

Критический ток несимметричных *SFIFS* туннельных структур

Е.А. Кошина, В.Н. Криворучко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины,
Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: krivoruc@krivoruc.fti.ac.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 15 января 2003 г.

На основе микроскопической теории эффекта близости обсуждается физика явления инверсии (π -состояние перехода) и усиления критического тока в туннельных *SFIFS*-контактах (*S* и *F* — сверхпроводящий и ферромагнитный металлы, *I* — изолятор). Исследовано основное состояние и критический ток несимметричных $(SF)_L I (FS)_R$ -контактов с сильным ферромагнитным полем на одном из его берегов. Показано, что *SFINS*-переходы с сильным магнетизмом *F*-слоя находятся в основном состоянии с $\pm\pi/2$ разностью сверхпроводящих фаз на берегах (*N* — нормальный немагнитный металл). Изучена зависимость стационарного эффекта Джозефсона в *SFIFS*-контактах от угла между магнитными моментами *F*-слоев и температуры.

На основі мікроскопічної теорії ефекту близькості обговорюється фізика явища інверсії (π -стан переходу) та посилення критичного струму в тунельних *SFIFS*-контактах (*S* та *F* — надпровідник та ферромагнітний метали, *I* — ізолятор). Досліджено основний стан та критичний струм несиметричних $(SF)_L I (FS)_R$ -контактів з сильним ферромагнітним полем на одному з його берегів. Виявлено, що *SFIFS*-переходи з сильним магнетизмом *F*-шару перебувають у основному стані з $\pm\pi/2$ різницею надпровідних фаз на берегах (*N* — нормальний немагнітний метал). Досліджено залежність стаціонарного ефекту Джозефсона в *SFIFS*-контактах від кута між магнітними моментами *F*-шарів та температури.

PACS: 74.50.+r, 74.78.-w, 74.45.+c

1. Введение

В работе рассмотрены особенности стационарных свойств несимметричных *SFIFS* туннельных переходов, обусловленные взаимным влиянием магнетизма и сверхпроводимости в близостных *SF*-структурах (*S* — сверхпроводящий, *F* — ферромагнитный металлы, *I* — изолятор). В самом общем случае к «эффектам близости» можно отнести явления, связанные с «проникновением» параметра порядка (какого-либо состояния) одного материала в другой, контактирующий с ним материал, который исходно данным типом упорядочения не обладал. В *SN*-структурах (*N* — нормальный немагнитный металл) эффекты близостной сверхпроводимости хорошо известны и интенсивно изучались (см., например, [1], гл. 5). В этих структурах существует один тип упорядочения — сверхпроводимость. В случае *SF*-структур речь идет о двух взаимно конкурирую-

щих типах упорядочения — ферромагнетизме и сверхпроводимости. С одной стороны, адиабатически проникая в ферромагнитный слой, куперовская пара взаимодействует с локальным обменным полем h_F , когда электроны со спином «вверх» приобретают энергию $H_{\text{exc}} = \mu_B h_F$ (μ_B — магнетон Бора), а электроны со спином «вниз» теряют энергию $H_{\text{exc}} = \mu_B h_F$, что и определяет особенности близостной сверхпроводимости *F*-слоя. С другой стороны, при туннелировании из *F*-металла в *S* электрон теряет избыточную энергию $\delta E \sim H_{\text{exc}}$ за время $\tau \sim \hbar/H_{\text{exc}}$ и на расстоянии $\lambda_F \sim \hbar v_F/H_{\text{exc}}$ от *SF*-границы (\hbar — постоянная Планка, а v_F — скорость электронов на поверхности Ферми). При $v_F \sim 10^5$ – 10^6 м/с и $H_{\text{exc}} \sim 10^2$ К $\sim 10^{-14}$ эрг λ_F достигает значений $\lambda_F \sim 10^{-8}$ – 10^{-7} м. Именно эта величина (для «грязных» металлов $\lambda_F \sim 10^2$ Å) характеризует масштаб магнитных корреляций в *S*-слое. В результате этой «магнитной» части эффекта близости в

сверхпроводящем металле появляется спиновое расщепление квазичастичных состояний, формируются поляризованные по спину локализованные состояния внутри энергетической щели и наводится неоднородное магнитное упорядочение [2]. В целом же SF-структуру следует рассматривать как сильно коррелированную систему, обладающую магнитными и сверхпроводящими свойствами.

Обзор современных работ по термодинамике SF-систем, в частности, фазовые диаграммы SF-контактов и сверхрешеток, можно найти в [3]. Что же касается транспортных свойств, то исследования эффекта Джозефсона для SFS-контактов с достаточно толстым F-слоем позволили непосредственно наблюдать так называемую π -фазную сверхпроводимость. Такое сверхпроводящее состояние характеризуется спонтанным сдвигом на π макроскопической разности фаз волновых функций конденсата на берегах контакта и противоположным знаком критического тока I_c . Теоретически оно было предсказано еще в работах [4,5], а экспериментально наблюдалось только недавно [6–9]. Более сложные SFIFS-контакты, образованные бислоями из тонкого слоя магнитного и массивного сверхпроводящего металлов, разделенных слоем диэлектрика, впервые исследованы в работах авторов [10,11]. В таких системах в последующих работах [12–14] изучен эффект Джозефсона в зависимости от взаимной ориентации магнитных моментов F-слоев. Теория предсказывала, что при определенных значениях обменного поля и параметров SF-границы SFIFS-контакт с параллельной ориентацией намагниченностей F-слоев может перейти в π -состояние, а в случае антипараллельной ориентации возможен даже рост критического тока Джозефсона с ростом величины обменного поля, при этом сам туннельный переход остается в 0-состоянии. Эти результаты противоречили традиционным представлениям о подавлении сверхпроводящих свойств системы обменным полем и, естественно, стимулировали дальнейшие исследования SFIFS туннельных переходов. Так, авторы [14] на основе самосогласованного численного решения системы уравнений Узделя исследовали зависимость критического тока от толщины F-слоя и прозрачности SF- и FI-границ. В [15] рассмотрено влияние спин-орбитального рассеяния на инверсию и усиление туннельного сверхтока.

В упомянутых работах обсуждение транспортных характеристик, как правило, ограничивалось рассмотрением симметричных SFIFS-контактов, т.е. контактов с одинаковыми параметрами бислоев. Абсолютная идентичность берегов SFIFS-контактов может оказаться определенной идеализацией реальной экспериментальной ситуации. Для постановки эксперимента и интерпретации полученных результатов

целесообразно обсудить «устойчивость» транспортных свойств SFIFS туннельных переходов относительно неидентичности параметров бислоев.

Целью данной работы является исследование свойств несимметричных $(SF)_L I (FS)_R$ -контактов. В разд. 2 сформулирована модель контакта, приведены основные результаты микроскопической теории эффекта близости для бислоя, состоящего из тонкого слоя магнитного и массивного сверхпроводящего металлов. Физика явлений инверсии и усиления амплитуды критического тока в туннельных SFIFS-контактах обсуждается в разд. 3. Далее рассмотрены некоторые предельно несимметричные случаи контактов, свойства которых исследованы аналитическими и численными методами. Обсуждаются контакты с произвольной ориентацией обменных полей ферромагнетиков на берегах (разд. 5) и при произвольных температурах $T < T_c$ (разд. 6). В заключении сформулированы основные результаты.

2. Модель контакта и эффект близости в SF-бислое

Рассмотрим туннельный $(SF)_L I (FS)_R$ -переход, оба берега которого представляют собой SF-бислои, а изолирующий слой I обладает столь малой прозрачностью, что влиянием токов на состояние электронов можно пренебречь. Пусть все величины зависят только от координаты x вдоль нормали к поверхности раздела, т.е. поперечные размеры перехода много меньше джозефсоновской глубины проникновения λ_J . Будем рассматривать случай, когда для S- и F-металлов выполнены условия «грязного» предела, т.е. $l_{S,F} < \xi_{S,F}$, а толщины металлов удовлетворяют условиям

$$d_S \gg \xi_S, \quad d_F \ll \min(\xi_F, \xi). \quad (1)$$

Здесь $l_{S,F}$ — длина свободного пробега электронов в S- и F-слоях; $\xi_S \sim (D_S/2\pi T_c)^{1/2}$, $\xi_F \sim (D_F/2H_{\text{exc}})^{1/2}$, $\xi \sim (D_F/2\pi T_c)^{1/2}$ — эффективные длины когерентности металлов (для F-металла выбор длины когерентности зависит от соотношения параметров T_c (критической температуры S-металла) и H_{exc} (обменного поля F-металла), $D_{S,F}$ — коэффициенты диффузии S- и F-металлов. Условие $d_S \gg \xi_S$ позволяет пренебречь уменьшением критической температуры SF-бислоя по сравнению с критической температурой массивного S-металла; критическую температуру сверхпроводящего перехода для F-металла считаем равной нулю. Всюду ниже предполагаем также, что F-металл находится в монокристаллическом состоянии, а намагниченность параллельна SF-границе, т.е. отсутствует спонтанный магнитный поток, проникающий в S-слой. В этих

условиях взаимное влияние магнетизма и сверхпроводимости обусловлено именно эффектами близости. (В (1) и далее используем систему единиц с $\hbar = \mu_B = k_B = 1$.)

Как известно, задачу о туннельных свойствах переходов, берега которых представляют собой близостные бислои, следует решать в два этапа: вначале определить сверхпроводящие характеристики бислоя, а затем найти электрические параметры контакта. Сверхпроводящий эффект близости для слоистых SF -систем с массивным S -слоем и тонким F -слоем с произвольной прозрачностью SF -границы подробно рассмотрен нами в работах [11,16]. В случае, когда спин-орбитальным рассеянием можно пренебречь, т.е. подзоны электронов со спином «вверх» и «вниз» не смешиваются друг с другом, SF -бислоем описывается следующей системой уравнений Узалея для одной (например, электроны со спином «вверх») спиновой подзоны:

для S -металла

$$\begin{aligned} \Phi_S &= \Delta_S + \xi_S^2 \frac{\pi T_c}{\omega G_S} [G_S^2 \Phi_S']', \\ G_S &= \frac{\omega}{(\omega^2 + \Phi_S \tilde{\Phi}_S)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\Delta_S \ln(T/T_c) + 2\pi T \sum_{\omega>0} [(\Delta_S - \Phi_S G_S)/\omega] = 0; \quad (3)$$

для F -металла

$$\Phi_F = \xi^2 \frac{\pi T_c}{\tilde{\omega} G_F} [G_F^2 \Phi_F']', \quad G_F = \frac{\tilde{\omega}}{(\tilde{\omega}^2 + \Phi_F \tilde{\Phi}_F)^{1/2}}. \quad (4)$$

Здесь Δ_S — сверхпроводящий параметр порядка S -металла; $\tilde{\omega} = \omega + i(\pm H_{\text{exc}})$ и знак обменного поля зависит от относительной ориентации обменных полей ферромагнетиков на берегах контакта, $\omega = \pi T(2n+1)$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — мацубаровские частоты; суммирование по частотам в (3) обрывается на частоте Дебая ω_D ; $\tilde{\Phi}(\omega, H_{\text{exc}}) = \Phi^*(\omega, -H_{\text{exc}})$; штрих означает дифференцирование по координате x . В (4) использована эффективная длина когерентности ξ нормального немагнитного металла с коэффициентом диффузии D_F , которую удобно ввести вместо ξ_F для того, чтобы рассмотреть как предел $H_{\text{exc}} \rightarrow 0$ (SN -бислоем с $d_N \ll \xi$), так и предел $H_{\text{exc}} \gg \pi T_c$. Заметим, что при $H_{\text{exc}} \neq 0$ функции $\Phi_{S,F}(\omega)$ теряют симметрию относительно замены знака энергетической переменной ω . В этом состоит одно из отличий SF -бислоя от SN -бислоя. Мы учли нормировку обычных функций Узалея $F_{S,F}$ и $G_{S,F}$ для S - и F -слоев явно и ввели, аналогично [17], модифициро-

ванные функции Узалея $\Phi_{S,F}$, определив их соотношениями $F_S = G_S \Phi_S / \omega$ и $F_F = G_F \Phi_F / \tilde{\omega}$.

Уравнения (2)–(4) должны быть дополнены граничными условиями для функций Φ_S и Φ_F . В глубине S -слоя имеем $\Phi_S(\infty) = \Delta_S(\infty) = \Delta_0(T)$, где $\Delta_0(T)$ — параметр порядка пространственно-однородного сверхпроводника при температуре T в теории БКШ; на внешней границе ферромагнетика $\Phi_F'(-d_F) = 0$ (считаем, что область $x > 0$ занята S -металлом, а $x < 0$ — F -металлом). Граничные условия на SF -границе имеют вид [16]

$$\frac{1}{\tilde{\omega}} \gamma \xi G_F^2 \Phi_F' |_{x=0} = \frac{1}{\omega} \xi_S G_S^2 \Phi_S' |_{x=0}, \quad (5)$$

$$\xi \gamma_{BF} G_F \Phi_F |_{x=0} = \tilde{\omega} G_S \left(\frac{\Phi_S}{\omega} - \frac{\Phi_F}{\tilde{\omega}} \right) \Big|_{x=0}. \quad (6)$$

Здесь $\gamma = \rho_S \xi_S / \rho_F \xi$ — параметр эффекта близости, характеризующий интенсивность сверхпроводящих корреляций, наведенных в F -слое вследствие близости S -слоя; $\gamma_{BF} = R_B / \rho_F \xi$ — параметр, учитывающий эффекты конечной прозрачности границы; $\rho_{S,F}$ — сопротивления S - и F -металлов в нормальном состоянии; R_B — произведение сопротивления SF -границы на ее площадь. Заметим, что дополнительным физическим условием справедливости соотношений (5) и (6), выполнение которого нами предполагается, является предположение, что различие в параметрах γ и γ_{BF} границы для электронов с противоположными ориентациями спина можно пренебречь.

Условие $d_F \ll \min(\xi_F, \xi)$ позволяет пренебречь пространственной зависимостью переменных в F -слое. В результате задачу об эффекте близости для бислоя можно свести к краевой задаче для S -слоя и дополнительному выражению, описывающему сверхпроводимость в F -слое. Степень взаимовлияния S - и F -слоев зависит от трех параметров: $\gamma_M = \gamma d_F / \xi$, γ_B , $\gamma_{BF} = d_F / \xi$ и величины обменного взаимодействия ферромагнитного металла H_{exc} . Параметр γ_M характеризует процессы разрушения куперовских пар на SF -границе и определяется степенью различия плотности электронных состояний в S - и F -металлах. Большие значения γ_M отвечают большей плотности квазичастичных состояний со стороны F -металла по сравнению с S -металлом в SF -бислое. В этом случае диффузия квазичастиц в S -слой ведет к подавлению сверхпроводящего состояния в нем на расстоянии порядка ξ_S от границы. В обратном пределе ($\gamma_M \ll 1$) проникновение квазичастиц из F -слоя мало, и сверхпроводящие свойства S -слоя вблизи границы меняются мало. Параметр γ_B непосредственно описывает электрическое качество

SF-границы. Как видно из его определения, хороший электрический контакт S- и F-металлов отвечает малым значениям γ_B ($\gamma_B \ll 1$); если $\gamma_B \gg 1$, то между S- и F-металлами существует заметный потенциальный барьер.

При произвольных значениях параметров система уравнений (2)–(6) требует самосогласованного численного решения (примером такого подхода может служить работа [14]). Однако при слабом ($\gamma_M \ll 1$) и сильном ($\gamma_M \gg 1$) эффектах близости можно получить общие аналитические решения при произвольных значениях прозрачности SF-границы и величины обменного поля [16]. Именно эти случаи рассмотрены ниже.

При слабом эффекте близости для функции $\Phi_S(\omega) \equiv \Phi_S(\omega, 0)$ имеем следующее выражение:

$$\Phi_S(\omega) = \Delta_0 \left\{ 1 - \frac{\gamma_M \beta \tilde{\omega}}{\gamma_M \beta \tilde{\omega} + \omega A} \right\}, \quad (7)$$

где

$$\beta = \left[\frac{(\omega^2 + \Delta_0^2)^{1/2}}{\pi T_c} \right]^{1/2},$$

$$A \equiv A(\omega) = \left[1 + \frac{\gamma_B \tilde{\omega}}{(\pi T_c)^2} \left(\frac{2\omega}{\beta^2} + \gamma_B \tilde{\omega} \right) \right]^{1/2}.$$

Используя граничные условия, для модифицированной функции Узделя F-металла в главном приближении по γ_M имеем (детали см. в [16])

$$\Phi_F(0) \approx \frac{G_S \Phi_S}{[\omega(\gamma_B/\pi T_c + G_S/\tilde{\omega})]_{x=0}}. \quad (8)$$

Для случая сильного эффекта близости нами было получено выражение

$$\Phi_S(\omega) = B(T) \frac{\pi T_c + \gamma_B \tilde{\omega}}{\gamma_M \tilde{\omega}}. \quad (9)$$

Для всех температур $T < T_c$ функция $B(T)$ с точностью $\sim 1\%$ [18] может быть аппроксимирована выражением $B(T) = 2T_c [1 - (T/T_c)^2] [7\zeta(3)]^{-1/2}$, где $\zeta(3)$ – ζ -функция Римана. Для предельного случая $\gamma_M \gg 1$ для функции $\Phi_F(\omega)$, описывающей сверхпроводимость в F-слое, было получено приближенное выражение, не зависящее от прозрачности границы:

$$j_c^p = \frac{eR_N}{2\pi T_c} I_c = \frac{T}{T_c} \Delta_0^2 \sum_{\omega>0} \frac{1 + \gamma_{BT} \omega^2 (2\beta^{-2} + \gamma_{BT}) - \gamma_{BT}^2 H_{exc}^2}{\beta^2 [(1 + \gamma_{BT} \omega^2 (2\beta^{-2} + \gamma_{BT}) - \gamma_{BT}^2 H_{exc}^2)^2 + 4\gamma_{BT}^2 \omega^2 H_{exc}^2 (\beta^{-2} + \gamma_{BT})]}, \quad (11)$$

где $\gamma_{BT} = \gamma_B/\pi T_c$, а R_N – сопротивление перехода в нормальном состоянии. При $H_{exc} \rightarrow 0$ выраже-

$$\Phi_F(\omega) = \frac{B_M(T)}{\omega}, \quad \text{где } B_M(T) = B(T) \frac{\pi T_c}{\gamma_M}. \quad (10)$$

Из (7) и (9) следует, что вследствие близости с F-металлом в S-металле индуцируются ферромагнитные корреляции, и функции Грина S-слоя теперь зависят от H_{exc} . Таким образом, можно говорить об индуцированном обменном магнитном взаимодействии в S-слое и характеризовать SF-бислой как единую систему с сильной сверхпроводящей и магнитной корреляциями. Именно благодаря этому «магнитному эффекту близости» SFIFS-контакт может перейти в π -состояние даже в случае, когда толщина ферромагнитного слоя много меньше корреляционной длины. Этот механизм отличается от механизмов перехода контакта в π -состояние из-за наличия магнитных примесей [19,20], либо вследствие симметрии параметра порядка [21], или благодаря прямому доступу к микроскопическому токнесущему электронному состоянию внутри слабой связи [22–24]. Рассматриваемый нами случай отличен также и от ситуации в SF-структурах с массивным F-слоем, где из-за различия в ферми-импульсах электронов с противоположным спином k_\uparrow (k_\downarrow) сверхпроводящая волновая функция в F-слое осциллирует с характерным пространственным масштабом $\sim 1/(k_\uparrow - k_\downarrow) \sim v_F/H_{exc}$. Именно пространственное изменение фазы сверхпроводящего параметра порядка в ферромагнитном слое вызывает осциллирующую зависимость критического тока от обменного поля в туннельных SFS-переходах [4,5,25].

3. Физика явления инверсии и усиления амплитуды критического тока

Поясним сказанное о «единстве сверхпроводящих и магнитных свойств SF-бислоя» на примере симметричного SFIFS-контакта.

Параллельная ориентация намагниченностей

Пусть эффект близости настолько слаб ($\gamma_M \rightarrow 0$), что изменением сверхпроводящих свойств S-слоя можно пренебречь. При $\gamma_M = 0$ имеем $\Phi_S(\omega, x) = \Phi_S(\omega) = \Delta_0$, и для амплитуды критического тока можно получить выражение (см. ниже соотношение (17) при $\tilde{\omega}_L = \tilde{\omega}_R$)

ние (11) воспроизводит результат, полученный для SNINS-контактов [26]. Видно, что, когда величина

обменного поля становится достаточно большой, т.е. $(\gamma_{BT} H_{\text{exc}})^2 > [1 + \gamma_{BT} \omega^2 (2\beta^{-2} + \gamma_{BT})]$, критический ток изменяет свой знак. Это и означает изменение на π разности фаз параметров порядка на берегах контакта. Подчеркнем, что при $\gamma_M = 0$ изменение состояния S -слоя не происходит, но при этом волновая функция конденсата в F -слое, фактически скачком (из-за условия $d_F \ll \xi_F$), приобретает фазу $\sim \pi/2$. Действительно, как это следует из граничных соотношений (8), при $\gamma_B H_{\text{exc}} \gg \pi T_c$ имеем $F_F(0) \sim -i (\Delta_0 / \gamma_B H_{\text{exc}}) \text{sgn}(H_{\text{exc}})$.

В противоположном случае сильного эффекта близости ($\gamma_M \gg 1$) и произвольной прозрачности амплитуду критического тока можно представить в виде:

$$j_c^p \approx \frac{T}{T_c} B_M^2 \sum_{\omega > 0} \frac{\omega^2 - H_{\text{exc}}^2}{\omega^2 (\omega^2 + H_{\text{exc}}^2)^2}. \quad (12)$$

Как и в случае слабого эффекта близости, при $H_{\text{exc}} \rightarrow 0$ (12) переходит в выражение для критического тока $SNINS$ -контакта. При достаточно сильном обменном поле ($H_{\text{exc}} > \pi T_c$) критический ток

$$j_c^a = \frac{T}{T_c} \Delta_0^2 \sum_{\omega > 0} \beta^{-2} \{ [1 + \gamma_{BT} \omega^2 (2\beta^{-2} + \gamma_{BT}) - \gamma_{BT}^2 H_{\text{exc}}^2]^2 + 4\gamma_{BT}^2 \omega^2 H_{\text{exc}}^2 (\beta^{-2} + \gamma_{BT}) \}^{-1/2}. \quad (14)$$

Основной вклад в сумму дают $\omega \ll \pi T_c$. При малых ω выражение под знаком суммы пропорционально $1 / [1 - (\gamma_{BT} H_{\text{exc}})^2]$, т.е. $j_c^a(H_{\text{exc}}) > j_c^a(0)$, если $0 < H_{\text{exc}} < \gamma_{BT}^{-1/2}$. Итак, при антипараллельной ориентации намагниченностей берегов существует

$$j_c^a = \frac{eR_N}{2\pi T_c} I_c = \frac{T}{T_c} B_M^2 \sum_{\omega > 0} \omega^{-2} [(\omega^2 + H_{\text{exc}}^2)^2 + 2(\omega^{-2} B_M^2 - H_{\text{exc}}^2)]^{-1/2}. \quad (15)$$

Выражение под знаком суммы возрастает при $0 < H_{\text{exc}} < (B_M^2 / \omega^2 - \omega^2)^{1/2}$, и в этом интервале обменных полей $j_c^a(H_{\text{exc}}) > j_c^a(0)$. Таким образом, в случае сильного эффекта близости также существует интервал значений H_{exc} , в котором амплитуда критического тока возрастает с ростом величины обменного поля.

По сравнению с предыдущим физика явления в данном случае несколько иная. Она не связана с суммарным набегом фазы на переходе (набег фаз на берегах перехода компенсируется), а обусловлена воздействием обменного поля на спин электрона. Удобно перейти к пределу $T \rightarrow 0$ и подстановкой $\omega \rightarrow -i\varepsilon$ выполнить аналитическое продолжение

опять изменяет свой знак, т.е. контакт переходит в π -состояние. Набег фазы проиллюстрируем в пределе $\gamma_B = 0$. Как следует из уравнения (9), $\Phi_S(\omega)$ определяется выражением

$$\Phi_S(\omega) \approx B(T) \frac{\pi T_c}{\gamma_M} \frac{\omega - iH_{\text{exc}}}{\omega^2 + H_{\text{exc}}^2}, \quad (13)$$

а для аномальной функции Грина $F_F(\omega, H_{\text{exc}})$ справедливо соотношение $F_F(\omega, H_{\text{exc}}) = \Phi_S / (\omega^2 + H_{\text{exc}}^2)^{1/2}$. Учитывая, что типичная величина $\omega \sim \pi T_c$, из выражения для $F_F(\omega, H_{\text{exc}})$ и (13) следует, что если $H_{\text{exc}} \gg \pi T_c$, то фаза аномальной функции Грина изменяется на $\pi/2$ по сравнению с пределом $H_{\text{exc}} \rightarrow 0$.

Таким образом, для $SFIFS$ -систем с достаточно сильным магнетизмом сдвиг фазы параметра порядка на обоих берегах будет равен $\pi/2$, благодаря чему π -состояние контакта будет предпочтительным.

Антипараллельная ориентация намагниченностей

Примем для определенности, что $\tilde{\omega}_L = \omega + iH_{\text{exc}}$, $\tilde{\omega}_R = \omega - iH_{\text{exc}}$. Для предельно слабого эффекта близости ($\gamma_M = 0$) и произвольной прозрачности имеем

интервал значений обменного поля, в котором критический ток перехода растет.

В случае сильного эффекта близости ($\gamma_M \gg 1$) и произвольной прозрачности получаем

функции $F_{F\uparrow\downarrow}(\omega, H_{\text{exc}})$ на комплексную плоскость. Для плотности состояний в F -слое для одной спиновой зоны получим выражение (случай $\gamma_M = 0$) [14]

$$N_{F\uparrow}(\varepsilon, H_{\text{exc}}) = \text{Re} \frac{\Delta_0}{\{[\varepsilon + \tilde{\gamma}_B(\varepsilon - H_{\text{exc}})]^2 - \Delta_0^2\}^{1/2}}, \quad (16)$$

$$\text{где } \tilde{\gamma}_B = \frac{\gamma_B \beta^2}{\pi T_c}.$$

Из (16) следует, что на поверхности Ферми ($\varepsilon = 0$)

$$N_{F\uparrow}(0, H_{\text{exc}}) = \text{Re} \frac{H_{\text{exc}} \gamma_B}{\pi T_c [(\gamma_B H_{\text{exc}} / \pi T_c)^2 - 1]^{1/2}},$$

т.е. при $H_{\text{exc}} / \pi T_c = 1 / \gamma_B$, особенность плотности состояний куперовских пар в F -слое попадает на уровень Ферми. Перекрытие особенностей $\sim \varepsilon^{1/2}$ в плотностях состояний берегов (для противоположных спиновых зон) приведет к усилению амплитуды критического тока перехода.

4. Несимметричные $(SF)_L I(FS)_R$ -контакты

Поведение критического тока несимметричных $(SF)_L I(FS)_R$ -контактов с сильным ферромагнетизмом на одном из берегов обладает некоторыми интересными особенностями, не обсуждавшимися ранее. К их обсуждению мы и перейдем. Используя выражения (7)–(10), исследуем зависимость стационарных свойств несимметричного $(SF)_L I(FS)_R$ туннельного перехода от параметров бислоя (эффекта близости, степени прозрачности SF -границы, величины обменного поля ферромагнитного металла) и относительной ориентации намагниченностей берегов. В общем случае выражение для критического тока I_c контакта $(SF)_L I(FS)_R$ можно представить в виде [11]

$$\begin{aligned} & (eR_N / 2\pi T_c) I_c = j_c = (T / T_c) \times \\ & \times \text{Re} \sum_{\omega > 0} G_{FL}(\omega) \Phi_{FL}(\omega) G_{FR}(\omega) \Phi_{FR}(\omega) / \tilde{\omega}_L \tilde{\omega}_R = \\ & = \text{Re} \sum_{\omega > 0} G_{SL}(\omega) \Phi_{SL}(\omega) G_{SR}(\omega) \Phi_{SR}(\omega) / \omega^2 \times \\ & \times [1 + 2\tilde{\omega}_L G_{SL}(\omega) (\gamma_B \pi T_c) + \tilde{\omega}_L^2 (\gamma_B \pi T_c)^2]^{-1/2} \times \\ & \times [1 + 2\tilde{\omega}_R G_{SR}(\omega) (\gamma_B \pi T_c) + \tilde{\omega}_R^2 (\gamma_B \pi T_c)^2]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (17)$$

Приведем вначале аналитические результаты для перехода с $H_{\text{exc}L} \gg \pi T_c$ при сильном эффекте близости ($\gamma_M \gg 1$) и полной прозрачности ($\gamma_B = 0$) обеих SF -границ.

Параллельная ориентация обменных полей

Как уже отмечалось, благодаря объединению магнитных и сверхпроводящих свойств S - и F -слоев, кроме фазы волновой функции пространственно-однородного сверхпроводника, у сверхпроводящих волновых функций на берегах контакта появляется дополнительная фаза, зависящая от величины обменного поля. Используя (9), для аномальной функ-

ции Грина получаем (так как величина $\Phi_S \sim 1 / \gamma_M$ и мала, считаем $G_S \approx 1$)

$$F_{SL}(\omega, H_{\text{exc}L}) \approx B_M \frac{\exp(i\pi/2)}{\omega H_{\text{exc}L}}, \quad (18)$$

т.е., как уже отмечалось, волновая функция бислоя с сильным обменным полем приобретает фазу $\phi_L = \pi/2$. Если обменное поле на обоих берегах достаточно велико, $H_{\text{exc}L(R)} \gg \pi T_c$, то $F_{SL} F_{SR} = B_M^2 \exp(i\pi) / (\omega^2 H_{\text{exc}L} H_{\text{exc}R})$ и амплитуда критического тока мала:

$$j_c^p \sim - \frac{B_M^2}{H_{\text{exc}L} H_{\text{exc}R}} \sum_{\omega > 0} \omega^{-2}. \quad (19)$$

При конечном значении поля на правом берегу, $H_{\text{exc}R} > 0$, суммарное изменение фазы $\phi_L + \phi_R$ за счёт эффекта близости равно $\arctg(H_{\text{exc}R} / \omega) + \pi/2$, а выражение для амплитуды критического тока становится конечным:

$$j_c^p \sim - \frac{B_M^2 H_{\text{exc}R}}{H_{\text{exc}L}} \sum_{\omega > 0} \omega^{-2} (\omega^2 + H_{\text{exc}R}^2)^{-1}. \quad (20)$$

Антипараллельная ориентация обменных полей

Рассмотрим изменения фаз сверхпроводящих волновых функций при антипараллельной ориентации намагниченностей на берегах контакта. Пусть для определенности $\tilde{\omega}_{L,R} = \omega \mp iH_{\text{exc}L,R}$ (знак « \leftarrow » соответствует левому берегу, а « \rightarrow » — правому). Для аномальных функций Грина имеем

$$F_{SL,R}(\omega, H_{\text{exc}L,R}) = B_M \frac{\exp[\pm i \arctg(H_{\text{exc}L,R} / \omega)]}{\omega (\omega^2 + H_{\text{exc}L,R}^2)^{1/2}}. \quad (21)$$

Если на обоих берегах контакта обменное поле сильное, $H_{\text{exc}L} \gg \pi T_c$ и $H_{\text{exc}R} \gg \pi T_c$, то изменение фазы парной амплитуды благодаря близости с ферромагнетиком на правом берегу равно $\pi/2$, а на левом $-\pi/2$; суммарное изменение фазы равно нулю. Асимптотическое значение амплитуды критического тока такого контакта отличается от (19) только знаком.

В общем случае, когда $H_{\text{exc}L} \gg \pi T_c$, а $H_{\text{exc}R} > 0$, суммарное изменение фазы $\phi_L + \phi_R$ за счёт эффекта близости равно $\pi/2 - \arctg(H_{\text{exc}R} / \omega)$ и с ростом $H_{\text{exc}R}$ перехода контакта в π -состояние не будет. Асимптотическое значение амплитуды критического тока такого контакта отличается от выражения (20) только знаком. При фиксированном сильном обменном поле на левом берегу контакта существует интервал значений величины обменного поля на правом

берегу, в котором наблюдается увеличение амплитуды критического тока с ростом H_{excR} .

SFINS- $\pi/2$ -контакты

Любопытными свойствами обладают *SFINS*-контакты с сильным ферромагнетизмом *F*-слоя. Повторяя рассуждения, приведенные выше, получаем, что если $H_{excL} \gg \pi T_c$, а $H_{excR} \rightarrow 0$, то суммарное изменение фазы благодаря эффекту близости равно $\pi/2$ ($\pi/2$ -контакт). Амплитуда критического тока при этом стремится к значению

$$j_c^p \sim \frac{B_M^2}{H_{excR}} \operatorname{Re} \sum \frac{1}{\omega^3} \exp(i\pi/2) = 0.$$

Таким образом, *SFINS*-контакты с сильным ферромагнетизмом *F*-слоя находятся в основном состоянии с разностью фаз ($\pm \pi/2$) на его берегах. Подчеркнем, что данный механизм реализации $\pi/2$ -состояния туннельного перехода существенно отличается от ранее обсуждавшегося для *SFS*-контактов с толстым *F*-слоем [27], где возможность перехода в $\pi/2$ -состояние обусловлена флуктуациями критического тока в плоскости *SFS*-контакта.

Численный анализ

Проиллюстрируем аналитические результаты, полученные для предельных значений параметров, более общим численным рассмотрением. Используя (17) и аналитические решения уравнений Узаделя (7) и (9), можно вычислить амплитуду критического тока контактов $(SF)_L I(FS)_R$, в которых параметры *SF*-бислоев отличаются. Ранее [11] нами рассмотрены несимметричные $(SF)_L I(FS)_R$ -контакты, в которых параметры *S*- и *F*-металлов одинаковые, а *SF*-границы отличаются по прозрачности и сопротивлению, т.е. правый и левый электроды имеют различные γ_M и γ_B . Обсудим обратную ситуацию, когда параметры берегов γ_M и γ_B одинаковы, а величины обменных полей, H_{excR} и H_{excL} , различны.

На рис. 1,а приведены результаты численного расчета амплитуды критического тока несимметричного контакта $(SF)_L I(FS)_R$ для случая слабого эффекта близости и конечной прозрачности *SF*-границы ($\gamma_M = 0,1, \gamma_B = 0$). Видно, что при фиксированной величине H_{excL} и антипараллельной ориентации намагниченностей (штриховые линии) берегов контакта в некотором интервале $H_{excR} > 0$ с ростом H_{excR} происходит усиление тока. При параллельной ориентации намагниченностей (сплошные линии на рисунке) в определенном интервале значений H_{excR} происходит переход контакта в состояние с π -фазной сверхпроводимостью. Для случая сильного эффекта близости поведение амплитуд крити-

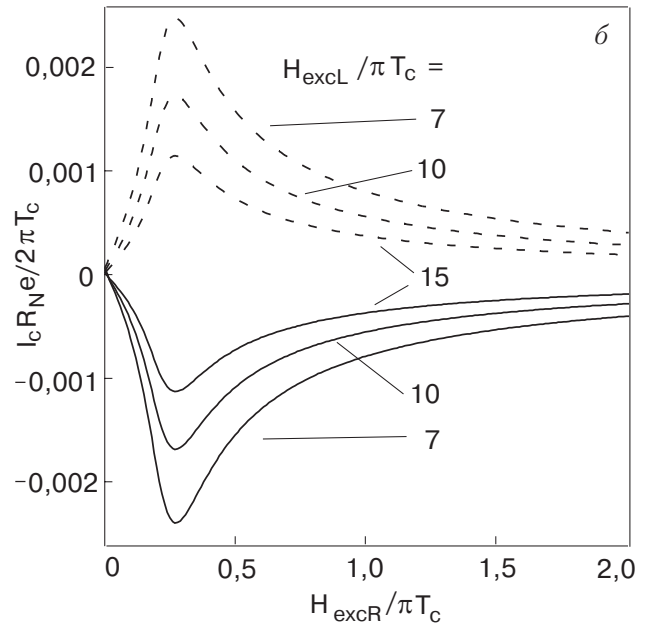
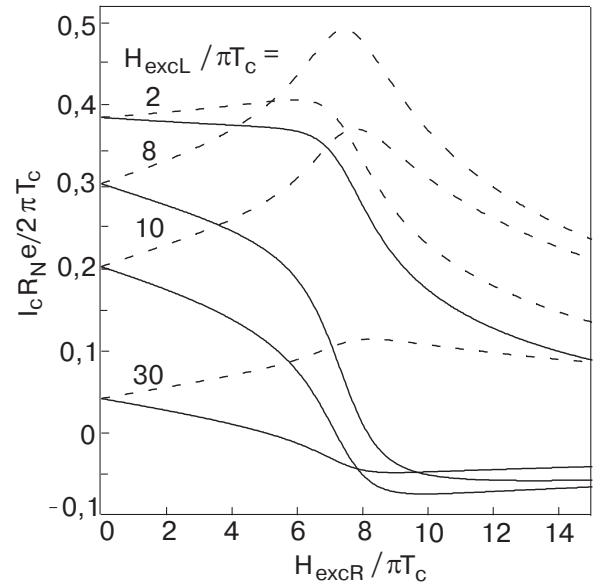


Рис. 1. Зависимость амплитуды критического тока несимметричного контакта $(SF)_L I(FS)_R$ от энергии обменного поля правого берега при $T \ll T_c, \gamma_{BL} = \gamma_{BR} = 0$ и заданных значениях обменного взаимодействия на левом берегу $H_{excL}/\pi T_c$: а — $\gamma_{ML} = \gamma_{MR} = 0,1$; б — $\gamma_{ML} = \gamma_{MR} = 10$. Здесь и на рис. 2–4 сплошные линии — параллельная, а штриховые линии — антипараллельная ориентация намагниченностей берегов контакта относительно друг друга.

ческого тока в контактах $(SF)_L I(FS)_R$ аналогично. Различие состоит в том, что при той же величине H_{excL} для параллельной ориентации намагниченностей переход контакта в π -состояние происходит при меньшем значении H_{excR} , а в случае антипараллельной ориентации интервал H_{excR} , в котором происходит усиление критического тока, уже, чем для случая слабого эффекта близости.

В геометрии с антипараллельной ориентацией намагниченностей на берегах контакта обращает на себя внимание немонотонное поведение амплитуды критического тока в максимуме с изменением величин обменных полей. Так, при $H_{excL} = 2\pi T_c$ (см. рис. 1,а) максимум амплитуды критического тока наблюдается при $H_{excR} \approx 6,5\pi T_c$ и его значение в приведенных единицах равно $j_c = 0,4$. Если же $H_{excL} = 8\pi T_c$, то положение максимума амплитуды тока наблюдается при $H_{excR} = 7,5\pi T_c$ и значительно превышает предыдущее: $j_c = 0,5$. Анализ численных результатов показал, что наибольших значений максимум амплитуды критического тока достигает в симметричных SFIFS-контактах.

Поведение амплитуды критического тока в контактах с сильным обменным полем на одном из берегов, ($H_{excL} \gg \pi T_c, H_{excR}$) иллюстрирует рис. 1,б, на котором представлены результаты для случая $\gamma_M = 10$ и $\gamma_B = 0$ и фиксированных (больших) H_{excL} . Видно, что для таких контактов величина $j_c(H_{excL}, H_{excR} = 0) \rightarrow 0$ ($\pi/2$ -контакты). При антипараллельной ориентации намагниченностей берегов контакта (штриховые линии) в интервале полей $0 < H_{excR} < 0,3\pi T_c$ происходит существенное усиление критического тока. С ростом H_{excL} значение амплитуды критического тока в максимуме уменьшается, а интервал значений H_{excR} , в котором происходит усиление тока, сужается. В геометрии с параллельной ориентацией намагниченностей берегов (сплошные линии на рис. 1,б) уже при малых значениях H_{excR} происходит инверсия знака тока. Нельзя не отметить зеркальную симметрию в зависимости амплитуды сверхтока контакта $j_c(H_{excL} \gg \pi T_c, H_{excR})$ от геометрии опыта. Следовательно, изменив направление намагниченности на одном из берегов контакта, можно изменить знак туннельного тока, оставив его практически неизменным по абсолютной величине. Такие контакты представляют несомненный интерес как с точки зрения экспериментального обнаружения и исследования рассматриваемых явлений, так и для практических приложений. Строго говоря, указанное свойство контактов достигается еще и подбором значений параметров границ γ_M и γ_B . По-видимому, это потребует дополнительных экспериментальных усилий. В общем случае зависимости $j_c(H_{excL} \gg \pi T_c, H_{excR})$ несимметричны относительно оси абсцисс.

5. Температурная зависимость критического тока

Температурную зависимость критического тока обсудим на примере симметричных SFIFS-контактов. На рис. 2 представлены результаты численного расчета зависимости амплитуды критического тока от величины обменного поля при различных темпе-

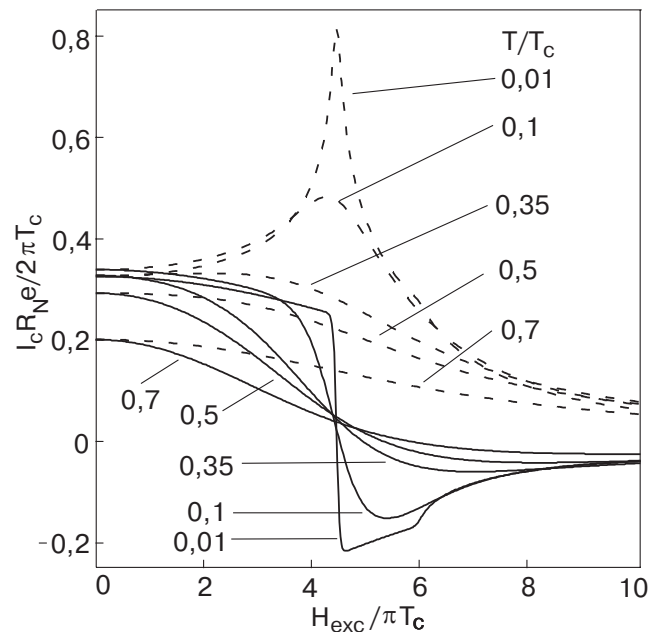


Рис. 2. Зависимость критического тока симметричного SFIFS-контакта с $\gamma_{ML} = \gamma_{MR} = 0,1$ и $\gamma_{BL} = \gamma_{BR} = 0,1$ от энергии обмена при различных значениях температуры T/T_c .

ратурах. Видно, что при антипараллельной ориентации намагниченностей (штриховые линии) наблюдается усиление критического тока с ростом обменного поля с ярко выраженной особенностью при $T \rightarrow 0$, которая сглаживается с ростом температуры. То есть существенного усиления критического тока следует ожидать при достаточно низких температурах [14]. Интервал значений обменных полей, в котором это усиление существует, сужается с ростом температуры. При $T > 0,5 T_c$ усиление критического тока исчезает.

Переход в состояние со спонтанным π -сдвигом фаз сверхпроводящих волновых функций на берегах контакта более устойчив к изменению температуры. π -состояние возможно практически во всем диапазоне температур, в котором существует сверхпроводящее состояние.

В случае сильного эффекта близости ($\gamma_M \gg 1$) усиление исчезает при еще меньших температурах, $T > 0,15 T_c$, а точка перехода контакта в π -состояние оказывается менее чувствительной к температуре, чем при слабом эффекте близости.

6. Угловая зависимость критического тока

Рассмотрим на примере SFIFS-контакта зависимость амплитуды критического тока от угла между направлениями намагниченностей его берегов. (Магнитные моменты в слоях направлены параллельно плоскости контакта, но разориентированы

относительно друг друга на угол θ .) Используя известные соотношения квантовой механики (см., например, [28]), амплитуду критического тока контакта, на берегах которого намагниченности ориентированы под углом θ , можно представить в виде

$$j_c(\theta) = j_c^p \cos^2(\theta/2) + j_c^a \sin^2(\theta/2), \quad (22)$$

где j_c^p и j_c^a — амплитуды критического тока для параллельной и антипараллельной геометрий соответственно.

Рисунок 3 иллюстрирует результаты численного расчета по формуле (22) зависимости $j_c(\theta)$ в случае слабого эффекта близости ($\gamma_M = 0,1$) и конечной прозрачности ($\gamma_B = 0,1$) границ. Амплитуды токов j_c^p и j_c^a вычислены с помощью соотношения (17). Видно, что явления усиления и инверсии критического тока достаточно чувствительны к неколлинеарности магнитных моментов F -слоев. Для контактов с сильным эффектом близости получены аналогичные результаты.

Таким образом, изменяя относительную ориентацию намагниченностей ферромагнитных слоев $(SF)_L I (FS)_R$ -перехода, можно перейти от усиления джозефсоновского тока к инверсии тока и π -фазной сверхпроводимости контакта.

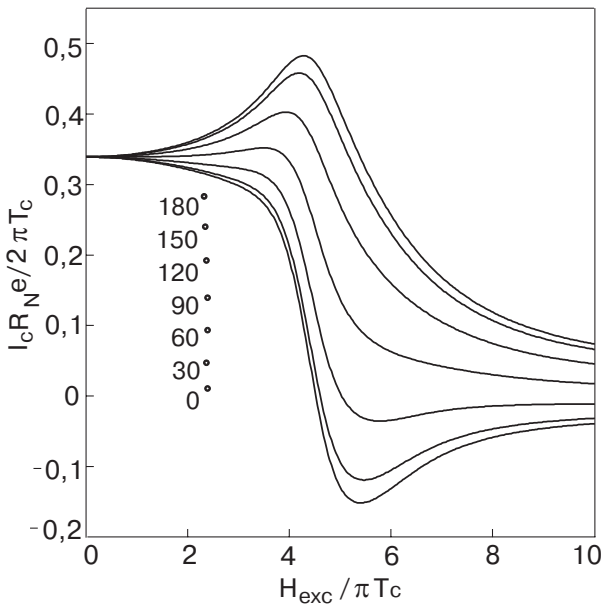


Рис. 3. Угловая зависимость критического тока симметричного $SFIFS$ -контакта от энергии обмена для различных значений угла между магнитными моментами ферромагнитных слоев. $\gamma_{ML} = \gamma_{MR} = 0,1$ и $\gamma_{BL} = \gamma_{BR} = 0,1$, $T \ll T_c$.

Заключение

В рамках микроскопической теории эффекта близости для магнитного и сверхпроводящего металлов исследовано основное состояние и критический ток несимметричных контактов $(SF)_L I (FS)_R$. Основное внимание уделено $SFIFS$ -системам с сильным ферромагнетизмом одного из берегов и физике явлений инверсии и усиления критического тока. Показано, что $SFINS$ -переходы с сильным магнетизмом F -слоя находятся в состоянии с $\pi/2$ разностью фаз на его берегах. Изучена зависимость стационарного эффекта Джозефсона в $SFIFS$ -контактах от угла между магнитными моментами его берегов и температуры. Показано, что в несимметричных $(SF)_L I (FS)_R$ -контактах, изменяя направление намагниченности на одном из берегов, можно изменить знак туннельного тока, сохраняя практически неизменной его абсолютную величину.

Авторы выражают благодарность М.А. Белоголовскому за полезное обсуждение работы.

1. E.L. Wolf, *Principles of Electron Tunneling Spectroscopy*, Oxford University Press Inc. (1985).
2. V.N. Krivoruchko and E.A. Koshina, *Phys. Rev.* **B66**, 014521 (2002).
3. Ю.А. Изюмов, Ю.А. Прошин, М.Г. Хусаинов, *УФН* **172**, 113 (2002).
4. А.И. Буздин, Л.Н. Булаевский, С.В. Панюков, *Письма ЖЭТФ* **35**, 147 (1982).
5. А.И. Буздин, М.Ю. Куприянов, *Письма ЖЭТФ* **53**, 308 (1991).
6. V.V. Ryazanov, V.A. Obozov, A.Yu. Rusanov, A.V. Veretennikov, A.A. Golubov, and J. Aarts, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2427 (2001).
7. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesuer, and X. Grison, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 304 (2001).
8. V.V. Ryazanov, V.A. Obozov, A.V. Veretennikov, and A.Yu. Rusanov, *Phys. Rev.* **B65**, 020501 (R) (2002).
9. Y. Blum, A. Tsukernik, M. Karpovskii, and A. Palevski, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 187004 (2002).
10. Е.А. Кошина, В.Н. Криворучко, *Письма ЖЭТФ* **71**, 182 (2000).
11. Е.А. Кошина and V.N. Krivoruchko, *Phys. Rev.* **B63**, 224515 (2001).
12. F.S. Bergeret, A.F. Volkov, and K.E. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3140 (2001).
13. V.N. Krivoruchko and E.A. Koshina, *Phys. Rev.* **B64**, 172511 (2001).
14. A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov, and Ya.V. Fominov, *Письма ЖЭТФ* **75**, 223 (2002).
15. V.N. Krivoruchko and R.V. Petryuk, *Phys. Rev.* **B66**, 134520 (2002).
16. Е.А. Кошина, В.Н. Криворучко, *ФНТ* **26**, 157 (2000).
17. A.A. Golubov and M.Yu. Kupriyanov, *J. Low Temp. Phys.* **70**, 83 (1988).

18. М.Ю. Куприянов, В.Ф. Лукичев, *ФНТ* **8**, 1045 (1982).
19. Л.Н. Булаевский, В.В. Кузий, А.А. Собянин, *Письма ЖЭТФ* **25**, 314 (1977).
20. A.V. Andreev, A.I. Buzdin, and R.M. Osgood, *Phys. Rev.* **B43**, 10124 (1991).
21. M. Siegrist and T.M. Rice, *J. Phys. Soc. Jpn.* **61**, 4283 (1992).
22. A.F. Volkov, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4730 (1995).
23. J.J.A. Baselmans, A.F. Morpurgo, B.J. van Wees, and T.M. Klapwijk, *Nature (London)* **397**, 43 (1999).
24. J.J.A. Baselmans, T.T. Heikkila, B.J. van Wees, and T.M. Klapwijk, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 207002 (2002).
25. E.A. Demler, G.B. Arnold, and M.R. Beasley, *Phys. Rev.* **B55**, 15174 (1997).
26. А.А. Голубов, М.Ю. Куприянов, *ЖЭТФ* **96**, 1420 (1989).
27. A. Zyuzin and B. Spivak, *Phys. Rev.* **B61**, 5902 (2000).
28. Л.Д. Ландау, И.М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, Наука, Москва (1974).

Critical current of nonsymmetrical SFIFS tunnel structures

E.A. Koshina and V.N. Krivoruchko

Using the microscopic of theory proximity effect, the physical mechanism of critical current inversion (π -state of a junction) and enhancement in SFIFS tunnel junctions (S is a superconductor, F is a ferromagnetic metal, and I is an insulator) is discussed. The ground state and the critical current of nonsymmetrical $(SF)_L(I)_{FS}_R$ junctions with a strong ferromagnetic field on one of its banks are investigated. It is found that the SFINS junctions with a strong magnetism of the F layer are in the ground state with a $\pm\pi/2$ superconducting phase difference on the banks (N is a normal nonmagnetic metal). The dependence of dc Josephson effect in SFIFS junctions on the angle of F layer magnetization relative orientation as well as on temperature is an investigated.