

Особенности эффекта близости в структурах сверхпроводник-многослойный ферромагнетик при коллинеарной намагниченности в ферромагнитных слоях

А. В. Зайцев¹⁾

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия

Поступила в редакцию 14 августа 2009 г.

Теоретически изучен эффект близости, проявляющийся в различных сверхпроводниковых структурах, содержащих многослойный ферромагнетик M , состоящий из произвольного числа металлических ферромагнитных слоев (F). Предполагается, что обменные поля в F -слоях (ориентированные параллельно их плоскостям) коллинеарны. Исследованы случаи различного упорядочения обменных полей, в том числе случаи антиферромагнитного упорядочения. Для последнего случая показано, что эффект близости возрастает (при фиксированной толщине M прослойки) с возрастанием числа слоев N и существенно зависит от того, четным или нечетным является это число. В условиях диффузионного транспорта электронов, при определенных условиях реализуется аномальный эффект близости, определяемый синглетной компонентой конденсатной гриновской функции. Проанализированы особенности эффекта близости для различных сверхпроводниковых структур: S - M , S - I - M - S , S - M - S (S – сверхпроводник, I – слой изолятора). Показано, что в случае, когда M -структура состоит из N последовательно соединенных F_1 – N – F_2 – N звеньев, в которых F -слои разделены нормальным металлическим слоем (N), при антиферромагнитном упорядочении намагниченности может реализоваться индуцированное обменным полем увеличение критического тока.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.–k

Известно, что эффект близости в структурах сверхпроводник – ферромагнетик (S - F) обладает рядом особенностей, отличающих его от эффекта близости в S - N -структурах (N – нормальный металл) [1–3]. В частности, к таким особенностям относятся пространственные осцилляции конденсатной волновой функции в ферромагнетике, обуславливающие возможность реализации так называемых π -контактов [4] на основе S - F - S переходов. В джозефсоновских структурах, содержащих ферромагнитные слои, может реализоваться индуцированное обменным полем увеличение критического тока [5–9]. Другой интересной особенностью, предсказанной для S - F структур с неколлинеарной пространственно неоднородной намагниченностью в ферромагнетике, является аномальный эффект близости -long-range proximity effect (LRPE) [10], реализующийся при диффузном транспорте электронов. Предсказанный в [10] эффект связан с триплетной конденсатной волновой функцией. В настоящей работе мы исследуем эффект близости в структурах S - M , где M – многослойный ферромагнетик, при коллинеарной намагниченности в F -слоях. Эффект близости будет проанализирован для

произвольного количества слоев при диффузионном транспорте электронов.

Мы рассмотрим случаи различного упорядочения намагниченности в слоях и покажем, что при определенных условиях возможна реализация LRPE, при котором синглетная компонента конденсатной волновой функции даже при большой величине обменного поля h в слоях (при котором длина $\xi_N = (D/\pi T)^{1/2} \gg \xi_h = (D/\pi h)^{1/2}$, D – коэффициент диффузии в ферромагнетике) проникает в M -структуру на глубину, существенно превышающую длину проникновения сверхпроводящих корреляций в ферромагнетик (с пространственно однородным обменным полем) ξ_h . В частности, LRPE реализуется при антиферромагнитном упорядочении намагниченностей в ферромагнитных слоях, когда толщина слоев мала по сравнению с ξ_h .

Толщина слоев будет предполагаться существенно большей межатомного расстояния, что позволяет при анализе эффекта близости использовать квазиклассические уравнения для функций Грина (см., например, [3]). Кроме того, будем предполагать, что конденсатная температурная гриновская функция \hat{f} в M области мала. Такая ситуация реализуется, в частности, при малой прозрачности S - M границ (при произвольных температурах) либо вблизи критичес-

¹⁾e-mail: zaitsev@hitech.cplire.ru

кой температуры сверхпроводника T_c и произвольной прозрачности границ. Кондесатная функция в грязном пределе ($\xi_N \gg l, 1 \gg \tau\hbar, \tau = l/v_F, l$ – длина свободного пробега, v_F – скорость Ферми в ферромагнетике) подчиняется уравнению

$$\partial_x D(x) \partial(x) \check{f} - 2[\hat{\sigma}_0 - ih(x)\hat{\sigma}_3] \otimes \check{f} = \check{0}, \quad (1)$$

где $\omega = \pi T(2m+1)$ – мацубаровская частота (полагаяем $\omega > 0$), $\hat{\sigma}_0, \hat{\sigma}_3$ – соответственно, единичная матрица и матрица Паули в спиновом пространстве. Обменное поле, имеющее величину h_n в n -ом слое, то есть при $x_{n-1} < x < x_n, x_0 = 0, x_n = \sum_{n_1=1}^n d_{n_1}, n \geq 1$ предполагается ориентированным параллельно плоскости слоев. Рассмотрим сначала случай М–S структуры. Из уравнения (1) следует, что решение для матрицы \check{f} (спиновая структура которой задается согласно [3]) определяется двумя функциями

$$\check{f} = \frac{1}{2}[(\hat{\sigma}_0 + \hat{\sigma}_3)f^+ + (\hat{\sigma}_0 - \hat{\sigma}_3)f^-] \hat{\sigma}_3 \otimes i\hat{\tau}_2,$$

решения для которых в n -ом слое могут быть представлены в виде

$$f^\sigma(x) = A_n^\sigma \cosh k_n^\sigma(x - x_{n-1}) + B_n^\sigma \sinh k_n^\sigma(x - x_{n-1}), \quad (2)$$

где $k_n^\sigma = [2(\omega - i\sigma h_n)/D_n]^{1/2}$, $\hat{\tau}_2$ – матрица Паули в электрон-дырочном пространстве. Из условия непрерывности функций f и $D(x)\partial_x f$ на границах слоев имеем следующее рекуррентное соотношение:

$$\begin{pmatrix} A_{n+1}^\sigma \\ B_{n+1}^\sigma \end{pmatrix} = \mathbf{M}_n^\sigma \begin{pmatrix} A_n^\sigma \\ B_n^\sigma \end{pmatrix},$$

в котором матрица \mathbf{M}_n^σ определяется выражением

$$\mathbf{M}_n^\sigma = \begin{pmatrix} \cosh \lambda_n^\sigma & \sinh \lambda_n^\sigma \\ q_n^\sigma \sinh \lambda_n^\sigma & q_n^\sigma \cosh \lambda_n^\sigma \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где $q_n^\sigma = [(\omega - i\sigma h_{n-1})D_{n-1}/(\omega - i\sigma h_n)D_n]^{1/2}$, $\lambda_n^\sigma = k_n^\sigma d_n$. Из (3) следует, что

$$\begin{pmatrix} A_N^\sigma \\ B_N^\sigma \end{pmatrix} = \mathbf{M}^\sigma \begin{pmatrix} A_1^\sigma \\ B_1^\sigma \end{pmatrix}, \quad (4)$$

где

$$\mathbf{M}^\sigma = \prod_{n=1}^N \mathbf{M}_n^\sigma,$$

N – количество слоев в М структуре. При нахождении решения следует учитывать два граничных условия. Одно из них – при $x = 0$ (левая граница М структуры): $\partial_x f^\sigma(0) = 0$; из него следует, что $B_1^\sigma = 0$.

Второе граничное условие соответствует М/S границе, то есть $x = L = \sum_{n=1}^N d_n$. Будем предполагать наличие на этой границе барьера малой прозрачности, имеющего сопротивление на единицу площади R_b . При этом для $x = L$ справедливо граничное условие [11]

$$\partial_x \check{f}(L) = \hat{\sigma}_3 \otimes i\hat{\tau}_2 f_s / \gamma_b, \quad (5)$$

где $\gamma_b = R_b \sigma_F$, σ_F – проводимость ферромагнетика, f_s – кондесатная гриновская функция сверхпроводника. В результате, вводя обозначения

$$\mathbf{M}^\sigma = \parallel M_{ij}^\sigma \parallel \quad (6)$$

для кондесатной функции f^σ , при $x = 0$ получим

$$f^\sigma(0) = \frac{f_s \gamma_b}{k_N^\sigma [M_{11}^\sigma \sinh \lambda_N^\sigma + M_{21}^\sigma \cosh \lambda_N^\sigma]}. \quad (7)$$

Формулы (3), (7) определяют решение задачи об эффекте близости в М-S структуре с произвольными значениями обменных полей в F-слоях (удовлетворяющих критерию применимости уравнения (1)).

Мы рассмотрим случаи различного упорядочения обменных полей в М-структуре и при нахождении компонент матрицы \mathbf{M}^σ учтем рекуррентные соотношения, справедливые для n -ой степени произвольной матрицы \mathbf{M} размером 2×2 . Для записи этого соотношения удобно представить компоненты \mathbf{M}^n в виде

$$\mathbf{M}^n = \begin{pmatrix} a_n + b_n & c_n \\ \bar{c}_n & a_n - b_n \end{pmatrix}.$$

Нетрудно убедиться, что справедливы следующие рекуррентные соотношения:

$$a_{n+1} = a_n a_1 + u_n (b_1^2 + c_1 \bar{c}_1), \quad a_{2n} = a_n^2 + u_n^2 (b_1^2 + c_1 \bar{c}_1),$$

$$\begin{pmatrix} b_n & c_n \\ \bar{c}_n & -b_n \end{pmatrix} = u_n \begin{pmatrix} b_1 & c_1 \\ \bar{c}_1 & -b_1 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

$$u_{n+1} = a_1 u_n + a_n, \quad u_{2n} = 2a_n u_n, \quad u_1 = 1.$$

Рассмотрим случай антиферромагнитного упорядочения обменных полей в М-структуре, при котором обменные поля в соседних слоях антипараллельны. Предполагая, что параметры (толщина, длина свободного пробега и др.) F-слоев одинаковы, используя формулы (3), (4), найдем для коэффициентов, фигурирующих в выражении (7),

$$M_{11}^\sigma = \begin{cases} a_n^\sigma + b_n^\sigma, & N = (2n+1) \\ (a_n^\sigma + b_n^\sigma) \cosh \lambda^\sigma + c_n^\sigma q^\sigma \sinh \lambda^\sigma, & N = 2n \end{cases}, \quad (9)$$

$$M_{21}^\sigma = \begin{cases} \bar{c}_n^\sigma, & N = (2n + 1) \\ \bar{c}_n^\sigma \cosh \lambda^\sigma + (a_n^\sigma - b_n^\sigma) q^\sigma \sinh \lambda^\sigma, & N = 2n \end{cases},$$

где выражения для $a_n^\sigma, b_n^\sigma, c_n^\sigma, \bar{c}_n^\sigma$ вычисляются с учетом (8), а также следующих соотношений:

$$a_1^\sigma = |\cosh^2 \lambda^\sigma| + \text{Re } q^\sigma |\sinh^2 \lambda^\sigma|,$$

$$b_1^\sigma = i \text{Im } q^\sigma |\sinh^2 \lambda^\sigma|,$$

$$c_1^\sigma = \cosh \lambda^\sigma \sinh \lambda^{-\sigma} + q^{-\sigma} \sinh \lambda^\sigma \cosh \lambda^{-\sigma},$$

$$\bar{c}_1^\sigma = q^\sigma \sinh \lambda^\sigma \cosh \lambda^{-\sigma} + \cosh \lambda^\sigma \sinh \lambda^{-\sigma},$$

$$k^\sigma = [2(\omega - i\sigma h)/D]^{1/2},$$

$$\lambda^\sigma = k^\sigma d, \quad q^\sigma = [(\omega - i\sigma h)/(\omega + i\sigma h)]^{1/2}.$$

Формулы (9) применимы и для случая $N = 1$ ($n = 0$), в котором следует положить $a_0^\sigma = 1, b_0^\sigma = c_0^\sigma = \bar{c}_0^\sigma = 0$. Полученные выражения показывают, что эффект близости существенно зависит от того, четным либо нечетным является число слоев N . Это утверждение иллюстрируется также представленными на рис.1 зависимостями отношения s/s_0 , где $s = \text{Re } f^+(0)$ определяет синглетную компоненту конден-

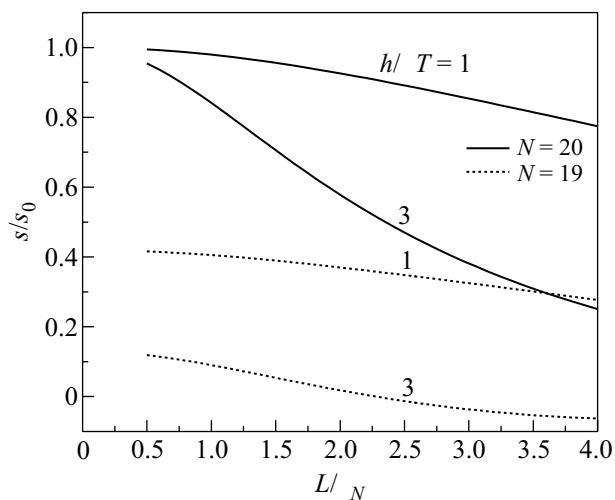


Рис.1. Зависимость функции $s = \text{Re } f^+(0)$ при $\omega = \pi T, T = 0.5T_c$ для М-S систем, в которых М-структуры содержат 19 или 20 F-слоев с антипараллельной ориентацией обменных полей в соседних слоях; s_0 соответствует $h = 0$. Около кривых указаны значения $h/\pi T$

сатной волновой функции, s_0 – значение s , соответствующее нулевому обменному полю, которое реализуется в структуре N-S. Эти зависимости показывают, что эффект близости существенно зависит от

числа слоев N и (при фиксированной толщине прослойки) возрастает с ростом N . При нечетном числе (в отличие от четного) возможно изменение знака отношения s/s_0 , обуславливающее возможность реализации π -контактов в джозефсоновских переходах, содержащих М-структуру. Найденное решение позволяет вычислить джозефсоновский ток в структуре S-I-M-S, в которой барьер, определяемый слоем I, имеет малую (по сравнению с барьером на M-S границе) прозрачность. Для джозефсоновского тока получаем обычное соотношение $I = I_c \sin \varphi$, где I_c – критический ток, выражение для которого удобно представить в виде

$$I_c/I_{c0} = F/F_0 \equiv J_c, \quad (10)$$

где $F = \text{Re} \sum_{m=0}^{\infty} f_s s^+(0)$, F_0, I_{c0} – величины (соответствующие нулевому обменному полю) для S-I-N-S структуры.

Указанные выше особенности эффекта близости проявляются в зависимостях критического тока I_c от различных параметров. На рис.2 представлена

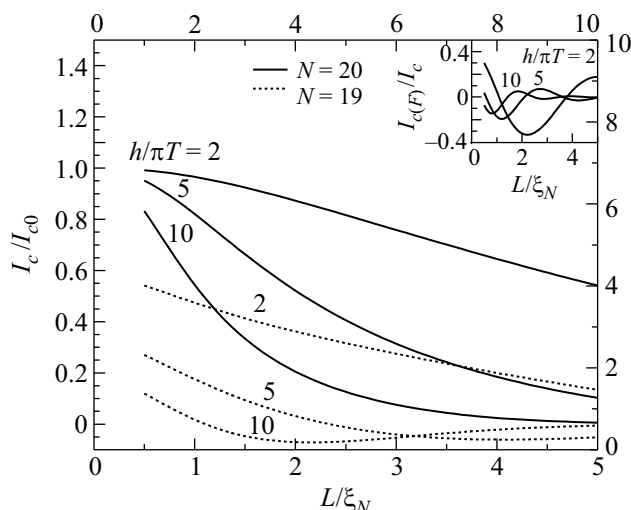


Рис.2. Зависимости нормированного критического тока S-I-M-S и S-M-S переходов от длины М-структур, содержащих 19 или 20 F-слоев с антипараллельной ориентацией обменных полей в соседних слоях; I_{c0} соответствует $h = 0$. На вставке представлены зависимости отношения критических токов при ферромагнитном ($I_{c(F)}$) и антиферромагнитном (I_c при $N = 20$) упорядочении обменных полей. Около кривых указаны значения $h/\pi T$

зависимость нормированного критического тока от длины М-структуры. На вставке к рис.2 представлена зависимость отношения критических токов при ферромагнитном ($I_{c(F)}$) и антиферромагнитном (I_c при $N = 20$) упорядочении обменных по-

лей в М-структуре, свидетельствующая о значительном уменьшении критического тока при переключении между режимами АF- и F-упорядочения. Как известно (см., например, [12]), переключение между этими режимами может быть реализовано при воздействии слабого магнитного поля (практически не влияющего на величину параметра порядка в сверхпроводниках). Представленные зависимости показывают, что при нечетном (в отличие от четного) числе слоев могут реализоваться контакты π -типа ($I_c < 0$), в то время, как при четном – только 0-типа. Из рис.3 видно, что переход между 0- и π - состояниями (при

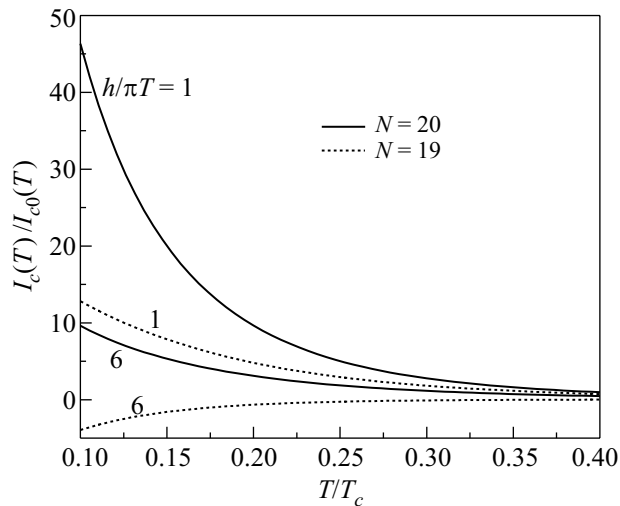


Рис.3. Температурная зависимость критического тока S-I-M-S и S-M-S переходов, в которых М-структуры содержат 19 или 20 F-слоев с антипараллельной ориентацией обменных полей в соседних слоях; I_{c0} соответствуют $h = 0$, $T' = 0.4T_c$. При нечетном (в отличие от четного) числе слоев возможно изменение знака I_c при изменении температуры, сопровождающееся переключением между 0- и π -состояниями джозефсоновского перехода. Около кривых указаны значения $h/\pi T$

нечетном числе слоев) может происходить при изменении температуры. На рис.4 представлены зависимости критического тока S-I-M-S переходов от количества F-слоев в М-структурах длиной $L = \xi_N$.

Рассмотрим теперь S-M-S-структуру, в которой прозрачности обеих границ, которые опять же предполагаются малыми, могут быть одного порядка. В этом случае на обеих границах справедливо граничное условие, которое определяется соотношением вида (5). Решение в первом слое определяется выражением

$$\hat{f}^\sigma(x) = \hat{A}_1^\sigma \cosh k_1^\sigma x + \hat{B}_1^\sigma \sinh k_1^\sigma x, \quad (11)$$

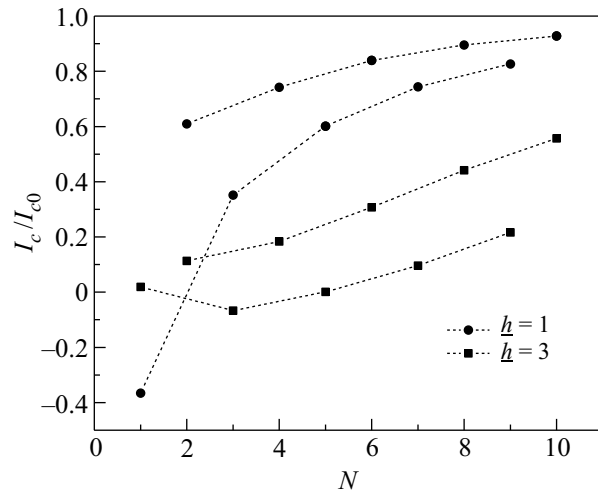


Рис.4. Зависимости нормированного критического тока S-I-M-S и S-M-S переходов от количества F-слоев в М-структурах длиной $L = \xi_N$ при антипараллельной ориентации обменных полей в соседних слоях, I_{c0} соответствуют $h = 0$, $\underline{h} = h/\pi T$, $T = 0.1T_c$

в котором

$$\hat{A}_1^\sigma = \frac{\hat{f}_{2s}/k_N^\sigma \gamma_{b2} + (M_{12}^\sigma \sinh \lambda_N^\sigma + M_{22}^\sigma \cosh \lambda_N^\sigma) \hat{f}_{1s}/k_1^\sigma \gamma_{b1}}{M_{11}^\sigma \sinh \lambda_N^\sigma + M_{21}^\sigma \cosh \lambda_N^\sigma},$$

$\hat{B}_1 = -\hat{f}_{1s}/\gamma_{b1}$, \hat{f}_{1s} , \hat{f}_{2s} , $\hat{f}_{js} = \sigma i \hat{\tau}_2 f_s \exp(i \hat{\tau}_3 \varphi_j)$, $\varphi_2 - \varphi_1 = \varphi$ – разность фаз параметров порядка сверхпроводников ($j = 1, 2$). Вычисляя ток, определяемый $\sum_{m=0}^{\infty} \text{Tr} \hat{\tau}_3 \otimes \hat{f} \partial_x \hat{f}$, приходим в результате к выражению, аналогичному тому, которое получалось для S-I-M-S-структуры; отличие связано только с величиной критического тока I_{c0} . Таким образом, функция J_c и в этом случае дается той же формулой, и представленные выше зависимости справедливы и для S-M-S-структуры.

Рассмотрим теперь случай, в котором область М является структурой, состоящей из последовательно соединенных четырехслойных звеньев F_1-N-F_2-N . Решение для этого случая может быть найдено с использованием формул (3), (4), (7), (8). Результаты численного вычисления зависимостей $J_c(L)$, найденных для случая одинаковых по толщине $F_{1,2}$ - и N-слоев, отличающихся только величиной длины свободного пробега в этих слоях, показаны на рис.5; скорости Ферми в этих слоях полагались одинаковыми. Предполагалось, что обменные поля в слоях F_1 и F_2 антипараллельны, а М-структура состоит из четырехслойных звеньев и еще одного N-слоя. Видно, что при сопротивлении N-слоев, превышающем сопротивление F-слоев, происходит индуцированное обменным

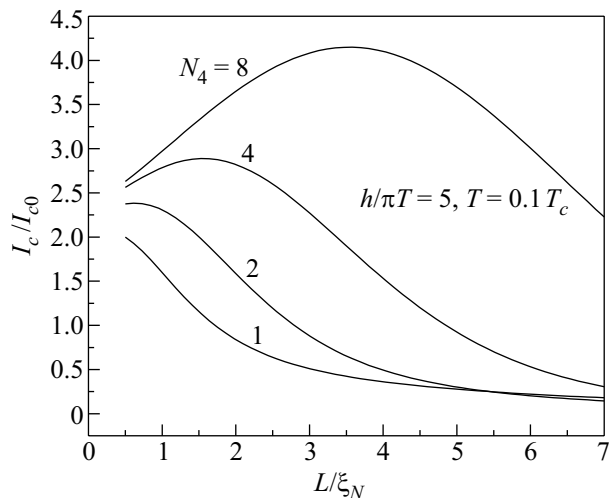


Рис. 5. Зависимости критического тока S-I-M-S и S-M-S переходов от длины M-структур, содержащих различное число N_4 , последовательно соединенных четырехслойных звеньев F_1-N-F_2-N при антипараллельной ориентации обменных полей в F_1 и F_2 слоях. Представленные зависимости демонстрируют индуцированное обменным полем увеличение критического тока, реализующееся при сопротивлении N-слоев, превышающем сопротивление F-слоев. Зависимости построены для случая, в котором длина свободного пробега в F-слоях больше аналогичной длины в N-слоях в 4 раза

полем усиление эффекта близости, в результате чего критический ток в S-M-S-структурах превосходит критический ток S-N-S-структур, имеющих те же параметры (сопротивление, длина и т.д.).

Отметим, что на основе модели антиферромагнетика с атомарно тонкими слоями свойства S-AF-S-структур изучались ранее в работах [13]. Наши выводы были сделаны для структур с слоями макроскопической толщины, однако в качественном отношении некоторые сделанные выводы совпадают с выводами работ [13]. Это касается заключения относительно существенного отличия зависимостей критического тока (от различных параметров) для четного и нечетного количества слоев. Полученные в настоящей работе результаты свидетельствуют о возможности реализации LRPE (определяемого синглетной компонентой конденсатной волновой функции), а также о возможности реализации индуцированного обменным полем увеличения критического тока при антиферромагнитном упорядочении намагниченности в

M-структуре. Экспериментальное изучение эффекта Джозефсона в слабых связях, содержащих антиферромагнитную прослойку, проводилось в работах [14–16]. Есть основания полагать, что наблюдавшийся в [15] LRPE определяется синглетной компонентой конденсатной волновой функции.

Автор благодарен Г.А. Овсянникову и К.И. Константиану за полезные обсуждения. Работа частично поддержана программами ОФН и Президиума РАН, грантом Президента России для государственной поддержки ведущих научных школ # НШ-5408.2008.2, программой Европейского союза проект # NMP3-СТ-2006-033191, Российского фонда фундаментальных исследований # 08-02-00487 и # МНТЦ-3743.

1. A. A. Golubov, M. Yu. Kupriyanov, and E. Il'ichev, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 411 (2004).
2. A. Buzdin, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 935 (2005).
3. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 1321 (2005).
4. L. N. Bulaevskii, A. I. Buzdin, S. V. Panjukov, and M. I. Kubic, *Phys. Rev. B* **28**, 1370 (1983).
5. F. S. Bergeret, A. F. Volkov, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3140 (2001).
6. N. M. Chtchelkatchev, W. Belzig, and C. Bruder, *Письма в ЖЭТФ* **75**, 646 (2002).
7. Yu. S. Barash and I. V. Bobkova, *Phys. Rev. B* **65**, 144502 (2002).
8. А. В. Зайцев, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 277 (2006).
9. А. В. Зайцев, *Письма в ЖЭТФ* **88**, 521 (2008).
10. A. F. Volkov, F. S. Bergeret, and K. B. Efetov, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 117006 (2006).
11. М. Ю. Куприянов, В. Ф. Лукичев, *ЖЭТФ* **94**, 139 (1988).
12. А. Ферт, *УФН* **178**, 1336 (2008); П. А. Грюнберг, *УФН* **178**, 1349 (2008).
13. B. M. Andersen, I. V. Bobkova, P. J. Hirschfeld, and Yu. S. Barash, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 117005 (2006); B. M. Andersen, Yu. S. Barash, S. Graser, and P. J. Hirschfeld, *Phys. Rev. B* **77**, 054501 (2008).
14. C. Bell, E. J. Tarte, G. Burnell et al., *Phys. Rev. B* **68**, 144517 (2003).
15. Г. А. Овсянников, И. В. Борисенко, Ф. В. Комиссинский и др., *Письма в ЖЭТФ* **84**, 320 (2006).
16. M. Weides, M. Disch, H. Kohlstedt, and D. E. Bürgler, *cond-mat/0906.2970* (2009).