

PACS numbers: 74.25.Sv, 74.45.+c, 74.50.+r, 74.70.Ad, 74.78.Fk, 75.70.Cn, 85.25.Cp

Влияние магнитного поля на сверхток в джозефсоновском $\pi/2$ -контакте: учёт спинового расщепления

Е. А. Кошина, В. Н. Криворучко

*Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
ул. Р. Люксембург, 72,
83114 Донецк, Украина*

Рассмотрено поведение сверхтока туннельного S/FIN/S-контакта с разностью фаз сверхпроводящих волновых функций на берегах, близкой к $\pi/2$, во внешнем магнитном поле. Контакт образован близостными бислоями сверхпроводника (S) с ферромагнетиком (F) и нормальным немагнитным металлом (N), которые разделены тонким слоем изолятора (I). На основе микроскопической теории эффекта близости проанализирована зависимость туннельного тока контакта от внешнего магнитного поля, обменного поля ферромагнетика и параметров бислоев. Показано, что учёт суммарного спинового расщепления существенно модифицирует фраунгоферову кривую зависимости туннельного тока от внешнего магнитного поля. Продемонстрировано, что в $\pi/2$ -контактах S/FIN/S внешнее магнитное поле индуцирует дополнительный сдвиг фаз сверхпроводящих берегов и, в зависимости от взаимной ориентации внешнего поля и обменного поля, переводит контакт в π - или в 0-состояние (параллельная/антипараллельная ориентация полей соответственно). При этом в обоих случаях наблюдается существенное усиление тока. Такие гибридные $\pi/2$ -структуры S/FIN/S могут быть использованы в качестве сенсоров внешнего магнитного поля.

Розглянуто поведінку надструму тунельного S/FIN/S-контакту з різницею фаз надпровідних хвильових функцій на берегах, близькою до $\pi/2$, у зовнішньому магнетному полі. Контакт утворено близькісними бішарами надпровідника з феромагнетиком (F) і нормальним немагнетним металом (N), які розділені тонким шаром ізолятора (I). На основі мікроскопічної теорії ефекту близькості проаналізовано залежність тунельного струму контакту від зовнішнього магнетного поля, обмінного поля феромагнетика та параметрів бішарів. Показано, що врахування сумарного спинового розщеплення істотно модифікує Фравнгоферову криву залежності тунельного струму від зовнішнього магнетного поля. Продемонстровано, що в $\pi/2$ -контактах S/FIN/S зовнішнє магнетне поле індукує додатковий зсув фаз надпровідних берегів і, залежно від взаємної орієнтації зовнішнього

поля та обмінного поля, переводить контакт у π - або в 0-стан (паралельна/антипаралельна орієнтація полів відповідно). При цьому в обох випадках спостерігається істотне підсилення струму. Такі гібридні $\pi/2$ -структури S/FIN/S можуть бути використані як сенсори зовнішнього магнетного поля.

Supercurrent behaviour in an external magnetic field of the S/FIN/S tunnel contact with the phase difference of the superconducting wave functions on the banks close to $\pi/2$ is studied. The junction is formed by proximity bilayers of a superconductor (S) with a thin ferromagnetic (F) and normal non-magnetic (N) metal separated by an insulator (I). Dependence of the junction tunnel current on the external magnetic field, the ferromagnetic exchange field and the bilayers parameters is analysed within the microscopic theory of proximity effect. As shown, the total spin splitting allowance strongly modifies Fraunhofer patterns of the tunnel current dependence on magnetic field. As demonstrated, in the S/FIN/S $\pi/2$ -tunnel contacts, the external field induces an additional phase shift of the superconducting banks and, depending on the mutual orientation of the external and the exchange fields, it switches the contact into a π -state or into a 0-state (for the parallel/antiparallel alignment, respectively). In both cases, a strong enhancement of the current magnitude is obtained. Such $\pi/2$ -hybrid S/FIN/S structures may be used as external magnetic field sensors.

Ключевые слова: сверхпроводник, джозефсоновский контакт, магнитное поле, спиновое расщепление.

(Получено 19 сентября 2012 г.)

1. ВВЕДЕНИЕ

Сверхпроводимость в системах со спиновым расщеплением является в настоящее время предметом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований [1–3]. Впервые спиновое расщепление исследовалось в очень тонкой сверхпроводящей плёнке в параллельном магнитном поле (см., например, [4–6]). В такой геометрии плотность квазичастичных состояний расщеплена по спину, а орбитальными эффектами можно пренебречь. Более сложным случаем является близостный бислой, состоящий из сверхпроводника (S) и ферромагнетика (F). Из-за разницы энергий сверхпроводящих электронов из разных спиновых подзон куперовская пара в F-слое обладает ненулевым импульсом (см. обзоры [1, 2]). В результате зависимость параметра порядка в F-слое от расстояния содержит узлы, в которых сверхпроводящая фаза меняется на π .

Эксперименты, проведённые на слабых SFS-связях [7–12] и туннельных SIF/S-контактах [13, 14], подтверждают существование так называемой π -фазовой сверхпроводимости (здесь I — изолятор, а F/S — близостный бислой). Данные туннельной спектроскопии

также свидетельствуют о сдвиге фазы параметра порядка на π и для случая, когда сверхпроводящие корреляции сосуществуют с ферромагнетизмом [15]. Для джозефсоновских туннельных S/FIF/S-контактов с тонкими F-слоями было предсказано [16–20], что при параллельной ориентации намагниченностей на берегах можно перевести контакт в π -состояние с инверсией тока, а при антипараллельной ориентации — усилить ток, оставляя контакт в 0-состоянии. Усиление сверхтока недавно наблюдалось в S/FNF/S-контактах с антипараллельной ориентацией внутренних магнитных полей ферромагнетиков [21] (здесь N — нормальный немагнитный металл). Для туннельных S/MIS- и S/IM/S-контактов в параллельном магнитном поле также было предсказано усиление джозефсоновского тока (здесь M — парамагнитный металл, S/M — близостный бислой) [22, 23].

Другим интересным эффектом является так называемый «обратный эффект близости», который состоит в том, что влияние обменного поля ферромагнетика на куперовские пары распространяется в сверхпроводнике на расстояние порядка сверхпроводящей длины корреляции ξ_s . Проявлениями этого эффекта являются: дополнительное подавление сверхпроводящего параметра порядка вблизи SF-границы, спиновое расщепление плотности квазичастичных состояний S-слоя вблизи SF-границы; появление локальных уровней внутри энергетической щели, локальный магнитный момент, который наводится в сверхпроводнике на расстояниях порядка ξ_s , «дополнительный скачок» фазы сверхпроводящей волновой функции на SF-границе, и др. (см. [16, 17, 24, 25]). Отметим, что в определённых условиях скачок сверхпроводящей фазы может достигать значений $\pm \pi/2$.

Активно исследовалось и поведение джозефсоновских туннельных структур с F-слоями во внешнем магнитном поле. Хорошо известно, что туннельный ток I традиционных джозефсоновских структур подавляется внешним полем H , приложенным в плоскости контакта. Для случая, когда поперечные размеры контакта меньше, чем джозефсоновская глубина проникновения λ_j , кривая $I(H)$ имеет вид фраунгоферовой зависимости [26, 27]. Однако в ряде работ [28–32] показано, что при определённых условиях зависимость $I(H)$ может существенно отличаться от фраунгоферовой. Так, эксперименты продемонстрировали, что в контактах SFS [28] и SIF/S [29–31], в которых F-слой состоит из двух частей с толщинами d_{F1} и d_{F2} , такими, что одна часть контакта отвечает « π -контакту», а другая — «0-контакту», зависимость $I(H)$ существенно модифицируется. Для случая, когда SIF/S-контакт состоит из двух частей с различными прозрачностями SF-границ, теоретические вычисления предсказывают необычную Фраунгоферову зависимость тока от внешнего поля [32].

В цитированных выше работах учитывалось спиновое расщепление в F-слоях благодаря внутреннему обменному полю, но не учи-

тывалось спиновое расщепление во внешнем магнитном поле, что, вообще говоря, противоречит результатам [4–6]. В работе [33] проанализирована зависимость андреевского тока в гибридных SFN-структурах от величины магнитного поля H_{tot} , вызывающего спиновое расщепление в FN-слое. Под полем H_{tot} понималось суммарное внутреннее обменное H_e и/или внешнее магнитное поле H . Рассматривался случай слабых полей, $H_{\text{tot}} \sim \Delta$, когда спиновое расщепление под действием внешнего магнитного поля сопоставимо с параметром порядка Δ , индуцированным в N(F)-металле благодаря близости с S-слоем. Было показано, что корректное описание свойств системы требует учёта спинового расщепления, как во внутреннем обменном поле, так и во внешнем магнитном поле.

В настоящей работе рассмотрено поведение сверхтока туннельного S/FIN/S-контакта с разностью фаз сверхпроводящих волновых функций на берегах, близкой к $\pi/2$ ($\pi/2$ -контакт), который помещён в параллельное магнитное поле. На основе микроскопической теории эффекта близости проанализирована зависимость туннельного тока от внешнего магнитного поля, обменного поля ферромагнетика и параметров бислоёв. Показано, что учёт спинового расщепления в поле $H_{\text{tot}} = H + H_e$, существенно модифицирует фраунгоферову зависимость $I(H)$.

2. МОДЕЛЬ КОНТАКТА

На рисунке 1 схематически показана структура исследуемого S/FIN/S-контакта. Мы полагаем, что один (L) электрод образован близостным S/F-бислоем, а другой (R) электрод — близостным S/N-бислоем. Пусть толщина сверхпроводящих электродов d_S существенно больше лондоновской глубины проникновения поля и сверхпроводящей дли-

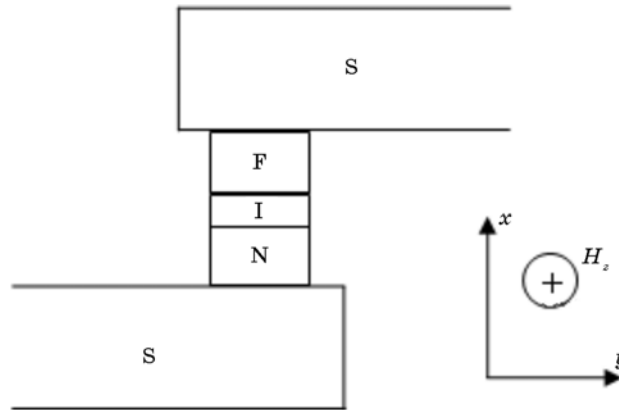


Рис. 1. S/FIN/S-контакт в параллельном магнитном поле.

ны когерентности, а прозрачность изолирующего слоя мала, так что можно пренебречь действием туннельного тока на сверхпроводящее состояние электродов; при этом SF- и SN-границы могут иметь произвольную прозрачность, которая больше, чем прозрачность барьера туннельного перехода. Предполагается, что намагниченность F-слоя однородна, и на SF-границе отсутствует триплетное спаривание (см. [34]). Мы также полагаем, что намагниченность F-слоя параллельна границе, и спонтанный магнитный поток не проникает в S-слой.

Рассмотрим «грязный» предел для всех металлов, т.е. $\xi_{S,F,N} \gg l_{S,F,N}$, где ξ_S , ξ_F и ξ_N — эффективные длины когерентности, $l_{S,F,N}$ — длины свободного пробега S-, F- и N-металлов соответственно. В «грязном» пределе, $\xi_S = (D_S / 2\pi T_C)^{1/2}$, $\xi_F = (D_F / 2H_c)^{1/2}$, $\xi_N = (D_N / 2\pi T_C)^{1/2}$, где $D_{S,F,N}$ — коэффициенты диффузии S-, F- и N-металлов соответственно, T_C — критическая температура сверхпроводящего перехода S-металла (используем систему единиц, в которой $\hbar = k_B = 1$). Ограничимся случаем, когда спин-орбитальное рассеяние отсутствует, и подзоны со спином «вверх» и «вниз» не смешиваются (влияние спин-орбитального рассеяния на транспортные свойства туннельных структур на основе близостных S/F-бислоёв обсуждается в [35, 36]). Кроме того, предположим, что характеристики SF-границы не зависят от ориентации спина электрона относительно направления намагниченности F-слоя.

Рассмотрим случай, когда контакт помещён во внешнее магнитное поле, параллельное плоскости контакта (рис. 1). Пусть поперечный размер контакта, W , намного меньше, чем джозефсоновская глубина проникновения λ_J , $W \ll \lambda_J$ («малый» контакт [26]). Тогда все величины зависят только от координаты x вдоль нормали к поверхности раздела контакта, а магнитным полем, возникающим в результате протекания сверхтока, можно пренебречь. Будем полагать, что внешнее магнитное поле однородно проникает в F- и N-слои. Также мы будем пренебрегать действием магнитного поля на электронные орбиты по сравнению с его действием на электронные спины. Эти предположения верны для плёнок с толщиной, меньшей, чем сверхпроводящие длины когерентности металлов: $d_{F(N)} \ll \xi_{F(N)}$. Здесь d_F и d_N — толщины F- и N-слоёв.

Зависимость туннельного тока контакта от внешнего магнитного поля, $I_C(H)$, описывается хорошо известным выражением для максимальной величины плотности тока [26]:

$$I_C(H) = j_C(H, H_e) \left| \frac{\sin(\pi\Phi / \Phi_0)}{\pi\Phi / \Phi_0} \right|, \quad (1)$$

где $\Phi = HWd$, $d = d_F + d_N + \lambda_L + \lambda_R + t$, t — толщина изолятора, $\lambda_{L(R)}$ — лондоновская глубина проникновения сверхпроводника для L(R) электрода, соответственно, $j_C(H, H_e)$ — плотность критического тока контакта, Φ_0 — квант потока. Как было сказано выше, в F- и N-металлах мы будем

учитывать спиновое расщепление под действием суммарного магнитного поля. Этот факт обуславливает зависимость критического тока $j_c(H, H_e)$ от обменного (H_e) и внешнего (H) полей. Таким образом, в рассматриваемой модели мы полагаем, что благодаря проникновению внешнего магнитного поля в область слабой связи, FIN, критический ток контакта зависит от величины суммарного магнитного поля.

3. СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ S/F- И S/N-БИСЛОЁВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Как известно, сверхпроводящие свойства «грязных» металлов описываются системой квазиклассических уравнений Узаделя [37, 38]. Следуя [39], вводим модифицированные функции Узаделя Φ . Благодаря малой толщине нормальных металлов (F и N), задача для S/F(S/N)-бислоя может быть сведена к краевой задаче для S-слоя и уравнению, определяющему модифицированные функции Узаделя Φ в несверхпроводящем слое (F или N) (см., например, [16, 39, 40, 41]). Степень взаимовлияния S- и F(N)-слоёв зависит от параметров γ_M и γ_B , которые входят в граничные условия на SF(SN)-границе. Параметр γ_M играет роль эффективного параметра разрушения куперовских пар вблизи SF(SN)-границы. Случай $\gamma_M \gg 1$ соответствует высокой плотности квазичастиц в F(N) металле по сравнению с их плотностью в S-металле вблизи SF(SN)-границы. Диффузия квазичастиц в сверхпроводник приводит к сильному подавлению параметра порядка в S-слое на расстоянии порядка ξ_S от SF(SN)-границы. Для противоположного случая $\gamma_M \ll 1$ влияние F(N) металла на сверхпроводник мало. Параметр γ_B характеризует электрические свойства (прозрачность) SF(SN)-границы. Случай $\gamma_B \ll 1$ соответствует малому сопротивлению на границе, т.е. S- и F(N)-металлы находятся в хорошем электрическом контакте, а $\gamma_B \gg 1$ соответствует низкой прозрачности SF(SN)-контакта. Величина обменного спинового расщепления квазичастиц в ферромагнетике описывается параметром H_e .

В общем случае, задача требует самосогласованного численного решения уравнений Узаделя. Однако для ряда частных случаев удаётся получить решения и в аналитическом виде (см. [16, 18, 40]). Именно этими решениями мы и воспользуемся. Так, при слабом эффекте близости ($\gamma_M \ll 1$) и произвольной прозрачности границы, достаточно реалистичный с точки зрения эксперимента случай, для функции Φ_{SF} , описывающей сверхпроводимость в S-слое вблизи S/F-бислоя, получаем аналитическое решение:

$$\Phi_{SF}(\omega, x = 0) = \Delta_S \left(1 - \frac{\gamma_M \beta \omega_F}{\gamma_M \beta \omega_F + \omega A_F} \right), \quad (2)$$

где Δ_S — сверхпроводящий параметр порядка однородного сверхпроводника, $\omega_F = \omega + i\sigma(H_e + H)$, $\omega = \pi T(2n + 1)$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — мацубаровские частоты, T — температура, $\sigma = \pm 1$ — знак спина, $\beta^2 = (\omega^2 + \Delta_S^2)^{1/2} / \pi T_C$, $A_F(\omega) = [1 + \gamma_B \omega_F (2\omega / \beta^2 + \gamma_B \omega_F) / (\pi T_C)^2]^{1/2}$. Соотношение (2) является обобщением выражения (14) работы [40] или выражения (10) работы [16] на случай $H \neq 0$. Знак внешнего магнитного поля зависит от взаимной ориентации внешнего поля и обменного поля ферромагнетика. Для определённости, будем полагать, что $H_e > 0$, а приложенное магнитное поле параллельно внутреннему обменному полю, если $H > 0$, и антипараллельно, если $H < 0$.

В случае сильного эффекта близости ($\gamma_M \gg 1$) и произвольной прозрачности γ_B получаем следующий результат (ср. с выражением (12) работы [40]):

$$\Phi_{SF}(\omega, x = 0) = B(T)(\pi T_C + \gamma_B \omega_F) / \gamma_M \omega_F. \quad (3)$$

Здесь $B(T) = 2T_C [1 - (T/T_C)^2] [7\zeta(3)]^{-1/2}$, $\zeta(3)$ — ζ -функция Римана.

Результаты для S/N-бислоя можно получить непосредственно из выражений (2) и (3) для S/F-бислоя. А именно, если влияние N-слоя на S-металл слабое ($\gamma_M \ll 1$) и прозрачность границы произвольна, функцию $\Phi_{SF}(\omega, x = 0)$ можно найти с помощью замен $\omega_F \rightarrow \omega_N = \omega + i\sigma H$, $A_F(\omega) \rightarrow A_N(\omega) = [1 + \gamma_B \omega_N (2\omega / \beta^2 + \gamma_B \omega_N) / (\pi T_C)^2]^{1/2}$ в выражении (2). Аналогично, при сильном эффекте близости ($\gamma_M \gg 1$) и произвольной прозрачности границы выражение для $\Phi_{SF}(\omega, x = 0)$ можно получить из (3) заменой $\omega_F \rightarrow \omega_N$.

4. КРИТИЧЕСКИЙ ТОК

Критический ток туннельного S/FIN/S-контакта можно представить в виде (см., например, [16]):

$$\begin{aligned} j_c(H, H_e) = (T / T_C) \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0, \sigma} G_{SF}(\omega) \Phi_{SF}(\omega) G_{SN}(\omega) \Phi_{SN} / \omega^2 \times \\ \times [1 + 2\omega_F G_{SF}(\gamma_B / \pi T_C) + \omega_F^2 (\gamma_B / \pi T_C)^2]^{-1/2} \times \\ \times [1 + 2\omega_N G_{SN}(\gamma_B / \pi T_C) + \omega_N^2 (\gamma_B / \pi T_C)^2]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Для простоты мы полагаем, что граничные параметры γ_M и γ_B одинаковы для SN- и SF-границ. Обобщение на случай разных граничных параметров для SN- и SF-границ будет представлено ниже.

4.1. Сильный эффект близости

Начнём с предельного случая сильного эффекта близости ($\gamma_M \gg 1$) и полной прозрачности ($\gamma_B = 0$). Чтобы выяснить физику происхожде-

ния зависимости критического тока от магнитного поля, рассмотрим контакт в отсутствие внешнего поля. Как следует из (3), выражение для модифицированной функции Узаделя $\Phi_{\text{SF}}(\omega)$ для этого случая можно представить в виде (см. [16]):

$$\Phi_{\text{SF}}(\omega, x = 0) = B(T)\pi T_C / \gamma_M \left(\frac{\omega - iH_e}{\omega^2 + H_e^2} \right). \quad (5)$$

Так как величина $\omega \sim \pi T_C$, при достаточно сильном ферромагнетизме (в пределе $H_e \gg \pi T_C$) функция $\Phi_{\text{SF}}(\omega)$ приобретает дополнительный сдвиг фазы, равный $\pm\pi/2$ по сравнению с $\Phi_{\text{SN}}(\omega)$. Следовательно, S/FIN/S-контакт с достаточно сильным магнетизмом F-слоя находится в основном состоянии с разностью фаз сверхпроводящих волновых функций на берегах, близкой к $\pi/2$. Заметим, что данный механизм реализации $\pi/2$ -контакта отличается от механизма, рассмотренного в [42] для SFS-структур с массивным F-слоем, где $\pi/2$ -состояние возникает благодаря флуктуациям тока в плоскости контакта.

В слабом магнитном поле, $H \ll H_e$, критический ток рассматриваемого контакта описывается выражением:

$$\begin{aligned} j_C(H, H_e) &= (T / T_C) \text{Re} \sum_{\omega>0, \sigma} G_{\text{SF}}(\omega) \Phi_{\text{SF}}(\omega) G_{\text{SN}}(\omega) \Phi_{\text{SN}} / \omega^2 = \\ &= (T / T_C) \text{Re} \sum_{\omega} \frac{\exp[\pm i(\pi/2) + \text{artg}(H/\omega)]}{(\omega^2(\omega^2 + H^2))^{1/2}(\omega^2 + H_e^2)^{1/2}} \end{aligned} \quad (6)$$

(здесь учтено, что $\gamma_M \gg 1$ и $H_e \gg \pi T_C$). Таким образом, при $H \rightarrow 0$ величина сверхтока может быть достаточно малой, т.е. обменное поле «блокирует» контакт. Во внешнем магнитном поле индуцируется дополнительная разность фаз, и, в зависимости от взаимной ориентации полей, внешнее поле переводит контакт либо в π -состояние (параллельная ориентация H_e и H), либо в 0-состояние (антипараллельная ориентация). В обоих случаях внешнее поле «разблокирует» контакт, и происходит существенное усиление амплитуды критического тока.

В общем случае произвольного соотношения амплитуд полей H_e и H , используя выражение (3) для функций Φ_{SF} и Φ_{SN} , для критического тока контакта имеем:

$$j_C(H, H_e) \approx 2(T / T_C) B_M^2(T) \sum_{\omega>0} \frac{\omega^2 - H(H_e + H)}{\omega^2([\omega^2 - H(H_e + H)]^2 + \omega^2(H_e + 2H)^2)}, \quad (7)$$

где $B_M(T) = B(T)\pi T_C / \gamma_M$ и нами предполагалось, что величина $\Phi_{\text{SF}}(\text{SN})$ мала, $\Phi_{\text{SF}}(\text{SN}) \sim \gamma_M^{-1} \ll 1$. Из (7) видно, что в случае параллельной ориентации полей, знак сверхтока S/FIN/S-контакта можно изменить, увеличивая внешнее магнитное поле. А именно, при достаточно большом приложенном поле, $H(H_e + H) \gg \omega^2 \sim (\pi T_C)^2$, туннельный ток изменяет знак по сравнению со случаем $H \rightarrow 0$. В част-

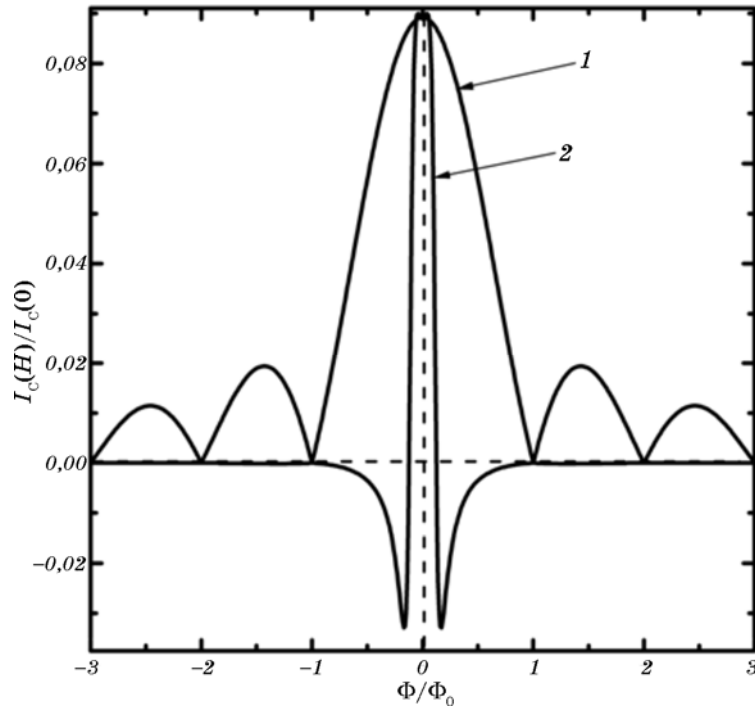


Рис. 2. Зависимость максимального джозефсоновского тока туннельного S/NIN/S-контакта от величины внешнего магнитного поля при полной прозрачности границ бислоев с $\gamma_B = 0$ и сильном эффекте близости с $\gamma_M = 10$. Кривая 1 — стандартная фраунгоферова кривая, кривая 2 получена с учётом спинового расщепления во внешнем магнитном поле в N-слое.

ности, из выражения (7) в пределе больших величин поля имеем:

$$j_c(H, H_e) \sim -B^2(T)(\pi T_C / \gamma_M)^2 \sum_{\omega>0} \frac{1}{\omega^2 H(H_e + H)} \sim \\ \sim -(T_C - T)^2 / (\gamma_M^2 H(H_e + H)^2),$$

т.е. происходит переход S/FIN/S-контакта в π -состояние. Можно также аналитически показать, что при антипараллельной ориентации внешнего и обменного полей приложенное магнитное поле усиливает сверхток.

На рисунках 2–4 показана зависимость максимального джозефсоновского тока от величины приложенного магнитного поля для сильного эффекта близости и полной прозрачности границ, полученная с использованием выражений (1), (3) и (4).

Естественно начать с рассмотрения случая $H_e = 0$, т.е. S/NIN/S-контакта (рис. 2). Видно, что кривая 2, полученная с учётом спинового расщепления, которое существует в N-металле благодаря внешнему магнитному полю, существенно отличается от стандарт-

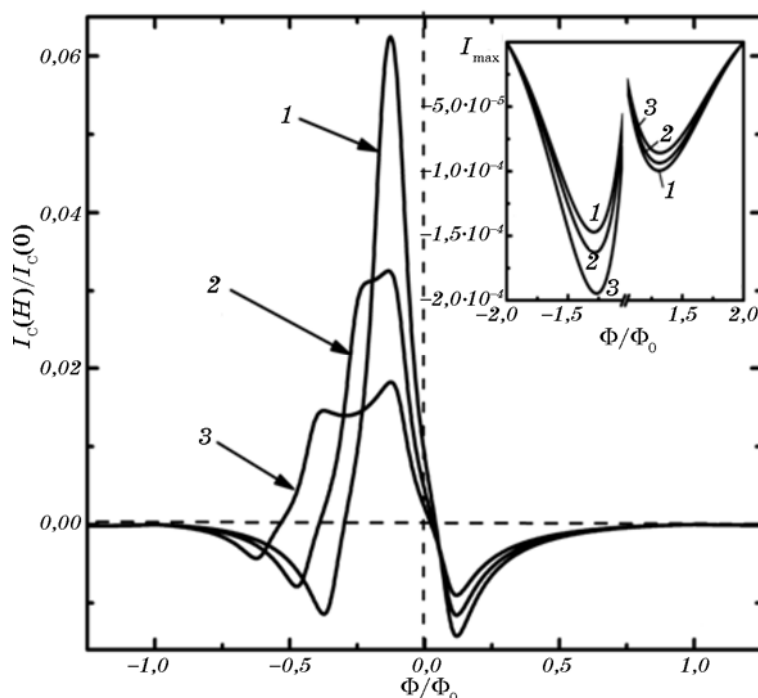


Рис. 3. Зависимость максимального джозефсоновского тока туннельного S/FIN/S-контакта от величины внешнего магнитного поля для случая сильного эффекта близости с $\gamma_M = 12$, полной прозрачности границислоёв с $\gamma_B = 0$ и различных величинах обменного поля F-слоя, $H_e/\pi T_c = 0,5, 0,7, 1$ (кривые 1–3 соответственно). На вкладке — вторая фраунгоферова осцилляция.

ной фраунгоферовой кривой (кривая 1), полученной при $j_c = \text{const}$ в выражении (1).

Рисунок 3 иллюстрирует поведение сверхтока S/FIN/S-контакта при $\gamma_M = 12$, $\gamma_B = 0$ и различных значениях обменного поля $H_e \neq 0$, а рис. 4 — при фиксированном значении $H_e = \pi T_c$, полной прозрачности, $\gamma_B = 0$, и различных величинах параметра эффекта близости γ_M .

Как видно из рис. 3, 4, в отсутствие внешнего поля контакт находится в состоянии с разностью фаз сверхпроводящих волновых функций на берегах, близкой к $\pi/2$. Включение внешнего магнитного поля существенно усиливает ток, при этом направление тока зависит от взаимной ориентации полей. Для параллельной геометрии рост величины внешнего поля переводит контакт в π -состояние. При антипараллельной ориентации приложенное магнитное поле резко усиливает сверхток, а при дальнейшем росте внешнего поля при некоторой его величине контакт переходит в π -состояние. Естественно, амплитуда сверхтока зависит от параметров SF- и SN-

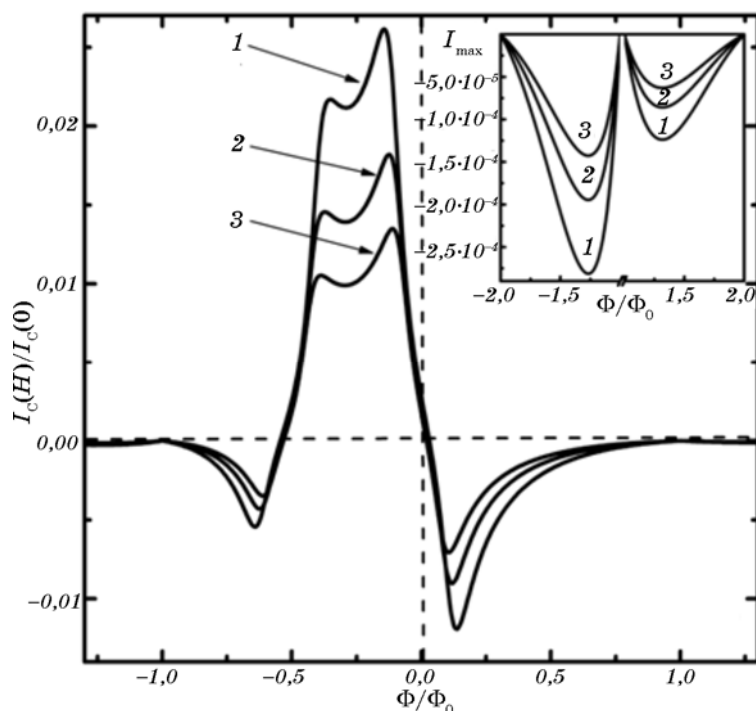


Рис. 4. То же что и на рис. 3, для туннельного S/FIN/S-контакта при сильном эффекте близости, полной прозрачности границ с $\gamma_B = 0$, $H_e/\pi T_C = 1$ и различных величинах параметра эффекта близости с $\gamma_M = 10, 12, 14$ (кривые 1–3 соответственно). На вкладке — вторая фраунгоферова осцилляция.

бислоёв; в частности рост величины обменного поля и параметра эффекта близости подавляет сверхток.

Приведённые выше результаты были получены при полной прозрачности границ бислоёв. С помощью простых преобразований можно получить выражения и для случая $\gamma_M \gg 1$ и $\gamma_B \neq 0$. Мы не будем приводить аналитические выражения, но проиллюстрируем случай конечной прозрачности результатами численных расчётов. На рисунке 5 представлено поведение сверхтока $\pi/2$ -контакта S/FIN/S при $\gamma_M = 12$, $H_e = \pi T_C$ и различных значениях γ_B . Видно, что при конечной прозрачности границ сверхток также достаточно чувствителен к магнитному полю. Кроме того, видно, что сверхток убывает с уменьшением прозрачности.

4.2. Слабый эффект близости

В случае, когда влияние нормальных (N, F) металлов на сверхпро-

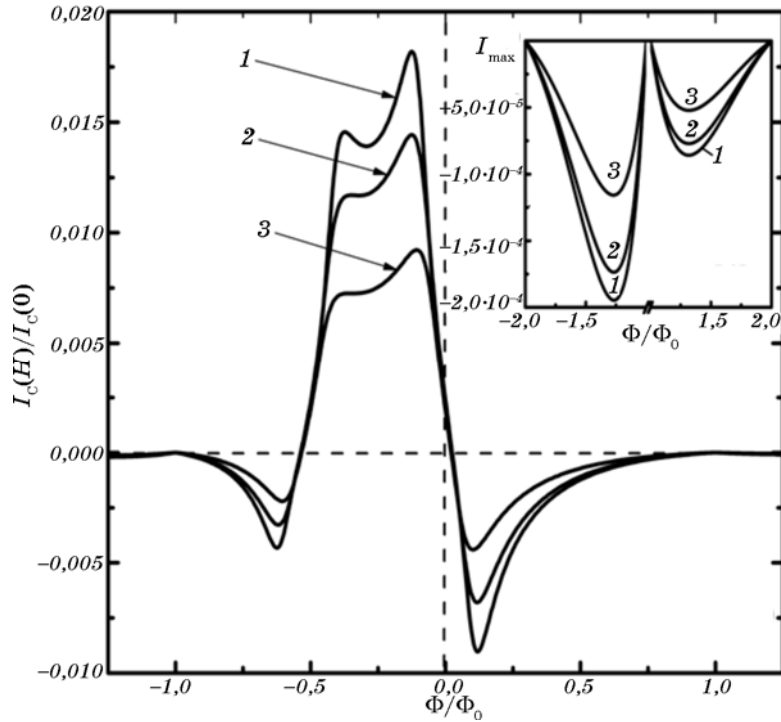


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, для туннельного S/FIN/S-контакта при сильном эффекте близости с $\gamma_M = 12$, $H_e/\pi T_C = 1$ и различных величинах прозрачности границ бислоев с $\gamma_B = 0, 2, 5$ (кривые 1–3 соответственно). На вкладке — вторая фраунгоферова осцилляция.

водник мало ($\gamma_M \ll 1$), при полной прозрачности границ раздела бислоев ($\gamma_B = 0$), используя (2) и (4), для критического тока получаем выражение следующего вида:

$$j_c(H, H_e) \approx \approx 2 \frac{T}{T_C} \operatorname{Re} \sum_{\omega > 0} \frac{(\Delta_S / \Omega)^2}{\left(1 + \frac{2i\omega\gamma_M\beta(H_e + 2H)}{\Omega^2} - \gamma_M^2\beta^2(H^2 + (H_e + H)^2) + \frac{4\omega^2 H(H_e + H)}{\Omega^4}\right)^{1/2}}, \quad (8)$$

где $\Omega^2 = \Delta_S^2 + \omega^2$. Здесь учтено, что величина $\gamma_M\beta$ мала: $\gamma_M\beta \ll 1$.

Анализируя выражение (8), можно показать, что при параллельной ориентации внешнего и обменного полей при некоторой величине внешнего поля происходит инверсия тока, и контакт переходит в π -состояние.

При антипараллельной ориентации полей происходит усиление критического тока. Так, при $\gamma_M\beta H_e \ll 1$ и $H = -H_e/2$ для критического тока получаем выражение:

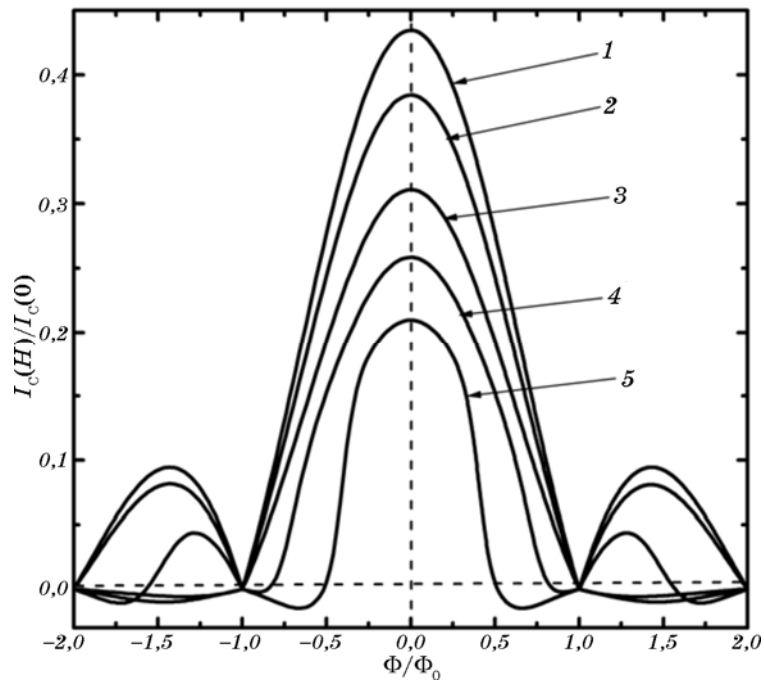


Рис. 6. Зависимость максимального джозефсоновского тока туннельного S/NIN/S-контакта от величины внешнего магнитного поля для слабого эффекта близости с $\gamma_M = 0,1$. Кривые 2–5 получены с учётом спинового расщепления в N-слое при различных величинах прозрачности границ с $\gamma_B = 0, 0,2, 0,5, 1$ (кривые 2–5 соответственно). Кривая 1 — стандартная фраунгоферова кривая для туннельного SIS-контакта.

$$j_c(-H_e / 2, H_e) \approx 2(T / T_c) \sum_{\omega > 0} \frac{\Delta_S^2}{\Omega^2 \{1 - (\gamma_M \beta H_e)^2 (\Delta_S^2 - \omega^2) (2\Omega)^{-2}\}^{1/2}} > j_c(0, H_e).$$

Таким образом, при антипараллельной ориентации внешнее магнитное поле усиливает сверхток.

На рисунках 6, 7 и 8 показана зависимость максимального джозефсоновского тока контакта от величины приложенного магнитного поля при слабом эффекте близости с $\gamma_M = 0,1$. Прежде всего, рассмотрим S/NIN/S-контакт ($H_e = 0$) (рис. 6). Видно, что учёт спинового расщепления в N-металле под действием внешнего магнитного поля видоизменяет стандартную фраунгоферову кривую (кривая 1, туннельный SIS-контакт). Для S/NIN/S-контакта при $\gamma_M = 0,1$ и полной прозрачности границы с $\gamma_B = 0$ (кривая 2) фраунгоферова зависимость сохраняется, хотя величина сверхтока меньше, чем для SIS-контакта. Кривые 3–5 показывают, что с уменьшением про-

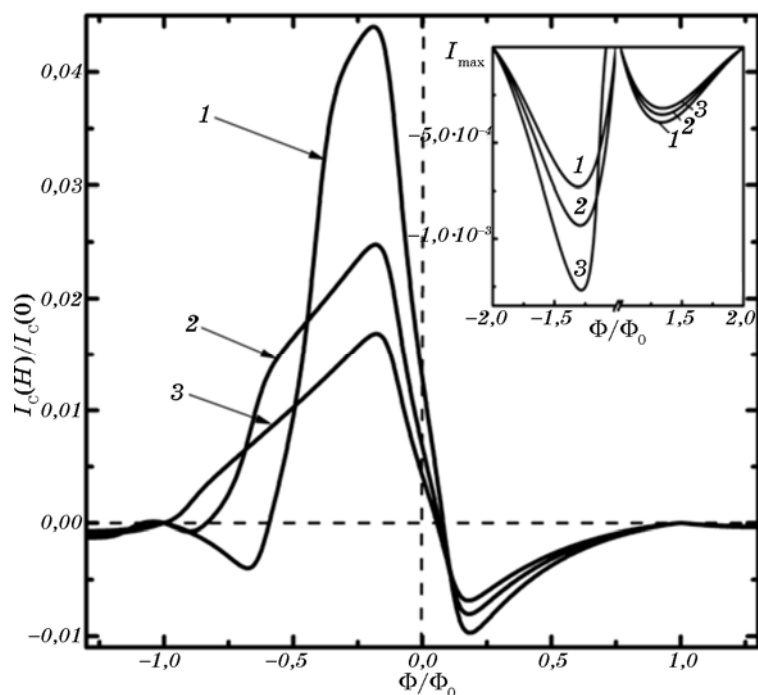


Рис. 7. Зависимость максимального джозефсоновского тока туннельного S/FIN/S-контакта при слабом эффекте близости с $\gamma_M = 0,1$, конечной прозрачности границ с $\gamma_B = 4$ и различных величинах обменного поля F-слоя $H_e/\pi T_c = 1, 1,5, 2$ (кривые 1–3 соответственно). На вкладке — вторая фраунгоферова осцилляция.

зрачности границы фраунгоферова кривая деформируется, а величина сверхтока S/NIN/S-контакта уменьшается. Рисунки 7, 8 демонстрируют поведение сверхтока S/FIN/S-контакта при $\gamma_M = 0,1$ и конечной прозрачности границ. Рисунок 7 иллюстрирует случай $\gamma_B = 4$ при $H_e/\pi T_c = 1, 1,5, 2$, а рис.8 соответствует значениям $H_e/\pi T_c = 1$ и $\gamma_B = 3, 4, 5$.

Видно, что, как и при сильном эффекте близости, туннельный ток S/FIN/S-контакта существенно зависит от величины внешнего магнитного поля и взаимной ориентации внешнего и обменного полей. Для параллельной геометрии при достаточно большом обменном поле и конечной прозрачности SF- и SN-границ в отсутствие внешнего поля контакт находится в состоянии с разностью фаз сверхпроводящих волновых функций на берегах, близкой к $\pi/2$, и рост величины внешнего поля переводит контакт в π -состояние. При антипараллельной ориентации приложенное магнитное поле резко усиливает сверхток. При этом поведение тока при дальнейшем росте внешнего поля существенно немонотонно, и контакт переходит

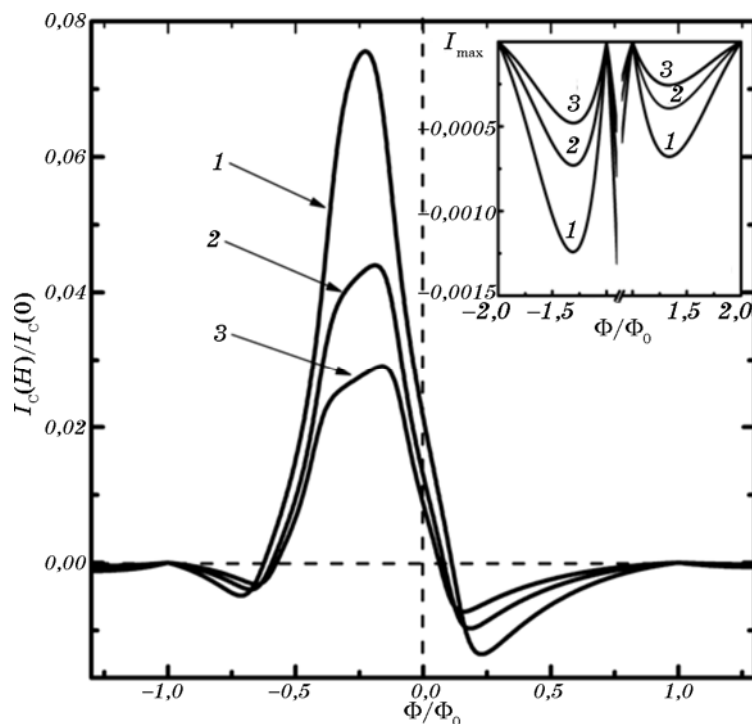


Рис. 8. То же, что и на рис. 7, для туннельного S/FIN/S-контакта при $\gamma_M = 0,1$, $H_e/\pi T_C = 1$ и различных величинах прозрачности границ $\gamma_B = 3, 4, 5$ (кривые 1–3 соответственно). На вкладке — вторая фраунгоферова осцилляция.

в π -состояние при некоторой величине магнитного поля. Как и в случае сильного эффекта близости, амплитуда тока существенно зависит от граничных параметров и обменного поля. В частности, рост величины обменного поля и уменьшение прозрачности границ подавляют максимальный джозефсоновский ток контакта.

4.3. Асимметричные граничные параметры S/F- и S/N-бислоёв

Одинаковые граничные условия на SF- и SN-границах не всегда можно реализовать экспериментально. Поэтому необходимо рассмотреть ситуацию, когда граничные параметры различны для SF- и SN-границ. Приведём результаты расчёта для двух предельных случаев: сильный эффект близости для SN-границы и слабый эффект близости для SF-границы и противоположный случай сильного эффекта близости для SF-границы и слабого эффекта близости для SN-границы.

Для $\gamma_{MN} \gg 1$ и $\gamma_{MF} \ll 1$ при полной прозрачности границ с $\gamma_B = 0$ получаем:

$$j_C(H, H_e) \sim (T/T_C) B_{MN}(T) \sum_{\omega>0} \frac{\Delta_S \{1 - \gamma_{MF} \beta H (H_e + H) \Omega^{-2}\}}{\Omega(\omega^2 + H^2)}, \quad (9)$$

где $B_{MN}(T) = B(T)\pi T/\gamma_{MN}$.

Как и для ранее рассмотренных случаев, в геометрии с параллельной ориентацией полей внешнее поле меняет направление сверхтока, если $\gamma_{MF} H (H_e + H) \gg \omega^2 \sim (\pi T_C)^2$. При антипараллельной ориентации полей при малых величинах внешнего поля ($|H| < H_e$) можно наблюдать немонотонную зависимость тока от величины внешнего поля. При достаточно больших величинах поля ($|H| > H_e$) ток меняет свой знак, и происходит переход контакта в π -состояние.

Подобные результаты получены и для контакта с $\gamma_{MN} \ll 1$ и $\gamma_{MF} \gg 1$. При полной прозрачности с $\gamma_B = 0$ аналитическое рассмотрение даёт для критического тока такого контакта выражение:

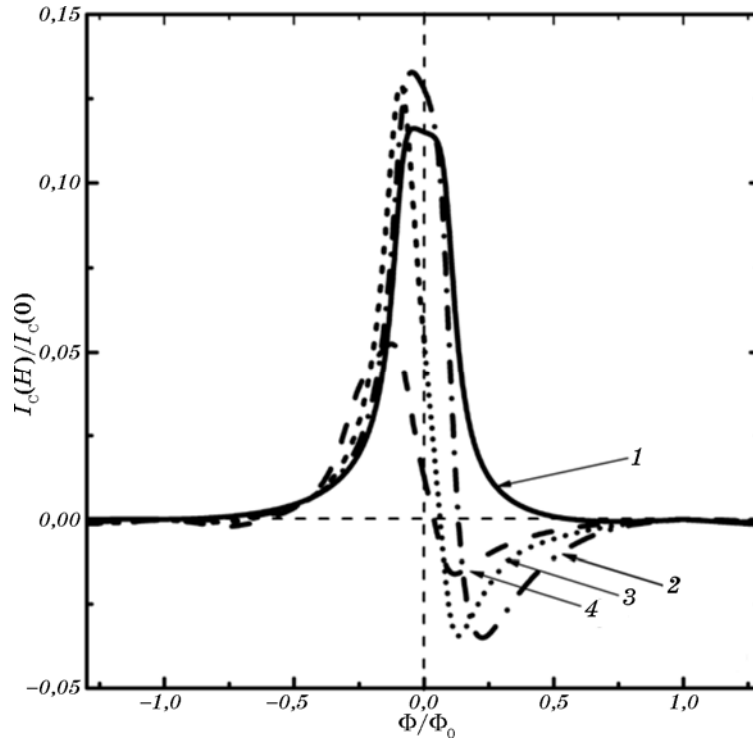


Рис. 9. То же, что и на рис. 7, для асимметричного туннельного S/FIN/S-контакта при слабом эффекте близости S/F-бислоя с $\gamma_{MF} = 0,2$, сильном эффекте близости S/N-бислоя с $\gamma_{MN} = 12$, $H_e/\pi T_C = 1$ и различных величинах прозрачности границ с $\gamma_{BF} = \gamma_{BN} = \gamma_B = 0, 0,5, 1, 2$ (кривые 1–4 соответственно).

$$j_c(H, H_e) \sim (T/T_C) B_{MF}(T) \sum_{\omega>0} \frac{\Delta_S \{1 - \gamma_{MF} \beta H (H_e + H) \Omega^{-2}\}}{\Omega(\omega^2 + (H + H_e)^2)}, \quad (10)$$

где $B_{MF}(T) = B(T)\pi T_C/\gamma_{MF}$. Поведение тока во внешнем магнитном поле подобно рассмотренному выше. Заметим, что при этом S/FIN/S-контакт не является $\pi/2$ -контактом.

Случай произвольной прозрачности проиллюстрируем результатами численных расчётов, показанными на рис. 9. Здесь приведена зависимость сверхтока от приложенного магнитного поля для случая сильного эффекта близости на SN-границе с $\gamma_{MN} \gg 1$, слабого эффекта близости на SF-границе с $\gamma_{MF} \ll 1$, $H_e/\pi T_C = 1$ и различных значений величины, характеризующей прозрачность границ, $\gamma_B = 0, 0,5, 1, 2$ (для простоты, численные расчёты были выполнены при одинаковом сопротивлении SF- и SN-границ, т.е. $\gamma_{BF} = \gamma_{BN} = \gamma_B$). Как видно из рисунка, в основном состоянии разность фаз на берегах контакта отличается от $\pi/2$, хотя основные особенности поведения $\pi/2$ -контакта сохраняются. В частности, при параллельной ориентации внешнего и обменного полей магнитное поле изменяет направление сверхтока.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрено поведение туннельных S/FIN/S-контактов в параллельном магнитном поле. Показано, что учёт спинового расщепления, обусловленного суммарным магнитным полем, существенно модифицирует фраунгоферову зависимость туннельного тока от внешнего магнитного поля, так как при этом от величины магнитного поля зависит не только стандартный множитель

$$\left| \frac{\sin(\pi\Phi/\Phi_0)}{\pi\Phi/\Phi_0} \right|,$$

но также и плотность критического тока контакта $j_c(H, H_e)$. Продемонстрировано, что в случае достаточно сильного магнетизма F-слоя разность фаз сверхпроводящих волновых функций на берегах туннельного S/FIN/S-контакта может быть близка к $\pi/2$. Внешнее магнитное поле индуцирует в контакте дополнительный сдвиг фаз на электродах, и, в зависимости от взаимной ориентации внешнего поля и обменного поля ферромагнетика, переводит контакт в π - или в 0-состояние. При этом величина туннельного тока существенно возрастает. С фундаментальной точки зрения, эти результаты раскрывают новый аспект сверхпроводимости в присутствии спинового расщепления в гибридных структурах сверхпроводник-ферромагнетик-нормальный металл и могут быть полезными для дальнейшего фундаментального исследования эффектов близости в ферромагнитных материалах. В частности, показано, что об-

менное поле может «заблокировать» контакт, но уже в слабом внешнем поле сверхток может возрасти на несколько порядков.

При экспериментальной реализации туннельных S/FIN/S-контактов в качестве F-слоёв можно использовать ферромагнитные сплавы $\text{Cu}_x\text{Ni}_{1-x}$, так как в ряде работ показано, что их слабый ферромагнетизм не разрушает сверхпроводимости (см. [7–9, 11, 43]). Чтобы расширить интервал величин приложенного магнитного поля, в котором намагниченность остаётся фиксированной, слой CuNi можно запинниговать слоем антиферромагнитного диэлектрика, например, FeMn. В качестве нормального немагнитного металла можно использовать различные оксиды ниобия (см., например, работу [44] и ссылки в ней).

Для практического использования S/FIN/S-контактов важно, что сверхпроводящие свойства контакта можно легко изменять, меняя направление внешнего магнитного поля. Такие гибридные $\pi/2$ -S/FIN/S-структуры могут использоваться, например, в качестве сенсоров магнитного поля, для определения величины и направления внешнего магнитного поля.

Авторы выражают благодарность М. А. Белоголовскому за полезные обсуждения полученных результатов.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. А. Изюмов, Ю. И. Прошин, М. Г. Хусаинов, *УФН*, **172**: 2 (2002).
2. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.*, **77**: 935 (2005).
3. K. B. Efetov, I. A. Garifullin, A. F. Volkov, and K. Westerholt, 'Magnetic Heterostructures'. Vol. 227. *Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport Series: Springer Tracts in Modern Physics* (Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag: 2008), p. 251.
4. P. M. Tedrow and R. Meservey, *Phys. Rev. Lett.*, **27**: 919 (1971).
5. W. J. Gallagher, D. E. Paraskevopoulos, P. M. Tedrow, S. Frota-Pessoa, and B. B. Schwartz, *Phys. Rev. B*, **21**: 962 (1980).
6. R. Meservey and P. M. Tedrow, *Phys. Rep.*, **238**: 173 (1994).
7. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. Yu. Rusanov, A. V. Veretennikov, A. A. Golubov, and J. Aarts, *Phys. Rev. Lett.*, **86**: 2427 (2001).
8. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. V. Veretennikov, and A. Yu. Rusanov, *Phys. Rev. B*, **65**: R020501 (2002).
9. Y. Blum, A. Tsukernik, M. Karpovski, and A. Palevski, *Phys. Rev. Lett.*, **89**: 187004 (2002).
10. H. Sellier, C. Baraduc, C. Lefloch, and R. Calemczuk, *Phys. Rev. B*, **68**: 054531 (2003).
11. V. V. Ryazanov, V. A. Oboznov, A. S. Prokofiev, V. V. Bol'ginov, and A. K. Feofanov, *Low Temp. Phys.*, **136**: 385 (2004).
12. M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin, D. Koelle, R. Kleiner, H. Kohlstedt, and A. Buzdin, *Appl. Phys. Lett.*, **89**: 122511 (2006).
13. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, F. Genet, B. Stephanidis, and R. Boursier, *Phys. Rev. Lett.*, **89**: 137007 (2002).

14. A. A. Bannykh, J. Pfeiffer, V. S. Stolyarov, I. E. Batov, V. V. Ryazanov, and M. Weides, *Phys. Rev. B*, **79**: 054501 (2009).
15. T. Kontos, M. Aprili, J. Lesueur, and X. Grison, *Phys. Rev. Lett.*, **86**: 304 (2001).
16. E. A. Koshina and V. N. Krivoruchko, *Phys. Rev. B*, **63**: 224515 (2001).
17. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and Ya. V. Fominov, *JETP Letters*, **75**: 190 (2002).
18. E. A. Koshina and V. N. Krivoruchko, *JETP Letters*, **71**: 123 (2000).
19. V. N. Krivoruchko and E. A. Koshina, *Phys. Rev. B*, **64**: 172511 (2001).
20. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.*, **86**: 3140 (2001).
21. J. W. A. Robinson, Garbor B. Halarsz, A. I. Buzdin, and M. G. Blamire, *Phys. Rev. Lett.*, **104**: 207001 (2010).
22. V. N. Krivoruchko, *Europhys. Lett.*, **68**: 447 (2004).
23. V. N. Krivoruchko and E. A. Koshina, *J. Low Temp. Phys.*, **31**: 164 (2005).
24. V. N. Krivoruchko and E. A. Koshina, *Phys. Rev. B*, **64**: 014521 (2002).
25. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. B*, **69**: 174504 (2004).
26. A. Barone and G. Paterno, *Physics and Applications of the Josephson Effect* (New York: Wiley: 1982).
27. K. K. Lykharev, *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits* (Philadelphia, PA: Gordon and Breach: 1986).
28. S. M. Frolov, D. J. van Harlingen, and V. V. Bolginov, *Phys. Rev. B*, **74**: R020503 (2006).
29. M. Weides, C. Schindler, and H. Kohlstedt, *J. Appl. Phys.*, **101**: 063902 (2007).
30. M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin et al., *Appl. Phys. Lett.*, **89**: 122511 (2006).
31. M. Weides, M. Kemmler, E. Goldobin et al., *Phys. Rev. Lett.*, **97**: 247001 (2006).
32. M. Yu. Kupriyanov, N. G. Pugach, M. M. Khapaev, A. V. Vedyaev, E. B. Goldobin, D. Koelle, and R. Kleiner, *Pis'ma v ZhETF*, **88**: 50 (2008).
33. A. Osaeta, A. S. Vasenko, F. W. G. Hekking, and F. S. Bergeret, *Phys. Rev. B*, **86**: 060509 (2012).
34. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. E. Efetov, *Phys. Rev. Lett.*, **86**: 4096 (2001).
35. V. N. Krivoruchko and R. V. Petryuk, *Phys. Rev. B*, **66**: 134520 (2002).
36. V. N. Krivoruchko and R. V. Petryuk, *Phys. Solid State*, **47**: 1745 (2005).
37. K. D. Usadel, *Phys. Rev. Lett.*, **25**: 560 (1970).
38. А. В. Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости* (Москва: Наука: 1982).
39. A. A. Golubov and M. Yu. Kuprijanov, *Sov. Phys. JETP*, **69**: 805 (1989).
40. E. A. Koshina and V. N. Krivoruchko, *Low Temp. Phys.*, **26**: 115 (2000).
41. A. A. Golubov, E. P. Houwman, J. G. Gisbertsen, M. Krasnov, J. Flokstra, H. Rogalla, and M. Yu. Kuprijanov, *Phys. Rev. B*, **51**: 1073 (1995).
42. A. Zyuzin and B. Spivak, *Phys. Rev. B*, **61**: 5902 (2000).
43. J. Y. Gu, C.-Y. You, J. S. Jiang, J. Pearson, Ya. B. Bazaliy, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.*, **89**: 267001 (2002).
44. G. Albrecht, I. Richter, and H. Veber, *Low Temp. Phys.*, **48**: 61 (1982).