

Эффективное уменьшение обменной энергии в $S-(FN)-S$ джозефсоновских структурах

Т. Ю. Карминская¹⁾, М. Ю. Куприянов

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, 119992 Москва, Россия

Поступила в редакцию 8 февраля 2007 г.

После переработки 19 февраля 2007 г.

В рамках квазиклассических уравнений Узаделя рассчитаны зависимости критического тока I_c $S-(FN)-S$ 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 к резкому увеличению по сравнению с SFS переходами аналогичной геометрии как характерного масштаба спадания $I_c(L)$, так и периода осцилляций критического тока. Определены условия, при выполнении которых эти длины оказываются порядка эффективной глубины проникновения сверхпроводимости в нормальный металл ξ_N .

PACS: 74.50.+г, 74.80.Fp

Экспериментальное подтверждение [1] существования π -контактов в джозефсоновских переходах сверхпроводник (S) – ферромагнетик (F) – сверхпроводник (S) стимулировало экспериментальные и теоретические исследования процессов в SF структурах [2–4]. В настоящее время существенные усилия направлены на поиск ферромагнитных материалов, использование которых позволило бы изготавливать SFS контакты с параметрами, пригодными для применения таких структур в различных слаботочных устройствах. Анализ существующих экспериментальных данных [5–20] показывает, что в используемых до настоящего времени ферромагнитных материалах величина обменной энергии H лежит в интервале от 850 до 2300К. Столь большие значения H приводят к тому, что характерная длина проникновения сверхпроводящих корреляций, $\xi = \xi_{F1} + i\xi_{F2}$, наведенных в ферромагнетик вследствие эффекта близости, составляет несколько нанометров ($\xi_{F1} \approx 1.2 \div 4.6$ нм, $\xi_{F2} \approx 0.3 \div 2$ нм). Эти значения существенно меньше типичных длин проникновения $\xi_N \approx 10 \div 100$ нм сверхпроводимости в нормальный (N) металл. Именно эти длины (ξ_{F1}, ξ_{F2}) определяют характерный масштаб убывания критического тока I_c SFS контактов с увеличением расстояния между электродами L и периодом осцилляций $I_c(L)$, соответственно. Столь малые значения ξ_{F1} и ξ_{F2} существенно усложняют технологию изготовления SFS переходов с воспроизводимыми параметрами и приводят к деградации высокочастотных свойств таких кон-

тактов. Вероятность нахождения технологичного F материала с на порядок меньшим значениям H относительно мала [20]. Этот факт стимулирует поиск иных решений данной проблемы. Одним из них является “эффективное” уменьшение H в композитных NF структурах. В данной работе показано, что такой эффект не только имеет место, но и может привести к увеличению эффективных значений ξ_{F1} и ξ_{F2} до масштаба длины ξ_N .

Для доказательства данного утверждения рассмотрим джозефсоновский переход (см. рис.1), представляющий собой два массивных сверхпроводя-

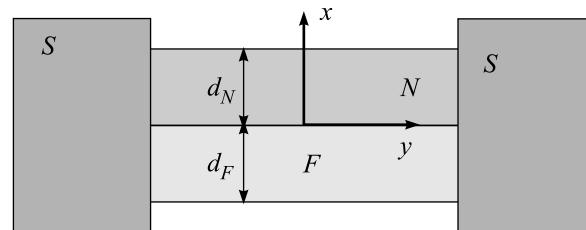


Рис.1. Схематический вид исследуемого $S - (FN) - S$ перехода

щих электрода, соединенных между собой двухслойной NF структурой. 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).

¹⁾e-mail: janaph@gmail.com

Будем также считать, что структура полностью симметрична и что характеризующие NS и SF границы параметры подавления $\gamma_{BN} = R_{B1}\mathcal{A}_{B1}/\rho_N\xi_N$ и $\gamma_{BF} = R_{B2}\mathcal{A}_{B2}/\rho_F\xi_F$ 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_{B1}, R_{B2} и $\mathcal{A}_{B1}, \mathcal{A}_{B2}$ – 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. Свойства области слабой связи можно описывать, используя линеаризованные уравнения Узаделя [21]. В Φ -параметризации они представимы в виде [22]

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

$$\xi_F^2 \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right\} \Phi_F - \frac{\tilde{\omega}}{\pi T_c} \Phi_F = 0. \quad (2)$$

где $\omega = T\pi(2n+1)$ – мацубаровские частоты, $\tilde{\omega} = |\omega| + iH\text{sign}\omega$.

Границные условия на SN и SF границах (при $y = \pm L/2$) имеют вид [22, 23]

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

$$\gamma_{BF} \xi_F \frac{\partial}{\partial y} \Phi_F = \pm \frac{\tilde{\omega}}{|\omega|} G_S \Delta \exp\{\pm i\varphi/2\}. \quad (4)$$

На FN границе (при $x = 0$) граничные условия сводятся [22, 23] к

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

$$\gamma_B \xi_F \frac{\partial}{\partial x} \Phi_F + \Phi_F = \frac{\tilde{\omega}}{|\omega|} \Phi_N, \quad (6)$$

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

где R_{B3} и \mathcal{A}_{B3} – сопротивление и площадь NF границы соответственно. Условия на свободных границах области слабой связи, расположенных при $x = d_N$ и

$x = -d_F$, где d_F , и d_N – толщины F и N пленок, сводятся к

$$\frac{\partial \Phi_F}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \Phi_N}{\partial x} = 0, \quad (7)$$

что обеспечивает 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 Φ_F ,

$$\Phi_N(x, y) = A(y), \quad \Phi_F(x, y) = B(y), \quad (9)$$

не зависят от координаты x . В следующем приближении с учетом (7) имеем

$$\Phi_N = A(y) + \left\{ \frac{|\omega|}{\pi T_c \xi_N^2} A(y) - \frac{\partial^2}{\partial y^2} A(y) \right\} \frac{(x-d_N)^2}{2}, \quad (10)$$

$$\Phi_F = B(y) + \left\{ \frac{\tilde{\omega}}{\pi T_c \xi_F^2} B(y) - \frac{\partial^2}{\partial y^2} B(y) \right\} \frac{(x+d_F)^2}{2}. \quad (11)$$

Подстановка (10), (11) в граничные условия (5), (6) приводит к системе двух уравнений на функции $A(y)$ и $B(y)$:

$$\left[\zeta_F^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} - (\gamma_F \frac{\tilde{\omega}}{\pi T_c} + 1) \right] B(y) + \frac{\tilde{\omega}}{|\omega|} A(y) = 0, \quad (12)$$

$$B(y) \frac{|\omega|}{\tilde{\omega}} + \left[\zeta_N^2 \frac{\partial^2}{\partial y^2} - (\gamma_N \frac{|\omega|}{\pi T_c} + 1) \right] A(y) = 0, \quad (13)$$

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

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

Решение этой системы уравнений представимо в виде

$$A = A_1 \cosh q_1 y + A_2 \sinh q_1 y + A_3 \cosh q_2 y + A_4 \sinh q_2 y, \quad (16)$$

$$B = B_1 \cosh q_1 y + B_2 \sinh q_1 y + B_3 \cosh q_2 y + B_4 \sinh q_2 y, \quad (17)$$

$$B_1 = -\frac{1}{\zeta_F^2} \beta \frac{\tilde{\omega}}{|\omega|} A_1, \quad B_2 = -\frac{1}{\zeta_F^2} \beta \frac{\tilde{\omega}}{|\omega|} A_2, \quad (18)$$

$$B_3 = \zeta_N^2 \frac{1}{\beta} \frac{\tilde{\omega}}{|\omega|} A_3, B_4 = \zeta_N^2 \frac{1}{\beta} \frac{\tilde{\omega}}{|\omega|} A_4, \quad (19)$$

где обратные длины q_1 и q_2 являются корнями характеристического уравнения

$$q_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[u^2 + v^2 \pm \sqrt{(u^2 - v^2)^2 + 4\zeta_F^{-2}\zeta_N^{-2}} \right], \quad (20)$$

$$u^2 = \frac{1}{\zeta_N^2} + \frac{\Omega}{\xi_N^2}, \quad v^2 = \frac{1}{\zeta_F^2} + \frac{\Omega}{\xi_F^2} + i \frac{h}{\xi_F^2}, \quad (21)$$

параметр β определяется выражением

$$\beta = \frac{2}{\left[u^2 - v^2 + \sqrt{(u^2 - v^2)^2 + 4\zeta_F^{-2}\zeta_N^{-2}} \right]}, \quad (22)$$

и введены нормированные величины $\Omega = |\omega|/\pi T_C$, $\tilde{\Omega} = \tilde{\omega}/\pi T_C$, $h = H/\pi T_C$.

Постоянные интегрирования A_1, A_2, A_3, A_4 :

$$A_1 = \frac{1 - s\xi_N\kappa}{\gamma_{BN}(1 + \kappa^2)} \frac{G_S \Delta \cos(\varphi/2)}{\xi_N q_1 \sinh q_1 \frac{L}{2}}, \quad (23)$$

$$A_2 = i \frac{1 - s\xi_N\kappa}{\gamma_{BN}(1 + \kappa^2)} \frac{G_S \Delta \sin(\varphi/2)}{\xi_N q_1 \cosh q_1 \frac{L}{2}}, \quad (24)$$

$$A_3 = \frac{1 + s^{-1}\xi_F\kappa}{\gamma_{BF}(1 + \kappa^2)} \frac{G_S \Delta \cos(\varphi/2)}{\xi_F q_2 \sinh q_2 \frac{L}{2}}, \quad (25)$$

$$A_4 = i \frac{1 + s^{-1}\xi_F\kappa}{\gamma_{BF}(1 + \kappa^2)} \frac{G_S \Delta \sin(\varphi/2)}{\xi_F q_2 \cosh q_2 \frac{L}{2}} \quad (26)$$

определяются из граничных условий (3), (4), и $s = \gamma_{BN}/\gamma_{BF}$, $\kappa = \beta(\zeta_F \zeta_N)^{-1}$.

Подстановка найденного решения (18) в выражение для сверхпроводящего тока J_S

$$J_S = \frac{i\pi T \mathcal{A}_{B2}}{2e\rho_F} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\tilde{\omega}^2} \left[B_{-\omega}^* \frac{\partial}{\partial y} B_{\omega} - B_{\omega} \frac{\partial}{\partial y} B_{-\omega}^* \right] + \\ + \frac{i\pi T \mathcal{A}_{B1}}{2e\rho_N} \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \frac{1}{\omega^2} \left[A_{-\omega}^* \frac{\partial}{\partial y} A_{\omega} - A_{\omega} \frac{\partial}{\partial y} A_{-\omega}^* \right] \quad (27)$$

приводит к синусоидальной зависимости $J_S = I_C \sin \varphi$ с критическим током $I_C = I_{C1} + I_{C2}$, который удобно представить в виде суммы из двух слагаемых:

$$I_{C2} = \frac{2\pi T}{eR_{B2}\gamma_{BF}} \operatorname{Re} \sum_{\omega>0}^{\infty} \frac{G_S^2 \Delta^2 \omega^{-2} (1 + s^{-1}\xi_F\kappa)}{(1 + \kappa^2) \xi_F q_2 \sinh Lq_2}, \quad (28)$$

$$I_{C1} = \frac{2\pi T}{eR_{B1}\gamma_{BN}} \operatorname{Re} \sum_{\omega>0}^{\infty} \frac{G_S^2 \Delta^2 \omega^{-2} (1 - s\xi_N\kappa)}{(1 + \kappa^2) \xi_N q_1 \sinh Lq_1}. \quad (29)$$

Выражения (20)–(22), (28), (29) являются основным результатом данной публикации. Они задают общее выражение для критического тока исследуемых $S-(FN)-S$ джозефсоновских переходов. Из этих соотношений следует, что в полной аналогии с колебательными системами с двумя степенями свободы рассматриваемая $S-(FN)-S$ структура может быть охарактеризована в терминах нормальных u^{-1}, v^{-1} и собственных

$$q_1^{-1} = \xi_{11}^{-1} + i\xi_{21}^{-1}, \quad q_2^{-1} = \xi_{12}^{-1} + i\xi_{22}^{-1} \quad (30)$$

длин когерентности. Параметры ζ_F^{-1} и ζ_N^{-1} играют роль коэффициентов связи. Нетрудно видеть, что пропорциональные β коэффициенты распределения амплитуд на собственных длинах когерентности определяются только материальными константами структуры и не зависят от граничных условий на SN и SF границах. Информация о способе инжекции тока в область слабой связи (через отношение γ_{BN}/γ_{BF}) учитывается в выражениях (23)–(26), (28), (29) коэффициентом s , а о последующем перераспределении инжектированного тока между F и N пленками определяется отношением γ_F/γ_N . Развитый подход справедлив в том случае, когда все характерные длины задачи

$$\xi_{11}, \xi_{21}, \xi_{12}, \xi_{22}, \zeta_F, \zeta_N \gg d_F, d_N \quad (31)$$

превосходят толщину нормальной и ферромагнитной пленок.

Анализ выражений компонент критического тока (28), (29) упрощается в ряде предельных случаев.

В пределе большого сопротивления FN границы слабой связи

$$\zeta_N \gg \xi_N, \quad \zeta_F \gg \xi_F \quad (32)$$

коэффициенты связи между F и N пленками малы. В первом приближении по ζ_N^{-1} и ζ_F^{-1} сверхток в структуре течет по двум независимым каналам и формулы для I_{C1} и I_{C2} переходят в выражения для критических токов [22, 24, 25], полученных ранее для двухбарьерных $SIFIS$ и $SINIS$ переходов:

$$\frac{eR_{B2}I_{C2}}{2\pi T_C} = \frac{T}{\gamma_{BF}T_C} \sum_{\omega>0}^{\infty} \operatorname{Re} \left\{ \frac{G_S^2 \Delta^2}{\omega^2 \xi_F q_2 \sinh Lq_2} \right\}, \quad (33)$$

$$\frac{eR_{B1}I_{C1}}{2\pi T_C} = \frac{T}{\gamma_{BN}T_C} \sum_{\omega>0}^{\infty} \frac{G_S^2 \Delta^2}{\omega^2 \xi_N q_1 \sinh Lq_1}, \quad (34)$$

где

$$q_2^2 = q_{20}^2 = \frac{\Omega}{\xi_F^2} + i \frac{h}{\xi_F^2}, q_1^2 = q_{10}^2 = \frac{\Omega}{\xi_N^2}. \quad (35)$$

В следующем приближении для собственных обратных длин когерентности нетрудно получить

$$q_1^2 = q_{10}^2 + \frac{1}{\xi_N^2} + \frac{\xi_F^2(\Omega + ih)}{\xi_F^2 \xi_N^2 (h^2 + \Omega^2)}, \quad (36)$$

$$q_2^2 = q_{20}^2 + \frac{1}{\xi_F^2} - \frac{\xi_F^2(\Omega + ih)}{\xi_F^2 \xi_N^2 (h^2 + \Omega^2)}. \quad (37)$$

Из выражений (36), (37) следует, что эффект близости между N и F пленками приводит к слабому подавлению эффективного значения обменной энергии в F пленке и небольшому уменьшению длины когерентности. Физический смысл этих изменений очевиден. В FN пленке электрон может проводить некоторое время в N части структуры. Это эквивалентно воздействию на электроны усредненной по толщине FN пленки эффективной обменной энергии, которая, очевидно, меньше величины обменной энергии в ферромагнитной части структуры [26, 27]. Уменьшение длины когерентности есть следствие дополнительного параразрушения из-за эффекта близости с нормальной пленкой. Изменения в характере затухания сверхпроводимости в N пленке более существенны. Вместо экспоненциального закона спадания мы имеем теперь затухающие осцилляции. Однако их период

$$\Lambda = 4\pi\xi_N \frac{\sqrt{\Omega}\zeta_F^2\zeta_N^2(h^2 + \Omega^2)}{\xi_N^2\xi_F^2 h} \gg \xi_N \quad (38)$$

в данном приближении существенно превосходит ξ_N . Он стремится к бесконечности при $h \rightarrow 0$ и пропорционален h при $h \gg \Omega$.

В типичной экспериментальной ситуации

$$H \gg \pi T_C, \quad \xi_N \gg \xi_F. \quad (39)$$

Это означает, что в рассматриваемом случае при $L \gg \xi_N$ слагаемое I_{C2} в выражении для критического тока становится исчезающе малым и $I_C \approx I_{C1}$. В отличие от аналогичных SNS переходов, не содержащих F пленки, зависимость $I_{C1}(L)$ имеет форму затухающих колебаний. Этот эффект есть следствие двойного эффекта близости, так как в N пленке имеет место суперпозиция наведенных сверхпроводящих корреляций из сверхпроводников и спинового упорядочения из ферромагнетика. Однако период осцилляций весьма велик, что затрудняет экспериментальное наблюдение перехода в π -состояние в рассмотренном выше случае.

В противоположном предельном случае, $\zeta_F \ll \xi_F$ и $\zeta_N \ll \xi_N$, имеет место сильная связь между F и N пленками в области слабой связи, и для обратных собственных длин когерентности нетрудно получить

$$q_1 = \frac{\sqrt{\zeta_N^2 + \zeta_F^2}}{\zeta_N \zeta_F} + \frac{\Omega \zeta_N \zeta_F}{2(\zeta_F^2 + \zeta_N^2)^{3/2}} \left(\frac{\zeta_F^2}{\xi_N^2} + \frac{\zeta_N^2}{\xi_F^2} + ih \frac{\zeta_N^2}{\xi_F^2} \right), \quad (40)$$

$$q_2 = \frac{1}{\sqrt{\zeta_N^2 + \zeta_F^2}} \sqrt{\left(\frac{\zeta_F^2}{\xi_F^2} + \frac{\zeta_N^2}{\xi_N^2} \right) \Omega + ih \frac{\zeta_F^2}{\xi_F^2}}. \quad (41)$$

Из (40), (41) следует, что в пределе $\zeta_F \gg \zeta_N$ ферромагнитная пленка дополнительно подавляет сверхпроводимость, наведенную в N область, так что

$$q_1 = \frac{1}{\zeta_N} + \frac{\Omega \zeta_N}{2 \zeta_F^2} \left(\frac{\zeta_F^2}{\xi_N^2} + \frac{\zeta_N^2}{\xi_F^2} \right) + ih \frac{\Omega \zeta_N^3}{2 \zeta_F^2 \xi_F^2}, \quad (42)$$

$$q_2 = \sqrt{\frac{\Omega + ih}{\xi_F^2} + \frac{\zeta_N^2 \Omega}{\zeta_F^2 \xi_N^2}}. \quad (43)$$

Видно, что в этом случае длина когерентности и период осцилляций слагаемого I_{C2} в первом приближении совпадают с соответствующими величинами для SFS переходов, в то время как вклад в I_C от I_{C1} затухает на длинах $(\text{Re}(q_1))^{-1} \approx \zeta_N \ll \xi_N$.

В пределе $\zeta_N \gg \zeta_F$ определяющими являются процессы в N пленке, так что

$$q_1 = \frac{1}{\zeta_F} + \frac{\Omega \zeta_F}{2 \xi_F^2} + ih \frac{\Omega \zeta_F}{2 \xi_F^2}, \quad (44)$$

$$q_2 = \sqrt{\frac{\Omega}{\xi_N^2} \left(1 + \frac{\zeta_F^2 \xi_N^2}{\zeta_N^2 \xi_F^2} \right) + ih \frac{\zeta_F^2}{\xi_F^2 \xi_N^2}}. \quad (45)$$

Отсюда следует, что вклад в критический ток от слагаемого I_{C1} убывает более резко, чем I_{C2} . В полной аналогии с колебательными системами с двумя степенями свободы собственная длина когерентности $\text{Re}(q_2)^{-1}$ определяется теперь материальными константами N пленки. В частности, характерный масштаб затухания сверхпроводящих корреляций оказывается приблизительно равным $\xi_{N\Omega} = \xi_N / \sqrt{\Omega}$, в то время как эффективное значение обменной энергии уменьшается на фактор $\zeta_F^2 / \zeta_N^2 \ll 1$. Таким образом, в том случае, когда $\zeta_F \ll \zeta_N \ll \xi_N$, в исследуемых $S-(FN)-S$ структурах как масштаб затухания, так и период осцилляций зависимости $I_C(L)$ оказываются существенно больше, чем в аналогичных SFS переходах, не содержащих нормальной пленки. Это утверждение иллюстрируют результаты численных расчетов, представленных на рис.2–5.

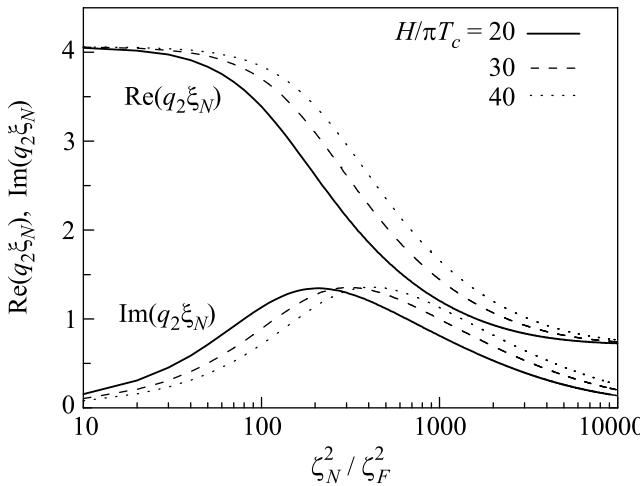


Рис.2. Зависимость действительной и мнимой частей q_2 от параметра $z = (\xi_N/\xi_F)^2$ при $\xi_N/\xi_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $\Omega = 0.5$, рассчитанная для значений $h = 20, 30, 40$

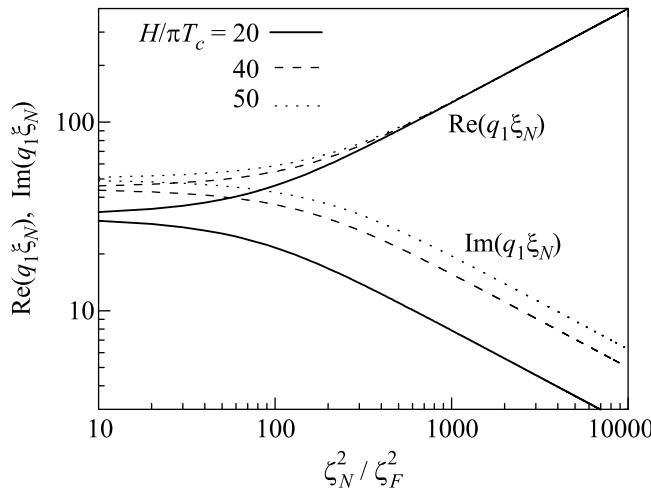


Рис.3. Зависимость действительной и мнимой частей q_1 от параметра $z = (\xi_N/\xi_F)^2$ при $\xi_N/\xi_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $\Omega = 0.5$, рассчитанная для значений $h = 20, 40, 50$

На рис.2 и 3 изображены мнимая и действительная части q_2 и q_1 в зависимости от $(\xi_N/\xi_F)^2$, рассчитанные при $\Omega = 0.5$ для различных значений обменной энергии h и значениях $\xi_N = 10\xi_F$ и $\xi_N = 4\xi_N$. Видно, что при $h = 30$ величина $\text{Im}(q_2 \xi_N)$ имеет максимум при $(\xi_N/\xi_F)^2 \approx 300$. В области этого максимума период осцилляций критического тока $\Lambda = 2\pi(\text{Im}(q_2))^{-1} \approx 1.5\pi\xi_N$, а длина его затухания $(\text{Re}(q_2))^{-1} \approx 0.4\xi_N$. Одновременно масштаб затухания $(\text{Re}(q_2))^{-1} \approx 0.014\xi_N$ второго слагаемого в выражении для критического тока оказывается меньше практически на два порядка. Столь сильное различие длин затухания может позволить экспериментально наблюдать переход в π -состояние в структурах с рас-

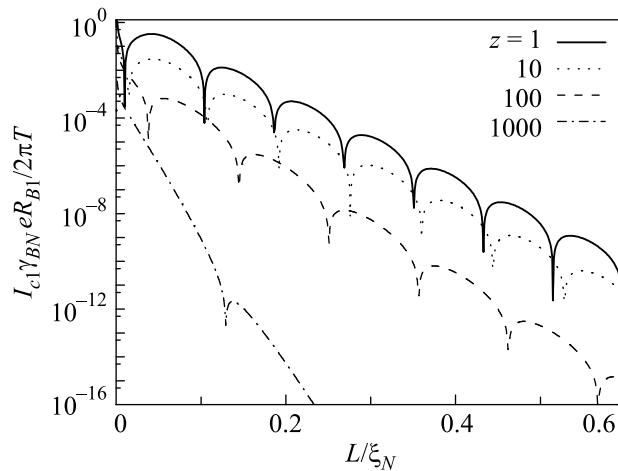


Рис.4. Зависимость части критического тока I_{c1} от расстояния между сверхпроводящими электродами L/ξ_N при $h = 30$, $\xi_N/\xi_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $\Omega = 0.5$, $s = 1$, рассчитанная для значений $z = (\xi_N/\xi_F)^2 = 1, 10, 100, 1000$

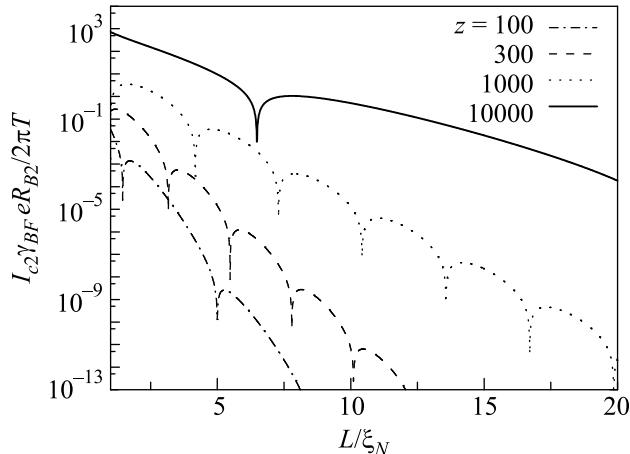


Рис.5. Зависимость части критического тока I_{c2} от расстояния между сверхпроводящими электродами L/ξ_N при $h = 30$, $\xi_N/\xi_N = 4$, $\xi_N/\xi_F = 10$, $\Omega = 0.5$, $s = 1$, рассчитанная для значений $z = (\xi_N/\xi_F)^2 = 100, 300, 1000, 10000$

стоянием между электродами, на порядок большими реализованных в настоящее время. Это обстоятельство наглядно иллюстрируют рис.4 и рис.5. На этих рисунках изображены зависимости составных частей критического тока I_{c1} и I_{c2} от расстояния между электродами L , рассчитанные при $\Omega = 0.5$ для различных значений параметра $z = (\xi_N/\xi_F)^2$.

Нетрудно видеть, что при выбранном соотношении параметров слагаемое I_{c1} резко затухает с ростом L и, как и следовало ожидать, его вклад в I_C пренебрежимо мал уже при $L \approx 0.5$, то есть задол-

го до появления первого минимума в I_{C2} . Интересно также отметить, что период осцилляций $I_C \approx I_{C2}$ является немонотонной функцией параметра z . Он имеет минимум при $z \approx 300$ и увеличивается как с уменьшением, так и с увеличением z .

Таким образом, в данной работе доказано, что использование тонкопленочных двуслойных FN структур в качестве материала слабой связи действительно может привести к эффективному уменьшению H и к существенному увеличению (по сравнению с аналогичными структурами, содержащими лишь ферромагнитную пленку) как длины затухания, так и периода осцилляций зависимости $I_C(L)$ S –(FN)– S переходов.

Авторы благодарны А.И.Буздину, А.А.Голубову, В.В.Рязанову, А.С.Сидоренко, В.И.Здравкову за обсуждение полученных результатов. Данная работа поддерживалась Министерством образования и науки РФ и грантом Российского фонда фундаментальных исследований № 06-02-90865-Мол.

1. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov et al., Phys. Rev. Lett. **86**, 2427 (2001).
2. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, Rev. Mod. Phys. **76**, 411 (2004).
3. A. I. Buzdin, Rev. Mod. Phys. **77**, 935 (2005).
4. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
5. S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. A. Oboznov et al., Phys. Rev. B **70**, 144505 (2004).
6. S. M. Frolov, D. J. Van Harlingen, V. V. Bolginov et al., Phys. Rev. B **74**, 020503 (2006).
7. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 137007 (2002).
8. H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch, and R. Calemczuck, Phys. Rev. B **68**, 054531 (2003).

9. Y. Blum, A. Tsukernik, M. Karpovski et al., Phys. Rev. B **70**, 214501 (2004).
10. C. Surgers, T. Hoss, C. Schonenberger et al., J. Magn. Magn. Mater. **240**, 598 (2002).
11. C. Bell, R. Loloee, G. Burnell, and M. G. Blamire Phys. Rev. B **71**, 180501 (R) (2005).
12. V. Shelukhin, A. Tsukernik, M. Karpovski et al., Phys. Rev. B **73** 174506 (2006).
13. V. A. Oboznov, V. V. Bol'ginov, A. K. Feofanov et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 197003 (2006).
14. M. Weides, K. Tillmann, and H. Kohlstedt, Physica C **437**–**438**, 349 (2006).
15. M. Weides, M. Kemmler, H. Kohlstedt et al., Appl. Phys. Lett. **89**, 122511 (2006).
16. M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin et al., cond-mat/0605656, submitted to PRL.
17. H. Sellier, C. Baraduc, F. Lefloch, and R. Calemczuck, Phys. Rev. Lett. **92**, 257005 (2004).
18. F. Born, M. Siegel, E. K. Hollmann et al., Phys. Rev. B **74**, 140501 (2006).
19. J. W. A. Robinson, S. Piano, G. Burnell et al., Phys. Rev. Lett. **97**, 177003 (2006).
20. M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and M. Siegel, Proc. SPIE **6260**, 227 (2006).
21. L. Usadel, Phys. Rev. Lett. **25**, 507 (1970).
22. M. Yu. Kuprianov and V. F. Lukichev, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **94**, 139 (1988) [Sov. Phys. JETP **67**, 1163 (1988)].
23. E. A. Koshina and V. N. Krivoruchko, Fiz. Nizk. Temp. **26**, 157 (2000) [Low Temp. Phys. **26**, 115 (2000)].
24. A. A. Golubov and M. Yu. Kupriyanov, Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **75**, 709 (2002) [JETP Letters **75**, 588 (2002)].
25. A. I. Buzdin, Pis'ma v Zh. Eksp. Teor. Fiz. **78**, 1073 (2003) [JETP Letters **78**, 583 (2003)].
26. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, Phys. Rev. Lett. **86**, 3140 (2001).
27. Ya. V. Fominov, N. M. Chtchelkatchev, and A. A. Golubov, Phys. Rev. B **66**, 014507 (2002).