300$ выбран таким образом, чтобы период осцилляций критического тока при $h_2 = h_1$ был минимальным (см. рис.2). Как следует из рис.3, при $L/\xi_N = 0.1$ структура всегда находится в 0-состоянии. Поэтому при переключении из $h_2 = h_1$ в $h_2 = -h_1$ не происходит изменение знака I_{C3} , но наблюдается практически трехкратное увеличение критического тока. При $h_2 = h_1$ и $L/\xi_N = 1; 2$ джозефсоновский переход находится в π -состоянии (см. рис.3). В этом случае переключение из $h_2 = h_1$ в $h_2 = -h_1$ приводит к переходу из π - в 0-состояние. При таком переключении критический ток возрастает примерно в 7 раз для $L/\xi_N = 1$ и в 3 раза для $L/\xi_N = 2$. Наконец, в случае $L/\xi_N = 4$ при $h_2 = h_1$ система находится в 0-состоянии. Видно, что переход из 0 в π -состояние возможен, если h_2 лежит в диапазоне от 4 до 15. При смене знака h_2 с h_1 на $-h_1$ критический ток возрастает примерно в 6 раз.

Из рис. 3, 4 следует, что при переходе от ферромагнитной конфигурации ($h_2 = h_1$) к антиферромагнитной геометрии ($h_2 = -h_1$) критический ток структуры может существенно возрасти, особенно вблизи перехода между 0- и π -состояниями. Вдали от точек перехода коэффициент усиления может составлять порядок, что обусловлено изменением характерной длины спадания критического тока (см. вставку на рис. 2).

Таким образом, проведенные в данной работе расчеты убедительно доказывают, что в джозефсоновских структурах типа S-FNF-S возможно не только эффективное увеличение (по сравнению с SFS-переходами) эффективной длины спадания критического тока и периода его осцилляций до длин масштаба ξ_N , но и управление как величиной, так и знаком I_C .

Исследование динамики процесса переключения между этими состояниями выходит за рамки данной работы. Необходимо отметить, что данные вычисления будут справедливы, если изменение намагниченности пленки происходит без разворота вектора намагниченности в плоскости пленки, то есть перемагничивание осуществляется посредством уменьшения магнитного момента до нуля и последующего его увеличения в направлении, противоположном изначальному. Если переход из ферро- в антиферромагнитную геометрию осуществляется посредством разворота вектора намагниченности, например, при сохранении его абсолютной величины, то в структуре должна генерироваться компонента критического тока, отвечающая триплетному спариванию и затухающая на длинах, не зависящих от H [3, 8–10]. Оценка влияния такой триплетной компоненты на процессы в S-FNF-S-структурах находится в состоянии исследования.

Авторы благодарны А.А. Голубову, А.И. Буздину, В.В. Рязанову, А.С. Сидоренко, В.И. Здравкову за обсуждение полученных результатов. Данная работа поддерживалась грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-90865-Мол.

1. A. W. Kleinsasser and W. J. Gallagher, *Modern Superconductor Devices*, Academic Press, Boston, 1990.
2. Д. В. Гончаров, И. А. Девятков, М. Ю. Куприянов, *Нелинейный мир* **3**, 92 (2005).
3. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
4. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
5. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3140 (2001).

6. V. N. Krivoruchko and E. A. Koshina, *Phys. Rev. B* **63**, 224515 (2001); **64**, 172511 (2001).
7. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and Ya. V. Fominov, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 223 (2002).
8. A. F. Volkov, F. S. Bergeret, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 117006 (2003).
9. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **64**, 134506 (2001).
10. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B* **68**, 064513 (2003).
11. Ya. V. Fominov, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, *Письма в ЖЭТФ* **77**, 609 (2003).
12. S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. A. Oboznov et al., *Phys. Rev. B* **70**, 144505 (2004).
13. S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. V. Bolginov et al., *Phys. Rev. B* **74**, 020503 (2006).
14. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 137007 (2002).
15. H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch, and R. Calemczuck, *Phys. Rev. B* **68**, 054531 (2003).
16. Y. Blum, A. Tsukernik, M. Karpovski et al., *Phys. Rev. B* **70**, 214501 (2004).
17. C. Surgers, T. Hoss, C. Schonenberger et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **240**, 598 (2002).
18. C. Bell, R. Loloee, G. Burnell, and M. G. Blamire, *Phys. Rev. B* **71**, 180501 (R) (2005).
19. V. Shelukhin, A. Tsukernik, M. Karpovski et al., *Phys. Rev. B* **73**, 174506 (2006).
20. V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 197003 (2006).
21. M. Weides, K. Tillmann, and H. Kohlstedt, *Physica C* **437-438**, 349 (2006).
22. M. Weides, M. Kemmler, H. Kohlstedt et al., *Appl. Phys. Lett.* **89**, 122511 (2006).
23. M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 247001 (2006).
24. H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch, and R. Calemczuck, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 257005 (2004).
25. F. Born, M. Siegel, E. K. Hollmann et al., *Phys. Rev. B* **74**, 140501 (2006).
26. J. W. A. Robinson, S. Piano, G. Burnell et al., *Phys. Rev. Lett.* **97**, 177003 (2006).
27. Т. Ю. Карминская, М. Ю. Куприянов, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 343 (2007).
28. L. Usadel, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970).
29. M. Yu. Kupriyanov and V. F. Lukichev, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **94**, 139 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **67**, 1163 (1988)].
30. E. A. Koshina and V. N. Krivoruchko, *Fiz. Nizk. Temp.* **26**, 157 (2000) [*Low Temp. Phys.* **26**, 115 (2000)].
31. A. I. Buzdin, *Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **78**, 1073 (2003) [*JETP Letters* **78**, 583 (2003)].