

02,05

Распределение функций спаривания в сверхпроводящем спиновом вентиле SF1F2

© Р.Р. Гайфуллин¹, Р.Г. Деминов¹, Л.Р. Тагиров^{1,2}, М.Ю. Куприянов^{1,3,4}, А.А. Голубов^{4,5}

¹ Институт физики Казанского (Приволжского) федерального университета, Казань, Россия

² Физико-технический институт РАН им. Е.К. Завойского, Казань, Россия

³ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета, Москва, Россия

⁴ Московский физико-технический институт, Долгопрудный, Россия

⁵ Faculty of Science and Technology and MESA + Institute of Nanotechnology University of Twente, Enschede, The Netherlands

E-mail: gaifullin.rashid@gmail.com

Получено распределение спин-синглетной, близкодействующей с нулевой проекцией спин-триплетной и дальнедействующей с проекцией ± 1 спин-триплетной компонент сверхпроводящего спаривания в различных режимах переключения спинового вентиля трехслойной гетероструктуры (сверхпроводник/ферромагнетик/ферромагнетик). Обсуждается распределение компонент в качестве основной причины поведения температуры сверхпроводящего перехода как функции угла между магнитными моментами ферромагнитных слоев в этих режимах.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты 16-02-01171-а, 14-02-31002-mol_a, 15-32-20362-bel_a_ved), DFG HO 955/9-1, НШ-8168.2016.2, РНФ 15-12-30030 и программы повышения конкурентоспособности Казанского федерального университета. Л.Р.Т. благодарит Президиум РАН (программа „Актуальные проблемы физики низких температур“) за частичную поддержку.

DOI: 10.21883/FTT.2017.11.45043.02k

1. Введение

Исследована критическая температура T_c трехслойной гетероструктуры SF1F2 (S — синглетный сверхпроводник, F1 и F2 — ферромагнитные металлы), в которой дальнедействующая триплетная сверхпроводящая компонента образуется при неколлинеарной ориентации намагниченностей F слоев [1]. Для вычисления T_c как функции параметров трехслойной структуры, таких как взаимная ориентация намагниченностей, прозрачность границ и толщины слоев, был использован асимптотически точный численный метод [2]. Ранее в работе [3] было показано, что T_c полубесконечной гетероструктуры SF1F2 может быть немонотонной функцией угла α между намагниченностями двух F слоев в противоположность монотонному поведению зависимости $T_c(\alpha)$, полученной для FSF модели сверхпроводящего спинового вентиля [4]. В работе [5] было обнаружено существование в FFS структуре аномальной зависимости спин-триплетных корреляций от угла α в баллистическом случае (толщины слоев много меньше длины когерентности материалов этих слоев). В настоящей работе рассмотрено распределение амплитуд спин-синглетных и спин-триплетных парных корреляций как функции толщин слоев при различных углах α между намагниченностями в SF1F2 структуре с целью выяснения, какое из распределений и каким образом

влияет на температуру перехода в сверхпроводящее состояние T_c .

2. Модель и численный метод

Сначала найдем зависимость T_c структуры SF1F2 (рис. 1), как функцию угла α между обменными полями двух F слоев.

Пусть слой S толщиной d_S лежит в области $-d_S < x < 0$, средний слой F1 толщиной d_{F1} — в

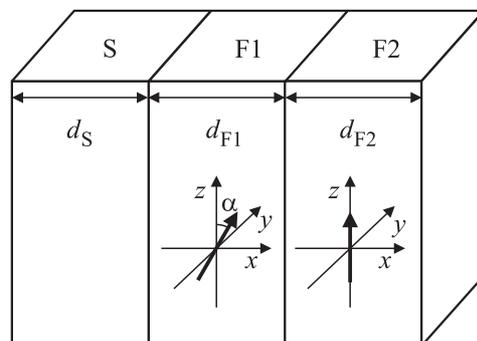


Рис. 1. Трехслойная гетероструктура SF1F2. Граница контакта SF1 соответствует координате $x = 0$. Жирные стрелки в слоях F обозначают направления обменных полей \mathbf{h} , лежащих в плоскости yz .

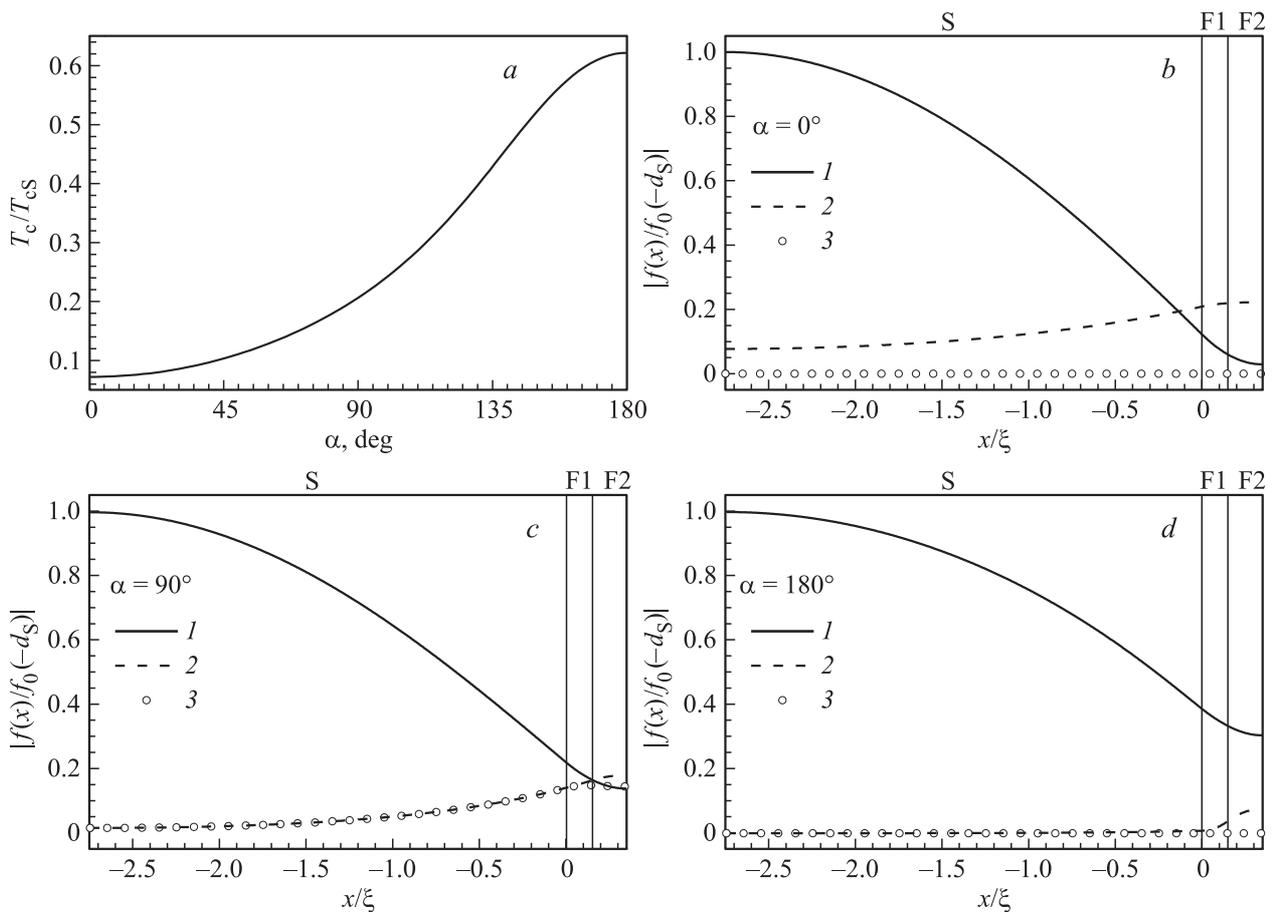


Рис. 2. Критическая температура T_c в зависимости от угла α (а) для прямого режима. Спин-синглетное $|f_0(x)/f_0(-d_S)|$ (1) и спин-триплетные $|f_3(x)/f_0(-d_S)|$ (2), $|f_2(x)/f_0(-d_S)|$ (3) распределения компонент сверхпроводящего спаривания в прямом режиме при параллельной (b), ортогональной (c) и антипараллельной (d) ориентациях намагниченностей ферромагнитных слоев для $n = 2$.

области $0 < x < d_{F1}$, внешний слой F2 толщиной d_{F2} — в области $d_{F1} < x < d_{F1} + d_{F2}$, ось x нормальна к плоскости слоев. Обменное поле среднего слоя F1 находится в плоскости yz , $\mathbf{h} = (0, h \sin \alpha, h \cos \alpha)$, тогда как обменное поле внешнего слоя F2 направлено вдоль оси z , $\mathbf{h} = (0, 0, h)$. Угол α меняется от 0 (параллельная конфигурация, П) до π (антипараллельная конфигурация, АП).

Рассматривается структура SF1F2 в „грязном“ пределе, в котором состояние сверхпроводящего конденсата описывается с помощью уравнений Узаделя. Вблизи T_c уравнения Узаделя линеаризуются и содержат только аномальную функцию Грина \hat{f} [1]

$$\frac{D}{2} \nabla^2 \hat{f} - |\omega| \hat{f} - \frac{i \operatorname{sgn} \omega}{2} \{ \hat{\tau}_0(\mathbf{h}\hat{\sigma}), \hat{f} \} + \Delta \hat{\tau}_1 \hat{\sigma}_0 = 0. \quad (1)$$

Здесь D — константа диффузии, \hat{f} — матрица 4×4 , $\omega = \pi T_c(2n + 1)$ — мацубаровская частота, где n — целое число, $\hat{\tau}_i$ и $\hat{\sigma}_i$ — матрицы Паули в пространстве Намбу–Горькова и спиновом пространстве соответственно $\hat{\tau}_k \hat{\sigma}_l$ — прямое произведение матриц. Параметр порядка Δ — вещественная величина в сверхпроводящем слое, в ферромагнитном слое он равен нулю. Кон-

станта диффузии D приобретает надлежащий индекс S или F, когда уравнение (1) применяется к сверхпроводящему или ферромагнитному слою соответственно.

Функция Грина \hat{f} может быть разложена на следующие компоненты

$$\hat{f} = \hat{\tau}_1 (f_0 \hat{\sigma}_0 + f_3 \hat{\sigma}_3 + f_2 \hat{\sigma}_2). \quad (2)$$

Здесь f_0 — синглетная компонента, f_3 — триплетная компонента с нулевой проекцией на ось z , f_2 — триплетная компонента с проекцией ± 1 на ось z (последняя реализуется только при $\alpha \neq 0, \pi$).

Вследствие существующей симметрии компонент (3) достаточно рассмотреть только положительные мацубаровские частоты, $\omega > 0$.

$$\begin{aligned} f_0(-\omega) &= f_0(\omega), & f_0 & \text{вещественная,} \\ f_3(-\omega) &= -f_3(\omega), & f_3 & \text{мнимая,} \\ f_2(-\omega) &= -f_2(\omega), & f_2 & \text{мнимая.} \end{aligned} \quad (3)$$

Задача вычисления T_c может быть сведена к эффективной системе уравнений на синглетную компоненту в слое S. Система уравнений включает в себя уравнение

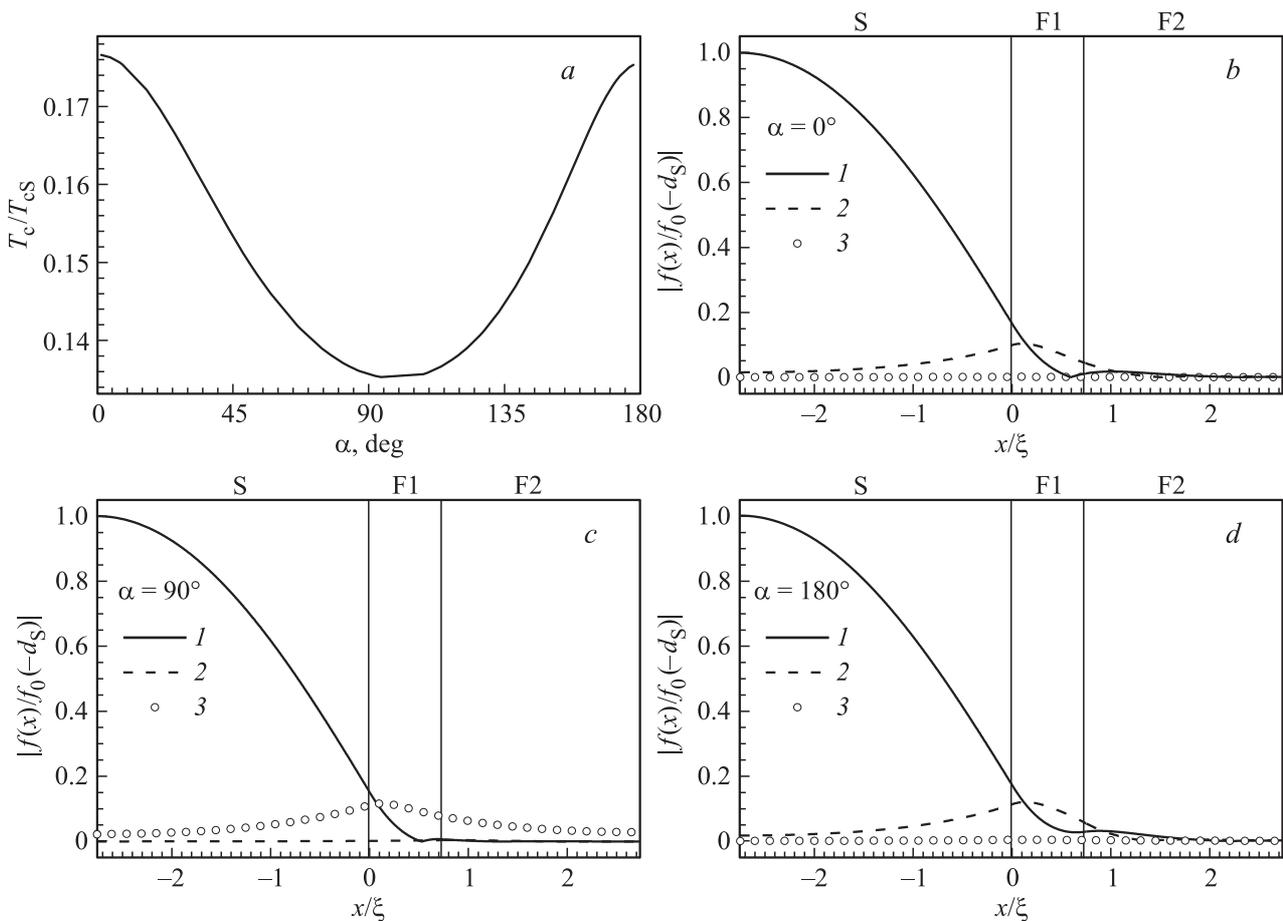


Рис. 3. Критическая температура T_c в зависимости от угла α (a) для триплетного режима. Спин-синглетное $|f_0(x)/f_0(-d_S)|$ (1) и спин-триплетные $|f_3(x)/f_0(-d_S)|$ (2), $|f_2(x)/f_0(-d_S)|$ (3) распределения компонент сверхпроводящего спаривания в триплетном режиме при параллельной (b), ортогональной (c) и антипараллельной (d) ориентациях намагниченностей ферромагнитных слоев для $n = 2$.

самосогласования, уравнение Узалея и граничные условия к ним

$$\Delta \ln \frac{T_{cS}}{T_c} = 2\pi T_c \sum_{\omega > 0} \left(\frac{\Delta}{\omega} - f_0 \right), \quad (4)$$

$$\frac{D}{2} \frac{d^2 f_0}{dx^2} - \omega f_0 + \Delta = 0, \quad (5)$$

$$\frac{df_0}{dx} = 0 \Big|_{x=-d_S}, \quad -\xi_S \frac{df_0}{dx} = W f_0 \Big|_{x=0}. \quad (6)$$

Здесь T_{cS} и $\xi_S = \sqrt{D_S/2\pi T_{cS}}$ — температура сверхпроводящего перехода и длина когерентности изолированного слоя S соответственно. Это именно та задача, для которой в работе [2] был разработан многомодовый метод и затем применен к структуре F1SF2 [4] и полубесконечному спиновому вентилю SF1F2 [3]. Необходимо только определить точное выражение для W в уравнении (6), решив граничную задачу для гетероструктуры SF1F2.

Уравнение Узалея (1) образует следующие характеристические волновые векторы:

$$k_\omega = \sqrt{\frac{2\omega}{D}}, \quad k_h = \sqrt{\frac{\hbar}{D}}, \quad \tilde{k}_h = \sqrt{k_\omega^2 + 2ik_h^2}. \quad (7)$$

Решение уравнения (1) в слое S (A и B чисто мнимые)

$$\begin{pmatrix} f_0(x) \\ f_3(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_0(x) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ A \\ B \end{pmatrix} \frac{\text{ch}[k_\omega(x + d_S)]}{\text{ch}(k_\omega d_S)}. \quad (8)$$

Синглетная компонента $f_0(x)$ в слое S имеет вид как в работе [2].

Решение уравнения (1) в среднем слое F1 имеет вид (C_1 и S_1 чисто мнимые, $C_3 = -C_2^*$, $S_3 = -S_2^*$)

$$\begin{pmatrix} f_0(x) \\ f_3(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix} = C_1 \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} \text{ch}(k_\omega x) + C_2 \begin{pmatrix} 1 \\ \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \text{ch}(\tilde{k}_h x) + C_3 \begin{pmatrix} -1 \\ \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \text{ch}(\tilde{k}_h^* x) + S_1 \begin{pmatrix} 0 \\ -\sin \alpha \\ \cos \alpha \end{pmatrix} \text{sh}(k_\omega x) + S_2 \begin{pmatrix} 1 \\ \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \text{sh}(\tilde{k}_h x) + S_3 \begin{pmatrix} -1 \\ \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \text{sh}(\tilde{k}_h^* x). \quad (9)$$

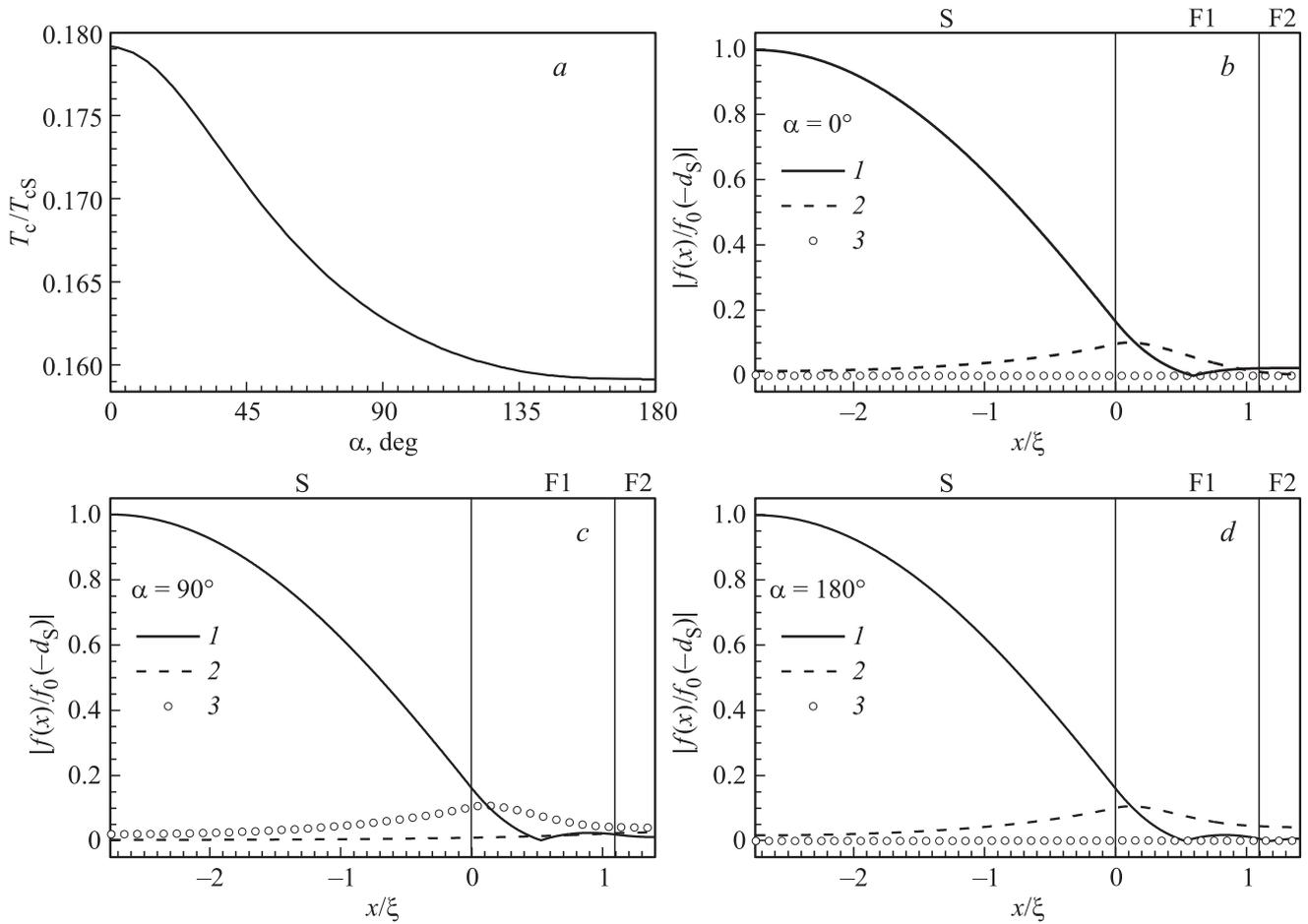


Рис. 4. Критическая температура T_c в зависимости от угла α (a) для инверсного режима. Спин-синглетное $|f_0(x)/f_0(-ds)|$ (1) и спин-триплетные $|f_3(x)/f_0(-ds)|$ (2), $|f_2(x)/f_0(-ds)|$ (3) распределения компонент сверхпроводящего спаривания в инверсном режиме при параллельной (b), ортогональной (c) и антипараллельной (d) ориентациях намагниченностей ферромагнитных слоев для $n = 2$.

Решение уравнения (1) во внешнем слое F2 имеет вид (E_1 и H_1 чисто мнимые, $E_3 = -E_2^*$, $H_3 = -H_2^*$)

$$\begin{pmatrix} f_0(x) \\ f_3(x) \\ f_2(x) \end{pmatrix} = E_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \text{ch}(k_\omega x) + E_2 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ch}(\tilde{k}_h x) + E_3 \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ch}(\tilde{k}_h^* x) + H_1 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \text{sh}(k_\omega x) + H_2 \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{sh}(\tilde{k}_h x) + H_3 \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \text{sh}(\tilde{k}_h^* x). \quad (10)$$

Граничные условия на свободной границе F2

$$\left. \frac{df_i}{dx} \right|_{x=d_{F1}+d_{F2}} = 0. \quad (11)$$

Граничные условия на границе контакта SF1 и F1F2 имеют вид [6]

$$\begin{aligned} \left(f_i + \gamma_B \xi \frac{df_i}{dx} \right) \Big|_{\text{left}} &= f_i \Big|_{\text{right}}, \\ \left(\gamma_\xi \frac{df_i}{dx} \right) \Big|_{\text{left}} &= \left(\xi \frac{df_i}{dx} \right) \Big|_{\text{right}}, \end{aligned} \quad (12)$$

где γ_B и γ — спин-независимые параметры близости

$$\gamma_{BSF1} = R_{BSF1} A_B / \rho_S \xi_S, \quad \gamma_{SF1} = \rho_{F1} \xi_{F1} / \rho_S \xi_S,$$

$$\gamma_{BF1F2} = R_{BF1F2} A_B / \rho_{F1} \xi_{F1},$$

$$\gamma_{F1F2} = \rho_{F2} \xi_{F2} / \rho_{F1} \xi_{F1}; \quad (13)$$

R_{BSF1} , R_{BF1F2} и A_B — сопротивления и площадь границы контактов SF1 и F1F2 соответственно; ρ_S , ρ_{F1} и ρ_{F2} — удельные сопротивления слоев S, F1 и F2.

Для численного расчета в этой работе используется простейшая формулировка: все границы контактов прозрачны ($\gamma_B = 0$), константы диффузии и удельные

сопротивления одинаковы ($\gamma = 1$), абсолютные значения обменных полей в обоих слоях F совпадают.

Сшивая решения Уздела в слоях с помощью граничных условий (11) и (12), получаем 15 уравнений. Уравнение, содержащее производную синглетной компоненты на стороне S границы контакта SF1 ($x = 0$), имеет вид

$$\xi_S \left. \frac{df_0}{dx} \right|_{x=0} = \tilde{k}_h S_2 - \tilde{k}_h^* S_3. \quad (14)$$

Оставшиеся 14 линейных уравнений формируют систему уравнений на 14 коэффициентов в уравнениях (8)–(10). Решение этой системы уравнений ненулевое потому, что $f_0(0)$, возникающее из уравнения (8), входит в правую часть системы уравнений. $W(\alpha)$ в уравнении (6) можно найти в явном виде, подставляя коэффициент S_2 в уравнение (14). Вся информация о двух слоях F содержится в одной вещественной функции $W(\alpha)$.

3. Результаты и обсуждение

Результаты самосогласованных численных расчетов T_c как функции угла α и распределений компонент сверхпроводящего спаривания при различных толщинах слоев F трехслойной гетероструктуры SF1F2 представлены на рис. 2–4.

На рис. 2, *a* представлен прямой режим переключения спинового вентиля [$T_c^{\text{АП}}(\alpha = 180^\circ) > T_c^{\text{П}}(\alpha = 0^\circ)$], реализуемый при $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.15$, $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.2$. Здесь и далее толщина сверхпроводящего слоя $d_S/\xi_S = 2.75$. Когда намагниченности слоев F1 и F2 направлены антипараллельно, основная физическая причина различия $T_c^{\text{АП}}$ и $T_c^{\text{П}}$ — это частичная компенсация ферромагнитных обменных полей. Компенсация довольно хорошо обеспечивает большое различие $T_c^{\text{АП}}$ и $T_c^{\text{П}}$, пока слои F тонкие по сравнению с длиной когерентности. Обе триплетные компоненты спаривания f_2 и f_3 имеют максимум на внешней поверхности слоя F2 (рис. 2, *b–d*).

На рис. 3, *a* представлен триплетный режим спинового вентиля [T_c (неколлинеарная) $< T_c^{\text{П}}$, $T_c^{\text{АП}}$], реализуемый при $d_{F1}/\xi_{F1} = 0.73$, $d_{F2}/\xi_{F2} = 2$. В этом режиме наблюдается осциллирующее поведение синглетной компоненты сверхпроводящего спаривания f_0 . Максимум распределения триплетных компонент f_2 и f_3 расположен вблизи границы контакта SF1 (рис. 3, *b–d*).

На рис. 4, *a* представлен инверсный режим спинового вентиля ($T_c^{\text{П}} > T_c^{\text{АП}}$), реализуемый при $d_{F1}/\xi_{F1} = 1.1$, $d_{F2}/\xi_{F2} = 0.3$. В этом режиме распределение триплетной компоненты с нулевой проекцией f_3 имеет максимум на внешней поверхности слоя F2, тогда как максимум распределения дальнедействующей триплетной компоненты f_2 расположен вблизи границы контакта SF1 (рис. 4, *c*). Синглетная компонента f_0 при антипараллельной конфигурации (рис. 4, *d*) имеет двойное пересечение нуля, что не наблюдается при параллельной конфигурации (рис. 4, *b*).

Максимальной температуре T_c в каждом режиме соответствует преобладание синглетной компоненты над триплетными компонентами (или они одного порядка) в слое F2, а минимальной температуре T_c — наоборот, преобладание триплетной компоненты над синглетной.

4. Заключение

Представлен самосогласованный расчет температуры сверхпроводящего перехода спинового вентиля SF1F2 конечной толщины. Получены распределения спин-синглетной и спин-триплетных компонент сверхпроводящего спаривания по слоям гетероструктуры при прямом, триплетном и инверсном режимах ее переключения. Особенно интересным является распределение спин-триплетной компоненты спаривания с единичной проекцией спина, которая несет магнитный момент, так как имеется возможность детектировать эту компоненту сверхпроводящего спаривания с помощью техники отражения спин-поляризованных нейтронов (например, [7]). Поскольку эта техника послойно чувствительна, то для правильного планирования эксперимента и интерпретации экспериментальных данных (для гетероструктур со сверхпроводящими слоями [8,9]) важно знать, в каком слое или в каких слоях следует ожидать максимума триплетной компоненты сверхпроводящего спаривания с единичной проекцией. Это может значительно повысить достоверность выводов, сделанных по результатам рефлектометрии спин-поляризованных нейтронов.

Список литературы

- [1] F.S. Bergeret, A.F. Volkov, K.B. Efetov. Rev. Mod. Phys. **77**, 1321 (2005).
- [2] Ya.V. Fominov, N.M. Chtchelkatchev, A.A. Golubov. Phys. Rev. B **66**, 014507 (2002).
- [3] Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, T.Yu. Karminskaya, M.Yu. Kupriyanov, R.G. Deminov, L.R. Tagirov. Письма в ЖЭТФ **91**, 329 (2010).
- [4] Ya.V. Fominov, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov. Письма в ЖЭТФ **77**, 609 (2003).
- [5] T.Yu. Karminskaya, A.A. Golubov, M.Yu. Kupriyanov. Phys. Rev. B **84**, 064531 (2011).
- [6] J. Aarts, J.M.E. Geers, E. Brück, A.A. Golubov, R. Coehoorn. Phys. Rev. B **56**, 2779 (1997).
- [7] Ю.В. Никитенко, В.Г. Сыромьятников. Рефлектометрия поляризованных нейтронов. Физматлит, М. (2013). 224 с.
- [8] Yu.N. Khaydukov, V.L. Aksenov, Yu.V. Nikitenko, K.N. Zhernenkov, B. Nagy, A. Teichert, R. Steitz, A. Rühm, L. Bottyán. J. Supercond. Nov. Magn. **24**, 961 (2011).
- [9] Yu.N. Khaydukov, B. Nagy, J.-H. Kim, T. Keller, A. Rühm, Yu.V. Nikitenko, K.N. Zhernenkov, J. Stahn, L. Kiss, A. Csik, L. Bottyán, V.L. Aksenov. Письма в ЖЭТФ **98**, 116 (2013).