

Спиновая поляризация квазичастичных состояний в S/F -структурах с конечной прозрачностью SF -границы

Е. А. Кошина, В. Н. Криворучко

Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина НАН Украины,
Украина, 340114, г. Донецк, ул. Р. Люксембург, 72
E-mail: krivoruc@host.dipt.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 27 июля 1999 г.

Рассмотрен эффект близости между массивным сверхпроводником (S) и мезоскопическим слоем нормального ферромагнитного металла (F) с произвольными прозрачностью SF -границы и величиной эффекта близости. Для случая высокой прозрачности SF -границы и малой величины эффекта близости аналитически найдены пространственное распределение параметра порядка в S слое и плотности квазичастичных состояний на границе раздела для S и F слоев как функции обменного поля. Показано, что в мезоскопических S/F -структурах одночастичные возбуждения поляризованы по спине как в F , так и в S металле.

Розглянуто ефект близькості між масивним надпровідником (S) та мезоскопічним шаром нормального ферромагнітного металу (F) з довільними прозорістю SF -межі і величиною ефекту близькості. Для випадка високої прозорості SF -межі та малої величини ефекту близькості аналітично знайдено просторовий розподіл параметра порядку в S шарі та густини квазічастинкових станів на межі розподілу для S і F шарів як функції обмінного поля. Показано, що в мезоскопічних S/F -структурах одночастинкові збудження поляризовані по спіну як в F , так і в S металі.

PACS: 74.50.+r, 75.70.Cn

Исследования последних лет [1–5] убедительно продемонстрировали, что сверхрешеточные структуры ферромагнетика (F) со сверхпроводником (S) обладают качественно различным поведением в зависимости от соотношения таких параметров, как прозрачность SF -границы, степень «эффекта близости», величина обменного поля, соотношения между кинетическим и диффузионным характером движения квазичастиц и т.д. Корректный учет этих свойств системы позволяет качественно объяснить, а в ряде случаев и предсказать такие новые эффекты, как осцилляция критической температуры сверхпроводящего перехода в S/F -мультислоях, периодически-возвратная сверхпроводимость SF -сверхрешеток и др. [2–5]. Биметаллические S/F -структуры также обладают разнообразными физическими свойствами. Так, недавние эксперименты [6,7] с S/F -контактами (с ферромагнитными металлами Ni, Co, Fe, NiMnSb, Ni_{0,8}Fe_{0,2}, La_{0,7}Sr_{0,3}MnO₃) показали, что андреевское отражение сильно подавляется с ростом спиновой поляризации электронов на фер-

ми-поверхности. В то же время обнаружено [8], что в $S/F/S$ -контактах с конечной прозрачностью границы и суперпарамагнитным состоянием F (Gd) слоя андреевское отражение можно существенно усилить, приложив внешнее магнитное поле (т.е. увеличив спиновый порядок F слоя). Сильное взаимное влияние магнетизма и сверхпроводимости наблюдается и в S/F -наноструктурах [9].

Теория туннельных переходов $SNINS$ - или $SNIS$ -типов (N — нормальный немагнитный металл, I — изолятор) с произвольной прозрачностью SN -границы в настоящее время получила значительное развитие (см., например, [10,11]); общей теории туннельных контактов в случае, когда нормальный металл является ферромагнитным, все еще не существует. Принципиальное различие между нормальными немагнитным и ферромагнитным металлами состоит в спиновой поляризации электронов проводимости в F слое. Как и в S/F -структурах, из-за эффекта близости с S слоем сверхпроводящие корреляции наводят-

ся и в F слое, однако обменная поляризация электронов на ферми-поверхности изменяет условия спаривания. В F слое возникают две группы (подзоны) электронов: куперовские пары образуют квазичастицы из состояний $\{\mathbf{p}\uparrow, (-\mathbf{p} + \Delta\mathbf{p})\downarrow\}$ и из состояний $\{\mathbf{p}\downarrow, (-\mathbf{p} - \Delta\mathbf{p})\uparrow\}$, где $\Delta p \sim H_{\text{exc}}/v_F$; H_{exc} — обменное поле в энергетических единицах, v_F — фермиевская скорость. Если спин-орбитальное рассеяние электронов достаточно мало, то пары из различных спиновых подзон практически не перемешиваются [11,12].

В данной работе развивается теория эффекта близости для слоистых S/F -систем с массивным S слоем и тонким (мезоскопическим) F слоем с произвольной прозрачностью SF -границы. Даны общие соотношения, позволяющие свести задачу об эффекте близости в таких бислоях к решению уравнений Узаделя для S слоя и соответствующим граничным условиям к ним. Используя полученные общие выражения, аналитически исследован эффект близости в S/F -бислое с высокой прозрачностью границы раздела слоев. Найдены плотность состояний и пространственное распределение параметра порядка в S и F металлах. Обсуждаются эффекты, связанные с обменной поляризацией электронов проводимости на ферми-поверхности в F металле. В частности, показано, что при конечной прозрачности границы раздела S и F слоев спиновое расщепление плотности квазичастичных состояний наблюдается и в S слое.

1. Рассмотрим эффект близости в бислое, состоящем из массивного сверхпроводника толщиной d_S и тонкого ферромагнетика толщиной d_F . Границу F и S металлов считаем плоской; ее прозрачность может быть произвольной. Пусть для S и F металлов выполнены условия «грязного» предела, а критическая температура сверхпроводящего перехода T_C для F металла равна нулю. Будем предполагать, что область $x \geq 0$ занята S металлом, слой $-d_F \leq x < 0$ занят F металлом и все величины зависят только от координаты x вдоль нормали к поверхности раздела. Ниже будем рассматривать наиболее интересный в теоретическом плане случай, когда

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

$$\xi_S = \left(\frac{D_S}{2\pi T_C} \right)^{1/2} \quad \text{и} \quad \xi_F = \left(\frac{D_F}{2H_{\text{exc}}} \right)^{1/2}, \quad \xi = \left(\frac{D_F}{2\pi T_C} \right)^{1/2}$$

— эффективные длины когерентности S и F металлов (для ферромагнитного металла выбор «удобной» длины когерентности зависит от соотношения параметров T_C — критической темпера-

туры S металла и H_{exc}), $D_{S,F}$ — коэффициенты диффузии F и S металлов, $\hbar = k_B = 1$. Первое условие в (1) позволяет пренебречь уменьшением критической температуры S/F -бислоя по сравнению с критической температурой массивного S металла, а второе условие — считать все величины внутри F слоя пространственно независимыми.

Как известно, сверхпроводимость «грязных» металлов удобно описывать квазиклассическими уравнениями Узаделя. Для случая, когда все величины зависят от единственной координаты x и спин-орбитальное рассеяние можно пренебречь, общий вид уравнений Узаделя для одной подзоны сверхпроводящего ферромагнитного металла следующий (см., например, [13]):

$$-\frac{D_F}{2} \frac{d}{dx} \left(G_{F\uparrow\uparrow} \frac{d}{dx} \tilde{F}_{F\uparrow\downarrow} - \tilde{F}_{F\uparrow\downarrow} \frac{d}{dx} \tilde{G}_{F\downarrow\downarrow} \right) = -\tilde{\omega} \tilde{F}_{F\uparrow\downarrow} + \frac{\Delta_F}{2} (G_{F\uparrow\uparrow} + \tilde{G}_{F\downarrow\downarrow}), \quad (2)$$

$$-\frac{D_F}{2} \frac{d}{dx} \left(\tilde{G}_{F\downarrow\downarrow} \frac{d}{dx} F_{F\uparrow\downarrow} - F_{F\uparrow\downarrow} \frac{d}{dx} G_{F\uparrow\uparrow} \right) = -\tilde{\omega} F_{F\uparrow\downarrow} + \frac{\Delta_F^*}{2} (G_{F\uparrow\uparrow} + \tilde{G}_{F\downarrow\downarrow}), \quad (3)$$

$$G_{F\uparrow\uparrow} \tilde{G}_{F\downarrow\downarrow} + F_{F\uparrow\downarrow} \tilde{F}_{F\uparrow\downarrow}^+ = 1. \quad (4)$$

Здесь проинтегрированные по энергии и усредненные по поверхности Ферми функции Грина $G_{\sigma\sigma}(x, \omega)$, $F_{\sigma\sigma}(x, \omega)$ и $\tilde{G}_{\sigma\sigma}(x, \omega)$, $\tilde{F}_{\sigma\sigma}(x, \omega)$ определены стандартным образом (см., например, [14]): $G_{\uparrow\uparrow}(1, 2) = -\langle \hat{T}_\tau \Psi_\uparrow(1) \Psi_\uparrow^\dagger(2) \rangle$, $F_{\downarrow\uparrow}(1, 2) = \langle \hat{T}_\tau \Psi_\downarrow^\dagger(1) \Psi_\uparrow^\dagger(2) \rangle$, $\tilde{G}_{\downarrow\downarrow}(1, 2) = -\langle \hat{T}_\tau \Psi_\downarrow^\dagger(1) \Psi_\downarrow(2) \rangle$, $\tilde{F}_{\uparrow\downarrow}(1, 2) = \langle \hat{T}_\tau \Psi_\uparrow(1) \Psi_\downarrow(2) \rangle$ и т.д.; $\omega = \omega + iH_{\text{exc}}$, $\omega = \pi T(2n + 1)$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — мацубаровские частоты, $\Delta(x)$ — параметр порядка; $\Psi_\sigma(1)$, $\Psi_\sigma^\dagger(1)$ — гейзенберговские операторы. Отметим, что в общем случае обменное поле разрушает симметрию системы относительно вращения в спиновом пространстве как в F слое, так и, из-за эффекта близости в S слое. Однако можно показать [13,15], что для синглетного спаривания и в отсутствие спин-орбитального рассеяния, а также внешнего магнитного поля полная система уравнений Узаделя распадается на две эквивалентные подгруппы, переходящие друг в друга заменой индекса $\uparrow \leftrightarrow \downarrow$ и знака обменного поля $H_{\text{exc}} \leftrightarrow -H_{\text{exc}}$. Предполагая указанные условия вы-

полненными, будем опускать в дальнейшем спиновые индексы в уравнениях (2)–(4).

Для S слоя уравнения Узаделя имеют стандартный вид (см., например, [14]). Далее считаем, что для несверхпроводящего F металла затривочное значение параметра порядка $\Delta_F^0 = 0$, но $F_F \neq 0$ благодаря эффекту близости со сверхпроводником. Удобно учесть нормировку функций Грина явно и ввести, аналогично [16], модифицированные функции Узаделя $\Phi_{S,F}$, определив их соотношениями $G = \omega/(\omega^2 + \Phi\tilde{\Phi})^{1/2}$, $F = G\Phi/\omega$ и т.д. Система уравнений Узаделя теперь принимает вид:

для S металла

$$\Phi_S = \Delta_S + \xi_S^2 \frac{\pi T_C}{\omega G_S} [G_S^2 \Phi_S']', \quad (5)$$

$$G_S = \frac{\omega}{(\omega^2 + \Phi_S \tilde{\Phi}_S)^{1/2}},$$

$$\Delta_S \ln(T/T_C) + 2\pi T \sum_{\omega > 0} [(\Delta_S - \Phi_S G_S)/\omega] = 0; \quad (6)$$

для F металла

$$\Phi_F = \xi_F^2 \frac{\pi T_C}{\tilde{\omega} G_F} [G_F^2 \Phi_F']', \quad G_F = \frac{\tilde{\omega}}{(\tilde{\omega}^2 + \Phi_F \tilde{\Phi}_F)^{1/2}}. \quad (7)$$

Уравнения для функций $\tilde{\Phi}$ имеют аналогичный (5)–(7) вид. В (7) мы пользуемся эффективной длиной когерентности ξ нормального немагнитного металла с коэффициентом диффузии D_F , определенной нами в (1), которую удобно ввести вместо ξ_F для анализа предела $H_{\text{exc}} \rightarrow 0$. В этих уравнениях штрих означает дифференцирование по координате x . 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 S/F -бислоя от S/N -бислоя.

Уравнения (5)–(7) должны быть дополнены граничными условиями для функций Φ_S и Φ_F . Из (5) следует, что в глубине S слоя

$$\Phi_S(\infty) = \Delta_S(\infty) = \Delta_0(T), \quad (8)$$

где $\Delta_0(T)$ — параметр порядка пространственно-однородного сверхпроводника при температуре T в теории БКШ. На внешней границе ферромагнетика граничное условие имеет вид $\Phi_F'(-d_F) = 0$. Несколько подробнее следует остановиться на гра-

ничных условиях на границе ферромагнетика со сверхпроводником; обычно подобные граничные условия приводятся для функций G и F и случая $T \rightarrow T_C$ без их обсуждения (см., например, [11,12]). Вместе с тем традиционная запись граничных условий предполагает выполнение ряда физических условий, что, возможно, справедливо не для всех реальных S/F -контактов.

2. Граничные условия к уравнениям Узаделя на SF -границе при произвольных температурах $T \leq T_C$ получим в рамках того же подхода, с помощью которого были найдены граничные условия на границе двух сверхпроводников в [17]. Первое условие к уравнениям Узаделя обеспечивает непрерывность протекающего через SF -границу сверхтока при любых значениях прозрачности границы (см., например, выражение (15) в [17]). Легко убедиться, что, учитывая условие нормировки (4), матричное выражение (15) в работе [17] достаточно записать для ненулевой недиагональной компоненты:

$$p_F^2 l_F \left(F_F \frac{dG_F}{dx} - G_F \frac{dF_F}{dx} \right) \Big|_{x=0} = p_S^2 l_S \left(F_S \frac{dG_S}{dx} - G_S \frac{dF_S}{dx} \right) \Big|_{x=0},$$

где $p_{F,S}$ — импульсы электронов на поверхности Ферми, $l_{F,S}$ — длины свободного пробега электронов для F и S слоев соответственно. Переходя к модифицированным функциям Узаделя $\Phi_S = \omega F_S/G_S$ и $\Phi_F = \tilde{\omega} F_F/G_F$, получаем первое граничное условие для этих функций на SF -границе в виде

$$\frac{1}{\tilde{\omega}} \gamma \xi G_F^2 \Phi_F' \Big|_{x=0} = \frac{1}{\omega} \xi_S G_S^2 \Phi_S' \Big|_{x=0}. \quad (9)$$

Здесь $\gamma = \rho_S \xi_S / \rho_F \xi$ — параметр эффекта близости, характеризующий интенсивность наведенных сверхпроводящих корреляций в F слое из-за близости с S слоем; $\rho_{S,F}$ — сопротивления S и F металлов в нормальном состоянии.

Второе граничное условие учитывает эффекты конечной прозрачности SF -границы (см., например, выражение (22) в [17]). Как и в случае первого граничного условия, матричное уравнение (22) из работы [17] достаточно записать для ненулевой недиагональной компоненты:

$$l_F \left(F_F \frac{dG_F}{dx} - G_F \frac{dF_F}{dx} \right) \Big|_{x=0} =$$

$$= \frac{3}{4} \left\langle \frac{x_F \delta}{R} \right\rangle (F_F G_S - F_S G_F) \Big|_{x=0},$$

где δ — прозрачность SF -границы; $R = 1 - \delta$ — коэффициент отражения электронов от границы; $x_F = p_F / p_F^x$. Для модифицированных функций Узаделя второе граничное условие для SF -границы приобретает вид

$$\xi \gamma_{BF} G_F \Phi_F' \Big|_{x=0} = \tilde{\omega} G_S (\Phi_S / \omega - \Phi_F / \tilde{\omega}) \Big|_{x=0}, \quad (10)$$

где $\gamma_{BF} = 2/3 (x_F \delta / R)^{-1} l_F / \xi$ — параметр, учитывающий эффекты конечной прозрачности границы. При $\gamma_{BF} = 0$, т.е. при полной прозрачности границы ($\delta = 1$), условие (10) переходит в $\Phi_S / \omega = \Phi_F / \tilde{\omega}$.

Соотношения (9) и (10) обобщают задачу об эффекте близости при произвольной прозрачности границы раздела NS [10,16] на случай, когда нормальный металл является ферромагнетиком. Дополнительным физическим условием справедливости соотношений (9) и (10) по сравнению с N металлом является предположение, что обменное расщепление подзон $p_F^\pm = \sqrt{2m} \sqrt{E_F \pm H_{\text{exc}}}$ существенно меньше энергии Ферми E_F , т.е. $H_{\text{exc}} \ll E_F$ (m — эффективная масса электрона). В этом случае разницей в плотностях состояний и в прозрачностях SF -границы для электронов с противоположными ориентациями спина можно пренебречь. В таких ферромагнитных металлах, как Ni, Gd и др., поляризация электронов при низких температурах не превышает 10%, и экспериментальные результаты по наведенной сверхпроводимости в пленках этих ферромагнетиков достаточно хорошо вписываются в «традиционные» представления об эффекте близости [18,19]. В ферромагнитной фазе перовскитовых манганитов лантана спиновая поляризация носителей заряда уже при азотных температурах достигает почти 100% (см., например, [20]) и величина спинового расщепления поверхности Ферми не мала. Любопытно, что экспериментальные исследования близостных структур типа сверхпроводник/колоссальный магнитоинертивный материал обнаруживают необычные их свойства (см., например, [21,22]).

3. Покажем, что исследование наведенной сверхпроводимости в S/F -структурах с тонким слоем F металла (d_F удовлетворяет условию (1)) можно свести к рассмотрению краевой задачи для S слоя. Действительно, дифференциальное уравнение (7) можно решать итерациями по параметру d_F / ξ . В первом приближении можно пренебречь неградиентным членом и, учитывая, что

$\Phi_F'(-d) = 0$, получить $\Phi_F = \text{const}$. В следующем приближении по d_F / ξ , линеаризуя уравнение (7), находим

$$\Phi_F'(x) = \frac{\tilde{\omega} \Phi_F(0)(x+d)}{\xi^2 \pi T_C G_F}. \quad (11)$$

Здесь при интегрировании опять учтено условие $\Phi_F'(-d) = 0$. Определяя из (11) $\Phi_F'(x=0)$ и подставляя его в граничные условия (9) и (10), получаем граничное условие для функции Φ_S

$$\xi_S G_S \Phi_S' \Big|_{x=0} = \gamma_M \tilde{\omega} \Phi_S / \left[\pi T_C \left(1 + \frac{2 G_S \gamma_B \tilde{\omega}}{\pi T_C} + \frac{\tilde{\omega}^2 \gamma_B^2}{(\pi T_C)^2} \right)^{1/2} \right] \Big|_{x=0} \quad (12)$$

и уравнение, определяющее неизвестное значение функции Φ_F при $x=0$:

$$\Phi_F(0) = G_S \Phi_S / \left[\omega \left(\frac{\gamma_B}{\pi T_C} + \frac{G_S}{\tilde{\omega}} \right) \right] \Big|_{x=0}. \quad (13)$$

Здесь $\gamma_M = \gamma d_F / \xi$, $\gamma_B = \gamma_{BF} d_F / \xi$. В частном случае $\gamma_B = 0$ (полная прозрачность) уравнения (12) и (13) примут вид $\xi_S G_S \Phi_S' \Big|_{x=0} = \gamma_M \tilde{\omega} \Phi_S / (\pi T_C) \Big|_{x=0}$ и $\omega \Phi_F(0) = \tilde{\omega} \Phi_S(0)$ соответственно. Пространственной зависимостью функций в F слое мезоскопической толщиной, $d_F \ll \xi$, естественно далее пренебречь. В результате задача об эффекте близости массивного сверхпроводника с тонким слоем ферромагнетика сводится к решению уравнений (5), (6) для S слоя с граничными условиями (8), (12) и уравнению (13). Последнее определяет модифицированную функцию Узаделя Φ_F , характеризующую сверхпроводимость, наведенную в F слое из-за эффекта близости.

Степень взаимовлияния S и F слоев зависит от параметров γ_M , γ_B и величины обменного взаимодействия H_{exc} . В общем случае задача может быть решена только численными методами, однако в ряде частных пределов допустимо аналитическое решение. Ниже приведены результаты аналитического рассмотрения бислоя с малым параметром эффекта близости и высокой прозрачностью SF -границы: $\gamma_M \ll 1$, $\gamma_B \ll 1$.

4. В пределе $\gamma_M \ll 1$, $\gamma_B \ll 1$ в нулевом приближении по γ_M из условия (12) следует, что $\xi_S \Phi_S'(0) = 0$ для $\omega \ll \Omega_\gamma \approx \pi T_C / \gamma_M$. Поскольку

уравнение самосогласования (6) сходится при $\omega \ll \Omega_C \approx \pi T_C$ ($\Omega_C \ll \Omega_\gamma$), можно считать в этом приближении функции Φ_S и Δ_S пространственно-однородными: $\Phi_S(x) = \Delta_S(x) = \Delta_0$, $\omega \ll \Omega_\gamma$. В этом же приближении для функции Φ_F из (13), подставляя явный вид функции G_S , получаем

$$\Phi_F(0) = \Delta_0 \tilde{\omega} / (\gamma_B \tilde{\omega} \beta^2 + \omega),$$

где $\beta = [(\omega^2 + \Delta_0^2)^{1/2} / (\pi T_C)]^{1/2}$.

Таким образом, в нулевом приближении по γ_M с ростом γ_B (уменьшением прозрачности) функция Φ_F убывает; скачок параметра порядка на границе раздела, $\Phi_S(0) - \Phi_F(0)$, растет.

В следующем приближении по γ_M , линеаризуя уравнение Узалея (5) для $\Phi_S(x)$ и учитывая, что

$\Phi_S(\infty) = \Delta_0$, получаем общее решение (5) в виде $\Phi_S(x) = \Delta_0 + C \exp(-\beta x / \xi_S)$, где $C = \text{const}$. Подставляя это решение в граничное условие (12), получаем решение для $\Phi_S(\omega, x)$ в виде

$$\Phi_S(\omega, x) = \Delta_0 \left[1 - \frac{\gamma_M \tilde{\omega} \exp(-\beta x / \xi_S)}{\gamma_M \tilde{\omega} + \omega A} \right], \quad (14)$$

здесь

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

Используя (14) при $x = 0$ и соотношение (13), находим выражение для $\Phi_F(\omega, 0)$:

$$\Phi_F(\omega, 0) = \frac{\Delta_0 \pi T_C A}{\pi T_C A \omega / \tilde{\omega} + \gamma_M \beta \pi T_C + \gamma_B [(\omega A + \gamma_M \tilde{\omega})^2 + \Delta_0^2 A^2]^{1/2}}. \quad (15)$$

Из этого соотношения следует что с ростом как параметра γ_B , так и параметра подавления γ_M функция Φ_F , так же как и в случае S/N -бислоя [16] и S/S' -бислоя [10], убывает. При $H_{\text{exc}} \rightarrow 0$ величина $\tilde{\omega} \rightarrow \omega$ и решение (14) воспроизводит все результаты, полученные авторами [10,16] для S/N -бислоя с $\gamma_M \ll 1$, $\gamma_B \ll 1$. При полной прозрачности границы ($\gamma_B = 0$) решение уравнений Узалея принимает вид

$$\Phi_S(\omega, x) = \Delta_0 \left(1 - \frac{\gamma_M \tilde{\omega} \exp(-\beta x / \xi_S)}{\gamma_M \tilde{\omega} + \omega} \right).$$

Тогда наведенная в F слое сверхпроводимость характеризуется функцией $\Phi_F(0) = \Delta_0 \tilde{\omega} / (\gamma_M \tilde{\omega} \beta^2 + \omega)$, которая убывает с ростом параметра γ_M .

Зная функцию $\Phi_S(\omega, x)$, можно воспользоваться уравнением (6) для вычисления пространственного поведения параметра $\Delta_S(x)$, определяющего энергетическую щель в S слое:

$$\Delta_S(x) = \frac{2\pi T \sum_{\omega > 0} \Phi_S(\omega, x) G_S(\omega, x) / \omega}{\ln(T/T_C) + 2\pi T \sum_{\omega > 0} 1/\omega}. \quad (16)$$

Суммирование по частотам в выражении (16) ограничено дебаевской частотой ω_D . На рис. 1 приведены графики пространственной зависимости $\Delta_S(x)$ при $\gamma_M = 0,1$, $\gamma_B = 0,1$ при низких температурах и различных значениях параметра обменного взаимодействия H_{exc} . Как и в случае S/N -

и S/S' -бислоев, БКШ-значение параметра порядка достигается в глубине S слоя на расстоянии порядка нескольких ξ_S . На рис. 1 видно, что величина параметра порядка около SF -границы, $\Delta_S(0)$, уменьшается с увеличением обменного взаимодействия: в соответствии с (14) можно говорить о «наведенных» обменных корреляциях в S слое, которые разрушают куперовские пары. При одинаковых значениях параметра обменного взаимодействия H_{exc} параметр порядка $\Delta_S(0)$ на SF -границе уменьшается с ростом прозрачности границы, что приводит к уменьшению скачка

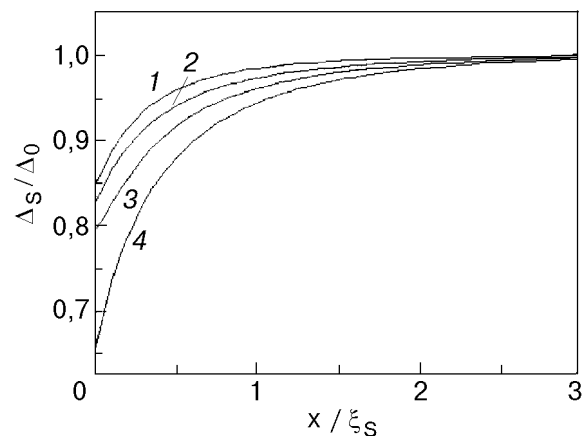


Рис. 1. Пространственная зависимость параметра порядка в S слое $\Delta_S(x)$ вблизи SF -границы при $\gamma_M = 0,1$, $\gamma_B = 0,1$ и различных значениях обменного поля $H_{\text{exc}}/\pi T_C = 0, 3, 5$ и 10 (соответственно кривые 1, 2, 3 и 4), $T/T_C \ll 1$. Параметр порядка в F слое $\Delta_F(x)$ в рассматриваемом приближении постояен и равен значению $\Delta_S(0)$ на границе раздела слоев.

амплитуды куперовских пар при переходе из S в F слой. Поведение здесь полностью аналогично ситуации в SN -системе (см. [10,16]). При малых значениях параметра γ_M уменьшение прозрачности границы (т.е. рост параметра γ_B) приводит к резкому увеличению скачка параметра порядка системы на границе.

5. Используя полученные выражения, исследуем влияние обменного поля на плотность состояний в S и F слоях. Плотности состояний квазичастиц в S и F слоях, по определению, равны

$$N_{S,F}(\epsilon, x=0) = \text{Re} \{ G_{S,F\uparrow\uparrow}(\epsilon, 0) + G_{S,F\downarrow\downarrow}(\epsilon, 0) \} = N_{S,F\uparrow}(\epsilon, 0) + N_{S,F\downarrow}(\epsilon, 0). \quad (17)$$

Для рассматриваемого нами случая конечной прозрачности плотность состояний на SF -границе в F и S слоях оказывается различной. Воспользовавшись выражением (14) при $x=0$ и (15), для функций Грина заданной спиновой подзоны в S и F слоях на SF -границе получаем

$$G_{S\uparrow\uparrow}(\omega, 0) = (\omega A + \gamma_M \tilde{\omega}) \mathcal{R}^{-1}(\omega),$$

$$G_{F\uparrow\uparrow}(\omega, 0) = \frac{\omega A + \tilde{\omega}[\gamma_M \beta + \gamma_B \mathcal{R}(\omega)]}{\{\Delta_0^2 A^2 + [\omega A + \tilde{\omega}(\gamma_M \beta + \gamma_B \mathcal{R}(\omega))]^2\}^{1/2}},$$

где $\mathcal{R}(\omega) = \{\Delta_0^2 A^2 + (\omega A + \tilde{\omega} \gamma_M \beta)^2\}^{1/2}$, а $A \equiv A(\omega)$ определяется согласно (14). Выполняя аналитическое продолжение функций $G_{S\uparrow\uparrow}(\omega, 0)$ и $G_{F\uparrow\uparrow}(\omega, 0)$ на комплексную плоскость подстановкой $\omega \rightarrow -i\epsilon$, можно получить явный вид выражений для плотностей состояний на границе для каждой из спиновых подзон: $N_{S\uparrow}(\epsilon, 0)$, $N_{S\downarrow}(\epsilon, 0)$ и $N_{F\uparrow}(\epsilon, 0)$, $N_{F\downarrow}(\epsilon, 0)$. Из-за громоздкости мы их не приводим. Как следует из полученных выражений, при $H_{\text{exc}} \neq 0$, $\gamma_M \neq 0$, $\gamma_B \neq 0$ плотность квазичастичных состояний расщеплена по спину как в S слое, так и в F слое: $\text{Re} G_{S,F\uparrow\uparrow} \neq \text{Re} G_{S,F\downarrow\downarrow}$. Это связано с исходным обменным расщеплением поверхности Ферми в F металле, что проявляется в характеристиках «единой» системы — F/S -бислоя. Теряется и симметрия плотности состояний относительно энергетической переменной: $\text{Re} G_{S,F\uparrow\uparrow}(\epsilon > 0) \neq \text{Re} G_{S,F\downarrow\downarrow}(\epsilon < 0)$, хотя суммарная плотность $N_{S,F}(\epsilon)$ (17), как нетрудно убедиться, симметрична.

На рис. 2 представлены графики зависимости плотностей состояний для одной подзоны в F и S слоях $N_{F\uparrow}(\epsilon, 0)$ и $N_{S\uparrow}(\epsilon, 0)$ от энергии при $T \ll T_C$, $\gamma_M = 0,1$, $\gamma_B = 0,1$ и различных значениях обменной энергии H_{exc} , при этом значения

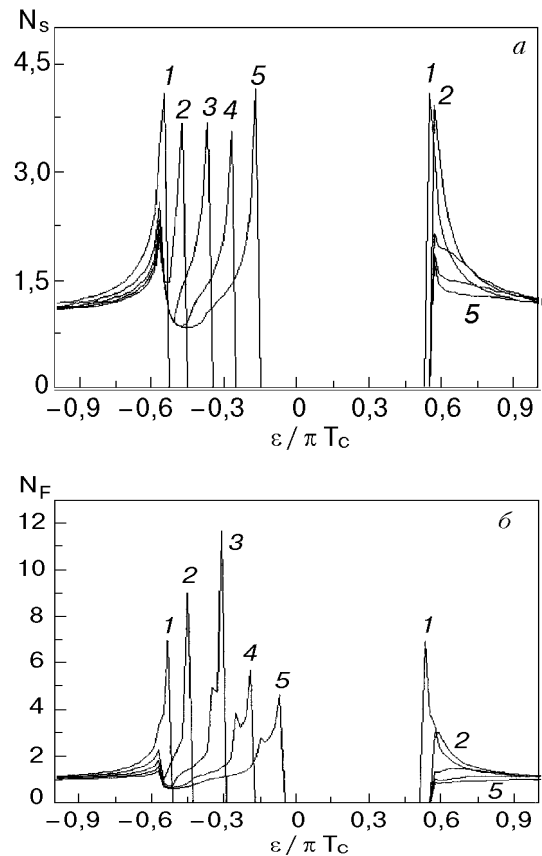


Рис. 2. Плотности квазичастичных состояний с заданной ориентацией спина в S (а) и F (б) слоях S/F -сэндвича при $\gamma_M = 0,1$, $\gamma_B = 0,1$ и различных значениях обменного поля $H_{\text{exc}}/(\pi T_C) = 0, 1, 2, 3$ и 4 (соответственно кривые 1, 2, 3, 4 и 5), $T/T_C \ll 1$.

H_{exc} и ϵ нормированы на πT_C . Как видно на рис. 2, обменное взаимодействие приводит к спиновому расщеплению плотности квазичастичных состояний не только в F слое, но и в S слое, что, как уже отмечалось, связано с обменным расщеплением поверхности Ферми в F металле. При $H_{\text{exc}} \neq 0$ в плотности состояний $N_{F\uparrow}(\epsilon, 0)$ в области энергий $\epsilon < 0$ имеются три особенности. Одна из них соответствует БКШ-значению $|\epsilon| = \Delta_0(T)$ и выражена менее ярко, чем в немагнитном случае (ср. с кривой 1 для $H_{\text{exc}} = 0$). Вторая обусловлена наличием истинной щели $|\epsilon| = \Delta_S(T)$ в спектре одночастичных возбуждений и отражает перенормировку щели в S слое с учетом эффекта близости. С ростом обменного взаимодействия $\Delta_S(T)$ уменьшается по абсолютной величине и высота пиков при $|\epsilon| = \Delta_0(T)$ падает. Наконец, особенность при наименьших значениях $|\epsilon|$ соответствует $\Delta_F(T)$, т.е. наведенному значению щели в F слое. В области положительных энергий $\epsilon > 0$ наблюдается одна БКШ-особенность, которая размывается с ростом обмена.

6. В данной работе исследован сверхпроводящий эффект близости в S/F -структурах с произвольными прозрачностью SF -границы и величиной эффекта близости между массивным сверхпроводником и ферромагнетиком мезоскопической толщины. Оба металла отвечают «грязному» пределу. Аналитические решения получены для случая высокой прозрачности границы и малой величины эффекта близости. Плотность одночастичных состояний и пространственная зависимость параметра порядка в S и F металлах вычислены как функции величины обменного поля, прозрачности границы и величины эффекта близости. Показано, что в мезоскопических S/F -структурах плотность одночастичных состояний поляризована по спину как в F , так и S металле. Мы предполагаем, что учет спиновой поляризации плотности состояний особенно важен при интерпретации свойств туннельных $F/S/F$ контактов с тонким слоем S металла. Такого типа туннельные контакты рассматриваются сегодня как перспективные функциональные элементы нового типа магниторезистивных приборов, магниторезистивные и сверхпроводящие свойства которых управляются приложенным напряжением [23].

Авторы благодарны М. А. Белоголовскому, А. И. Дьяченко и В. Ю. Таренкову за интерес к работе и полезные обсуждения.

1. B. Y. Jin and J. B. Ketterson, *Adv. Phys.* **38**, 189 (1989).
2. Z. Radovic, M. Ledvij, L. Dobrosaljevic-Grudjic, A. I. Buzdin, and J. R. Klem, *Phys. Rev.* **B44**, 759 (1991).
3. P. Koorevaar, Y. Suzuki, R. Coehoorn, and J. Aarts, *Phys. Rev.* **B49**, 441 (1994).
4. Th. Muhge, K. Westerholt, H. Zabel, N. N. Garif'yanov, Yu. V. Goryunov, I. A. Garifullin, and G. G. Khaliullin, *Phys. Rev.* **B55**, 8945 (1997).
5. Ю. Н. Прошин, М. И. Хусаинов, *ЖЭТФ* **113**, 1708 (1998).
6. R. J. Soulen, Jr., J. M. Byers, M. S. Osofsky, B. Nadgornny, T. Ambrose, S. F. Cheng, P. R. Broussard, C. T. Tanaka, J. Novak, J. S. Moodera, and J. M. D. Coey, *Science* **282**, 85 (1998).
7. S. C. Upadhyay, A. Palanisami, A. N. Louie, R. A. Buhrman, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3247 (1998).
8. O. Bourgeois, P. Gandit, J. Lezuer, R. Melin, A. Sunce, X. Grison, and J. Chussy, *Cond-mat/9901045*, Jan 1999.
9. V. T. Petrashov, I. A. Sosnin, I. Cox, A. Parsons, and C. Troadec, *Cond-mat/9903237*, Mar 1999.

10. A. A. Golubov, E. P. Houwman, J. G. Gisbertsen, V. M. Krasnov, J. Flokstra, H. Rogalla, and M. Ju. Kupriyanov, *Phys. Rev.* **B51**, 1073 (1995).
11. E. A. Demler, G. B. Arnold, and M. R. Beasley, *Phys. Rev.* **B55**, 15174 (1997).
12. J. Aarts, J. M. E. Geers, E. Bruck, A. A. Golubov, and R. Coehoorn, *Phys. Rev.* **B56**, 2779 (1997).
13. L. N. Bulaevskii, A. I. Buzdin, M. L. Kubic, and S. V. Panyukov, *Adv. Phys.* **34**, 175 (1985).
14. А. М. Свидзинский, *Пространственно-неоднородные задачи теории сверхпроводимости*, Наука, Москва (1982).
15. G. Eilenberger, *Z. Phys.* **190**, 142 (1966); *ibid.* **214**, 195 (1968).
16. А. А. Голубов, М. Ю. Куприянов, *ЖЭТФ* **96**, 1420 (1989).
17. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).
18. P. M. Tredrow and R. Meservey, *Phys. Rev.* **B7**, 318 (1973).
19. J. J. Hauser, H. C. Theueser, and N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **B142**, 118 (1996).
20. Y. Okimoto, T. Katsufuji, T. Ishikawa, A. Urushibara, T. Arima, and Y. Tokura, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 109 (1995).
21. M. Kasai, Y. Kanke, T. Ohno, and Y. Kozono, *J. Appl. Phys.* **72**, 5344 (1992).
22. Z. V. Dong, R. Ramesh, T. Venkatesan, M. Johnson, Z. Y. Chen, S. P. Pai, V. Tauansky, R. P. Sharma, R. Shreekala, C. J. Lobb, and K. L. Green, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 1718 (1997).
23. S. Takahashi, H. Imamura, and S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3911 (1999).

Spin polarization of quasiparticle states in S/F structures with finite SF boundary transparency

E. A. Koshina and V. N. Krivoruchko

The effect of proximity between a bulk superconductor (S) and a mesoscopic layer of a normal ferromagnetic metal (F) is considered for arbitrary values of SF boundary transparency and proximity effect. The spatial distribution of the order parameter in a S layer and the density of states at SF boundaries as a function of exchange field is determined for a high SF boundary transparency and a low proximity effect. It is shown that the single-particle excitations in mesoscopic S/F structures are spin-polarized both in S and F metals.