

Эффект близости в многослойных структурах с чередующимися ферромагнитными и нормальными слоями

С. В. Бакурский^{+*×}, М. Ю. Куприянов^{+×∇1)}, А. А. Баранов[×], А. А. Голубов^{×°}, Н. В. Кленов^{+*×},
И. И. Соловьев^{+×}

⁺ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобельцына, МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

^{*} Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

[×] Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Россия

[°] Faculty of Science and Technology and MESA+, Institute for Nanotechnology, University of Twente, 7500 AE Enschede, Netherlands

[∇] Институт физики Казанского (Приволжского) федерального университета, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 10 сентября 2015 г.

Теоретически исследован характер проникновения сверхпроводящих корреляций в многослойные FF..F-, FNFN...FN- и NFNF...NF-структуры, находящиеся в контакте со сверхпроводником с синглетным потенциалом спаривания. В пределе малых толщин слоев получены аналитические выражения для эффективной глубины проникновения сверхпроводимости в такие структуры. При произвольных толщинах проведены численные расчеты, самосогласованно учитывающие подавление сверхпроводимости в сверхпроводнике вследствие эффекта близости. Предложена простая аналитическая зависимость, аппроксимирующая пространственные изменения функций Грина в многослойке. Показано, что наведение сверхпроводимости осуществляется посредством генерации двух параллельно существующих каналов, один из которых характеризуется плавным (как в SN-сэндвичах) спаданием сверхпроводимости, в то время как во втором имеют место затухающие осцилляции (как в SF-структурах).

DOI: 10.7868/S0370274X15210043

Многослойные структуры, состоящие из тонких чередующихся ферромагнитных (F) и нормальных (N) пленок, являются привлекательными материалами для слабой связи джозефсоновских контактов. Наличие нормальных слоев в таком FNFN..FN материале обеспечивает две важные функции.

Они играют роль буфера, который предотвращает взаимную диффузию F-металлов, а также развязывают магнитные подсистемы ферромагнетиков. Последнее позволяет осуществлять изменение направления вектора намагниченности \mathbf{M} в части пленок многослойки, оставляя неизменным направление \mathbf{M} в других ее частях, т.е. реализовать управление критическим током I_C джозефсоновских структур [1–22].

Так, в случае, когда вектора \mathbf{M} ферромагнитных пленок коллинеарны, изменение \mathbf{M} в соседних слоях с параллельного (ферромагнитная ориентация) на антипараллельное (антиферромагнитная ориентация) может привести к существенному уменьше-

нию эффективной обменной энергии H_{ef} в многослойке вплоть до значений, близких к нулю [23–25].

С другой стороны, эффект близости между тонкими N- и F-слоями в многослойке сопровождается перенормировкой [26–29] эффективной обменной энергии H_{ef} , определяющей величину I_C . Так, в простейшем случае FN-сэндвича

$$H_{ef} = H \frac{N_F d_F}{N_F d_F + N_N d_N}, \quad d_F \ll \xi_H, \quad d_N \ll \xi_N,$$

где H – обменная энергия F-пленки, $\xi_H = (D_F/2H)^{1/2}$, $\xi_N = (D_N/2\pi T_C)^{1/2}$, $D_{F,N}$, $N_{F,N}$, $d_{N,F}$ – длины когерентности, коэффициенты диффузии, плотности состояний и толщины N- и F-слоев, T_C – критическая температура сверхпроводника (S) в SFNFN..FN-структуре. Физический смысл этой перенормировки очевиден. В FN-двуслойке электрон может проводить некоторое время в N-части структуры, в которой отсутствует спиновое упорядочение. Это эквивалентно воздействию на электроны усредненной по толщине двуслойной FN-структуры эффективной обменной энергии, которое,

¹⁾ e-mail: mkupr@pn.sinp.msu.ru

очевидно, меньше величины обменной энергии в ее ферромагнитной части.

Очевидно, что в рассматриваемой SFNFN ... FN-структуре могут быть реализованы оба из описанных выше способов управления величиной ее эффективной энергии. Важно отметить, что соответствующий выбор материалов в многослойке открывает возможность создания "искусственного ферромагнетика". В ферромагнитной ориентации он характеризуется меньшей (по сравнению с H) эффективной обменной энергией, которая может быть дополнительно уменьшена путем перемагничивания отдельных слоев структуры. Кроме того, например, при использовании F-прослоек разной толщины или F-слоев из различных ферромагнитных металлов, открывается возможность создания искусственного ферромагнетика со значением $H_{ef}(x)$, зависящим от координаты x вдоль направления, перпендикулярного FN-границам.

Ранее эффект близости в многослойных структурах исследовался лишь применительно к задаче о вычислении критической температуры SFSF...SF-структур [30, 31], а также в SFF...FF- и SFNFN...FN-структурах [24] с прозрачными FF-границами. Необходимо, однако, отметить, что проведенные экспериментальные исследования [4–14] однозначно свидетельствуют в пользу существования конечной прозрачности FN-границ, а теоретический анализ [32, 33] доказывает значимость этого параметра для понимания физики протекающих в таких структурах процессов.

Целью данной работы является теоретический анализ эффекта близости в SFNFN...FN-структурах при конечной прозрачности FN-границ для определения эффективных материальных констант искусственного FNFN...FN-ферромагнетика: эффективной обменной энергии H_{eff} , характерной длины проникновения и периода осцилляций сверхпроводящих корреляций, наведенных в этот материал из сверхпроводника с изотропным потенциалом спаривания. Для этого рассмотрим структуру, представленную на рис. 1.

Модель FNFN...FN-структуры. Рассматриваемая структура состоит из массивного сверхпроводника, находящегося в контакте с FNFN...FN-многослойкой. Последняя представляет собой стек, составленный из грязных F- и N-пленок, эффективная константа электрон-фононного взаимодействия в которых равна нулю. В коллинеарной геометрии векторов \mathbf{M} ферромагнитных слоев при сделанных выше предположениях для исследования эффекта близости можно воспользоваться уравнениями Узаделя

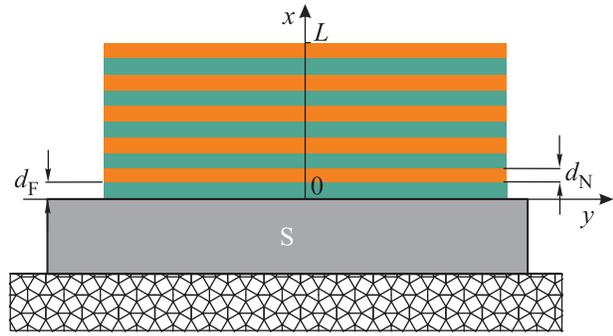


Рис. 1. (Цветной онлайн) Схема рассматриваемой пространственно неоднородной многослойной структуры

[34], которые для модифицированных функций Узаделя [35] представимы в виде

$$\xi_N^2 \frac{\pi T_C}{\omega G_{Nk}} \frac{\partial}{\partial x} \left[G_{Nk}^2 \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Nk} \right] - \Phi_{Nk} = 0, \quad (1)$$

$$\xi_F^2 \frac{\pi T_C}{\tilde{\omega}_k G_{Fk}} \frac{\partial}{\partial x} \left[G_{Fk}^2 \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Fk} \right] - \Phi_{Fk} = 0, \quad (2)$$

$$\Delta \ln \frac{T}{T_C} + \pi T \sum_{\omega=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\Delta}{|\omega|} - \frac{1}{\omega} \Phi_S G_S \right) = 0, \quad (3)$$

где $\omega = \pi T(2n + 1)$ – мацубаровские частоты, Φ_S , Φ_{Fk} и Φ_{Nk} – аномальные функции Грина в S-, F- и N-пленках, $G_{Nk} = \omega / \sqrt{\omega^2 + \Phi_{Nk}(\omega) \Phi_{Nk}^*(-\omega)}$, $G_{Fk} = \tilde{\omega}_k / \sqrt{\tilde{\omega}_k^2 + \Phi_{Fk}(\omega) \Phi_{Fk}^*(-\omega)}$, $G_S = \omega / \sqrt{\omega^2 + \Phi_S(\omega) \Phi_S^*(-\omega)}$, $\tilde{\omega}_k = \omega + iH_k$, H_k – обменная энергия в k -м F-слое, $\xi_{N(F)} = \sqrt{D_{N(F)}/2\pi T_C}$ и $D_{N(F)}$ – длины когерентности и коэффициенты диффузии в N(F)-пленках.

Уравнения Узаделя (1), (2) необходимо дополнить граничными условиями [3]. На SF-границе ($x = 0$) они имеют вид

$$\frac{\xi_S G_S^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_S = \gamma_S \frac{\xi_F G_{Fk}^2}{\tilde{\omega}_k} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Fk}, \quad (4)$$

$$\gamma_{BS} \frac{\xi_{F1} G_{F1}}{\tilde{\omega}_1} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{F1} = -G_S \left(\frac{\Phi_S}{\omega} - \frac{\Phi_{F1}}{\tilde{\omega}_1} \right), \quad (5)$$

где $\gamma_S = \rho_S \xi_S / \rho_F \xi_F$ и $\gamma_{BS} = R_{BS} \mathcal{A}_{BS} / \rho_F \xi_F$ – параметры подавления, R_{BS} и \mathcal{A}_{BS} – сопротивление и площадь SF-границы, $\rho_{S,F}$ – удельные сопротивления S- и F-материалов. На NF-границах граничные условия представимы в виде

$$\frac{\xi_N G_{Nk}^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Nk} = \gamma \frac{\xi_F G_{Fk}^2}{\tilde{\omega}_k} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Fk}, \quad (6)$$

$$\gamma_B \frac{\xi_F G_{Fk}^2}{\tilde{\omega}_k} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Fk} = \frac{\gamma_B}{\gamma} \frac{\xi_N G_{Nk}^2}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \Phi_{Nk} = \quad (7)$$

$$= \pm G_{Fk} G_{Nk} \left(\frac{\Phi_{Nk}}{\omega} - \frac{\Phi_{Fk}}{\tilde{\omega}_k} \right),$$

$$\gamma_B = R_B A_B / \rho_F \xi_F, \quad \gamma = \rho_N \xi_N / \rho_F \xi_F, \quad (8)$$

а на свободной поверхности последнего нормального слоя (т.е. при $x = L = n(d_F + d_N)$)

$$\frac{\partial}{\partial x} \Phi_N = 0. \quad (9)$$

Здесь $\gamma = \rho_N \xi_N / \rho_F \xi_F$ и $\gamma_B = R_B A_B / \rho_F \xi_F$ – параметры подавления, R_B и A_B – сопротивление и площадь FN-границ, ρ_N – удельное сопротивление нормальной прослойки. Знак “плюс” в (7) выбирается в том случае, когда реальная часть Φ_{Fk} превосходит реальную часть Φ_{Nk} , знак “минус” – в противоположном случае.

Функции Φ_S , Φ_{Fk} и Φ_{Nk} , представляющие собой решения граничной задачи (1)–(9), являются комплексными величинами, в то время как параметр порядка Δ в отсутствие протекающего по сверхпроводнику тока является реальной функцией. Учитывая это обстоятельство, из уравнения самосогласования (3) и граничных условий (6), (7) нетрудно получить следующие условия симметрии:

$$\Phi_S(\omega) = \Phi_S^*(-\omega), \quad (10)$$

$$\Phi_{Fk,Nk}(\omega) = \Phi_{Fk,Nk}^*(-\omega), \quad (11)$$

позволяющие искать решения лишь для положительных ω .

Аналитические результаты. Решение краевой задачи (1)–(9) заметно упрощается в случае, когда можно пренебречь подавлением сверхпроводимости в S-электроре, а в FNFN...FN-многослойке аномальные функции Грина малы, так что в соотношениях (1)–(9) можно положить $G_{Fk} = 1$, $G_{Nk} = 1$, $\Phi_S = \Delta$ и $G_S = \omega / (\omega^2 + \Delta^2)^{1/2}$. Будем также считать, что все нормальные слои одинаковы, а ферромагнитные отличаются лишь величинами обменной энергии, и рассмотрим наиболее интересный с практической точки зрения случай, когда толщины пленок d_N и d_F малы:

$$d_N \ll \xi_N, \quad \frac{d_N}{\xi_N} \ll \frac{\gamma_B}{\gamma} \ll \frac{\xi_N}{\Omega d_N}, \quad (12)$$

$$d_F \ll \xi_F \sqrt{\tilde{\Omega}_k}, \quad \frac{d_F}{\xi_F \sqrt{\tilde{\Omega}_k}} \ll \gamma_B \ll \text{Re} \left(\frac{\xi_F}{\tilde{\Omega}_k d_F} \right), \quad (13)$$

где $\Omega = \omega / \pi T_C$, $\tilde{\Omega}_k = \tilde{\omega}_k / \pi T_C$, $\text{Re}(z)$ обозначает реальную часть z . В этом приближении решение уравнений в k -й нормальной пленке, расположенной в области $x_{k-1} = (k-1)d_N + kd_F \leq x \leq x_k = k(d_N + d_F)$, и

в граничащем с ней ферромагнитном слое $x_k \leq x \leq x_{k+1} = k(d_N + d_F) + d_F$ (для F_{kF}) представимо в виде

$$F_{kN} = B_{kN} \frac{x - x_{k-1}}{\xi_N} + A_{kN} \left[1 + \frac{\Omega}{2} \left(\frac{x - x_{k-1}}{\xi_N} \right)^2 \right], \quad (14)$$

$$F_{kF} = B_{kF} \frac{x - x_{k+1}}{\xi_F} + A_{kF} \left[1 + \frac{\tilde{\Omega}_k}{2} \left(\frac{x - x_{k+1}}{\xi_F} \right)^2 \right], \quad (15)$$

где $F_{kF} = \Phi_F / \tilde{\omega}$, $F_{kN} = \Phi_N / \omega$, а постоянные интегрирования B_{kN} , A_{kN} , B_{kF} , A_{kF} определяются из граничных условий, применяя которые, нетрудно получить рекурсивные соотношения между значениями функций Узаделя на FN ($x = x_{k-1}$) и NF ($x = x_{k+1}$) границах:

$$\frac{F_{kF}}{F_{kN}} = p_N + 1 - \frac{1}{p_{k+2} + 1 - \frac{1}{p_{N+1} - \frac{1}{p_{k+3} + 1 - \dots - \frac{1}{p_N}}}}, \quad (16)$$

$$\frac{F_{kN}}{F_{(k+1)F}} = p_{k+1} + 1 - \frac{1}{p_N + 1 - \frac{1}{p_{k+2} + 1 - \frac{1}{p_{N+1} - \dots - \frac{1}{p_N}}}}. \quad (17)$$

Здесь

$$p_N = 1 + \Omega \frac{\gamma_{BN}}{\gamma}, \quad p_k = 1 + \tilde{\Omega}_k \gamma_{BF}, \quad \gamma_{BF} = \frac{\gamma_B d_F}{\xi_F}, \quad (18)$$

а значения функций Узаделя в граничащей со сверхпроводником ферромагнитной пленке (F_{1F}) и в последнем N-слое (F_{NM}) определяются равенствами

$$F_{1F} = \frac{\Delta G_S}{\gamma_{BS} \omega} \left(\frac{\tilde{\omega}_1}{\pi T_C} \frac{d_F}{\xi_F} + \frac{b}{\gamma_B} + G_S \right)^{-1}, \quad (19)$$

$$b = \left(1 - \frac{1}{p_N + 1 - \frac{1}{p_{k+1} + 1 - \frac{1}{p_{N+1} - \frac{1}{p_{k+2} + 1 - \dots - \frac{1}{p_N}}}}} \right), \quad (20)$$

$$F_{NM} = F_{FM} p_N^{-1}.$$

Полубесконечная FNFN...FN-структура.

Входящие в выражения (16)–(19) цепные дроби легко вычисляются в пределе полубесконечной FNFN...FN-структуры.

Так, в случае, когда структура состоит из одинаковых нормальных пленок ($d_N = d_F$, $\gamma = 1$), параметр b в (19) находится из решения уравнения

$$b = 1 - \frac{1}{p_N + b}$$

и в рассматриваемом приближении равен

$$b = \sqrt{\Omega \gamma_{BN}}.$$

В результате для F_{kN} имеем

$$F_{1N} = \frac{\Delta G_S}{\gamma_{BS}\omega} \frac{\gamma_B}{\sqrt{\Omega\gamma_{BN}} + \gamma_B G_S},$$

$$F_{kN} = F_{1N} \left(1 + \sqrt{\Omega\gamma_{BN}}\right)^{-k}. \quad (21)$$

Последнее из равенств можно переписать в виде

$$F_{kN} = F_{1N} \exp \left[-k \ln \left(1 + \sqrt{\Omega\gamma_{BN}}\right) \right]. \quad (22)$$

Учитывая, что в силу неравенства (12) аргумент логарифма в (22) близок к единице, мы можем упростить (22):

$$F_{Nk} = F_{1N} \exp \left(-k \sqrt{\Omega\gamma_{BN}} \right),$$

и переписать его в виде

$$F_{Nk} = F_{1N} \exp \left(-\frac{x}{\xi_{\text{eff}}} \right), \quad (23)$$

где $x = kd_N$ – координата k -го NN-интерфейса, а

$$\xi_{\text{eff}} = \frac{d_N}{\sqrt{\Omega\gamma_{BN}}} = \sqrt{\frac{d_N \xi_N}{\Omega\gamma_B}} \quad (24)$$

есть эффективная длина когерентности, определяющая пространственный масштаб затухания сверхпроводящих корреляций в рассматриваемом случае.

В случае, когда FNFN...FN-структура состоит из идентичных N- и F-слоев $\tilde{\Omega}_k = \tilde{\Omega}$, $p_k = p_F = 1 + \tilde{\Omega}\gamma_{BF}$ в ферромагнитной ориентации векторов намагниченности, параметр b есть решение уравнения

$$b = 1 - \frac{1}{p_N + 1 - \frac{1}{p_F + b}}.$$

С учетом неравенств (12), (13) это решение представимо в виде

$$b = \sqrt{\frac{\tilde{\Omega}\gamma_{BF} + \Omega\frac{\gamma_{BN}}{\gamma}}{2}}. \quad (25)$$

Подставляя (25) в (19), для F_{1F} имеем

$$F_{1F} = \frac{\Delta G_S \gamma_B}{\gamma_{BS}\omega} \left(\sqrt{\frac{\tilde{\Omega}\gamma_{BF} + \Omega\frac{\gamma_{BN}}{\gamma}}{2}} + \gamma_B G_S \right)^{-1}. \quad (26)$$

Все остальные функции могут быть определены с использованием рекурсивных формул (16), (17):

$$F_{kN} = F_{kF} \left(p_N + 1 - \frac{1}{p_F + b} \right)^{-1}, \quad (27)$$

$$F_{(k+1)F} = F_{kN} (p_F + b)^{-1}. \quad (28)$$

В полной аналогии с (23) для значения функций Узаделя $F_{(k+1)N}$ на $(k+1)$ -й NF-границе нетрудно получить

$$F_{(k+1)N} = F_{1F} \exp \left(-\frac{x}{\xi_{\text{eff}}} \right), \quad (29)$$

где $x = (k+1)(d_F + d_N)$, а

$$\xi_{\text{eff}}^{-1} = \frac{\sqrt{2 \left(\tilde{\Omega}\gamma_{BF} + \Omega\frac{\gamma_{BN}}{\gamma} \right)}}{d_F + d_N}.$$

В случае, когда FNFN...FN-структура состоит из идентичных N- и F-слоев $\tilde{\Omega}_k = \tilde{\Omega}$, $p_{2k-1} = p_F = 1 + \tilde{\Omega}\gamma_{BF}$, $p_{2k} = p_F^* = 1 + \tilde{\Omega}^* \gamma_{BF}$ в антиферромагнитной ориентации векторов намагниченности соседних F-слоев, уравнение для определения параметра b сводится к виду

$$b = 1 - \frac{1}{p_N + 1 - \frac{1}{p_F^* + 1 - \frac{1}{p_N + 1 - \frac{1}{p_F + b}}}}, \quad (30)$$

что при учете неравенств (12), (13) дает

$$b = \frac{1}{2} \sqrt{2\Omega\frac{\gamma_{BN}}{\gamma} + \gamma_{BF} (\tilde{\Omega}^* + \tilde{\Omega})}. \quad (31)$$

Проводя далее преобразования, аналогичные сделанным в двух разобранных выше случаях, для эффективной длины когерентности можно получить выражение

$$\xi_{\text{eff}}^{-1} = \frac{\sqrt{2\Omega\frac{\gamma_{BN}}{\gamma} + 2\gamma_{BF} \text{Re}(\tilde{\Omega})}}{2(d_F + d_N)}. \quad (32)$$

Это выражение легко обобщается на тот случай, когда соседние ферромагнитные слои имеют разные толщины d_{F1} , d_{F2} и разные значения обменной энергии H_1 , H_2 :

$$\xi_{\text{eff}}^{-1} = \frac{\sqrt{\left(\frac{2d_N}{\gamma\xi_N} + \frac{d_{F2} + d_{F1}}{\xi_F} \right) \gamma_B \Omega + i \frac{\gamma_B (d_{F1} H_1 - d_{F2} H_2)}{\xi_F}}}{d_{F1} + d_{F2} + 2d_N}. \quad (33)$$

Численные результаты. Краевая задача (1)–(9) решалась численными методами при произвольных значениях параметров с учетом самосогласования параметра порядка в S-электроде. На рис. 1–5 результаты расчетов представлены в виде графиков, иллюстрирующих характер спада модуля реальной части первой ($\omega = \pi T$, $n = 0$) функции Узаделя $\text{Re}(F_1)$ в многослойной структуре, состоящей из набора слоев нормальных и ферромагнитных материалов. При всех вычислениях для простоты считалось,

что слои имеют одинаковые толщины, $\xi_N = \xi_F = \xi$, параметры подавления на всех границах одинаковы ($\gamma_S = \gamma = 1$ и $\gamma_{BS} = \gamma_B$), температура $T = 0.5T_C$.

Кривые на рис. 2 характеризуют спадание сверхпроводящих корреляций в SNN..N-многослойке, со-

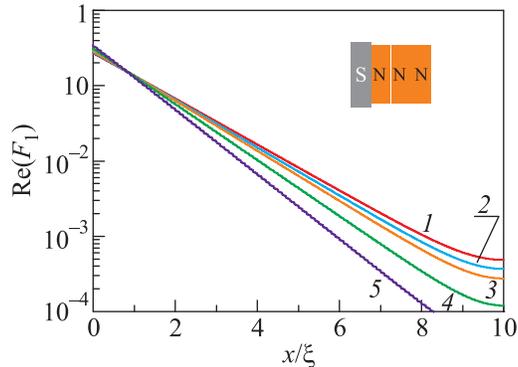


Рис. 2. (Цветной онлайн) Действительная часть функции Грина $\text{Re}(F_1)$ как функция координаты x для различных прозрачностей границ γ_B . Сумма параметров подавления на всех границах $\sum \gamma_B = 0.1, 1, 2, 5, 10$ для кривых 1–5 соответственно; $H = 0$, $T = 0.5T_C$

стоящей из ста слоев идентичных N-металлов, разделенных границами с одинаковой конечной прозрачностью. При расчетах считалось, что обменное поле в нормальных слоях равно нулю, а толщина отдельного N-слоя $d_N = 0.1\xi_N$. Сумма параметров прозрачности по всем границам для кривых, обозначенных на рисунке цифрами 1–5, составляла $\sum \gamma_B = 0.1, 1, 2, 5, 10$ соответственно. Видно, что в полном соответствии с (24) эффективная глубина проникновения сверхпроводящих корреляций уменьшается с ростом параметра подавления γ_B . Рис. 3 демонстрирует характер спадания модуля действительной части функции Грина $\text{Re}(F_1)$ при различных наборах материалов многослойной структуры, состоящей только из нормальных слоев (кривая 1), только из F-пленок в ферромагнитной ориентации (кривая 2) и антиферромагнитной ориентации (кривая 3), из чередующихся FN-блоков (кривая 4) или NF-блоков (кривая 5) в ферромагнитной ориентации и из чередующихся FNFN-блоков с антиферромагнитной ориентацией образующих блоки ферромагнетиков (кривая 6). Слои выбраны тонкими ($d_i = 0.1\xi$). Интегральный параметр подавления на их границах $\sum \gamma_B = 0.3$. Обменное поле в ферромагнетике $H = 10T_C$. Суммарное число слоев $M = 100$. Видно, что в полном соответствии с проведенными выше аналитическими вычислениями при антиферромагнитной ориентации векторов намагниченности F-пленок имеет место практически полная компенса-

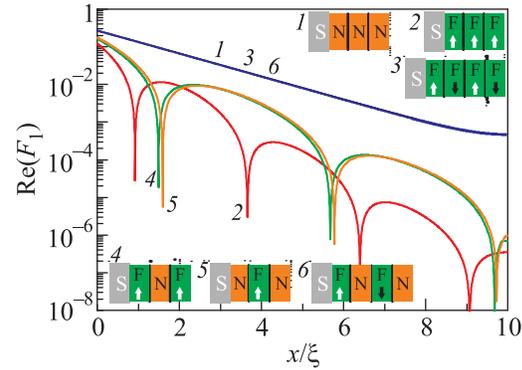


Рис. 3. (Цветной онлайн) Модуль действительной части функции Грина $\text{Re}(F_1)$ как функция координаты x , отсчитываемой от границы со сверхпроводником в глубину многослойной структуры, состоящей из чередующихся нормальных пленок (кривая 1), F-слоев в ферромагнитной (2) и антиферромагнитной (3) ориентациях, FN (4) и NF (5) блоков в ферромагнитной ориентации и FNFN-блоков в антиферромагнитной ориентации векторов намагниченности F-слоев (6). Расчет проведен для структуры из 100 тонких слоев с толщиной $d_i = 0.1\xi$. Интегральный параметр прозрачности $\sum \gamma_B = 0.3$, обменное поле в ферромагнетике $H = 10T_C$, температура $T = 0.5T_C$

ция действия обменного поля на куперовские пары, так что характер спадания сверхпроводящих корреляций оказывается таким же, как и в многослойной NN..N-структуре: кривые 1, 3 и 6 практически совпадают. Кривая 2 иллюстрирует типичные для SF-структур затухающие осцилляции. Кривые 4 и 5 практически совпадают и наглядно показывают, что наличие тонких нормальных прослоек приводит к генерации в структуре эффективного обменного поля $H_{\text{eff}} < H$, что выражается в увеличении как длины ξ_2 ($\xi_2^{-1} = \text{Im}(\xi_{\text{eff}}^{-1})$), определяющей период осцилляций, так и характерной длины спадания сверхпроводимости ξ_1 ($\xi_1^{-1} = \text{Re}(\xi_{\text{eff}}^{-1})$).

Рис. 4 и 5 иллюстрируют процессы в SFF...F-структуре в антиферромагнитной ориентации с увеличением толщины F-пленок. Набор кривых на рис. 4 отвечает разным толщинам магнитных слоев: $d_i = 0.2\xi, 0.5\xi, 0.8\xi, 1\xi, 1.5\xi, 3\xi, 5\xi$ (кривые 1–7 соответственно). Расчет был проведен для $\sum \gamma_B = 0.3$ и $H = 10T_C$. Видно, что, начиная с толщин $d_i \approx 0.5\xi$, на зависимостях от координаты x модуля действительной части функции Грина $\text{Re}(F_1)$ начинают появляться осцилляции, амплитуда которых нарастает с увеличением толщины пленок. При $d_i \gtrsim 1\xi$ функция $\text{Re}(F_1)$ становится знакопеременной. Эти трансформации свидетельствуют о том, что на куперов-

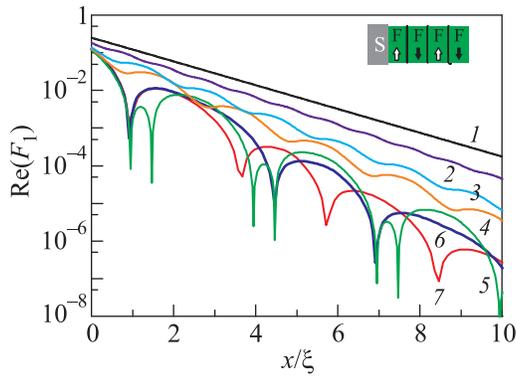


Рис. 4. (Цветной онлайн) Модуль действительной части функции Грина $\text{Re}(F_1)$ как функция координаты x , рассчитанный для $\sum \gamma_{\text{в}} = 0.3$, $H = 10T_C$, $T = 0.5T_C$. Кривые 1–7 отвечают структурам с толщинами магнитных слоев $d_i = 0.2\xi, 0.51\xi, 0.8\xi, 1.0\xi, 1.5\xi, 3\xi, 5\xi$ соответственно

ские пары начинает действовать некоторая эффективная обменная энергия.

С целью оценки значений длин когерентности ξ_1 и ξ_2 мы аппроксимировали полученные кривые модельной функцией вида

$$\Psi(x) = \exp\left(-\frac{x}{\xi_1}\right) \left[A + B \cos\left(\frac{x}{\xi_2} + \varphi\right) \right]. \quad (34)$$

Физически такой подход эквивалентен предположению о существовании двух параллельных каналов наведения сверхпроводимости в рассматриваемой многослойной структуре. Первый из них описывает неосциллирующая часть в (34). Он доминирует при малых толщинах F-пленок, т.е. в том случае, когда вариации направления вектора намагниченности ферромагнетиков происходят в масштабе, существенно меньшем ξ , так что куперовские пары эффективно усредняют действующее на них обменное поле. С ростом d_i этот канал проникновения сверхпроводимости начинает подавляться. Однако даже при $d_i \gtrsim \xi$ всегда могут найтись такие куперовские пары, спаренные электроны в которых находятся в соседних F-пленках, а их спины коллинеарны направлению векторов \mathbf{M} этих пленок.

Второй канал образован куперовскими парами, локализованными в одной из F-пленок. Имеющееся внутри них эффективное обменное поле приводит к паразарушению, механизм которого полностью аналогичен имеющему место в SF-сэндвичах, т.е. он должен описываться осциллирующей затухающей функцией – вторым слагаемым в (34).

Для нахождения входящих в (34) параметров A , B , φ , ξ_1 и ξ_2 мы разработали следующий алгоритм.

На первом этапе определялись координаты x_i , $i = 0, 1, \dots$, экстремумов функций $\text{Re}(F_1)$ и из равенств

$$\xi_2 = \frac{x_1 - x_3}{2\pi}, \quad (35)$$

$$\xi_1 = \frac{2\pi\xi_2}{\ln[F(x_1)/F(x_2)]} \quad (36)$$

находились параметры ξ_1 и ξ_2 . Учитывая далее то обстоятельство, что в точках экстремумов первая производная функции $\Psi(x)$ обращается в нуль, приходим к следующей связи между параметрами:

$$-\frac{A}{B\sqrt{1 + \xi_1/\xi_2}} = \sin\left(\frac{x_i}{\xi_2} + \varphi + \chi\right), \quad (37)$$

где $\chi = \arccos(\xi_1/\sqrt{\xi_1^2 + \xi_2^2})$. Из (37) для фазы φ имеем

$$\varphi = -\left(\frac{\pi}{2} + \frac{x_1 + x_2}{2\xi_2} + \chi\right). \quad (38)$$

Учитывая далее, что в точках с координатами $x_{\text{mid}} = (x_1 + x_2)/(2\xi_2) + \chi$ второе слагаемое в $\Psi(x)$ обращается в нуль, приходим к следующему выражению для определения параметра A :

$$A = F(x_{\text{mid}}) \exp\left(\frac{x}{\xi_1}\right). \quad (39)$$

Наконец, последнюю из констант в $\Psi(x)$ можно найти из равенства

$$B = \frac{F(x_0) \exp\left(\frac{x_0}{\xi_1}\right) - A}{\cos\left(\frac{x_0}{\xi_2} + \varphi\right)}. \quad (40)$$

Значения аппроксимационных констант, используемых при фитировании зависимостей $\text{Re}(F_1)$, представленных на рис. 5, сведены в табл. 1. Рост тол-

Таблица 1. Аппроксимационные константы

d_F	ξ_1	ξ_2	φ	A	B
0.8	1.032	0.255	-1.853	0.125	-0.031
1.0	0.952	0.318	-1.989	0.101	-0.041
1.5	0.853	0.477	-2.401	0.061	-0.073
3.0	0.788	0.955	-2.773	-0.068	-0.106

щины отдельного F-слоя структуры сопровождается увеличивающимся затуханием сверхпроводящих корреляций внутри каждого из слоев, что проявляется в уменьшении коэффициента A , отвечающего за “усредненные” свойства структуры, и ростом амплитуды B , отвечающей за процессы в отдельно взятом слое. Роль отдельно взятого слоя прослеживается и в динамике изменений ξ_1 и ξ_2 . С ростом d_i имеет место уменьшение ξ_1 (т.е. более быстрое затухание

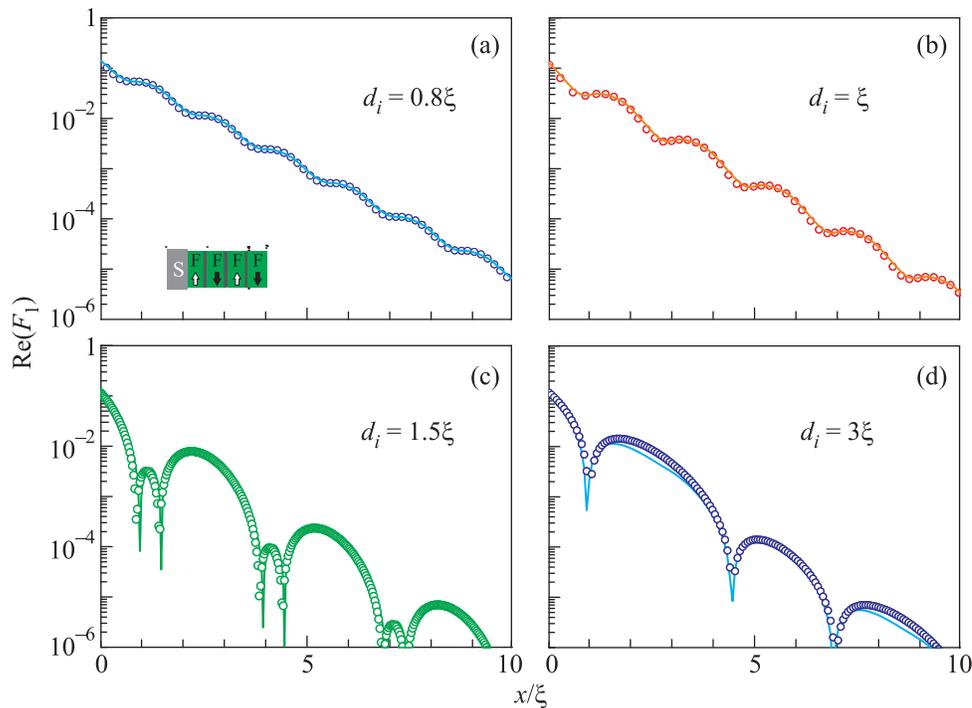


Рис. 5. (Цветной онлайн) Аппроксимация численных самосогласованных расчетов модуля действительной части аномальной функции Грина $\text{Re}(F_1)$ (сплошная линия) модельной функцией (34) (кружки) для SF F_1 ...F- гетероструктуры в антиферромагнитной ориентации F-слоев с толщиной $d_i = 0.8\xi$ (a), 1.0ξ (b), 1.5ξ (c), 3.0ξ (d)

сверхпроводимости с координатой x) и возрастание величины ξ_2 от значений, примерно равных удвоенному периоду структуры $2d_i$, до величины, отвечающей значению ξ_2 в первом F-слое. В пределе больших d_i ситуация фактически определяется свойствами первого F-слоя, так что $A \rightarrow 0$, ξ_1 и ξ_2 стремятся к соответствующим величинам для первой ферромагнитной пленки, а (34) переходит в известную формулу, моделирующую проникновение сверхпроводимости в SF-сэндвич [36–38]. Однако выражение (34) перестает работать раньше, начиная с толщин d_i , превышающих период осцилляций $2\pi\xi_2$ функции $\text{Re}(F_1)$. При выбранных нами параметрах это имеет место при толщинах $d_i \approx 4\xi_1$, начиная с которых на зависимостях $\text{Re}(F_1)(x)$ прослеживаются два различных периода осцилляций.

Таким образом, проведенные нами расчеты доказали, что посредством выбора ферромагнитных и нормальных материалов в многослойных FF...F-, FNFN...FN- и NFNF...NF-структурах можно получить искусственный ферромагнетик с заранее заданными свойствами. Полученные нами выражения для эффективной глубины проникновения сверхпроводящих корреляций в такие структуры позволяют прогнозировать материальные константы искусственных материалов, их изменения, инициированные пе-

ремагничиванием отдельных F-слоев, а также предсказывать свойства искусственных материалов, в которых эффективная обменная энергия $H_{\text{eff}}(x)$ может являться функцией координаты x вдоль направления, перпендикулярного границам многослойки.

Важным физическим результатом проведенных исследований является обнаружение двух параллельных каналов проникновения сверхпроводимости в исследуемых структурах. Эту особенность, несомненно, необходимо учитывать при использовании искусственных ферромагнетиков в устройствах современной сверхпроводниковой спинтроники.

Авторы благодарны В.В. Рязанову, В.В. Большинову, Л.Р. Тагирову, С.Л. Прищепе, А.С. Сидоренко за обсуждение полученных результатов, а также Минобрнауки РФ, РФФИ и Dutch FOM за частичную поддержку проведенных исследований в рамках проектов РФФИ #14-02-90018-бел_а, 15-32-20362-мол_а_вед, 15-52-10045 КО_а. Аналитические результаты были получены в МФТИ при поддержке гранта РФФИ #15-12-30030. Работа также частично поддержана программой повышения конкурентоспособности Казанского федерального университета среди ведущих мировых научно-образовательных центров и стипендией Президента Российской Федерации.

1. A. I. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
2. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
3. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
4. T. Khaire, W. Pratt, and N. O. Birge, *Phys. Rev. B* **79**, 094523 (2009).
5. J. W. A. Robinson, J. D. S. Witt, and M. G. Blamire, *Science* **329**, 59 (2010).
6. T. S. Khaire, M. A. Khasawneh, W. P. Pratt, and N. O. Birge, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 137002 (2010).
7. M. A. Khasawneh, T. S. Khaire, C. Klose, W. P. Pratt, Jr., and N. O. Birge, *Supercond. Sci. Technol.* **24**, 024005 (2011).
8. M. S. Anwar, M. Veldhorst, A. Brinkman, and J. Aarts, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 052602 (2012).
9. M. A. El Qader, R. K. Singh, S. N. Galvin, L. Yu, J. M. Rowell, and N. Newman, *Appl. Phys. Lett.* **104**, 022602 (2014).
10. B. Baek, W. H. Rippard, S. P. Benz, S. E. Russek, and P. D. Dresselhaus, *Nat. Comm.* **5**, 3888 (2014).
11. J. W. A. Robinson, N. Banerjee, and M. G. Blamire, *Phys. Rev. B* **89**, 104505 (2014).
12. A. Iovan, T. Golod, and V. M. Krasnov, *Phys. Rev. B* **90**, 134514 (2014).
13. N. Banerjee, J. W. A. Robinson, and M. G. Blamire, *Nature Comm.* **5**, 4771 (2014).
14. B. M. Niedzielski, S. G. Diesch, E. C. Gingrich, Y. Wang, R. Loloee, W. P. Pratt, Jr., and N. O. Birge, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **24**, 1800307 (2014).
15. M. Alidoust, and K. Halterman, *Phys. Rev. B* **89**, 195111 (2014).
16. M. Houzet and A. I. Buzdin, *Phys. Rev. B* **76**, 060504(R) (2007).
17. M. Eschrig, *Phys. Today* **64**, 43 (2011).
18. A. F. Volkov, F. S. Bergeret, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 117006 (2003).
19. T. Yu. Karminskaya and M. Yu. Kupriyanov, *Pis'ma v ZhETF* **85**, 343 (2007) [*JETP Lett.* **86**, 61 (2007)].
20. T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and A. S. Sidorenko, *Phys. Rev. B* **79**, 214509 (2009).
21. A. V. Samokhvalov, R. I. Shekhter, and A. I. Buzdin, *Sci. Rep.* **4**, 05671 (2014).
22. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, M. Yu. Kupriyanov, and A. A. Golubov, *Pis'ma ZhETF* **101**, 258 (2015) [*JETP Lett.* **101**, 240 (2015)].
23. Ya. M. Blanter and F. W. J. Hekking, *Phys. Rev. B* **69**, 024525 (2004).
24. A. V. Zaitsev, *Pis'ma v ZhETF* **90**, 521 (2009) [*JETP Lett.* **90**, 475 (2009)].
25. A. S. Mel'nikov, A. V. Samokhvalov, S. M. Kuznetsova, and A. I. Buzdin, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 237006 (2012).
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).
28. T. Yu. Karminskaya and M. Yu. Kupriyanov, *Pis'ma v ZhETF* **85**, 343 (2007) [*JETP Lett.* **85**, 286 (2007)].
29. T. E. Golikova, F. Hübler, D. Beckmann, I. E. Batov, T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, A. A. Golubov, and V. V. Ryazanov, *Phys. Rev. B* **86**, 064416 (2012).
30. V. N. Kushnir and M. Yu. Kupriyanov, *JETP Lett.* **93**, 539 (2011).
31. V. N. Kushnir, S. L. Prischepa, C. Cirillo, A. Vecchione, C. Attanasio, M. Yu. Kupriyanov, and J. Aarts, *Phys. Rev. B* **84**, 014507 (2011).
32. T. Yu. Karminskaya, A. A. Golubov, and M. Yu. Kupriyanov, *Phys. Rev. B* **84**, 064531 (2011).
33. T. Yu. Karminskaya, M. Yu. Kupriyanov, S. L. Prischepa, and A. A. Golubov, *Supercond. Sci. Technol.* **27**, 075008 (2014).
34. K. D. Usadel, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 507 (1970).
35. M. Yu. Kupriyanov and V. F. Lukichev, *ZhETF* **94**, 139 (1988) [*Sov. Phys. JETP* **67**, 1163 (1988)].
36. A. I. Buzdin, and M. Yu. Kupriyanov, *Pis'ma v ZhETF* **53**, 308 (1991) [*JETP Lett.* **53**, 321 (1991)].
37. A. I. Buzdin and V. V. Ryazanov, *Physica C* **460**, 238 (2007).
38. S. V. Bakurskiy, A. A. Golubov, N. V. Klenov, M. Yu. Kupriyanov, and I. I. Soloviev, *Pis'ma v ZhETF* **101**, 863 (2015) [*JETP Lett.* **101**, 765 (2015)].