Письма в ЖЭТФ, том 90, вып. 6, с. 521 – 525 © 2009 г. 25 сентября

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

А. В. Зайцев[1)]

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 случай 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, обусловливающие 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], реализирующийся 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 $\check{f}$ 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 ($\xi_N \gg l, 1 \gg \tau h, \tau = l/v_F$, l – длина свободного пробега, v_F – скорость Ферми в ферромагнетике) подчиняется уравнению

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

где $\omega = \pi T(2m+1)$ – мацубаровская частота (полагаем $\omega > 0$), $\hat{\sigma}_0, \hat{\sigma}_3$ – соответственно, единичная матица 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 M–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

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

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 $\check{f}$ и $D(x)\partial_x \check{f}$ на границах слоев имеем следующее реккурентное 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 $\mathbf{M}_n^\sigma$ определяется выражением

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

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

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

где

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

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

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

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

$$\mathbf{M}^\sigma = \|M_{ij}^\sigma\| \qquad (6)$$

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

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

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

Мы рассмотрим случаи различного упорядочения обменных полей в M-структуре и при нахождении компонент матрицы $\mathbf{M}^\sigma$ учтем реккурентные 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 реккурентные соотношения:

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

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

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

Рассмотрим случай антиферромагнитного упорядочения обменных полей в M-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),

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

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

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

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

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

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

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

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

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

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 $s = \operatorname{Re} f^{+}(0)$ определяет синглетную компоненту конденсатной 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, обусловливающее возможность реализации π-контактов в джозефсоновских переходах, содержащих M-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

$$I_c/I_{c0} = F/F_0 \equiv J_c, \tag{10}$$

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

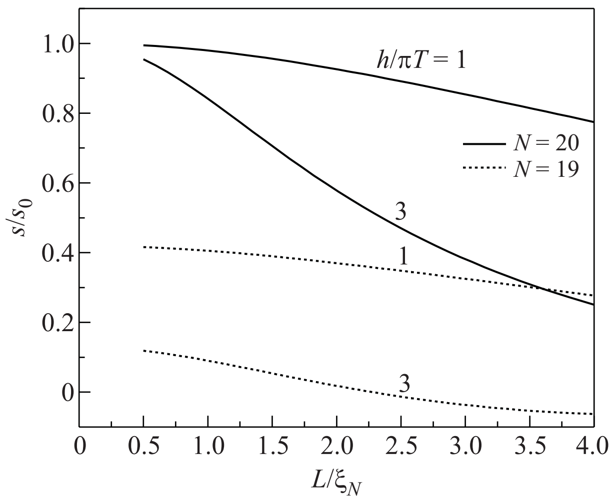

Рис.1. Зависимость функции $s = \operatorname{Re} f^{+}(0)$ при $\omega = \pi T$, $T = 0.5 T_c$ для M-S систем, в которых M-структуры содержат 19 или 20 F-слоев с антипараллельной ориентацией обменных полей в соседних слоях; s_0 соответствует $h = 0$. Около кривых указаны значения $h/\pi T$

Указанные выше особенности эффекта близости проявляются в зависимостях критического тока I_c от различных параметров. На рис.2 представлена зависимость нормированного критического тока от длины M-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-

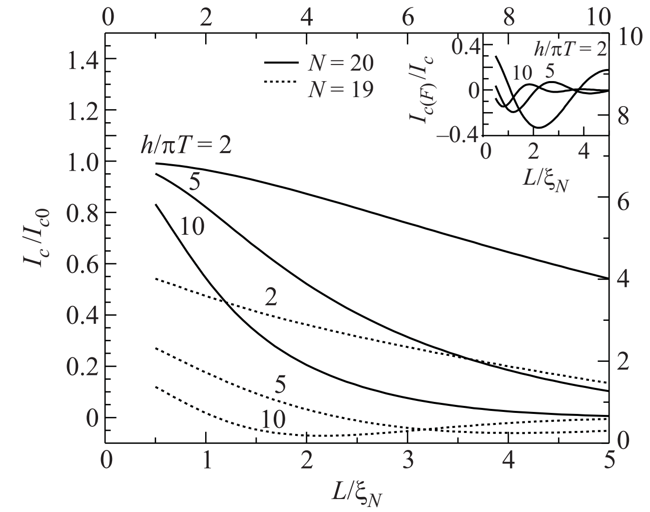

Рис.2. Зависимости нормированного критического тока S–I–M–S и S–M–S переходов от длины M-структур, содержащих 19 или 20 F-слоев с антипараллельной ориентацией обменных полей в соседних слоях; I_{c0} соответствует $h = 0$. На вставке представлены зависимости отношения критических токов при ферромагнитном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

лей в М-структуре, свидетельствующая о значительном уменьшении критического тока при переключении между режимами AF- 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

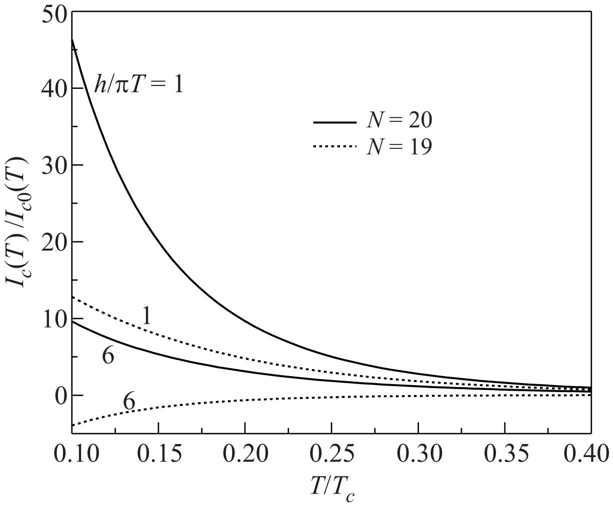

Рис.3. Температурная зависимость критического тока S–I–M–S и S–M–S переходов, в которых М-структуры содержат 19 или 20 F-слоев с антипараллельной ориентацией обменных полей в соседних слоях; I_{c0} соответствуют $h = 0$, $T^{'} = 0.4T_c$. При нечетном (в отличие от четного) числе слоев возможно изменение 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

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

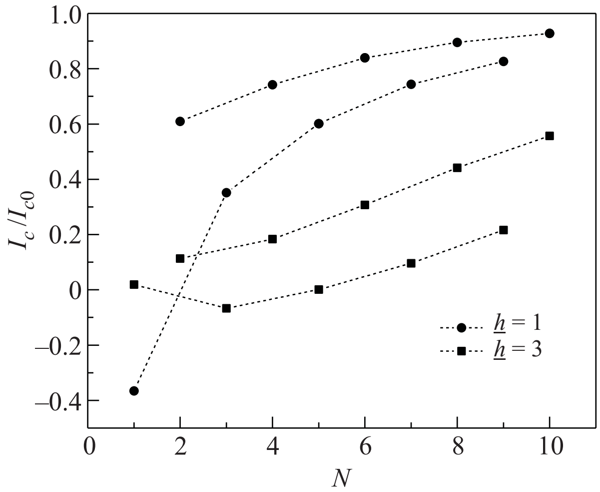

Рис.4. Зависимости нормированного критического тока S–I–M–S и S–M–S переходов от количества F-слоев в М-структурах длиной $L = \xi_N$ при антипараллельной ориентации обменных полей в соседних слоях, I_{c0} соответствуют $h = 0$, $\underline{h} = h/\pi T$, $T = 0.1T_c$

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 $\sum_{m=0}^{\infty} \mathrm{Tr}\hat{\tau}_3 \otimes \check{f}\partial_x \check{f}$, придем 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 $\mathrm{F_1{-}N{-}F_2{-}N}$. 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 $\mathrm{F_1}$ и $\mathrm{F_2}$ 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

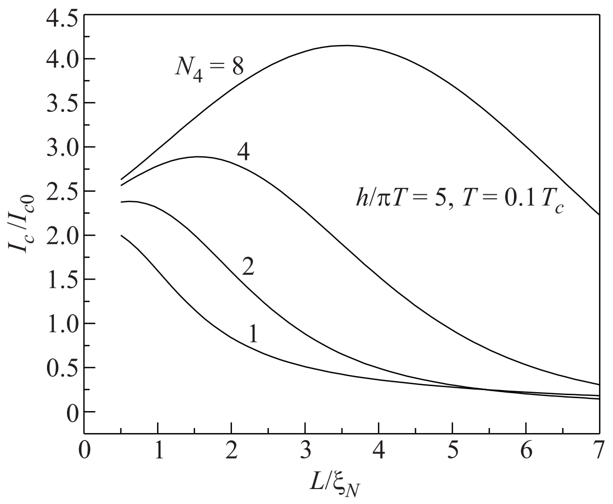

Рис.5. Зависимости критического тока S–I–M–S и S–M–S переходов от длины M-структур, содержащих различное число N_4, последовательно соединенных четырехслойных звеньев F_1–N–F_2–N при антипараллельной ориентации обменных полей в F_1 и F_2 слоях. Представленные зависимости демонстрируют индуцированное 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. Константиняну 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-CT-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. Kulic, 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).